

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
Физический факультет

НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ
Секция физики

Апрель 2023 года

Сборник тезисов докладов
Под редакцией профессора В.В. Белокурова

Москва
Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова
2023

Научная конференция «ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ».
Секция физики. Апрель 2023. Сборник тезисов докладов / Под ред.
В.В. Белокурова — М., Физический факультет МГУ, 2023 г. 280 с.

ISBN 978-5-8279-0253-9

Подписано в печать 03.04.2023 г.

Формат А5. Объем 17,5 п.л.

Тираж 50 экз. Заказ №

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

ISBN 978-5-8279-0253-9

© Физический факультет МГУ
имени М.В. Ломоносова, 2023

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

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

Подсекция:
ОПТИКА И ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

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

ГЕНЕРАЦИЯ КОГЕРЕНТНОГО ПРОИЗВОЛЬНО ПОЛЯРИЗОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АНСАМБЛЕМ АТОМОВ В ИНТЕНСИВНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПОЛЯХ

Доц. *Стремоухов С.Ю.*

В работе представлен обзор результатов теоретического исследования нелинейно-оптического преобразования интенсивного многокомпонентного произвольно-поляризованного излучения ближнего и среднего инфракрасного диапазонов в область ультрафиолетового и мягкого рентгеновского спектров (за счет механизма генерации гармоник высокого порядка (ГВП)) и в терагерцовое (ТГц) излучение при взаимодействии с одиночными атомами и газовыми (плазменными) средами [1]. Кратко представлен уникальный непertурбативный теоретически подход к описанию взаимодействия лазерного излучения с атомами, а также развитая интерференционная модель, которая позволяет проводить расчеты отклика ансамбля атомов. Обсуждаются результаты численного моделирования отклика, как одиночного атома, так и протяженных газовых сред на воздействие одно- и двухчастотных фемтосекундных лазерных импульсов. В работе предложены новые методы управления эффективностью и поляризационными свойствами генерируемого когерентного излучения, определены механизмы генерации эллиптически поляризованного излучения. Предсказана генерация продольной компоненты электрического поля (в дальней зоне) при взаимодействии одиночного атома с лазерными полями, когда направление углового момента атома и направление поляризации лазерного поля не совпадают. Предложены простые соотношения между макропараметрами газовой среды и энергиями фотонов генерируемого излучения, определяющие условия как фазового, так и квазифазового (КФС) согласования для увеличения эффективности генерации выделенных гармоник. Предложен новый метод управления эффективностью генерации групп гармоник высокого порядка за счет эффектов КФС, позволяющий частично компенсировать низкую эффективность ГВП в лазерных полях среднего инфракрасного диапазона. Предсказана мультипиковая структура спектра гармоник высокого порядка, генерируемая в газовых струях, разделенных вакуумными промежутками, взаимодействующих с двухчастотными лазерными полями.

Введение. С развитием методов генерации ультракоротких (вплоть до одного цикла поля) интенсивных лазерных импульсов [2], ученые получили возможность экспериментального изучения взаимодействия такого излучения с веществом. В результате было обнаружено множество явлений, которые не смогли получить своего теоретического объяснения в рамках существующих в то время подходов, основанных, в основном, на теории возмущений, феноменологических принципах и методе медленно

меняющихся амплитуд и фаз электромагнитного поля. При таких (в первую очередь, фемтосекундных) длительностях импульсов пиковая напряженность лазерного поля перестает быть малой величиной по сравнению с внутриатомной ($E_{at} = 5 \cdot 10^9$ В/см), и отклик среды становится существенно нелинейным [3–5], что открывает возможности генерации интенсивного импульсного ТГц излучения [6] и ГГВП [7–9]. В этом случае, применение квантово-механических подходов, основанных на теории возмущений, в которой в качестве малого параметра используется отношение величины напряженности электромагнитной волны к внутриатомной напряженности, оказывается проблематичным. В связи с этим возникла необходимость развития принципиально новых, так называемых непертурбативных подходов, учитывающих энергетическую структуру атомов и молекул и свободных от использования отношения величины напряженности лазерного поля к внутриатомной напряженности в качестве малого параметра. К таковым относится предложенная в [10] и развитая в рамках проведенных исследований непертурбативная теория. Она основана на решении квантово-механической задачи взаимодействия одиночного атома с интенсивными лазерными полями. Последовательный учет симметрии взаимодействия, а также нелинейностей задачи взаимодействия одиночного атома с лазерным полем позволяет применять развиваемую теорию к описанию явлений генерации гармоник высокого (и низкого) порядков и генерации ТГц излучения — одних из самых интересных нелинейно-оптических явлений, происходящих в результате взаимодействия интенсивных ультракоротких лазерных импульсов с веществом. Интерес к исследованию этих явлений обусловлен не только их фундаментальностью, но и возможностью создания компактных и более доступных (по сравнению с такими установками класса «мегасайенс», как современные источники синхротронного излучения, лазеры на свободных электронах) источников когерентного излучения в ТГц, ультрафиолетовой и рентгеновской областях спектра. Такие источники, обладая несомненно меньшей мощностью, могут использоваться как для проведения предварительных исследований, так и для отработки методик исследования вещества для их последующего масштабирования на станциях установок класса «мегасайенс». Кроме того, использование генерируемого лазерными методами когерентного излучения в качестве затравочного позволяет улучшать как энергетические, так и когерентные свойства излучения, генерируемого лазерами на свободных электронах [11].

Возможность генерации излучения ТГц, ультрафиолетового и рентгеновского диапазонов с контролируемым состоянием поляризации (от линейной до циркулярной) открывает дополнительную «степень свободы» при его применении. Так, с использованием циркулярно поляризованного излучения можно изучать хиральные свойства молекул и наночастиц, магнитные свойства вещества и др. Вместе с тем, генерация эллиптически по-

ляризованного излучения крайне чувствительна к характеристикам лазерного поля и составу вещества, поэтому развитие современных теоретических подходов к описанию указанного явления носит принципиальный характер.

Важно подчеркнуть, что для разработки удобных для применения методов управления характеристиками генерируемого излучения, а также для интерпретации результатов современных экспериментов необходимо не только с большой точностью уметь рассчитывать отклик одиночного атома на микроскопическом (квантово-механическом) уровне, но и на основе параметров поля отклика одиночного атома уметь рассчитывать макроскопический отклик среды без использования феноменологических предположений о величине нелинейности среды.

Считается, что природа ГГВП и природа генерации ТГц излучения находятся на разных пространственных масштабах описания нелинейно-оптического отклика среды на воздействие интенсивного лазерного поля. Так, явление ГГВП является результатом нелинейно-оптического отклика одиночного атома, а макроскопические факторы среды оказывают влияние на условия фазового синхронизма [12]. При обсуждении механизмов генерации ТГц излучения в газовых средах, взаимодействующих с двухчастотными лазерными полями, в основном, выделяют вклады фототока, создаваемого движением в лазерном поле ионизованных электронов, и нейтральной среды за счет учета ее тензоров нелинейной восприимчивости [13], компоненты которого, как правило, описаны феноменологически. Вместе с тем, экспериментальные исследования демонстрируют общие черты у этих двух явлений [14–16], что позволяет предположить их единую природу.

В рамках проведенных исследований впервые разработан единый теоретический подход к описанию указанных явлений, который учитывает динамику изменения населенностей уровней дискретного и непрерывного спектров атомов, распределенных в среде, при их взаимодействии с интенсивными лазерными полями, параметры которых зависят от положения атомов в среде за счет эффектов распространения лазерного излучения. Он объединяет два пространственных масштаба описания отклика среды на воздействие интенсивного лазерного излучения: микроскопический (отклик одиночного атома) и макроскопический (отклик среды как целого).

Непертурбативный теоретический подход и интерференционная модель.

При выполнении цикла исследований [1] был развит предложенный в [10] уникальный непертурбативный теоретический подход к описанию взаимодействия одиночного атома с лазерными полями околоатомных напряженностей. Он основан на использовании точных решений краевой за-

дачи «об атоме в поле» при разложении волновой функции уравнения Шредингера, описывающего взаимодействие одиночного атома с электромагнитным полем в дорелятивистском приближении. Использование точных решений краевой задачи «об атоме в поле» позволяет учесть трансформацию симметрии задачи взаимодействия электрона, находящегося в сферически симметричном кулоновском потенциале, с лазерным полем, напряженность электрической компоненты которого становится соразмерной с внутриатомной. Приведен последовательный переход от нестационарного уравнения Шредингера к системе дифференциальных уравнений для амплитуд населенностей уровней. Представлены формулы для расчета фотоэмиссионного тока отклика атома, спектр которого в дальней зоне совпадает со спектром генерируемого им электромагнитного поля. Предложены формулы для расчета генерируемых электрического и магнитного полей в ближней зоне. Исследованы основные свойства матричных элементов, связывающих волновые функции — точных решений краевых задач свободного атома и «об атоме в поле», составных матричных элементов, матричных элементов оператора обобщенного импульса, парциальных матричных элементов тока атомного отклика. Описаны модельные структуры уровней атомов, которые использовались для исследования особенностей ГГВП и генерации ТГц излучения.

Приведено описание предложенной интерференционной модели, которая позволяет описывать отклик газовой (плазменной) среды, учитывая, как некоторые особенности распространения излучения в среде (в первую очередь, связанные с дисперсией среды), так и рассчитанные с помощью разработанной непертурбативной теории отклика одиночных атомов, расположенных в среде и взаимодействующих, в общем случае, с лазерными полями, параметры которых зависят от координат атомов. Интерференционная модель обладает сочетанием уникальных преимуществ: она позволяет рассчитывать отклик среды, учитывая отклики одиночных атомов, рассчитанных квантово-механически с использованием разработанного непертурбативного теоретического подхода. Это позволяет проследить модификации фотоэмиссионных спектров при распространении лазерного излучения в среде, сохраняя особенности спектра отклика одиночных атомов, что становится критически важно при исследовании гармоник высокого порядка, поскольку считается, что природа ГГВП заключается в отклике одиночного атома. Вместе с тем, интерференционная модель может служить альтернативой моделям сред, которые используют тензоры нелинейной восприимчивости среды, определенных, как правило, феноменологически. Преимуществом интерференционной модели среды является то, что нелинейности среды имеют квантово-механическую, а не феноменологическую природу.

В качестве апробации предложенного согласованного теоретического подхода к описанию нелинейно-оптического отклика протяженных газовых сред на воздействие интенсивного произвольно поляризованного многокомпонентного лазерного поля были проведены экспериментально ориентированные теоретические расчеты, которые продемонстрировали хорошее качественное, а в некоторых случаях, и количественное согласование с соответствующими экспериментальными результатами по исследованию особенностей генерации гармоник в газах (Ar, Ne, Xe, Xe+CO₂) [17–19], в плазме (Ag, In) [20–22], в газо-кластерных смесях (Ar) [23], а также по генерации ТГц излучения (CO₂) [24].

С помощью развитой непertурбативной теории и предложенной интерференционной модели проведена серия численных исследований эффектов, связанных с генерацией когерентного излучения при воздействии интенсивного лазерного излучения на атомарные среды.

Основные результаты и перспективы работы. В результате проведенного цикла исследований получены следующие важнейшие результаты:

1. Разработан уникальный непertурбативный подход к описанию отклика одиночного атома на воздействие многокомпонентного произвольно поляризованного интенсивного лазерного поля. Подход позволяет описывать отклик одиночного атома в дорелятивистском приближении. Он учитывает все нелинейности, возникающие при таком взаимодействии, и позволяет рассчитывать отклик атома без привлечения дополнительной информации о характере взаимодействия.
2. Разработанный непertурбативный подход применен для исследования особенностей отклика одиночных атомов в многокомпонентных лазерных полях. Продемонстрировано насыщение частоты отсечки в околоатомных лазерных полях. Исследован вклад ансамбля атомов при расчете положения частоты отсечки. Показано, что спектр гармоник высокого порядка, рассчитанный для одиночного атома, оказывается шире спектра, рассчитанного для ансамбля атомов (при тех же значениях интенсивности лазерного поля). Вместе с тем, расчеты, проведенные для ансамбля атомов, находятся в количественном согласии с экспериментальными данными.
3. Предложен эффективный управляющий параметр двухчастотного лазерного поля, который не меняет его энергию, а перераспределяет ее в плоскости поляризации. Им является угол между направлениями поляризации линейно поляризованных компонент двухчастотного лазерного поля. Этот параметр поля является управляющим параметром как эффективности ГГВП и их поляризационных свойств, так

- и эффективности генерации, формы спектра и поляризационных свойств ТГц излучения. Показано, что вариация данного параметра позволяет оптимизировать характеристики генерируемого излучения с точки зрения повышения эффективности генерации и степени эллиптичности генерируемого излучения. Предсказанное теоретически существенное влияние указанного параметра на характеристики спектра гармоник высокого порядка было подтверждено экспериментально.
4. Теоретически обоснована генерация эллиптически поляризованных гармоник высокого порядка в двухчастотных ортогонально поляризованных лазерных полях, состоящих из линейно поляризованных первой и второй гармоник $Ti:Sa$ лазера. Проведенные численные расчеты демонстрируют количественное согласие с экспериментом. Предложен и изучен механизм генерации такого излучения. Исследован вклад динамики населенностей уровней дискретного спектра атома в поляризационные характеристики генерируемых гармоник, показано, что динамика населенности возбужденных уровней атома оказывает существенное влияние на величину эллиптичности и эффективность генерации гармоник высокого порядка.
 5. С использованием квантово-механических расчетов отклика одиночного атома доказано, что при взаимодействии с двухчастотными линейно поляризованными первой и второй гармониками $Ti:Sa$ лазера, при любом значении угла между направлениями поляризации компонент поля, низкочастотная часть генерируемого ТГц излучения линейно поляризована. Показано также, что в высокочастотных частях спектра присутствуют области с ненулевыми значениями эллиптичности генерируемого излучения.
 6. Продемонстрирована генерация продольной компоненты излучения в дальней зоне как в ТГц спектральном диапазоне, так и в ультрафиолетовой области спектра гармоник, в случае, когда направление углового момента атома и направление поляризации лазерного поля составляют ненулевой угол. Показано, что спектр продольной компоненты представляет собой набор гармоник поля и зависит от состояния поляризации компонент двухчастотного поля. Предложены дополнительные управляющие параметры задачи — углы Эйлера, связывающие конфигурационное пространство, ассоциированное с лазерным полем, и конфигурационное пространство, ассоциированное с направлением углового момента атома, которые позволяют оптимизировать величину продольной компоненты и параметры трехмерного распределения поляризации генерируемого излучения, в целом.

7. Теоретически обоснован новый метод нелинейного лазерного возбуждения ядер. На примере генерации валентными электронами атома тория резонансной для его внутриядерного перехода 5-ой гармоники $Ti:Sa$ лазера продемонстрировано достижение значительных амплитуд полей такого излучения в точке нахождения родительского ядра.
8. Предложена и разработана интерференционная модель отклика протяженных газовых сред, взаимодействующих с интенсивными лазерными полями. Модель была использована для исследования эффектов фазового и КФС в сплошных и пространственно модулированных средах. Экспериментально ориентированные расчеты эффектов фазового и квази-фазового согласования гармоник высокого и низкого порядков, а также ТГц излучения в газах, плазменных средах, в том числе, состоящих из набора плазменных факелов, в газокластерных смесях и смесях различных газов продемонстрировали количественное или хорошее качественное согласование полученных результатов с результатами экспериментальных исследований.
9. Предсказан квадратичный рост эффективности генерации выделенных групп гармоник в средах, представляющих собой набор газовых струй, взаимодействующих с двухчастотными лазерными полями, образованными первой и второй гармониками лазерного источника, при возрастании его длины волны. Показано, что при уменьшении ширины газовых струй положение пика усиленных гармоник смещается в коротковолновую область спектра, амплитуда пика возрастает $\sim d^{-1.5}$. На основании теоретических расчетов предложены простые соотношения между макропараметрами газовой среды и энергией фотонов генерируемого излучения, позволяющие управлять как фазовыми, так и квази-фазовыми условиями согласования для увеличения эффективности генерации выделенных гармоник. Указанные особенности возникают за счет эффектов КФС.

Проведенный цикл исследований, разработанный теоретический и численный аппарат открывает широкие перспективы для дальнейшего изучения особенностей отклика одиночных атомов и протяженных сред на воздействие многочастотного многокомпонентного произвольно поляризованного излучения, поскольку в нем не содержится жестких ограничений на спектральный состав многокомпонентного лазерного поля, величину интенсивности лазерной волны (вплоть до релятивистских значений), длительностей импульсов и т.д. В результате чего, возможны теоретические исследования отклика атомов и газовых (плазменных) сред как на непосредственно излучение рентгеновских лазеров на свободных электронах, так и на последовательное воздействие фемтосекундного оптического лазерного излучения и фемтосекундного излучения рентгеновских лазеров на

свободных электронах, а также на последовательное воздействие фемтосекундного оптического лазерного излучения и мощного ТГц излучения. Такие исследования приведут к развитию новых методов генерации когерентного излучения с заданными свойствами, изучению каналов релаксации энергии в веществе и др.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований (грант №19-29-12030).

Литература

1. Стремоухов С.Ю. Механизмы генерации произвольно поляризованного излучения в интенсивных лазерных полях // Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук 2022. с. 354.
2. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. – М: Наука. 1988. С. 312.
3. Беленов Э.М., Назаркин А.В. О некоторых решениях уравнений нелинейной оптики без приближения медленно меняющихся амплитуд и фаз // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 51. Вып. 5. С. 252–255.
4. Маймистов А.И. Некоторые модели распространения предельно коротких электромагнитных импульсов в нелинейной среде // Квантовая электроника. 2000. Т. 30. Вып. 4. С. 287–304.
5. Козлов С.А. О классической теории дисперсии высокоинтенсивного света // Оптика и спектроскопия. 1995. Т. 79. № 2. С. 290–292.
6. Сазонов С.В., Соболевский А.Ф. Резонанс Захарова-Бенни как механизм генерации предельно коротких импульсов в одноосных кристаллах // Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 75. С. 746.
7. Кучиев М.Ю. Атомная антенна // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. Вып. 7. С. 319–321.
8. Corkum P. B. Plasma perspective on strong-field multiphoton ionization // Physical Review Letters. 1993. V. 71. P. 1994–1997.
9. Платоненко В.Т. Интерференция электронных траекторий и генерация высоких гармоник света в кулоновской системе // Квантовая электроника. 2001. Т. 31. №1. С. 55–60.
10. Андреев А.В. Взаимодействие атома со сверхсильными полями // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1999. Т.116. №3(9). С. 793–806.
11. Lambert G., Hara T., Garzella D., Tanikawa T., Labat M., Carre B., Kitamura H., Shintake T., Bougeard M., Inoue S., Tanaka Y., Salieres P., Merdji H., Chubar O., Gobert O., Tahara K., Couprie M.-E. Injection of harmonics generated in gas in a free-electron laser providing intense and coherent extreme-ultraviolet light // Nature Physics. 2008. V. 4. P. 296–300.
12. Стрелков В.В., Платоненко В.Т., Стержантов А.Ф., Рябикин М.Ю. Аттосекундные электромагнитные импульсы: генерация, изменение и применение. Генерация высоких гармоник интенсивного лазерного излучения для получения аттосекундных импульсов // Успехи физических наук. 2016. Т. 86. №5. С. 449–470.

13. Borodin A.V., Panov N.A., Kosareva O.G., Andreeva V.A., Esaulkov M.N., Makarov V.A., Shkurinov A.P., Chin S.L., Zhang X.-C. Transformation of terahertz spectra emitted from dual-frequency femtosecond pulse interaction in gases // *Optics Letters*. 2013. V. 38. P. 1906–1908.
14. Zhang D., Lü Z., Meng C., Du X., Zhou Z., Zhao Z., Yuan J. Synchronizing Terahertz Wave Generation with Attosecond Bursts // *Physics Review Letters*. 2012. V. 109. P. 243002.
15. Lü Z., Zhang D., Meng C., Du X., Zhou Z., Huang Y., Zhao Z., Yuan J. Attosecond synchronization of terahertz wave and high-harmonics // *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*. 2013. V. 46. P. 155602.
16. Gragossian A., Seletskiy D. V., Sheik-Bahae M. Classical trajectories in polar-asymmetric laser fields: Synchronous THz and XUV emission // *Scientific Reports*. 2016. V. 6. p. 34973.
17. Migal E.A., Stremoukhov S.Yu., Potemkin F.V. Ionization-free resonantly enhanced low-order harmonic generation in a dense gas mixture by a mid-IR laser field // *Physical Review A*. 2020. V. 101. P. 021401(R).
18. Stremoukhov S., Andreev A., Vodungbo B., Salières P., Mahieu B., Lambert G. Origin of ellipticity of high-order harmonics generated by a two-color laser field in the cross-polarized configuration // *Physical Review A* 2016. V. 94. p. 013855.
19. Lambert G., Vodungbo B., Gautier J., Mahieu B., Malka V., Sebban S., Zeitoun P., Luning J., Perron J., Andreev A., Stremoukhov S., Ardana-Lamas F., Dax A., Hauri C.P., Sardinha A., Fajardo M. Towards enabling femtosecond helicity-dependant spectroscopy with high-harmonic sources // *Nature Communications* 2015. V.6. p. 6167.
20. Ganeev R.A., Boltaev G.S., Stremoukhov S.Y., Kim V.V., Andreev A.V., Alnaser A.S. High-order harmonic generation during different overlaps of two-colored pulses in laser-produced plasmas and gases // *European Physical Journal D*. 2020. V. 74. p. 199.
21. Ganeev R.A., Stremoukhov S.Y., Andreev A.V., Alnaser A.S. Application of Quasi-Phase Matching Concept for Enhancement of High-Order Harmonics of Ultrashort Laser Pulses in Plasmas // *Applied Science*. 2019. V. 9. P. 1701.
22. Andreev A.V., Ganeev R.A., Kuroda H., Stremoukhov S.Yu, Shoutova O.A. High-order harmonic cut-off frequency in atomic silver irradiated by femtosecond laser pulses: theory and experiment // *European Physical Journal D* 2013 V. 67. 22.
23. Zhvaniya I.A., Dzhidzhoev M.S., Semenov T.A., Savel'ev A.B., Stremoukhov S.Yu., Usmanov T., Gordienko V.M. Comparative study of low-order harmonic generation in gas and cluster media at Ti:Sa femtosecond laser intensity up to 2000 TW/cm² // *Journal of Physics: Conference Series* 2020. V.1692. p. 012017.
24. Andreev A.V., Angeluts A.A., Balakin A.V., Kotelnikov I.A., Minaev N.V., Solyankin P.M., Stremoukhov S.Yu., Zhu Y., Shkurinov A.P. THz Generation in Laser-Induced Breakdown in Carbon Dioxide at Differ-

ent Levels of Gas Pressure // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. 2020. V. 10. P. 85–92.

О ДВУХ ПОДХОДАХ К ОПИСАНИЮ RABBITT-СПЕКТРОСКОПИИ

Асп. *Попова М.М.*, науч.сотр. *Юдин С.Н.* (НИИЯФ МГУ),
Асп. *Киселев М.Д.* ст.науч.сотр. *Грызлова Е.В.* (НИИЯФ МГУ)
вед. науч.сотр. *Грум-Гржимайло А.Н.* (НИИЯФ МГУ)

Появление интенсивных источников ультракоротких импульсов, основанных на генерации гармоник высокого порядка (HNG) [1], привело к возникновению аттосекундной метрологии, что позволило исследовать динамику электронов в атомах, молекулах и твердых телах [2,3]. RABBITT-спектроскопия является одним из методов аттосекундной интерферометрии. Она основана на использовании последовательности ВУФ импульсов для ионизации мишени совместно с затравочным ИК или оптическим импульсом [4]. Высокочастотный импульс переводит электрон в состояние непрерывного спектра, называемое основной линией (mainline — ML), а интенсивное низкочастотное поле создает боковые линии (sidebands — SB) при энергиях, соответствующих дополнительному поглощению или испусканию низкочастотных фотонов. Варьирование времени задержки ИК-компоненты (для достаточно длинных импульсов, содержащих 10 оптических циклов и более, оно эквивалентно изменению фазы ИК-поля: $\omega t = \varphi$) относительно ВУФ-компонент приводит к осцилляции интенсивности фотоэлектронных спектров — как интегральных по углу вылета фотоэлектрона, так и дифференциальных. Во втором порядке теории возмущений эти осцилляции могут быть объяснены интерференцией между переходами, вызванными поглощением и испусканием инфракрасного фотона, приводящими к появлению фотоэлектронов с одной энергией. Схема RABBITT-спектроскопии и стандартное представление экспериментальных данных представлены на рис. 1.

Для описания и интерпретации RABBITT использовались подходы, основанные на различных вариациях теории возмущений [5], приближении сильного поля [6], решении нестационарного уравнения Шредингера [7] и, наконец, нестационарной версии R-матрицы [8]. Два последних метода, несомненно, эффективны для моделирования, но практически не позволяют анализировать вклады различных процессов, т. е. являются, по сути, разновидностью численного эксперимента.

Мы предлагаем и сравниваем два подхода: основанный на решении скоростных уравнений (PCU) и основанный на нестационарной теории возмущений до третьего порядка включительно (ТВ). Оба метода в качестве входных параметров используют дипольные матричные элементы пере-

хода: (а) полученные с помощью стационарной R-матрицы [9] — для описания переходов между различными состояниями дискретного спектра и между состояниями дискретного спектра и континуума; (б) полученные с помощью метода устранения расходимости [10] с волновыми функциями МСНФ [11] — для описания переходов между состояниями континуума. Преимуществами обоих методов являются низкая вычислительная ресурсоемкость, возможность использования высокоточной спектроскопической модели, полученной с помощью специализированных программ, а также возможность исследования вкладов отдельных процессов.

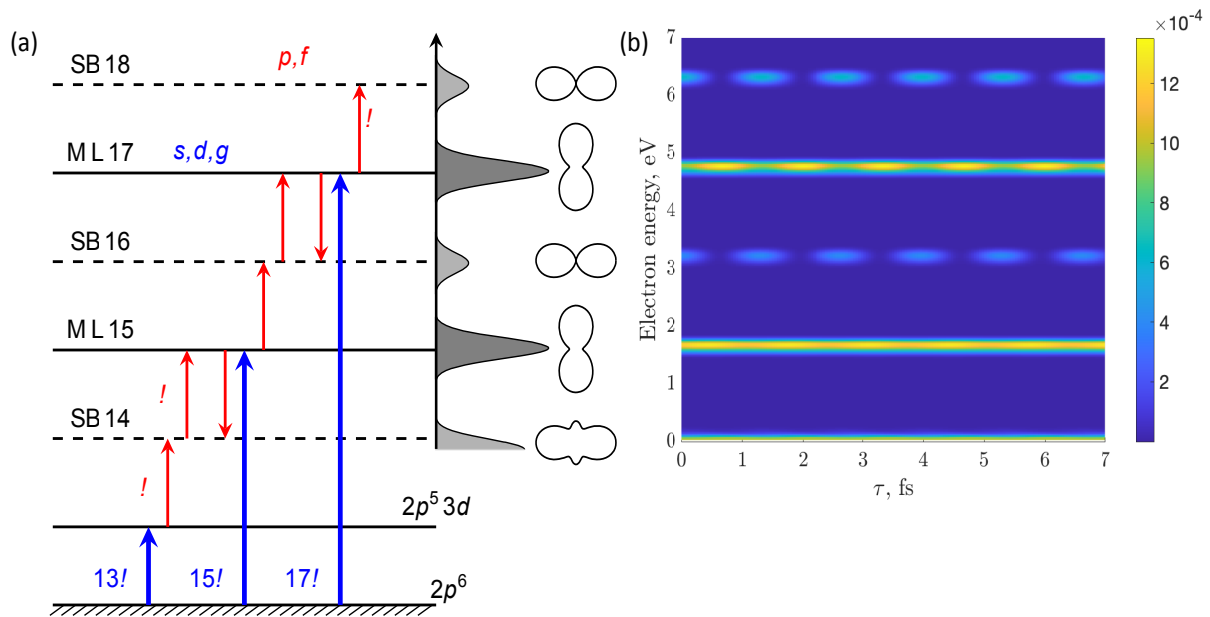


Рис. 1 (а) Схема ионизации неона в околопороговой RABBITT-спектроскопии. Длина волны инфракрасного фотона $\omega=800$ нм. Справа схематично изображен вид интегрального фотоэлектронного спектра и форм угловых распределений в областях фотоэлектронного сигнала — основных (ML) и боковых (SB) линиях. (б) Стандартное представление экспериментальных данных: по горизонтальной оси отложено время задержки ИК-импульса, а по вертикальной — энергия фотоэлектрона. Цветом обозначена интенсивность линии.

Основное отличие между РСУ и ТВ с математической точки зрения состоит в том, что в РСУ система дифференциальных уравнений на коэффициенты разложения $a_n(t)$ атома, подвергшегося действию электромагнитного поля с векторным потенциалом $A(t)$, по собственным волновым функциям невозмущенного гамильтониана ϕ_n ,

$$\frac{da_f(t)}{dt} = -i \sum_i e^{i(\epsilon_f - \epsilon_i)t} \frac{1}{c} \langle \phi_f | A(t) \mathbf{p} | \phi_i \rangle a_i(t), \quad (1)$$

решается численно, а в ТВ эти коэффициенты дальше раскладываются в ряд:

$$a_f(t) = a_f^{(0)}(t) + a_f^{(1)}(t) + a_f^{(2)}(t) + \dots, \quad (2)$$

где номер последнего учтенного члена ряда определяет порядок ТВ. С физической точки зрения это приводит к тому, что в ТВ не учитываются эффекты сильного поля. Детальное описание применяемых методов изложено в [12].

Развитые нами методы применены к исследованию RABBITT осцилляций в примыкающей к порогу области непрерывного спектра атома неона. Результаты моделирования представлены на рис. 2. Особенность этой области — участие в формировании спектра переходов через дискретные состояния. Вклад последних доминирует в припороговой области, и в нижней боковой линии наблюдается отличие как в величине сигнала, так и в параметрах анизотропии (коэффициентах при соответствующих полиномах Лежандра в разложении угловых распределений).

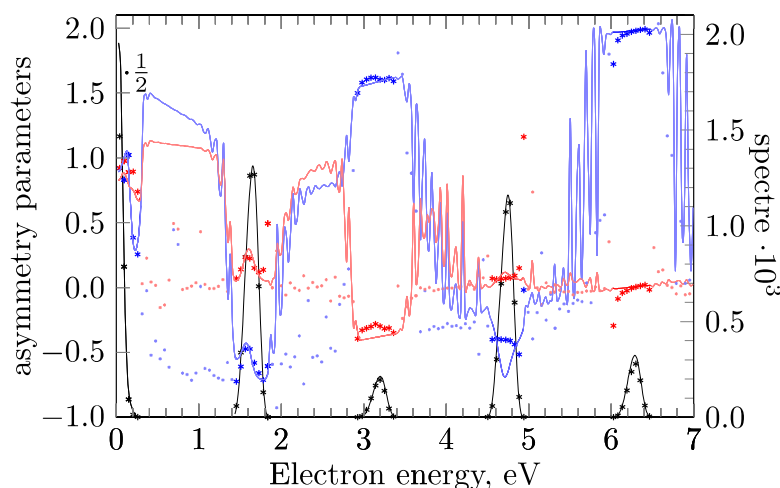


Рис. 2 Интегральный по углу и усредненный по фазе инфракрасного поля спектр (черные линии — ТВ, черные точки — РСУ) и параметры анизотропии угловых распределений β_2 (синие линии — ТВ, синие точки — РСУ) и β_4 (красные линии — ТВ, красные точки — РСУ). Интенсивность инфракрасного поля 0.005 а.е., ширина импульса 20 фс, интенсивность ВУФ компонент 0.0001 а.е., ширина 10 фс.

Из сравнения можно сделать вывод, что ТВ, в целом, применима для описания RABBITT-спектроскопии.

Все авторы благодарят Министерство науки и высшего образования РФ, грант No. 075-15-2021-1353.

Литература

1. А. Ф. Стержантов, М. Ю. Рябикин, В. В. Стрелков, В. Т. Платоненко // УФН 186, 449 (2016).

2. P. M. Paul, E. S. Toma, P. Breger et al. // *Science* 292, 1689 (2001).
3. J. Vos, L. Cattaneo, S. Patchkovskii et al. // *Science* 360, 1326 (2018).
4. V. V'eniard, R. Ta'ieb, and A. Maquet // *Rev. A* 54, 721 (1996).
5. J. Vinbladh, J.M. Dahlström, and E. Lindroth // *Phys. Rev. A* 100, 043424 (2019).
6. P. K. Maroju, C. Grazioli, M. D. Fraia et al. // *Nature* 578, 386 (2020).
7. Harth, N. Douguet, K. Bartschat et al. // *Phys. Rev. A* 99, 023410 (2019).
8. Schneider I., K. R. Hamilton, and K. Bartschat // *Atoms* 10, 26 (2022).
9. O. Zatsarinny // *Comput. Phys. Commun.* 174, 273 (2006).
10. T. Mercouris, Y. Komninos, S. Dionissopoulou, and C. A. Nicolaides // *J. Phys. B* 29, 13 (1996).
11. C. F. Fischer, T. Brage, and P. Jonsson, *Computational Atomic Structure: An MCHF Approach*, IOP Publishing, Bristol (1997).
12. М. М. Попова, С. Н. Юдин, М. Д. Киселев и др. // *ЖЭТФ* 163, вып. 3, стр. 297–308, (2023).

СПЕКТРЫ ФОТО- И ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СВЕТОДИОДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР СО МНОЖЕСТВЕННЫМИ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GAN}$

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

Полупроводниковые гетероструктуры со множественными квантовыми ямами (МКЯ) $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ широко используются в оптоэлектронике в качестве светодиодов (СД), работающих в синем и зеленом диапазонах оптического спектра [1, 2]. Например, УФ СД на основе гетероструктур со МКЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ обладают 40%-ной эффективностью излучения [3].

В гетероструктурах $\text{InGaN}/\text{AlGaIn}/\text{GaN}$ встроенные пьезоэлектрические поля, напряженность которых может достигать 3 МВ/см, возникают вследствие рассогласования постоянных кристаллических решеток между слоями InGaN и GaN в активной области [4]. Влияние пьезоэлектрических полей на скорость рекомбинации носителей заряда в КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ исследуют по смещениям максимумов в спектрах фото- или электролюминесценции в зависимости от плотности потока возбуждающего излучения [5].

В настоящей работе исследованы спектры фото- и электролюминесценции гетероструктур с тремя и пятью квантовыми ямами/квантовыми барьерами КЯ/КБ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$. Фотолюминесценция (ФЛ) возбуждалась лазером с длиной волны излучения 405 нм при смещении области возбуждения по радиусу от центра к краю кристалла. Это позволило уста-

новить неравномерное распределение встроенных пьезоэлектрических полей вдоль всей активной области гетероструктур. Шаг смещения составил 5 нм. Спектры электролюминесценции (ЭЛ) получены в диапазоне токов $J = 4 - 12$ мА с шагом 2 мА. При этом напряжение на образце увеличивалось от $V = 3.1$ до 3.5 В.

На основании самосогласованного решения уравнения Шредингера и электронейтральности Пуассона рассчитана зонная диаграмма исследованных образцов. Результаты расчетов позволили связать наблюдаемые в спектрах ФЛ и ЭЛ пики с межзонными переходами основных носителей заряда в КЯ InGaN.

Для определения формы волновых функций и значений энергетических уровней в КЯ InGaN производилось самосогласованное решение одномерного уравнения Пуассона для электростатического потенциала и одномерного уравнения Шредингера в приближении эффективной массы в форме БенДаниэла–Дюка [6]. Для расчетов использовался метод функций Грина, основанный на приближении эффективной массы и электрон–электронном взаимодействии в условиях действия самосогласованного потенциала Хартри–Фока [7]. На основании самосогласованного решения системы уравнений рассчитывалась зонная диаграмма гетероструктур с тремя и пятью КЯ/КБ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ (2.5 нм/15 нм и 3 нм/12 нм). В качестве начальных приближений для самосогласованного расчета использовались результаты (энергии и волновые функции), полученные аналитически для приближения треугольной КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$. Все вычисления были проведены для концентрации основных носителей $N = 2.2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ при $T = 300 \text{ К}$.

Численное решение уравнения Шредингера показало, что в КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ шириной 2.5 и 3 нм заселены только два энергетических уровня с энергиями $E_0 = 2.2$ эВ и $E_1 = 3.4$ эВ, а также $E_0 = 2.7$ эВ и $E_1 = 3.1$ эВ (рис. 1). Отношение энергетического разрыва валентной зоны и зоны проводимости на гетерогранице InGaN/GaN $\Delta E_c : \Delta E_v$ составило 70:30. Энергия отсчитывалась от потолка валентной зоны. Решение уравнения Пуассона позволило установить, что потенциальный профиль одиночной КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ приближен к треугольному. Воздействие пьезоэлектрической и спонтанной поляризации приводит к искривлению потенциального рельефа, что, в свою очередь, сопровождается неравномерным сдвигом энергетических уровней вдоль всей активной области гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN (эффект Штарка).

При возбуждении гетероструктур с тремя и пятью КЯ светом, квант энергии которого равен 3.1 эВ (405 нм), в спектрах ФЛ наблюдаются пики на длине волны 460 нм (2.7 эВ) и 493 нм (2.5 эВ) (рис. 2.(a),(b)). Светоизлучающие полосы на длине волны 460 и 493 нм соответствует переходу в КЯ

InGaN между невозбужденными дырочными и электронными уровнями валентной зоны и зоны проводимости E_{1elh} . Таким образом, при увеличении ширины КЯ от 2.5 до 3 нм длина волны излучения возрастает от 460 до 493 нм.

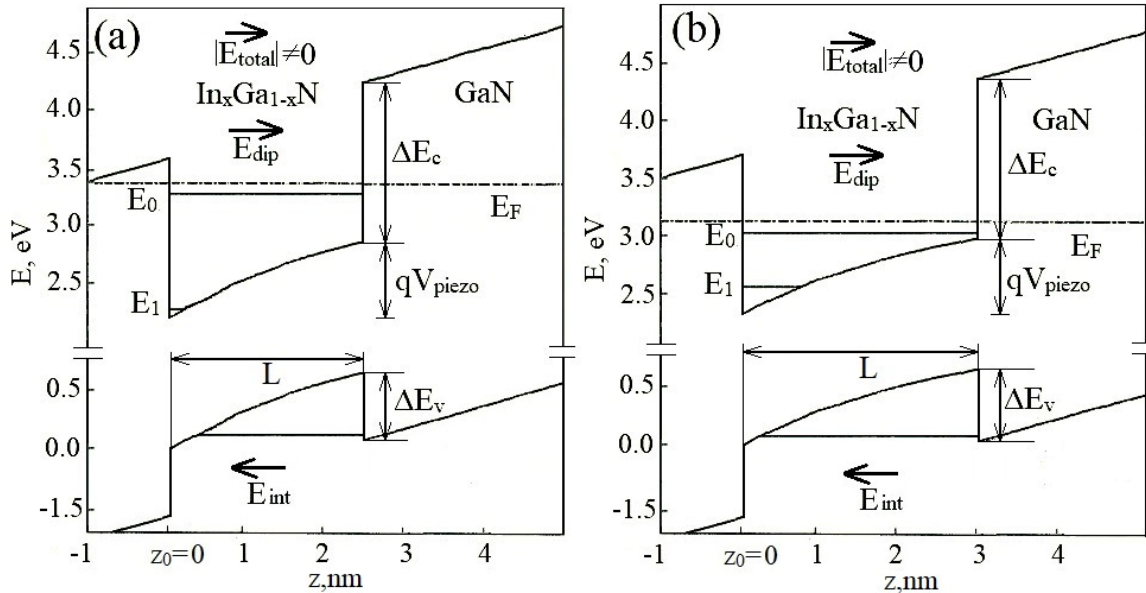


Рис. 1. Зонные диаграммы одиночной КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ шириной (а) 2.5 нм и (б) 3 нм, полученные на основании самосогласованного решения системы уравнений Шрёдингера и Пуассона.

В настоящей работе получены спектры ЭЛ гетероструктур с тремя и пятью КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ в диапазоне токов $J = 4 - 12$ мА с шагом 2 мА при комнатной температуре (рис.2.(b),(c)). В спектрах ЭЛ гетероструктур с тремя и пятью КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ основной максимум расположен при 460 (2.7 эВ) и 493 нм (2.5 эВ). Данный максимум также соответствует рекомбинации основных носителей в КЯ между невозбужденными дырочными и электронными уровнями валентной зоны и зоны проводимости. При увеличении тока от 8 до 12 мА максимум в спектрах ЭЛ смещается в коротковолновую область. В случае гетероструктур с тремя КЯ от 460 до 457 нм, а в случае гетероструктур с пятью КЯ от 493 до 488 нм. При этом интенсивность ЭЛ возрастает. Наблюдаемое синее смещение обусловлено неравномерным распределением индия (In) в процессе формирования исследованных гетероструктур методом газофазной эпитаксии. Слой GaN осаждается при более высоких (1000°C) температурах, чем слой $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ (700°C). Поэтому в процессе осаждения GaN неизбежен процесс диффузии атомов In, что приводит к неравномерному распределению концентрации In вдоль всего активного слоя.

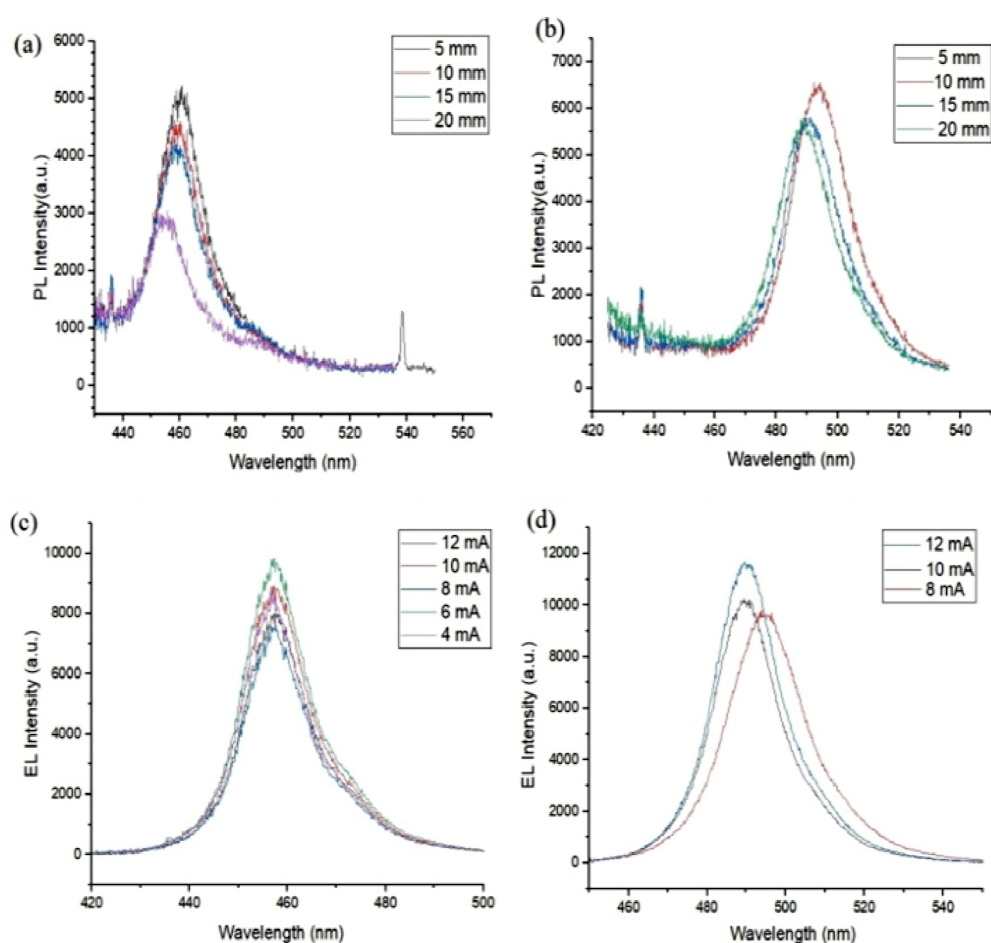


Рис. 2. (a), (b) Спектры фото- и (c), (d) электролюминесценции гетероструктур с тремя и пятью КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ в активной области

Полученные спектры ФЛ и ЭЛ совпадают. Это говорит о том, что в исследованных гетероструктурах излучение связано с межзонными переходами основных носителей заряда в КЯ InGaN . Результаты расчетов согласуются с наблюдаемыми в спектрах ФЛ и ЭЛ длинами волн. Это говорит о хорошем согласии математической модели и эксперимента.

Литература

1. Nakamura S. // *Rev. Mod. Phys.* 2015. V. 87. P. 1139 – 1151.
2. Narukawa Y., Narita J., Sakamoto T., et al. // *Phys. Status Solidi A.* 2007. V. 204. P. 2087–2093.
3. Hensley J.M., Montoya J., Xu J., et al. // *Optics express.* 2009. V. 22. P. 20476–20482.
4. Prudaev I., Sarkisov S., Tolbanov O., et al. // *Physical Status Solidi B.* 2015. V. 5. 946 p.
5. Криволапчук В.В., Лундин В.В., Мездрогина М.М. // *ФТТ.* 2005. Т. 47. С. 1338–1342.

6. BenDaniel D.J., Duke C.B. // Phys. Rev. 1966. V 152. р.
7. Indlekofer K. M., Dona E., Malindretos J., et al. // Phys Status Solidi B. 2002. V. 769.

КВАНТОВЫЕ ФАЗОВЫЕ ПОРТРЕТЫ ПРИ РЕАЛИЗАЦИИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА И ГЕНЕРАЦИИ СУММАРНЫХ ЧАСТОТ В РДС-КРИСТАЛЛЕ

Физик, Сингх Р., вед. науч. сотр. Белинский А. В.

В последние годы регулярно-доменные структуры (РДС-кристаллы) все чаще используются для генерации неклассических состояний света и реализации квантовых информационных протоколов [1–4]. Основные преимущества использования РДС-кристаллов по сравнению с обычными нелинейными оптическими кристаллами: возможность квазисинхронизма между взаимодействующими волнами; использование высокого коэффициента восприимчивости; реализация многомодового взаимодействия оптических волн.

Теоретически исследованы квантовые характеристические свойства мод с помощью квантовых фазовых портретов в случае, когда используются оптически нелинейные монокристаллы с квадратичной и кубической нелинейностями. Квантовые фазовые портреты дают более полную характеристику поведения квантовых состояний чем, например, отдельное вычисление шумовых характеристик квадратурных компонент мод.

В данной работе исследуются квантовые фазовые портреты с помощью функции квазираспределения Вигнера в случае, когда в РДС-кристалле реализуются два процесса: параметрический ($2\omega_e \rightarrow \omega_e + \omega_e$) и генерация суммарных частот ($2\omega_e + \omega_e \rightarrow 3\omega_e$), когда мода \hat{a}_2 накачки на частоте $2\omega_e$ является неистошмой, основная мода \hat{a}_1 на частоте ω_e находится в состоянии квантовой суперпозиции, и мода \hat{a}_3 на частоте $3\omega_e$ — в вакуумном состоянии.

Гамильтониан взаимодействия и операторные уравнения Гейзенберга, которые описывают взаимодействия трех вырожденных монохроматических плоских, стационарных мод имеют следующий вид [3, 4]:

$$\hat{H}_{\text{int}} = \hbar(g_1 \hat{a}_1^2 \hat{a}_2^+ + g_2 \hat{a}_1 \hat{a}_2 \hat{a}_3^+) + H.c.,$$

$$\begin{aligned}
\frac{d\hat{a}_j}{dt} &= \frac{i}{\hbar} [\hat{H}_{\text{int}}, \hat{a}_j], \quad (j=1,2,3) \\
\frac{d\hat{a}_1}{dt} &= -i(g_2 \hat{a}_2^+ \hat{a}_3 + 2g_1 \hat{a}_1^+ \hat{a}_2), \\
\frac{d\hat{a}_2}{dt} &= -i(g_2 \hat{a}_1^+ \hat{a}_3 + g_1 \hat{a}_1^2), \\
\frac{d\hat{a}_3}{dt} &= -ig_2 \hat{a}_1 \hat{a}_2.
\end{aligned} \tag{1}$$

Система операторных уравнений (1) линеаризуется в случае, когда мода \hat{a}_2 накачки является неистощимой ($d\hat{a}_2/dt = 0, \hat{a}_2 \rightarrow A_2$), тогда

$$\begin{aligned}
\frac{d\hat{a}_1}{d\xi} &= -i(\hat{a}_3 + 2\gamma \hat{a}_1^+), \\
\frac{d\hat{a}_3}{d\xi} &= -i\hat{a}_1,
\end{aligned} \tag{2}$$

где $\xi = g_2 A_2 t$ — приведенная длина взаимодействия и $\gamma = g_1/g_2$. Решение системы операторных уравнений (2) можно найти с помощью преобразования Лапласа. Оно используется для нахождения квантовой характеристической функции [4–6]:

$$C(\beta_1, \beta_3, \xi) = \text{Tr} \left[\hat{\rho}(0) e^{\beta_1 \hat{a}_1^+(\xi) - \beta_1^* \hat{a}_1(\xi)} e^{\beta_3 \hat{a}_3^+(\xi) - \beta_3^* \hat{a}_3(\xi)} \right], \tag{3}$$

где $\hat{\rho}(0) = |\alpha_+\rangle_1 |0\rangle_3 \langle 0| \langle \alpha_+|$, $|\alpha_+\rangle_1 = \eta^{-1} (|\alpha_{10}\rangle + |-\alpha_{10}\rangle)$, $\eta = \sqrt{2(1 + e^{-2|\alpha_{10}|^2})}$.

Среднее значение (3) используется для нахождения квазираспределения функции Вигнера [4–6]:

$$W(\alpha_3, \xi) = \frac{1}{\pi^3} \iiint C(\beta_1, \beta_2, \xi) e^{\beta_1^* \alpha_1 - \beta_1 \alpha_1^* + \beta_3^* \alpha_3 - \beta_3 \alpha_3^*} d^2 \beta_1 d^2 \beta_3 d^2 \alpha_1. \tag{4}$$

На рис. 1 представлен графический квантовый фазовой портрет состояния моды \hat{a}_3 с использованием (4).

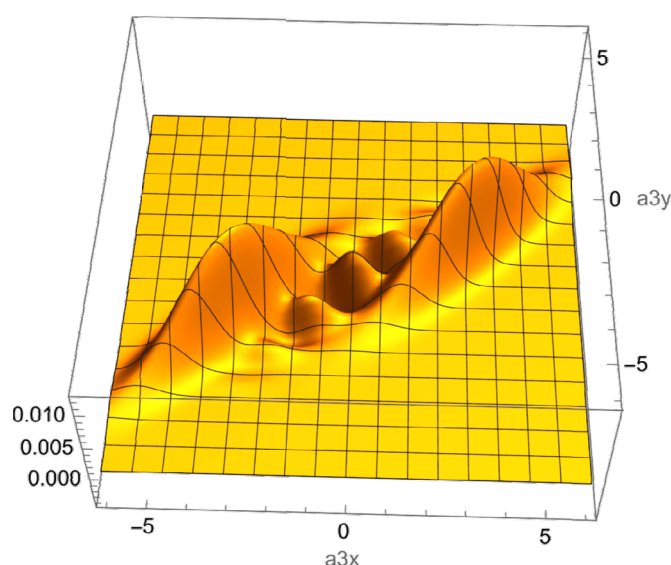


Рис. 1. Фазовой портрет состояния моды \hat{a}_3 в случае, когда накачка моды \hat{a}_2 неистошима, среднее число фотонов в моде \hat{a}_1 в состоянии кота Шрёдингера равно 12, $\varphi_3 = \pi/3$ и мода \hat{a}_3 находится в вакуумном состоянии. При этом приведенная длина взаимодействия $\xi = 0,9$ и коэффициент связи $\gamma = 0,9$.

Из рис. 1, в частности, следует, что можно генерировать и передать свойства состояния на частоте 3ω , если квантовое состояние суперпозиции на частоте ω известно в начальный момент времени. При этом используется суперпозиция макроскопически различимых состояний и квантовая интерференция между ними.

Литература

1. Henry A., Barral D., Zaquine I., etc. Optics Express Vol. 31, Issue 5, pp. 7277–7289 (2023)
2. Lenzini et al., Sci. Adv. (2018); 4:eaat9331 (2018)
3. Чиркин А.С. Оптика и спектроскопия. Т. 87, № 4, стр. 627–63. (1999)
4. Singh R. Transmission of a quantum state in a periodically poled nonlinear crystal. (2010) <http://arxiv.org/abs/1005.0333v1>
5. Люиселл У. Излучение и шумы в квантовой электронике. Москва: Наука, 1972.
6. Перина Я. Квантовая статистика линейных и нелинейных оптических явлений, Москва: Мир, 1987.

Подсекция:
ФОТОННЫЕ И КВАНТОВЫЕ
ТЕХНОЛОГИИ.
ЦИФРОВАЯ МЕДИЦИНА

Сопредседатели
профессор Н.Н. Сысоев, чл.-корр. А.П. Шкуринов,
ст. научн. сотр. Е.А. Ширшин

ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ В БИОФОТОНИКЕ
КРЕМНИЕВЫХ НАНОЧАСТИЦ,
ИЗГОТАВЛИВАЕМЫХ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ

Доц. *Заботнов С.В.*, науч.сотр. *Шулейко Д.В.*, вед. инж.
Соколовская О.И., проф. *Головань Л.А.*, мл.науч.сотр. *Хилов А.В.*
(ИПФ РАН), мл.науч.сотр. *Куракина Д.А.* (ИПФ РАН), доц. *Азрба П.Д.*
(ННГУ им. Н.И. Лобачевского), ст. науч.сотр. *Сергеева Е.А.* (ИПФ
РАН), ст.науч.сотр. *Кириллин М.Ю.* (ИПФ РАН).

Кремниевые наночастицы (КНЧ) благодаря своей низкой токсичности и биодegradируемости успешно используются в различных биомедицинских приложениях [1–3]. Помимо традиционных структур на основе пористого кремния все шире применяются КНЧ, изготавливаемые методами лазерной абляции и фрагментации в жидкостях. Данные технологии позволяют минимизировать нежелательные химические примеси [4] и обеспечить высокую степень кристалличности [5] формируемых наноструктур. Основным недостатком лазерной абляции, заключающийся в низком выходе по массе КНЧ, может быть в значительной мере устранен использованием мишеней на основе пористого кремния или кремниевых нанонитей с пониженным порогом абляции [6,7].

В настоящей работе проводится исследование возможностей использования КНЧ, сформированных методом фемтосекундной (1250 нм, 150 фс) и пикосекундной (1064 нм, 34 пс) лазерной абляции мишеней пористого кремния и кремниевых нанонитей в воде, этаноле и жидком азоте, как агентов для биомедицинской визуализации за счет их флуоресценции и эффективного светорассеяния, так и для фотогипертермии раковых опухолей.

В результате абляции были сформированы взвеси КНЧ, средний размер которых варьировался от 25 до 120 нм в зависимости от параметров лазерных импульсов (энергия, длительность и число), используемых мишеней и буферных жидкостей. Анализ спектров комбинационного рассеяния света показал, что объемная доля кристаллического кремния в изготовленных КНЧ составляет не менее 87%. Высокая степень кристалличности способствует флуоресценции КНЧ, которая наиболее ярко проявляется в диапазоне 600–900 нм (рис. 1), попадающим в диагностическое окно прозрачности биологических тканей.

Анализ измеренных значений коэффициентов рассеяния и поглощения взвесей КНЧ (рис. 2) показал, что их величины достаточны для эффективного использования в качестве контрастирующих агентов в оптической когерентной томографии (ОКТ).

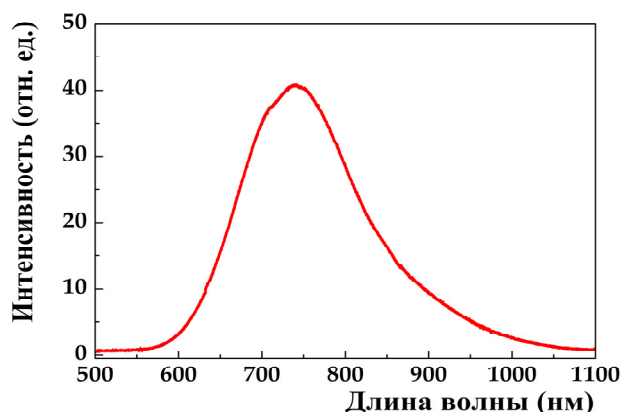


Рис. 1. Спектр флуоресценции КНЧ, сформированных методом лазерной абляции массива кремниевых нанонитей в этаноле. Возбуждение излучением с длиной волны 532 нм.

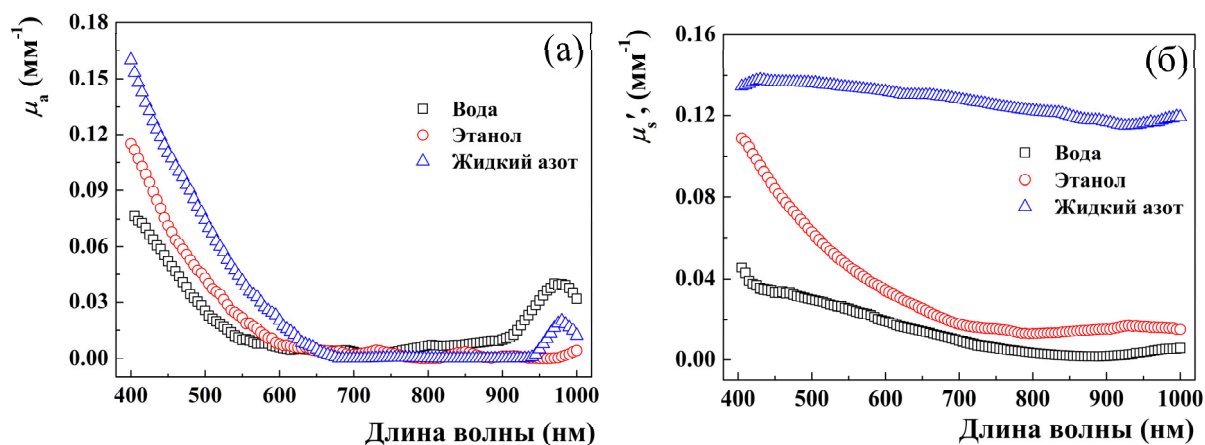


Рис. 2. Спектральные зависимости коэффициента поглощения μ_a (а) и приведенного коэффициента рассеяния μ_s' (б) взвесей КНЧ, сформированных при фемтосекундной лазерной абляции в различных буферных средах слоев пористого кремния.

Пример контрастирования структурных неоднородностей фантома, состоящего из агарового геля при его визуализации ОКТ-системой с центральной длиной волны зондирования 1300 нм представлен на рисунке 3.

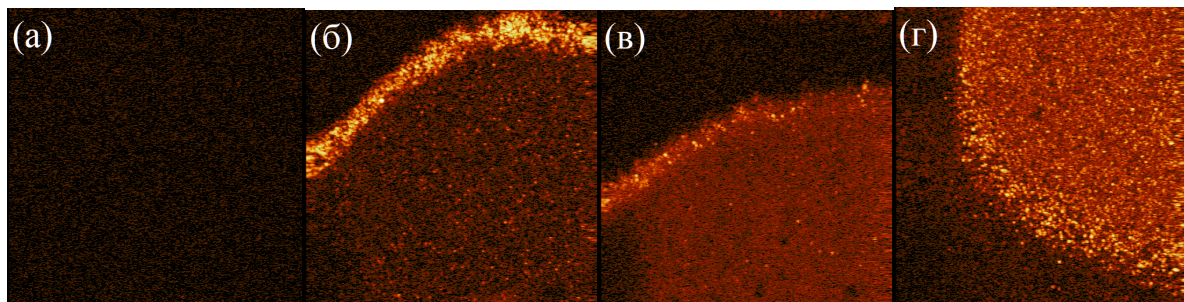


Рис. 3. Фронтальные ОКТ-изображения агарового фантома без наночастиц (а) и с нанесенными в виде капли суспензии КНЧ, сформированными методом фемтосекундной лазерной абляции пористого кремния в воде (б), этаноле (в) и жидком азоте (г). Размер изображения – 3×3 мм.

Была произведена оценка потенциала КНЧ, изготовленных путем лазерной абляции массивов кремниевых нанонитей в воде и этаноле, в качестве агентов для гипертермии. Проведено численное моделирование нагрева базально-клеточной карциномы, являющейся распространенной формой рака кожи человека, с использованием непрерывного лазерного излучения (633 нм, 60–200 мВт) как без введения, так и с введением КНЧ. Показано, что при внедрении КНЧ в опухоль можно более эффективно подобрать параметры облучения, обеспечивающие гипертермию всей опухоли без значительного перегрева окружающих здоровых тканей. Эксперимент по нагреву фантома, имитирующего оптические свойства кожи человека и изготовленного на основе агарового геля, липофундина и красной туши, подтвердил, что добавление КНЧ в фантом увеличивает его нагрев при эквивалентных условиях нагрева (рис. 4).

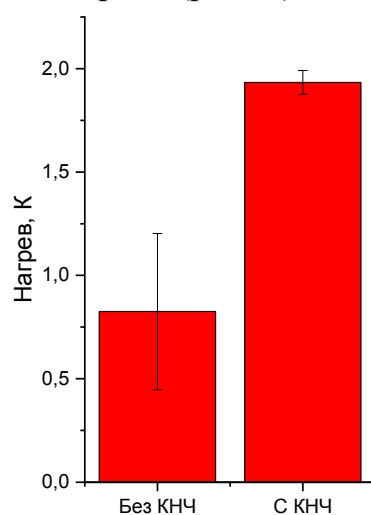


Рис. 4. Средние значения нагрева фантома биоткани при облучении на длине волны 660 нм без нанесения КНЧ и после поверхностной аппликации капли суспензии КНЧ.

Таким образом, КНЧ, формируемые методом лазерной абляции в жидкостях, представляют несомненный интерес для решения задач тераностики биологических тканей.

Литература

1. J.-H. Park, L. Gu, G. von Maltzahn, et al., *Nature Materials*, **8**, 331–336 (2009).
2. M. d'Amora, M. Rodio, G. Sancataldo, et. al., *ACS Appl. Bio Mater.*, **2**(1), 321–329 (2019).
3. О.И. Ксенофонтова, А.В. Васин, В.В. Егоров и др., *ЖТФ*, **84**(1), 67–78 (2014).
4. P. Blandin, K.A. Maximova, M.B. Gongalsky, et al., *J. Mat. Chem. B*, **1**, 2489–2495 (2013).
5. С.В. Заботнов, А.В. Колчин, Ф.В. Кашаев, и др., *ПЖТФ*, **45**(21), 22–25 (2019).

6. А.В. Скобёлкина, Ф.В. Кашаев, А.В. Колчин, и др., ПЖТФ, **46**(14), 13–16 (2020).
7. S.V. Zobotnov, A.V. Skobelkina, F.V. Kashaev, et al., Solid State Phenomena, **312**, 200–205 (2020).

ДВУХМОДАЛЬНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ СЕНСОР НА ОСНОВЕ НАНОСТРУКТУР КРЕМНИЯ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ БАКТЕРИЙ

Вед. науч. сотр. *Л.А. Осминкина*, асп. *Д.А. Назаровская*,
асп. *П.А. Домнин* (Биологический факультет МГУ),
студ. *О.Д. Гюппенен*, зав. лаб. *С.А. Ермолаева* (НИИ эпидемиологии и
микробиологии им. Н. Ф. Гамалеи РАМН), науч. сотр. *К.А. Гончар*

Несмотря на значительные успехи, достигнутые в борьбе с некоторыми бактериальными инфекционными заболеваниями, существует ряд инфекций, диагностика которых до сих пор затруднена. К числу таких заболеваний следует отнести листериоз, возбудителем которого является бактерия *Listeria monocytogenes*, широко распространенная в природе, и вызывающая острые инфекционные заболевания у людей и животных. *Listeria* относится к внутриклеточным бактериям (так же, как *Mycobacterium tuberculosis*), и плохо поддается стандартной антибиотикотерапии. Несмотря на то, что случаев заболевания листериозом немного, эта инфекция представляет значительную проблему в области общественного здравоохранения в связи с высокой смертностью [1].

Поскольку современные методы обнаружения вирусов и бактерий основаны на длительных лабораторных методах, существует острая необходимость в разработке биосенсоров, которые позволят быстро обнаруживать их в местах скопления людей, в медицинских учреждениях, школах, на предприятиях. В настоящее время нанотехнологические подходы к созданию биосенсоров представляют особый интерес, и этой проблемой занимаются ведущие мировые лаборатории.

Оптическая биосенсорика имеет значительные преимущества по сравнению с другими аналитическими методами благодаря хорошей чувствительности, удобству и простоте использования, воспроизводимости и надежности. Эффекты интерферометрии, поверхностного плазмонного резонанса, отражения света фотонными кристаллами, преобразователей на основе оптических волноводов, эллипсометрии и т. д. показано могут быть использованы для преобразования сигнала в оптических датчиках [2].

В представленной работе в качестве чувствительного элемента бимодального оптического сенсора для диагностики *Listeria* использовали тонкие пленки массивов пористых кремниевых нанонитей, декорированных наночастицами серебра и золота (AuAg@pSiNWs). Пленки получали ме-

талл-стимулированным химическим травлением монокристаллического кремния, наночастицы серебра и золота восстанавливали на поверхности нанонитей из солей металлов. Структурные свойства AuAg@pSiNWs исследовались с помощью сканирующей (CarlZeiss SUPRA 40 FE-SEM) электронной микроскопии. Спектры полного отражения получены с помощью спектрометра Perkin Elmer Lambda 950, оборудованный интегрирующей сферой. Спектры гигантского комбинационного рассеяния (ГКР) снимали спектрометре Confotec™ MR350, лазер 633 нм мощность 30 mW, объектив Nikon Plan Flu 10×/0.30.

На рис. 1 представлена микрофотография СЭМ бактерий *Listeria innocua*, непатогенного штамма листерий, адсорбированных с концентрацией 3.2×10^7 кое/мл на подложке AuAg@pSiNWs.

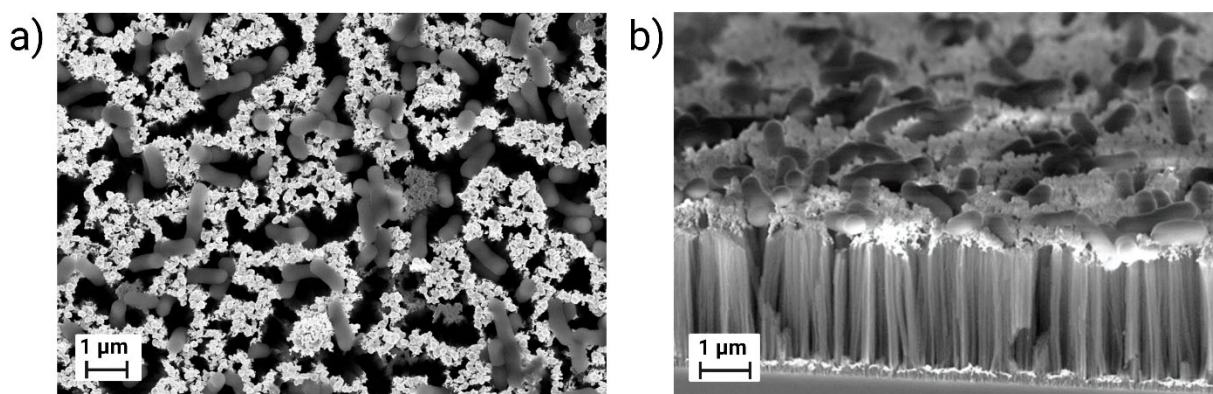


Рис. 1. Микрофотография СЭМ бактерий *Listeria innocua* на подложке AuAg@pSiNWs, вид сверху (а) и сбоку (b).

Бимодальность разрабатываемого сенсора заключается в возможностях с его помощью диагностики бактерий двумя оптическими методами: по изменению эффективной оптической толщины (EOT , effective optical thickness) и появления характерных сигналов в спектрах ГКР пленок после адсорбции бактерий.

Спектры полного отражения ПК до и после адсорбции *Listeria innocua* характеризовались наличием интерференционных полос (рисунок 2а), которые возникают в результате интерференции Фабри-Перо и объясняются отражением белого света на верхней и нижней границах слоя AuAg@pSiNWs. EOT слоя определяется уравнением:

$$2dn_{eff} = m\lambda = EOT, \quad (1)$$

где m — порядковый номер интерференционного максимума спектра, λ — длина волны света, d — толщина слоя AuAg@pSiNWs, а n_{eff} — его эффективный показатель преломления. После адсорбции бактерий расстояние между интерференционными пиками изменяется из-за изменения n_{eff} и, соответственно, EOT образцов (рисунок 2а и вставка к нему).

В спектрах КР подложек наблюдался характерная для кристаллического кремния линия рассеяния на частоте 520.5 см^{-1} , соответствующая продольным колебаниям оптических фононов (ТО) в c-Si [3]. Пик на частоте 950 см^{-1} связан, по-видимому, с рассеянием в PBS, поскольку он наблюдается в контрольном и в экспериментальном спектре. Вместе с тем, в спектрах ГКР после адсорбции бактерий наблюдалось возникновение новых полос, доминантными из которых являются пики на частотах 738 см^{-1} , соответствующие режиму дыхания гликозидного кольца, образуемого строительными блоками пептидогликана клеточной стенки грамм-положительных бактерий *Listeria*, N-ацетил-D-глюкозамином (NAG) и N-ацетилмураминовой кислотой (NAM); и 1320 см^{-1} , соответствующие режиму растяжения C-N адениновой части компонентов липидного слоя клеточной стенки бактерий [4].

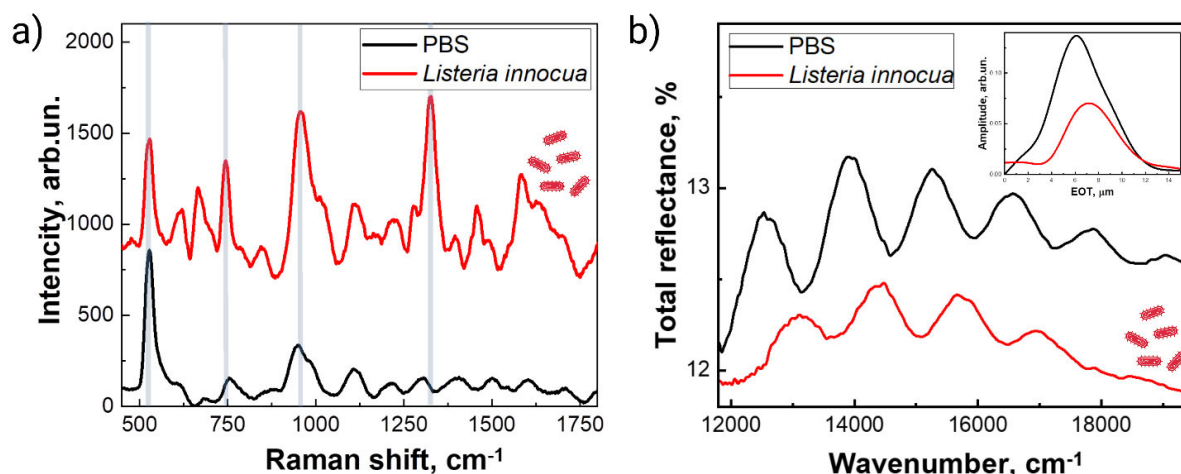


Рис. 2. Спектры ГКР PBS (черный) и *Listeria innocua* в PBS (красный) (а); спектры полного отражения AuAg@pSiNWs в PBS (черный) и *Listeria innocua* в PBS (красный), на вставке представлена рассчитанная из спектров *EOT* (b).

На основании представленных экспериментальных данных можно сделать вывод об эффективности использования наноструктурированных подложек AuAg@pSiNWs в качестве бимодального оптического сенсора для диагностики бактерий.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-72-10062, <https://rscf.ru/project/22-72-10062/>.

Литература

1. World Health Organization. Listeriosis. From: <https://www.who.int/news-room/fact-sheets/detail/listeriosis> Accessed: 20 February 2018
2. [2] Nirschl M., Reuter F., Vörös J. Review of transducer principles for label-free biomolecular interaction analysis //Biosensors. – 2011. – Т. 1. – №. 3. – С. 70-92.
3. Parker Jr J. H., Feldman D. W., Ashkin M. Raman scattering by silicon and germanium //Physical Review. – 1967. – Т. 155. – №. 3. – С. 712.

4. Liu T. T. et al. A high speed detection platform based on surface-enhanced Raman scattering for monitoring antibiotic-induced chemical changes in bacteria cell wall //PloS one. – 2009. – Т. 4. – №. 5. – С. e5470.

ТАРГЕТНАЯ ТЕРАПИЯ ОНКОЛОГИЧЕСКИХ ЗАБОЛЕВАНИЙ НА ОСНОВЕ ПЕРСПЕКТИВНЫХ АДРЕСНЫХ ВЕКТОРОВ

Мл. науч. сотр., к.х.н. *Коков К.В.* (НИЦ Курчатовский институт)
ст. науч. сотр., к.х.н. *Егорова Б.В.* (Химический факультет МГУ)
проф., д.ф.-м.н. *Чувилин Д.Ю.*

Таргетная радионуклидная терапия онкологических заболеваний представляет собой перспективный метод современной фундаментальной и практической онкологии. Таргетная терапия состоит в доставке токсических для раковых клеток препаратов к их поверхности с помощью биоконъюгатов и наночастиц, способных избирательно прикрепляться к поверхности раковой клетки, не затрагивая здоровые ткани. Для терапии и диагностики чаще всего используются такие радионуклиды, как ^{177}Lu ($T_{1/2}$ 6,7 сут), ^{90}Y ($T_{1/2}$ 64 ч) и некоторые другие β -эмиттеры [1]. Наряду с β -эмиттерами в радионуклидной терапии для лечения рака используются α -излучающие радионуклиды. Они обладают рядом преимуществ по сравнению с β -эмиттерами: α -частица имеет более короткую длину пробега в ткани и высокую линейную передачу энергии, что с наибольшей вероятностью вызывает двунитевой разрыв ДНК, что вызывает наиболее токсическое повреждение клетки по сравнению с одностранным разрывом, создаваемым β -излучением. В качестве α -эмиттеров в исследованиях таргетной терапии используются ^{149}Tb ($T_{1/2}$ 4,12 ч), ^{225}Ac ($T_{1/2}$ 10 дн), а также ряд других. Локализация достаточного количества α -эмиттера вблизи опухолевой клетки приводит к избирательному разрушению злокачественных новообразований с минимальным повреждением окружающих тканей [1].

В качестве таких адресных векторов в таргетной радионуклидной терапии используются соединения нескольких видов. Наиболее широким классом являются моноклональные антитела, обладающие высокой специфичностью связывания с определенным антигеном на поверхности клетки. Также широко используются синтетические пептиды (аналоги природного гормона соматостатина), обладающие высокой аффинностью взаимодействия с клетками нейроэндокринных опухолей, демонстрирующими, как правило, высокую скорость роста.

Особняком стоит нацеливающий лиганд к простатспецифическому мембранному антигену (ПСМА, глутаматкарбоксипептидаза II). ПСМА – это белок, находящийся на поверхности клеток предстательной железы. При трансформации нормальных клеток предстательной железы в злокаче-

ственные происходит выраженное увеличение концентрации ПСМА, что позволяет добиться адресного воздействия на простатическую опухоль при введении нацеливающего агента, меченного терапевтическим радионуклидом. Также в последнее время показывают свою эффективность комплексы на основе метотрексата, соединения, предназначенного для терапии аутоиммунных артритов. Таким образом, в случае синтеза комплекса такого соединения и радионуклида имеет место синергия двух терапевтических агентов: непосредственно адресного и радиоактивного.

В докладе планируется рассмотрение препаратов для таргетной терапии на основе описанных видов адресных векторов.

Литература

1. Yong K., Brechbiel M.W. Towards translation of ^{212}Pb as a clinical therapeutic; Getting the lead in! // Dalton Trans. 2011. Vol. 40. P. 6068–6076.

ПОСТРОЕНИЕ R-ОДНОРОДНЫХ МНОГОЧАСТИЧНЫХ СОСТОЯНИЙ ДЛЯ ГЕТЕРОГЕННЫХ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ

Науч. сотр. *Антипин К. В.*

Квантовая сцепленность (quantum entanglement) является ключевым элементом в реализации протоколов квантовой обработки информации. Это нетривиальное явление, необычайно богатое на свои различные проявления. Компоненты составной системы могут быть сцеплены между собой различными способами. Особый интерес представляют состояния квантовых систем, состоящих из многих компонент. В этом случае среди возможных типов корреляций можно выделить *r-однородную сцепленность* [1, 2]. Квантовые состояния с этим типом сцепленности характеризуются тем, что в них любые r подсистем находятся в максимально смешанном состоянии. В последние годы активно исследуются *сцепленные подпространства* — подпространства гильбертова пространства, целиком состоящие из состояний, обладающих сцепленностью определенного типа. Если все состояния подпространства являются r -однородными, то оно также называется r -однородным [3]. R -однородные подпространства имеют прямое отношение к протоколу маскировки квантовой информации (quantum information masking) [4] и квантовым кодам коррекции ошибок [5].

Данный доклад посвящен теоретическому построению r -однородных состояний и подпространств. Основное внимание уделено случаю *гетерогенных* составных квантовых систем, т. е., систем, у которых компоненты имеют различные размерности (например, комбинация 2-х уровневых и 3-х

уровневых систем, кубитов и кутритов). Относительно недавно, в 2016 году, состояние из 3 фотонов, два из которых — кутриты, а один — кубит, удалось реализовать экспериментально [6]. Эта работа дает мотивацию для изучения состояний и даже целых пространств состояний для гетерогенных систем, поскольку данные исследования позволяют сказать, что в принципе может быть достижимо в эксперименте.

Основные результаты (по работе [7]):

- Показано, что r -однородные подпространства для гетерогенных систем могут быть получены из известных кодов квантовой коррекции ошибок и максимально сцепленных состояний с помощью метода изометрического отображения.
- Разработаны методы получения новых кодов квантовой коррекции ошибок из нескольких старых.
- На случай гетерогенных систем обобщены некоторые теоретические результаты, первоначально относящиеся к гомогенным системам.

Литература

1. A.J.Scott, Phys. Rev. A 69, 052330 (2004).
2. P. Facchi, G. Florio, G. Parisi, and S. Pascazio, Phys. Rev. A 77, 060304 (2008).
3. F. Huber and M. Grassl, Quantum 4, 284 (2020).
4. F. Shi, M.-S. Li, L. Chen, and X. Zhang, Phys. Rev. A 104, 032601 (2021).
5. E. Knill and R. Laflamme, Phys. Rev. A 55, 900 (1997).
6. M. Malik, M. Erhard, M. Huber, M. Krenn, R. Fickler, and A. Zeilinger, Nature Photonics 10 (2016)
7. K. V. Antipin, “On generating r -uniform subspaces with the isometric mapping method”, preprint, arXiv:2301.03120 [quant-ph].

ПОЛИМЕРНЫЕ СТРУКТУРЫ С НАНОЧАСТИЦАМИ СЕРЕБРА ДЛЯ НЕЙРОМОРФНЫХ ПРИМЕНЕНИЙ

*Доц. Форш П.А., ст. препод. Ильин А.С.,
доц. Мартышов М.Н., асп. Мацукатова А.Н.*

Классические вычислительные системы, основанные на архитектуре фон Неймана, ограничены необходимостью постоянной передачи данных между вычислительным блоком и памятью вычислительной системы. Один из способов повышения эффективности вычислений заключается в создании биоподобных нейроморфных вычислительных систем (НВС), состоящих из нейронов и синапсов [1]. НВС уже были созданы на основе транзисторов и доказали свою эффективность. Тем не менее такие НВС требуют большого количества транзисторов и, следовательно, сталкиваются с проблемой масштабирования. Например, для известной НВС

TrueNorth, состоящей из 1 миллиона нейронов и 256 миллионов синапсов, потребовалось 5.4 миллиардов транзисторов [2]. Поэтому интересна возможность реализации НВС на основе новых мемристорных структур, демонстрирующих эффект обратимого резистивного переключения [1]. Благодаря возможности изменения резистивного состояния таких структур под воздействием внешних импульсов напряжения и сохранения получившихся резистивных состояний в течение длительного времени после снятия напряжения, считается, что всего одной мемристорной структуры достаточно для эмуляции синапса в НВС.

В настоящее время продемонстрированы многочисленные мемристорные структуры, однако до сих пор не найдена идеально подходящая для НВС структура. Перспективным кандидатом является мемристорная структура на основе поли-*n*-ксилилена (ППК) [3]. Такие структуры не уступают своим неорганическим аналогам по основным характеристикам, а также обладают существенными преимуществами, например, они биосовместимы и их можно изготавливать на гибких подложках [3]. Главные недостатки ППК структур, высокую вариативность их мемристорных характеристик и низкую выносливость, можно частично компенсировать внедрением серебряных наночастиц в слой ППК [4]. Но до сих пор не проводилось исследование влияния концентрации металлических наночастиц на основные мемристорные характеристики таких структур. Более того, не исследовалась возможность внедрения улучшенных нанокompозитных ППК структур в НВС. Поэтому целью стало исследование мемристоров на основе ППК с различной концентрацией внедренных наночастиц Ag и проверка возможности их нейроморфного применения.

В данной работе были изготовлены сэндвич-структуры металл/нанокompозит/металл. Слой ППК с наночастицами Ag осаждался на стеклянную подложку со слоем оксида индия-олова, выступавшим в качестве нижнего электрода. Нанокompозитный слой синтезировался методом низкотемпературной газофазной полимеризации на поверхности, состоявшим из двух основных этапов: осаждения и полимеризации [4]. На первом этапе *n*-ксилилен (мономер ППК, полученный методом Горхэма) осаждался совместно с парами Ag (полученными термическим испарением) на охлажденные подложки. Вторым этапом заключался в медленном нагревании получившегося метастабильного соконденсата до комнатной температуры, что приводило к самопроизвольной полимеризации соконденсата. Процесс создания нанокompозитного слоя завершался его отжигом при 250 °С в течение 2 часов. После этого на полученные структуры магнетронным распылением наносился верхний Ag электрод. Таким образом были изготовлены сэндвич-структуры с пятью различными концентрациями наночастиц Ag в слое ППК: 3, 6, 9, 12 и 16 об.%.

Наиболее стабильные резистивные переключения были обнаружены для структур с 3 и 6 об.% наночастиц, вариативность обоих напряжений резистивного переключения минимальна для таких структур. Остальные структуры демонстрировали нестабильные резистивные переключения или их полное отсутствие (при концентрации Ag 16 об.% был достигнут порог перколяции). Все основные мемристивные характеристики (выносливость, пластичность, время хранения состояний, энергия резистивного переключения) структур с оптимальной концентрацией наночастиц оказались конкурентоспособными, причем вариативность напряжения переключения и энергия переключения оказались ниже, чем для других органических и гибридных структур, описанных в литературе. Для использования исследуемых мемристивных структур в НВС первостепенной задачей становится их масштабирование и представление в удобной для проведения вычислений кроссбар-архитектуре. Было показано отсутствие деградации мемристивных характеристик при исполнении исследуемых структур в кроссбар-архитектуре вне зависимости от местоположения каждой отдельной мемристивной структуры на подложке, что говорит о низком влиянии токов утечки. Более того, для простой биомедицинской задачи была смоделирована однослойная формальная нейронная сеть, в которую были внедрены мемристивные характеристики ППК структур с присущей им вариативностью. Из-за низкой вариативности и высокой пластичности структур не наблюдалось практически никакого уменьшения точности классификации после внедрения мемристивных характеристик в нейронную сеть. Полученные результаты указывают на возможность использования нанокompозитных ППК структур в роли синапсов в НВС.

Литература

1. Zhang Y., Wang Z., Zhu J., et.al. Brain-inspired computing with memristors: Challenges in devices, circuits, and systems // *Appl. Phys. Rev.* – 2020. – Vol. 7. – № 1. – P. 011308.
2. Merolla P.A., Arthur J. V., Alvarez-Icaza R., et.al. A million spiking-neuron integrated circuit with a scalable communication network and interface // *Science.* – 2014. – Vol. 345. – № 6197. – P. 668–673.
3. Minnekhanov A.A., Shvetsov B.S., Martyshov M.M., et.al. On the resistive switching mechanism of parylene-based memristive devices // *Org. Electron.* – 2019. – Vol. 74. – № 6. – P. 89–95.
4. Мацукатова А.Н., Емельянов А.В., Миннеханов А.А. и др. Мемристоры на основе поли-п-ксилилена с внедренными наночастицами серебра // *Письма в "Журнал технической физики"*. – 2020. – Т. 46. – № 2. – С. 25-28.

Подсекция:
**РАДИОФИЗИКА, ЭЛЕКТРОНИКА
И АКУСТИКА**

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

ЭЛЕКТРИЧЕСКИ МАЛЫЕ АНТЕННЫ ДЛЯ ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННЫХ ПРИМЕНЕНИЙ

Доц. *Колотинский Н.В.*, проф. *Корнев В.К.*

На данный момент, с увеличением количества и разнообразия информационных данных [1, 2], прогресс в коммуникационных и информационных технологиях не может быть обеспечен только полупроводниковыми технологиями. Поэтому необходимо разработать новые технологии, включая те, которые основаны на законах и эффектах квантовой физики. В настоящее время, использование макроскопических квантовых эффектов в сверхпроводниках приводит к выдающимся результатам в аналоговых и цифровых сверхпроводниковых устройствах. Особенно важны высокочувствительные широкополосные аналого-цифровые преобразователи (АЦП), которые обеспечивают выдающуюся линейность и динамический диапазон, что позволяет реализовать линейный динамический диапазон (SFDR, Spurious-free dynamic range) до 90–100 дБ [3–5]. Благодаря этому, возможно проектирование сверхпроводниковых широкополосных приемников с прямой оцифровкой сигнала с помощью одного сверхпроводникового АЦП и последующего цифрового выделения поддиапазонов с программируемым расположением полосы и ширины полосы пропускания.

Однако более низкая линейность и меньший динамический диапазон антенного тракта на основе обычной антенны и следующего за ней малошумящего усилителя по сравнению с характеристиками сверхпроводникового АЦП существенно ограничивают возможности приемной системы в целом. Решение этой проблемы может быть достигнуто путем реализации антенно-фидерной системы полностью на основе сверхпроводниковых технологий активных устройств.

В докладе представлены и обсуждены достижения в разработке как физических, так и конструктивных основ создания активных сверхпроводниковых электрически малых антенн (ЭМА), способных обеспечивать высокую чувствительность и большой динамический диапазон в широком диапазоне частот от нескольких герц до десятков гигагерц.

Литература

1. Simonite, T. Intel Puts the Brakes on Moore's Law, MIT Tech. Review, 23 March 2016. <https://www.technologyreview.com/s/601102/intel-puts-the-brakes-onmoores-law/>
2. Beyond moore's technologies: operation principles of a superconductor alternative / I.I. Soloviev, N.V. Klenov, S.V. Bakurskiy et al. // Beilstein journal of nanotechnology. 2017. Vol. 8. P. 2689–2710.
3. Gupta D., Inamdar A., Kirichenko D., Kadin A., Mukhanov O. Superconductor analog-to-digital converters and their applications // Microwave Symposium Digest (MTT), 2011 IEEE MTT-S International. 2011. pp. 1–4.

4. Ren, J., Sarwana, S., Sahu, A., Talalaevskii, A., Inamdar, A. Low-pass delta-delta-sigma ADC // IEEE Tran. On Applied Superconductivity 2015. Vol. 25, no. 3. pp. 6990566.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЦЕПИ ПРОДОЛЬНО-ПОПЕРЕЧНОГО РАЗРЯДА В ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ГАЗОВЫХ ПОТОКАХ

Инж. *Корнев К.Н.*, мл. науч. сотр. *Логунов А.А.*, проф. *Шибков В.М.*

Одним из активно разрабатываемых в настоящее время способов повышения эффективности работы прямоточных воздушно-реактивных двигателей (ПВРД) является, например, применение электрических разрядов [1]. С целью воспламенения и стабилизации горения углеводород-воздушных смесей возможно использовать продольно-поперечный разряд, создаваемый в дозвуковых и сверхзвуковых газовых потоках [2, 3]. Он представляет собой скользящий дуговой разряд постоянного тока, вытягиваемый в длину движущимся потоком газа.

Лабораторная установка для изучения продольно-поперечного разряда в воздушном потоке состоит из вакуумной камеры, ресивера высокого давления воздуха, воздуховода с присоединенным к нему профилированным соплом Лавала для создания высокоскоростного потока, прямоугольного аэродинамического канала, электрической цепи с высоковольтным источником постоянного напряжения для создания газоразрядной плазмы, системы синхронизации и комплекса диагностической аппаратуры. В экспериментальных условиях разрядный ток регулируется при помощи переменного балластного сопротивления в пределах от 5 до 16А. Полученные осциллограммы тока и напряжения на разряде (например, в [2]) выявили необходимость учета переходных процессов в электрической цепи для генерации продольно-поперечного разряда и их анализа, чему и посвящена данная работа.

Переходные процессы были проанализированы с помощью бесплатного open-source симулятора электрических цепей с графическим интерфейсом QUCS [4]. Кроме присутствующих в электрической цепи разряда элементов (балластное сопротивление, сглаживающий конденсатор) в схеме учтены паразитные индуктивности источника и других элементов цепи. Проведено сравнение полученных в расчете кривых разрядного тока и напряжения в диапазоне времени 0÷10 мс (несколько периодов разряда) с экспериментальными данными. Полученные результаты подтверждают правильность построенной модели, а также объясняют основные особенности осциллограмм продольно-поперечного разряда.

Корнев К.Н. является стипендиатом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» и благодарит его за финансовую поддержку. Исследование выполнено за счет гранта РФФИ № 23-22-00233.

Литература

1. Leonov S. V. / Energies. – 2018. – Т. 11. – №. 7. – С. 1733.
2. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А. / Физика плазмы. 2018. Т. 44. № 8. С. 661.
3. Шибкова Л.В., Шибков В.М., Логунов А.А., Долбня Д.С., Корнев К.Н. / Теплофизика высоких температур. 2020. Т.58, № 6. С. 836.
4. <https://sourceforge.net/projects/qucs/>

О ВЛИЯНИИ ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ НА СВОЙСТВА СПИН-ЭЛЕКТРОН-АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ВЫРОЖДЕННЫХ ПЛАЗМОПОДОБНЫХ СРЕДАХ

Доц. Андреев П.А.

Электронный газ в магнитоупорядоченных металлах обладает частичной спиновой поляризацией, что позволяет рассматривать электронный газ в таких системах как систему двух сортов частиц: электронов со спином вверх и электронов со спином вниз. Такой подход показывает существование волны, в которой происходит относительное колебание электронов с различной проекцией спина, называемые спин-электрон-акустические волны или спиновые плазмоны [1], [2], [3]. Это явление можно описать в рамках квазиклассической гидродинамики, в форме двухжидкостного описания электронной подсистемы эволюционирующей на фоне неподвижных ионов [3]. Представим эти уравнения в отсутствие эффектов переворота и прецессии спина, которые рассмотрены в [3],

$$\partial_t n_s + \nabla(n_s \mathbf{v}_s) = 0, \quad (1)$$

и

$$mn_s(\partial_t + \mathbf{v}_s \cdot \nabla)\mathbf{v}_s + \nabla p_s = \\ = qn_s \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{v}_s, \mathbf{B}] \right) \pm \mu n_s \nabla B_z + \frac{\mu}{2}(S_x \nabla B_x + S_y \nabla B_y), \quad (2)$$

где индекс S относится к проекции спина электронов, n_s концентрация электронов с определённой проекцией спина, \mathbf{v}_s поле скоростей, p_s кинетическое давление, c скорость света, \mathbf{E} вектор напряжённости электрического поля, \mathbf{B} вектор индукции магнитного поля, μ магнитный момент рассматриваемых частиц, S вектор плотности спина, m масса частицы, q

заряд частицы. Верхний (нижний) знак в предпоследнем слагаемом относится к электронам со спином вверх (вниз).

Влияние высокой плотности на свойства вырожденного электронного газа проявляется в увеличении энергии Ферми, вплоть до получения энергии Ферми сравнимой с энергией покоя электрона $m_e c^2$. Таким образом, необходимо получить уравнения квазиклассической релятивистской гидродинамики, которые будут обобщены для вырожденного электронного газа с отдельной спиновой эволюцией.

Уравнения классической гидродинамики можно вывести из микроскопической динамики отдельных частиц методом, предложенным в работах [4], [5]. В работе [6] этот метод использован для вывода уравнений релятивистской гидродинамики для плазмы, температура которой близка к энергии покоя электрона. В работе [7] этот результат обобщен на системы вырожденных частиц высокой плотности, когда энергия Ферми близка к энергии покоя электрона. Кроме того, рассмотрено обобщение на случай отдельной спиновой эволюции. Далее, в работе [7] исследованы дисперсионные свойства продольных волн распространяющихся параллельно внешнему магнитному полю, а именно выполнено сравнение свойств релятивистских ленгмюровских и спин-электрон-акустических волн. Следуя работе [7], представим часть системы уравнений релятивистской гидродинамики, которая необходима для описания линейных по малой амплитуде свойств спин-электрон-акустических волн. Для этого нужно уравнение непрерывности для парциальных концентраций электронов без учета переворота спина $\partial_t n_s + \nabla(n_s \mathbf{v}_s) = 0$, и уравнение эволюции потока частиц представленное в терминах поля скоростей

$$mn_s (\partial_t + \mathbf{v}_s \cdot \nabla) \mathbf{v}_s + \nabla r_s = q_s \left(\Gamma_s - \frac{1}{c^2} R_s \right) \mathbf{E} + \frac{q_s}{c} [(\Gamma_s \mathbf{v}_s + \mathbf{g}_s) \times \mathbf{B}] - \frac{q_s}{c^2} (\Gamma_s \mathbf{v}_s (\mathbf{v}_s \cdot \mathbf{E}) + \mathbf{v}_s (\mathbf{g}_s \cdot \mathbf{E}) + \mathbf{g}_s (\mathbf{v}_s \cdot \mathbf{E})), \quad (3)$$

где присутствуют следующие функции, возникающие в релятивистской модели, $\Gamma = \left\langle \frac{1}{\gamma_i} \right\rangle = \left\langle \sqrt{1 - \frac{v_i^2}{c^2}} \right\rangle$ среднее значение обратного гамма фактора,

$\Theta = \left\langle \frac{\mathbf{v}_i(t)}{\gamma_i(t)} \right\rangle$ поток гамма фактора, $\mathbf{g} = \left\langle \frac{\mathbf{u}_i(t)}{\gamma_i(t)} \right\rangle$ поток гамма фактора на тепловых скоростях, и следующие тензоры второго ранга

$$\Xi^{ab} = \left\langle \frac{v_i^a(t) v_i^b(t)}{\gamma_i} \right\rangle = \Gamma v^a v^b + v^a g^b + g^a v^b + R^{ab}, \quad R^{ab} = \left\langle \frac{u_i^a(t) u_i^b(t)}{\gamma_i} \right\rangle,$$

$R = \frac{1}{3} \left\langle \frac{\mathbf{v}_i^a(t) \mathbf{v}_i^a(t)}{\gamma_i} \right\rangle$, и $\Pi^{ab} = \langle \mathbf{v}_i^a(t) \mathbf{v}_i^b(t) \rangle = n \mathbf{v}^a \mathbf{v}^b + r^{ab}$, $r^{ab} = \langle \mathbf{u}_i^a(t) \mathbf{u}_i^b(t) \rangle$,
 $r = \langle \mathbf{u}_i^a(t) \mathbf{u}_i^a(t) \rangle / 3$, $\mathbf{v}_i^a(t)$ скорость отдельной частицы, $\mathbf{u}_i^a(t)$ скорость отдельной частицы за вычетом поля скоростей, где метод усреднения даётся следующим оператором

$$A(\mathbf{r}, t) = \langle A_i(t) \rangle = \frac{1}{\Delta} \int \sum_{\Delta}^N A_i(t) \cdot \delta(\mathbf{r} + \boldsymbol{\xi} - \mathbf{r}_i(t)) d\boldsymbol{\xi}. \quad (4)$$

В уравнении (4) усреднение происходит по Δ -окрестности точки \mathbf{r} , сканирование которой осуществляется вектором $\boldsymbol{\xi}$.

Решение уравнений релятивистской гидродинамики требует следующих уравнений состояния, которые вычислены для равновесного состояния вырожденного электронного газа:

$$\Gamma_0 = \frac{m^3 c^3}{4\pi^2 \hbar^3} \left[\xi_s \sqrt{\xi_s^2 + 1} - \text{Arsinh} \xi_s \right], \quad (5)$$

$$R_0 = \frac{m^3 c^5}{12\pi^2 \hbar^3} \left[\xi_s \sqrt{\xi_s^2 + 1} + \frac{2\xi_s}{\sqrt{\xi_s^2 + 1}} - 3 \text{Arsinh} \xi_s \right], \quad (6)$$

$$r_0 = \frac{m^3 c^3}{6\pi^2 \hbar^3} \left[\frac{1}{3} \xi_s^3 - \xi_s + \text{Artan} \xi_s \right], \quad (7)$$

где $\xi_s = p_{Fs} / mc = (6\pi^2 n_{0s})^{1/3} \hbar / mc$ безразмерный импульс Ферми.

Уравнения (3)-(7) позволяют получить дисперсионное уравнение для продольных волн, распространяющихся параллельно внешнему магнитному полю

$$1 = \frac{1}{\gamma_{F\uparrow}} \frac{\omega_{L\uparrow}^2}{\omega^2 - v_{F\uparrow}^2 k_z^2 / 3} + \frac{1}{\gamma_{F\downarrow}} \frac{\omega_{L\downarrow}^2}{\omega^2 - v_{F\downarrow}^2 k_z^2 / 3}. \quad (8)$$

Это уравнение дает два решения в виде ленгмюровской волны и спин-электрон-акустической волны. Как хорошо известно, из свойств ленгмюровских волн в релятивистской вырожденной плазме, минимальная частота уменьшается по сравнению с ленгмюровской частотой $\omega_{Le} / \sqrt{\gamma_{Fe}}$, вследствие релятивистских эффектов. Однако, возникает относительный рост частоты спин-электрон-акустической волны, что сближает дисперсионные зависимости этих волн. Кроме того, отклик возмущения концентрации для спин-электрон-акустической волны растёт относительно отклика возмуще-

ния концентрации для ленгмюровской волны при заданной напряженности электрического поля.

Литература:

1. J. C. Ryan, Collective excitations in a spin-polarized quasi-two-dimensional electron gas, Phys. Rev. B v. **43**, p. 4499, (1991).
2. Agarwal, M. Polini, G. Vignale, M. E. Flatte, Long-lived spin plasmons in a spin-polarized two-dimensional electron gas, Phys. Rev. B v. **90**, p. 155409, (2014).
3. P. A. Andreev, Separated spin-up and spin-down quantum hydrodynamics of degenerated electrons: Spin-electron acoustic wave appearance, Phys. Rev. E v. **91**, p. 033111, (2015).
4. M. A. Drofa, L. S. Kuz'menkov, Continual approach to multiparticle systems with long-range interaction. Hierarchy of macroscopic fields and physical consequences, Theor. Math. Phys. v. **108**, p. 849, (1996).
5. L. S. Kuzmenkov, Theoretical Physics: Classical Mechanics (Nauka, Moscow, 2015).
6. P. A. Andreev, On the structure of relativistic hydrodynamics for hot plasmas, Phys. Scr. v. **97**, p. 085602, (2022).
7. P. A. Andreev, Spin-electron-acoustic waves and solitons in high-density degenerate relativistic plasmas, Phys. Plasmas v. **29**, p. 122102, (2022).

ПУЧКОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ПЛАЗМЕННОМ СВЧ-УСИЛИТЕЛЕ ПРИ НАЛИЧИИ ПОГЛОТИТЕЛЯ

Доц. *Карташов И.Н.*, проф. *Кузелев М.В.*, студ. *Туманов А.В.*

В данной работе исследована роль поглотителя для подавления обратной связи в плазменном СВЧ усилителе, который представляет собой волновод радиуса R , в котором создается трубчатая плазма со средним радиусом r_p и толщиной δ_p и пронизываемым релятивистским электронным пучком, движущимся вдоль оси волновода со скоростью u , имеющим средний радиус r_b и толщину δ_b и проходящим внутри плазменной трубки [1]. Вся система помещается в достаточно сильное внешнее магнитное поле, направленное вдоль оси волновода. Поглотитель размещается на стенке волновода и простирается в радиальном направлении до значений $r = R_a$.

Для описания пучково-плазменной неустойчивости в такой системе используется система уравнений холодной гидродинамики для одномерного движения электронов пучка и плазмы в сильном магнитном поле и волновое уравнение для поляризованного потенциала Ψ для описания динамики электромагнитных полей. В линейном приближении из указанной сис-

темы уравнений можно получить дисперсионное уравнение [2], связывающее частоту возбуждаемой волны ω и волновое число $k_z(\omega)$:

$$\left[\omega^2 - \omega_p^2 \frac{\chi_0^2}{k_{\perp p}^2} \right] \left[(\omega - k_z u)^2 - \omega_b^2 \gamma^{-3} \frac{\chi_0^2}{k_{\perp b}^2} \right] = \Theta \omega_p^2 \frac{\chi_0^2}{k_{\perp p}^2} \omega_b^2 \gamma^{-3} \frac{\chi_0^2}{k_{\perp b}^2}, \quad (1)$$

где введены обозначения

$$k_{\perp p, \perp b}^2 = \left\{ r_{p,b} \delta_{p,b} I_0^2(\chi_0 r_{p,b}) \left[\frac{K_0(\chi_0 r_{p,b})}{I_0(\chi_0 r_{p,b})} - \frac{K_0(\chi_0 R_a)}{I_0(\chi_0 R_a)} \right] \right\}^{-1}, \quad (2)$$

$$\Theta = \frac{I_0(\chi_0 r_b) K_0(\chi_0 r_p) I_0(\chi_0 R_a) - K_0(\chi_0 R_a) I_0(\chi_0 r_p)}{I_0(\chi_0 r_p) K_0(\chi_0 r_b) I_0(\chi_0 R_a) - K_0(\chi_0 R_a) I_0(\chi_0 r_b)}, \quad (3)$$

$\omega_{p,b}$ — ленгмюровские частоты плазмы и пучка, $\chi_0^2 = k_z^2 - \omega^2 / c^2$.

Из решений $k_z(\omega)$ уравнения (1) интерес представляют четыре. Обозначим через k_{z1} , k_{z2} и k_{z3} волновые числа, нормальных волн распространяющихся в положительном направлении оси $0z$ ($\text{Re } k_{z1,2,3} > 0$ — плазменная волна и две пучковых волны электронной плотности), а k_{z4} соответствует плазменной волне, распространяющейся навстречу пучку с $\text{Re } k_{z4} < 0$. При наличии усиления одно из волновых чисел будет иметь отрицательную мнимую часть (пусть $\text{Im } k_{z1} < 0$), а в силу вещественности дисперсионного уравнения его решением будет и комплексно сопряженное $k_{z2} = k_{z1}^*$. Остальные волновые числа соответствуют модам, не испытывающим усиления или затухания. Уравнение (1) представляет собой дисперсионное уравнение волн в пучково-плазменной системе без поглотителя. Если в области $R_a < r < R$ расположен поглотитель с большой диэлектрической проницаемостью $\varepsilon \gg 1$, при этом глубина проникновения поля в него мала по сравнению с пространственным периодом поля в тангенциальном направлении $c/(\omega\sqrt{\varepsilon}) \ll k_z^{-1} \approx u/\omega$, то при $r = R_a$ можно сформулировать приближенные импедансные граничные условия Леонтовича, что позволяет определить декремент затухания волны, вносимого поглотителем

$$\delta k_z = \frac{\omega R_a}{2c} \frac{\operatorname{Re} \left(\frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \right) \left| \frac{d\Psi}{dr} (R_a) \right|^2}{\operatorname{Re} k_z \int_0^{R_a} \left| \frac{d\Psi}{dr} (r) \right|^2 r dr}. \quad (4)$$

В экспериментах с плазменными СВЧ усилителями типичными являются следующие параметры [1]: радиус волновода $R = 4.9$ см, средние радиусы плазмы и пучка $r_p = 2$ см и $r_b = 1.5$ см, их толщины $r_p = 0.2$ см и $r_b = 0.4$ см, коллектор электронов выступает на 4 мм по отношению к внешней границе плазменной трубки, длина области взаимодействия электронов с замедленной волной $L = 50$ см, ток электронов пучка 2 кА, а их скорость $u = 2.6 \times 10^{10}$ см/с (релятивистский фактор $\gamma = 2$). Плотность электронов плазмы варьируется в диапазоне $n_p = (1 \dots 2) \times 10^{12}$ см⁻³, поглотитель считаем расположенным на стенке волновода, его внутренний радиус варьируется в диапазоне $R_a = 3 \dots 4$ см..

При неполном согласовании области пучково-плазменного взаимодействия с излучающим рупором возникает обратная связь. Флуктуационно возникшая на входе в усилитель волна на частоте ω из области усиливаемых частот, имеющая амплитуду A , после усиления будет уже иметь амплитуду $A \exp \left[\left(|\operatorname{Im} k_{z1}| - \delta k_{z1} \right) L \right]$ на выходе. После отражения значение амплитуды составит $|\kappa_{14}| A \exp \left[\left(|\operatorname{Im} k_{z1}| - \delta k_{z1} \right) L \right]$. При распространении отраженной волны от $z = L$ до $z = 0$ она не испытывает усиления за счет пучково-плазменной неустойчивости, но поглощается поглотителем и при $z = 0$ значение амплитуды станет равным $|\kappa_{14}| A \exp \left[\left(|\operatorname{Im} k_{z1}| - \delta k_{z1} + \delta k_{z4} \right) L \right]$. При $z = 0$ волна, осуществляющая обратную связь и имеющая волновое число k_{z4} , трансформируется в волны, распространяющиеся в положительном направлении оси z с волновыми числами $k_{z1,2,3}$. В условиях резонансной черенковской пучковой неустойчивости коэффициенты трансформации в каждую из волн равны $\kappa_{41} = \kappa_{42} = \kappa_{43} = 1/3$. Таким образом получаем условие самовозбуждения усилителя

$$|\kappa_{14} \kappa_{41}| \exp \left[\left(|\operatorname{Im} k_{z1}| - \delta k_{z1} + \delta k_{z4} \right) L \right] > 1. \quad (5)$$

На рис. 1 в переменных (n_p, R_a) представлены кривые разделяющие область самовозбуждения усилителя (сверху) и область, в которой реали-

зуются стабильная работа усилителя (снизу) при заданном значении длины пучково-плазменного взаимодействия L .

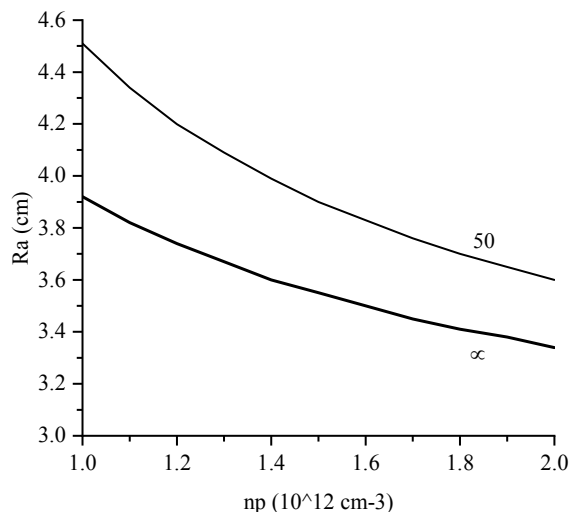


Рис. 1. Кривые, разделяющие области самовозбуждения усилителя (сверху) и стабильной работы (снизу): обычная кривая соответствует $L = 50$ см, жирная кривая соответствует условию (6).

Отдельно отметим случай, когда

$$|\operatorname{Im} k_{z1}| - \delta k_{z1} + \delta k_{z4} < 0 \quad (6)$$

и условие самовозбуждения усилителя (5) не будет выполняться ни при какой длине системы L . Неравенство (6) выполняется при уменьшении расстояния между плазмой и поглотителем начиная с некоторого значения R_a . На рис. 1 жирная линия разделяет область устойчивой работы усилителя при любой длине усилителя (снизу) и область, в которой усилитель может самовозбуждаться при достаточно большой длине L .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект №22-29-00642).

Литература

1. П.С.Стрелков // УФН **189**, 494–517 (2019)
2. I.N.Kartashov, M.V.Kuzelev // Phys. Plasmas **29**, 112102 (2022)

Подсекция:
ФИЗИКА
КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

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

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ОСАЖДЕНИЯ НАНОЧАСТИЦ МЕДИ НА ПОВЕРХНОСТЬ НАНОТРУБОК TiO_2 НА ИХ ФОТОЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА

Доц. Павликов А. В., мл. науч. сотр. Савчук Т. П., доц. Зайцев В. Б., студ. Кытина Е. В., проф. Константинова Е. А.

Фотокаталитические материалы на основе наноструктурированного диоксида титана (TiO_2) привлекают внимание исследователей благодаря высокой химической стабильности и фотокоррозионной устойчивости [1,2]. Эти материалы обладают большой удельной поверхностью и могут использоваться для фотокаталитического разложения органических примесей на воздухе или в воде, и восстановления в процессе фотокатализа углекислого газа до углеводородного топлива. Среди морфологических разновидностей наноструктур TiO_2 можно выделить массивы нанотрубок диоксида титана, полученные анодным окислением (НТАОТ) [3, 4]. Для улучшения фотокаталитических свойств наноструктур на основе TiO_2 используют различные добавки, в том числе наночастицы других полупроводниковых материалов. Известно, что TiO_2 является широкозонным полупроводником n -типа ($E_g \sim 3.2$ эВ) и не чувствителен к свету видимого диапазона. Эту проблему можно решить, например, добавлением частиц узкозонных полупроводников p -типа проводимости [5-9]. В результате в структуре образуются p - n гетеропереходы, на границе перехода возникает электрическое поле, которое способствует разделению фотоиндуцированных зарядов и, соответственно, задерживает нежелательную рекомбинацию электронов и дырок [10]. Оксид меди (CuO) обладает p -типом проводимости и шириной запрещенной зоны $E_g = 1.7$ эВ [11], а следовательно, является перспективным материалов для модификации фотокаталитических свойств наноструктур на основе TiO_2 .

Методика получения НТАОТ подробно изложена в работе [4]. На рис. 1а и 1б представлены микрофотографии исходных образцов, полученные с помощью растрового электронного микроскопа (РЭМ).

После получения производили осаждение наночастиц меди на поверхность НТАОТ при температуре 20°C и потенциале -1.5В относительно Ag/AgCl (3М). В качестве противоиэлектрода выступала платиновая пластинка. Осаждение производилось импульсно, где время импульса и его отсутствия составляло 10 миллисекунд и 1 секунду, соответственно (1 цикл осаждения). После процесса осаждения образцы промывались в деионизованной воде и сушились в потоке воздуха. Были подготовлены серии образцов НТАОТ с различным количеством циклов осаждения: от 10 до 400.

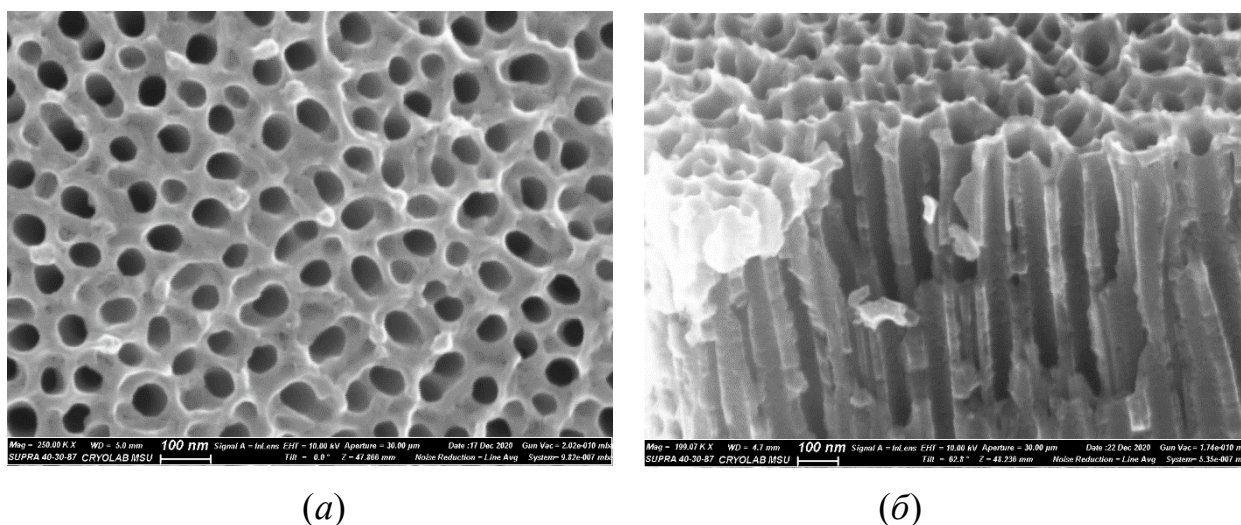


Рис. 1 РЭМ изображения немодифицированных массивов НТАОТ: морфология поверхности (а) и скол образца (б).

Методом спектроскопии диффузного отражения и с использованием функции Кубелки-Мунка была определена оптическая ширина запрещенной зоны, которая в пределах погрешности (0.1 эВ) совпала для исходных и модифицированных образцов и составила 3.2 эВ.

На рис. 2 представлены кинетики фототока при попеременном освещении полученных образцов в широком диапазоне от УФ до видимой области спектра.

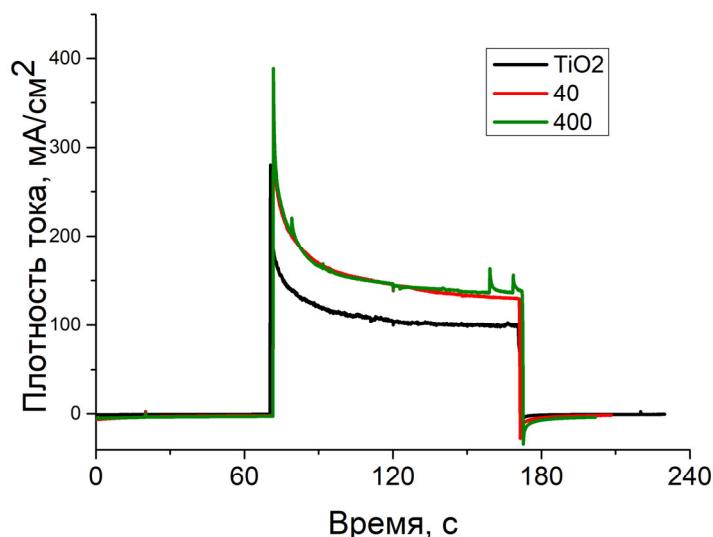


Рис. 2. Кинетики фототока в УФ и видимой области спектра для исходных образцов и для структур с различным количеством циклов нанесения меди.

Можно видеть, что фотоактивность образцов, модифицированных медью, увеличилась и не зависит от циклов осаждения. Поскольку дефекты влияют на фотоактивность диоксида титана, были выполнены исследова-

ния методом ЭПР на спектрометре фирмы Bruker ELEXSYS-500 (рабочая частота 9.5 ГГц, чувствительность прибора $5 \cdot 10^{10}$ спин/Гс). Моделирование спектров ЭПР для определения значений g -факторов и констант сверхтонкого расщепления проводилось с использованием программного пакета EasySpin MATLAB. На рисунке 3 в качестве примера представлены экспериментальный спектр ЭПР и результат численного моделирования (симуляция) для образца с 200 циклами осаждения.

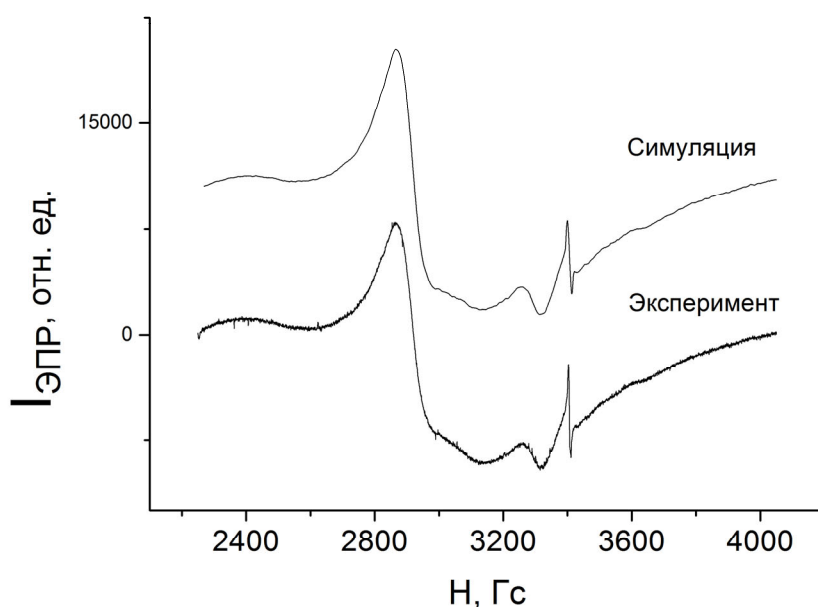


Рис. 3. Экспериментальный и промоделированный спектры ЭПР образцов НТАОТ, модифицированных медью – 200 циклов осаждения.

Из представленных результатов видно, что в интервале магнитного поля $H = 2600\text{--}3100$ Гс регистрируется мощный сигнал ЭПР от ионов меди Cu^{2+} , внедренных в структуру диоксида титана ($g=2.3212 \pm 0.0005$, ширина линии $\Delta H=330$ Гс). В интервале $3000\text{--}3300$ Гс присутствует сигнал ЭПР с параметрами $g=2.1635 \pm 0.0005$, ширина линии $\Delta H=320$ Гс от ионов меди Cu^{2+} в фазе CuO . Последнее свидетельствует о частичном окислении осаждаемой металлической меди. Отметим, что столь большая ширина линий ЭПР от ионов меди может быть обусловлена неразрешенным сверхтонким расщеплением (спин ядра меди $3/2$), и также диполь-дипольным и/или обменным взаимодействием. Поэтому корректно рассчитать концентрацию ионов меди в образцах не представляется возможным.

Также в правой части спектра ЭПР (при значении $H=3406$ Гс) наблюдается узкая линия от оборванных связей углерода, наблюдавшихся в исходных образцах, немодифицированных медью, ($g=2.0027 \pm 0.0005$, $\Delta H=7$ Гс). Наличие оборванных связей углерода можно объяснить присутствием эти-

ленгликоля в составе электролита. Нами была рассчитана концентрация оборванных связей углерода, которая составила $1,3 \cdot 10^{15} \text{ г}^{-1}$ и которая в пределах погрешности совпала для всех образцов данной серии и исходных образцов, что свидетельствует о том, что не происходит взаимодействия между внедренными в нанотрубки диоксида титана ионами меди и собственными дефектами типа оборванных связей углерода. И, наконец, при значении $H=3630 \text{ Гс}$ наблюдается малозаметный пик, соответствующий кислородным вакансиям вблизи ионов меди.

Таким образом, в модифицированных НТАОТ обнаружены ионы меди, как замещающие ионы титана, так и ионы меди в составе фазы CuO , что свидетельствует о частичном окислении осаждаемых наночастиц меди. Оборванные связи углерода и центры Ti^{3+} /кислородная вакансия присутствуют во всех образцах. Показано, что фотоактивность модифицированных НТАОТ увеличивается, что свидетельствует об их перспективности в качестве фотокатализаторов.

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

Литература

1. M. Zubair, H. Kim, A. Razzaq, C. A. Grimes, S.-I. In, *J. CO2 Util.*, **26**, 70 (2018).
2. J. Xiong, M. Zhang, M. Lu, K. Zhao, C. Han, G. Cheng, Z. Wen, *Chinese Chem. Lett.*, **33**, 1313 (2022).
3. C.A. Grimes, G.K. Mor, *TiO2 Nanotube Arrays* (Springer US, Boston, MA, 2009).
4. T. Savchuk, I. Gavrilin, E. Konstantinova, A. Dronov, R. Volkov, N. Borgardt, T. Maniecki, S. Gavrilov, V. Zaitsev, *Nanotechnology* **33**, 55706 (2022).
5. S. Rehman, R. Ullah, A.M. Butt, N.D. Gohar, *J. Hazard. Mater.*, **170**, 560 (2009).
6. P. Ravi, V. Navakoteswara Rao, M.V. Shankar, M. Sathish, *Int. J. Hydrogen Energy* **45**, 7517 (2020).
7. M.M. Jasim, O. A.A. Dakhil, E.H. Hussein, H.I. Abdullah, *J. Mater. Sci. Mater. Electron.*, **31**, 10707 (2020).
8. Y. Zhao, J. Chen, W. Cai, Y. Bu, Q. Huang, T. Tao, J. Lu, *Chem. Phys. Lett.*, **725**, 66 (2019).
9. Nakamura I., N. Negishi, S. Kutsuna, T. Ihara, S. Sugihara, K. Takeuchi, *J. Mol. Catal. A Chem.*, **161**, 205 (2000).
10. H. Liu, Y. Wang, G. Liu, Y. Ren, N. Zhang, G. Wang, T. Li, *Acta Metall. Sin. (English Lett.)*, **27**, 149 (2014).
11. R. Marschall, *Adv. Funct. Mater.* **24**, 2421 (2014).

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ФОКУСИРОВКИ СОСТАВНЫМИ ПРЕЛОМЛЯЮЩИМИ РЕНТГЕНОВСКИМИ ЛИНЗАМИ

Проф. Бушув В.А.

В рамках статистической волновой оптики рассмотрено влияние шероховатостей поверхностей и случайных объёмных неоднородностей плотности материала на фокусировку составными планарными преломляющими рентгеновскими линзами. Источник излучения характеризуется размером, фазой и функцией пространственной (поперечной) когерентности. Проведен численный анализ распределения когерентной и диффузной компонент интенсивности в плоскости изображения источника в зависимости от статистических параметров источника излучения и материала линз.

Составные преломляющие линзы (СПЛ) с успехом используются в различных экспериментах на станциях СИ 3-го поколения [1–3]. В [4] получено точное решение для пропагатора распространения рентгеновского излучения лучей через детерминированную СПЛ с гладкими границами. Влияние шероховатостей на прохождение рентгеновских лучей рассмотрено в [3], где считается, что источник излучения является полностью некогерентным. Высокая степень пространственной когерентности поля, падающего на линзу, обусловлена малым размером источника и большим расстоянием от источника до линзы. В настоящей работе решена задача о влиянии длины пространственной когерентности (ДПК) источника излучения, среднеквадратичных высот шероховатостей и флуктуаций плотности среды, а также длин корреляции поверхностных и объёмных неоднородностей на распределение полной интенсивности (суммы когерентной и диффузной составляющих) в плоскости изображения источника.

Амплитуда поля $E(x, z) = A(x, z)\exp(ikz)$ в плоскости z после планарной СПЛ в параксиальном приближении определяется интегралом Френеля-Кирхгоффа

$$A(x, z) = \int A_1(\xi, z_1)T(\xi)P(x - \xi, z)d\xi, \quad (1)$$

где $A_1(x, z_1)$ — амплитуда поля излучения, падающего на СПЛ, z_1 — расстояние от источника S до линзы (рис. 1), $T(x)$ — амплитудный коэффициент прохождения через СПЛ, $P(x - \xi, z) = (i\lambda z)^{-1/2}\exp[i\pi(x - \xi)^2/\lambda z]$ — пропагатор, $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны. В свою очередь амплитуда $A_1(x, z_1)$ также определяется соотношением (1) с $T(\xi) = 1$ и с заменой z на z_1 и $A_1(\xi, z_1)$ на $A_0(\xi, 0)$, где $A_0(\xi, 0)$ — в общем случае комплексная и случайная амплитуда поля на поверхности источника. Для гауссова источника с гауссовой статистикой $A_0(x) = \exp[-(x/r_0)^2(1 + i\alpha_0)]s(x)$, где $\langle s(x) \rangle = 0$, $\langle |s(x)|^2 \rangle = 1$, функция пространственной когерентности (ФПК)

Увеличение геометрической апертуры a приводит как к некоторому уменьшению функции пропускания и эффективной апертуры $a_{\text{eff}} = \eta a$ (за счет поглощения), так и к тому, что при заданных параметрах источника и расстояния z_1 ДПК ρ_1 на входе в СПЛ может стать меньше, чем эффективная апертура. Тем не менее, увеличение попавшей при этом в линзу энергии приводит к существенному увеличению пиковой интенсивности в плоскости изображения источника и к уменьшению размера фокуса w_{sum} (см. рис. 2).

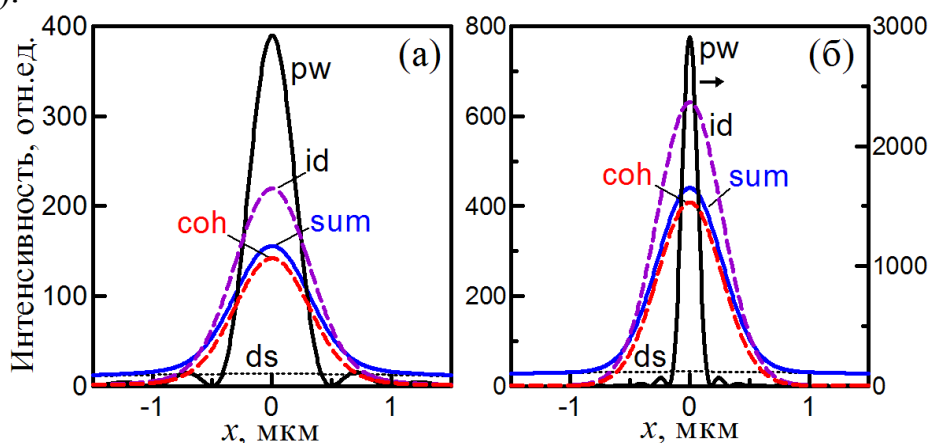


Рис. 3. Интенсивности в плоскости изображения источника при падении плоской волны на идеальную СПЛ с $W = 0$ (кривые pw), при падении частично когерентного пучка на идеальную СПЛ (id), полная интенсивность (sum), когерентная (coh) и диффузная (ds) компоненты; (a) $a = 200$ мкм, (б) $a = 600$ мкм. Высота шероховатостей $\sigma_r = 0.5$ мкм, длина корреляции $\rho_\phi = 10$ мкм. Параметры: $\lambda = 0.1$ нм, $r_0 = 30$ мкм, $\rho_0 = 5$ мкм, $\Delta\theta = 17.7$ мкрад, $z_1 = 50$ м, $r_1 = 890$ мкм, $\rho_1 = 150$ мкм.

Уменьшение ДПК ρ_0 источника приводит к увеличению угловой расходимости $\Delta\theta$ и ширины пучка r_1 , но ДПК ρ_1 при этом остается прежней, что практически не влияет на фокусировку. Шероховатости приводят к снижению интенсивности $I_{\text{sum}}(x)$ и к появлению широкого пьедестала за счет диффузного рассеяния. С увеличением длины корреляции ρ_ϕ его максимум почти пропорционально увеличивается, а ширина w_{ds} уменьшается.

Таким образом, в работе на основе развитой статистической теории проанализировано влияние параметров источника, шероховатостей и флуктуаций плотности на фокусировку с использованием СПЛ.

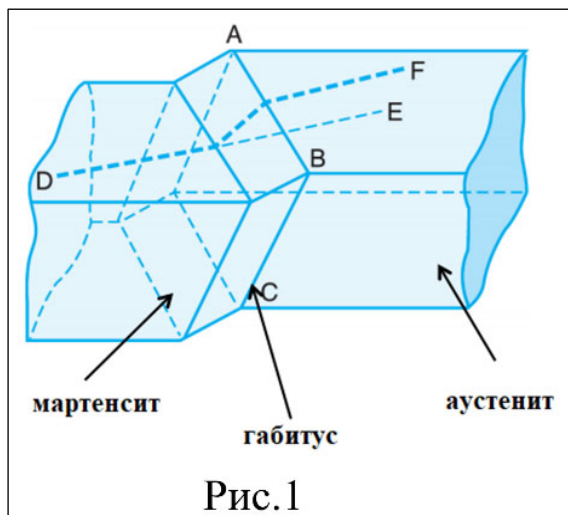
Литература

1. Snigirev, V. Kohn, I. Snigireva, B. Lengeler // Nature, 1996, **384**, 49 (1996).
2. Snigirev, V. Kohn, I. Snigireva *et al.* // Applied Optics, **37**, 653 (1998).
3. Lengeler, C. Schroer, J. Tümmeler *et al.* // J. Synchr. Rad. **6**, 1153 (1999).
4. В. Г. Кон // Письма в ЖЭТФ, **76**, 701 (2002).
5. В. А. Бушуев // Изв. РАН. Сер. физ. **73**, 56 (2009).

ГЕОМЕТРИЧЕСКИЙ ПОДХОД К ПОИСКУ ГАБИТУСНОЙ ПЛОСКОСТИ В МАРТЕНСИТНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Доц. *Володин Б.А.*, проф. *Хунджуа А.Г.*, доц. *Бровкина Е.А.*,
студ. *Джавадов Р.Р.*

Кристаллам мартенсита присуща плоскость габитуса: инвариантная плоскость раздела между мартенситом и исходным кристаллом аустенита (плоскость ABC на рис. 1). Плоскость габитуса определяет и внешнюю границу мартенситных кристаллов.



Длины и направления векторов, лежащих в плоскости габитуса, остаются неизменными при мартенситном превращении. Наряду с параметрами элементарных ячеек и ориентационными соотношениями, плоскости габитуса являются важнейшей характеристикой мартенситных превращений. Расчет габитусной плоскости представляет собой сложную и до сих пор нерешенную в общем виде задачу.

пор нерешенную в общем виде задачу.

При одинаковом числе атомов в элементарных ячейках решеток аустенита и мартенсита, они преобразуются друг в друга путем однородной деформации, которая математически в применении к сфере преобразует ее в трехосный эллипсоид деформации. Существует и эллипсоид обратных деформаций, который в результате мартенситного превращения становится сферой. Пересечение сферы и эллипсоидов происходит по пространственным кривым L. Направления, вдоль которых деформация не меняет длин и направлений векторов, являются образующими конической поверхности (вершина конуса — в начале координат), проходящей через кривую L.

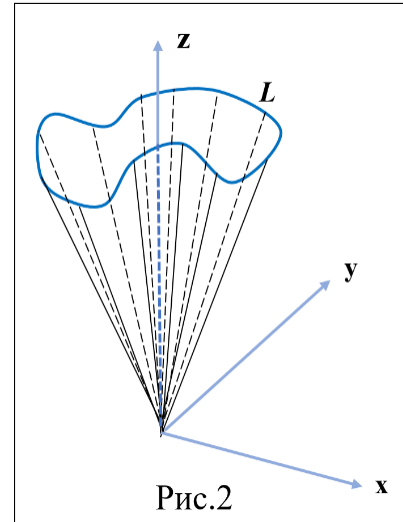
Искомая плоскость габитуса должна содержать в себе инвариантные направления — образующие конической поверхности. Можно предположить, что касательные плоскости в точках кривой L с минимальной кривизной поверхности близки к искомым плоскостям габитуса. В силу построения им принадлежат и образующие конической поверхности.

Можно попытаться решить задачу поиска габитусной плоскости методами дифференциальной геометрии путем анализа кривизны конической поверхности. Математически задача сводится к определению кривизны конической поверхности вдоль кривой L и выбора точки с минимальной кривизной поверхности. Нормаль к поверхности в данной точке определит индексы возможной плоскости габитуса.

Пусть $(x_c(\tau), y_c(\tau), z_c(\tau))$ — параметрическое задание пространственной кривой L . Каждую точку этой кривой соединим с началом координат, чтобы получилась коническая поверхность (рис. 2), которую можно задать в следующем виде:

$$x = lx_c(\tau); y = ly_c(\tau); z = lz_c(\tau),$$

где l — параметр отсчета вдоль образующей, τ — параметр отсчета вдоль кривой. Найдем кривизну конической поверхности. В соответствии с формулами дифференциальной геометрии [1] гауссова кривизна для поверхности конического типа равна нулю, а средняя кривизна в точках поверхности (τ, l) равна:



$$2H = \frac{\begin{vmatrix} \ddot{x}_c & \ddot{y}_c & \ddot{z}_c \\ \dot{x}_c & \dot{y}_c & \dot{z}_c \\ x_c & y_c & z_c \end{vmatrix} (x_c^2 + y_c^2 + z_c^2)}{l[(\dot{x}_c y_c - \dot{y}_c x_c)^2 + (\dot{x}_c z_c - \dot{z}_c x_c)^2 + (\dot{y}_c z_c - \dot{z}_c y_c)^2]^{3/2}} \quad (1)$$

Заметим, что в частном случае «кругового» конуса кривая $(x_c(\tau); y_c(\tau); z_c(\tau))$ является окружностью на высоте $z=h$ с параметризацией $x_c = R \sin \tau; y_c = R \cos \tau; z_c = h$.

Средняя кривизна поверхности конуса согласно (1) в этом случае равна

$$2H = \frac{(h + R^2) \begin{vmatrix} -R \sin \tau & -R \cos \tau & 0 \\ R \cos \tau & -R \sin \tau & 0 \\ R \sin \tau & y_c & h \end{vmatrix} (x_c^2 + y_c^2 + z_c^2)}{l[(R^2 \cos^2 \tau + R^2 \sin^2 \tau)^2 + (hR \cos \tau)^2 + (-hR \sin \tau)^2]^{3/2}} = \frac{1}{lR\sqrt{1 + h^2 R^2}} \quad (2)$$

Рассмотрим теперь задачу поиска габитусной плоскости для случая мартенситного превращения кубического аустенита с параметром элементарной ячейки d в тетрагональный мартенсит с параметрами ячейки $a < d$ и $c > d$. В этом случае кривая пересечения сферы и эллипсоида превращений представляет собой окружность радиуса R , расположенную на высоте $z=const=h$. Выразим кривизну поверхности (2) и координаты радиус-вектора нормали к поверхности через начальные данные a, c и d .

Запишем уравнения сферы радиуса d и эллипсоида вращения с полуосями a вдоль осей x, y и c вдоль оси z :

$$\begin{cases} x^2 + y^2 + z^2 = d^2 \\ \frac{x^2 + y^2}{a^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1 \end{cases} \quad (3)$$

и найдем уравнение кривой пересечения:

$$\frac{d^2 - z^2}{a^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1 \Rightarrow \frac{d^2}{a^2} + z^2 \left(\frac{1}{c^2} - \frac{1}{a^2} \right) = 1 \Rightarrow z^2 \frac{a^2 - c^2}{c^2} = a^2 - d^2$$

Получаем следующую зависимость координаты z точек кривой (окружности) пересечения поверхностей сферы и эллипсоида от начальных данных:

$$z^2 = c^2 \frac{d^2 - a^2}{c^2 - a^2} \quad (4)$$

Поскольку координата z и является фиксированной высотой $z=h$ в выражении (4), то

$$h = c \sqrt{\frac{d^2 - a^2}{c^2 - a^2}} \quad (5)$$

Преобразуя первое уравнение системы (3) с учетом (4), получаем:

$$x^2 + y^2 = a^2 \frac{c^2 - d^2}{c^2 - a^2} \quad (6)$$

Уравнение (6) представляет собой уравнение окружности на плоскости (x, y) вида $x^2 + y^2 = R^2$, откуда находим искомый радиус окружности:

$$R = a \sqrt{\frac{c^2 - d^2}{c^2 - a^2}} \quad (7)$$

Подставляя h и R в (2), найдем значение кривизны конуса в точках вышеозначенной окружности:

$$2H = \frac{1}{d} \frac{c}{a} \sqrt{\frac{d^2 - a^2}{c^2 - d^2}} \quad (8)$$

Нормаль к поверхности в точке $(x_c; y_c; z_c)$ запишется стандартным образом

$$\vec{N} = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ x_0 l & y_0 l & z_0 l \\ x_0 & y_0 & z_0 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ -lR \sin \tau & -lR \cos \tau & 0 \\ R \sin \tau & R \cos \tau & h \end{vmatrix} = \vec{i}(-hlR \sin \tau) - \vec{j}(hlR \cos \tau) + \vec{k}lR^2$$

Откуда определим координаты радиус-вектора искомой нормали к поверхности:

$$\vec{N} \parallel (-hR \sin \tau, -hR \cos \tau, R^2), \quad (9)$$

где h и R выражаются через параметры элементарных ячеек аустенита и мартенсита по формулам (5) и (7).

Координаты нормали (9) с точностью до общего множителя совпадают с индексами Миллера возможной плоскости габитуса (в кубическом базисе аустенита). Подставляя в (9) значения τ из интервала $[0, \pi]$ с заданным шагом получаем набор возможных плоскостей габитуса, которые необходимо сопоставить с экспериментально найденными габитусными плоскостями в системах аустенит — тетрагональный мартенсит.

Литература:

1. Фиников С.П. Курс дифференциальной геометрии. Серия: Классический учебник МГУ. Москва. 2020. 344 с.

АРХИМЕДОВЫ И ПЛАТОНОВЫ ТЕЛА КАК ОСНОВА АРХИТЕКТУРЫ САМОАККОМОДАЦИОННЫХ КОМПЛЕКСОВ КРИСТАЛЛОВ МАРТЕНСИТА

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

В сплавах с эффектами памяти формы (ЭПФ) мартенситное превращение обычно сопровождается формированием самоаккомодационных комплексов (СК) — группы доменов — эквивалентных вариантов ориентационного соотношения (ОС). При этом междоменная граница является плоскостью двойникования. При мартенситных превращениях кристаллические решетки исходного β -аустенита и выделяющегося α -мартенсита связаны ОС: $(H K L) [h k l]_{\beta} \parallel (H' K' L') [h' k' l']_{\alpha}$, которые записываются путём указания параллельных плоскостей и направлений.

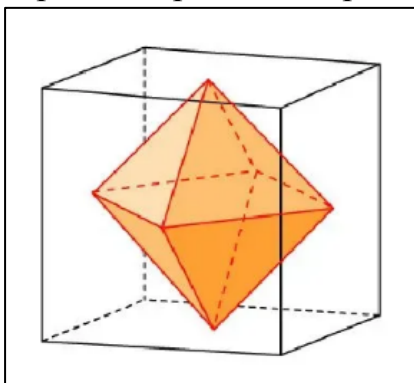
Решетка аустенита во всех сплавах с ЭПФ кубическая. Количество кристаллографически эквивалентных вариантов в ней для конкретного ОС определено (от 3-х до 48-ми). Понятны и причины формирования СК-минимизация упругой энергии и компенсация формоизменения на микроуровне группы мартенситных кристаллов (а не на макроуровне всего зерна аустенита, как это бывает для фазовых превращений другого типа). Поэтому структура СК (внешняя огранка и внутреннее строение) прогнозируема.

Вопрос о самоаккомодации примыкает к задаче о внешней огранке кристаллов мартенсита — задаче достаточно сложной и в общем случае пока далекой от решения. Если кристаллы мартенсита находятся внутри аустенитной матрицы, они имеют линзообразную форму, вопрос о внешней огранке которых некорректен. Но есть частные случаи, для которых можно более оптимистично смотреть на возможность прогнозирования сопряжения кристаллических решеток (плоскость габитуса):

— кристаллы мартенсита пронизывают кристалл аустенита и имеют форму пластины. Для плоскопараллельной пластины можно пренебречь упругой энергией и сосредоточиться на энергии когерентной межфазной границы "мартенсит–аустенит", минимизация которой может указать пути поиска габитусной плоскости; подобные соображения справедливы и для граней СК.

Однако для СК ситуация несколько иная, ввиду того, что его внешняя поверхность является многогранником, симметрия которого должна "вписываться" в анизотропию упругих свойств аустенита. Соображения симметрии говорят, что оси симметрии кубической решетки аустенита должны совпадать с осями симметрии СК-многогранника. Но причиной формирования СК является минимизация упругой энергии, т.е. огранка регулируется энергией межфазной границы.

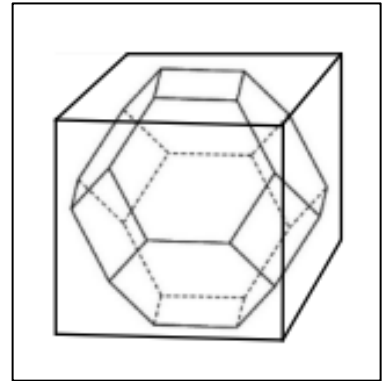
Внешняя поверхность СК является многогранником, составленным из мартенситных кристаллов. Симметрия многогранника должна соответствовать симметрии решетки аустенита – многогранник должен обладать теми же элементами симметрии, что и кристаллическая решетка аустенита, т.е. должен иметь оси симметрии 2-го, 3-го и 4-го порядка, быть правильным и принадлежать к Платоновым или Архимедовым телам. Например, возможна огранка в форме октаэдра (платоново тело) или усеченного октаэдра (архимедово тело). Если куб усечь по плоскостям, перпендикулярным направлениям $\langle 111 \rangle$, можно получить усеченный куб (в пределе октаэдр, в котором 6 квадратных граней стянуты в точки).



Если октаэдр с вершинами в центре граней куба или усеченный куб рассечь по плоскостям его симметрии и симметрии исходного куба, то можно получить представление о внутреннем устройстве СК. Три плоскости симметрии куба типа $\{100\}$ делят вписанный в него октаэдр или усеченный октаэдр на 8 тетраэдров (доменов, связанных двойниковой границей), 6 плоскостей типа $\{110\}$ – на 48 тетраэдров, а при совместном включении плоскостей $\{100\}$ и $\{110\}$ – на 64 домена. Рассчитывать на то, что плоскости обоих типов одновременно задействованы в

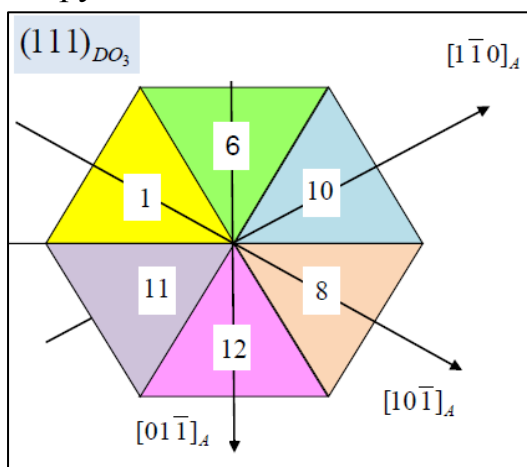
формировании СК трудно, ввиду того, что плоскости двойникования для различных кристаллических структур определены достаточно строго.

Далее, исходя из кристаллической структуры мартенсита и ОС, следует найти плоскости двойникования и попытаться спрогнозировать архитектуру СК на основе утверждения, что в сплавах с ЭПФ плоскость двойникования мартенсита должна быть параллельной (с точностью до нескольких градусов) плоскости симметрии аустенита [1]. Последнее условие позволяет однозначно найти подходящие плоскости решетки мартенсита. Понятно, что это условие автоматически выполняется при мартенситных превращениях типа дисторсии решетки аустенита.



В общем случае триклинной дисторсии имеется не более 24-х вариантов ОС. Для полной компенсации деформации все 24 домена должны входить в СК [2]. Для полной самоаккомодации в СК кристаллов мартенсита R в никелиде титана TiNi должны входить все 4 кристаллографически эквивалентных варианта.

В сплавах на основе γ -Mn имеет место МП дисторсионного типа ГЦК аустенита в тетрагональный или орторомбический мартенсит. Базисные векторы решетки тетрагонального мартенсита направлены вдоль базиса аустенита, и имеется три варианта ОС. Казалось бы, СК должен содержать по варианту из каждой группы, но оказывается - этого недостаточно. Если в качестве исходного домена взять вариант A_1 , то двойникование по четырем разрешенным плоскостям дает четыре домена, никакая пара из которых не является двойниками, т.е. в трехдоменном СК нет замкнутости, а в таких комплексах домены не могут расти один за счет другого, и рост СК затруднен.



В сплавах Mn-Fe мартенсит имеет орторомбическую структуру с базисными векторами ячейки мартенсита, направленными соответственно вдоль базисных осей аустенита. Имеется 6 кристаллографически эквивалентных вариантов ОС, трех из которых достаточно для полной компенсации деформации: уравнения трех эллипсоидов деформации при суммировании дают уравнение сферы:

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

$\frac{x'^2}{(1+\varepsilon_2)^2} + \frac{y'^2}{(1+\varepsilon_3)^2} + \frac{z'^2}{(1+\varepsilon_1)^2} = 1$; $\frac{x'^2}{(1+\varepsilon_3)^2} + \frac{y'^2}{(1+\varepsilon_1)^2} + \frac{z'^2}{(1+\varepsilon_2)^2} = 1$; Однако подобно ситуации для тетрагонального мартенсита комплекс не будет замкнут. Замкнутый СК должен содержать все 6 вариантов ОС.

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

Литература

1. Хунджуа А.Г., Птицын А.Г., Бровкина Е.А., Шаотао Чжэн Самоаккомодация кристаллов мартенситных фаз в сплавах на основе титана и циркония // ФММ. 2012, т.113. №11. С. 1093–1098.
2. 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.

НАНОМЕХАНИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ С ПЕРЕСТРАИВАЕМОЙ ЧАСТОТОЙ НА ОСНОВЕ ПОДВЕШЕННЫХ НАНОПРОВОДОВ ИЗ НИТРИДА КРЕМНИЯ

Мл. науч. сотр. *Дорофеев А.А.*, студ. *Михайлов П.О.*, студ. *Попов А.А.*,
ст. науч. сотр. *Преснов Д.Е.*, ст. науч. сотр. *Трифонов А.С.*,
проф. *Снигирев О.В.*, вед. науч. сотр. *Крупенин В.А.*

Электромеханические системы широко вошли в нашу повседневную жизнь в виде различных акселерометров и гироскопов. В свою очередь, Нанoeлектромеханические системы (НЭМС) сыскали широкое применение на передовых направлениях науки, благодаря своей высокой чувствительности к различным внешним воздействиям [1]. Так в работе [2] продемонстрирован прецессионный эксперимент по регистрации квантовых вихрей в сверхтекучем гелии с использованием наноразмерного резонатора (НМР) с собственной частотой 2.116 МГц.

В работе представлен уникальный метод изготовления НМР с близко-расположенными управляющими электродами. Метод включает в себя стандартные для полупроводниковой промышленности технологии, такие как: электронно-лучевая литография, напыление тонких металлических пленок, реактивно ионное и жидкостное травления. Изготовлены экспериментальные структуры с НМР на основе подвешенных и закрепленных с обеих сторон нанопроводов из нитрида кремния с тонким слоем алюминия

на поверхности, толщиной 30 нм. Ширина и высота полученных резонаторов составляет 100–200 нм, а длина варьируется в диапазоне от 70 мкм до 1 мм.

Произведены теоретические оценки значений собственных частот изготовленных НМР при различных температурах. С использованием численного моделирования продемонстрирована динамика изменения собственных частот изготовленных систем при изменении температуры от комнатной до 4 К. При охлаждении резонансные частоты увеличиваются от 0.4 МГц до 2.1 МГц для нанопроводов длиной 70 мкм, и от 0.02 МГц до 0.15 МГц для нанопроводов длиной 1 мм. Полученная с использованием численного моделирования модель позволяет оценить влияние близкорасположенных управляющих электродов на динамику колебания подвешенного нанопровода. Полученные результаты демонстрируют, что с использованием управляющего электрода возможно корректировка резонансной частоты на величину до 10%.

Литература

1. Presnov, D.E., Kafanov, S.G., Dorofeev, A.A. *et al.* High Quality Factor Mechanical Resonance in a Silicon Nanowire. *Jetp Lett.* **108**, 492–497 (2018). <https://doi.org/10.1134/S0021364018190037>
2. Guthrie, A., Kafanov, S., Noble, M.T. *et al.* Nanoscale real-time detection of quantum vortices at millikelvin temperatures. *Nat Commun* **12**, 2645 (2021). <https://doi.org/10.1038/s41467-021-22909-3>

МАГНИТНЫЕ И МАГНИТОУПРУГИЕ СВОЙСТВА РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ИНТЕРМЕТАЛЛИДОВ С КОБАЛЬТОМ И ЖЕЛЕЗОМ

Ст. препод. *Панкратова Н.Ю.*, ст. науч. сотр. *Политова Г.А.* (Институт металлургии и материаловедения им. А. А. Байкова РАН, г. Москва, Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого),
вед. науч. сотр. *Терёшина И.С.*, проф. *Никитин С.А.*

Магнитострикция — это явление сильной связи между механическими свойствами материала и его магнитным состоянием: деформации (анизотропная и анизотропная) проявляются при изменении величины намагниченности (в магнитном поле приложенном к образцу). В тоже время механические напряжения в магнитострикционных материалах вызывают изменения величины намагниченности. В отличие от пара и диамагнитных тел в ферромагнетиках магнитострикционные явления имеют ряд качественных особенностей, обусловленных наличием у последних спонтанной намагниченности. Фундаментальные исследования магнитострикции связаны с определением связи электронных и решеточных подсистем крайне важны для

физики магнитных явлений и сверхпроводимости. Многие обзоры по магнитострикции посвящены ферромагнитным материалам, которые в настоящее время используются в технологических приложениях на основе магнитострикционных эффектов [1–3].

Магнитострикция в системах с редкоземельными (РЗ) элементами интенсивно изучается, поскольку она характеризует магнетизм электронной подсистемы 4f-атомов и их взаимодействие с кристаллическим полем решеточной подсистемы. Изучение магнитострикционных свойств редкоземельных 3d-интерметаллидов позволяет глубже понять суть происходящих в таких твердых телах магнитных явлений в их связи с химическим составом, кристаллической структурой и специфическими особенностями входящих в состав элементов. Интерес к редкоземельным соединениям резко возрос в начале семидесятых годов XX века после обнаружения гигантской магнитострикции при комнатной температуре в сплавах RFe_2 [5]. В частности, большой интерес привлекают изменения симметрии, вызванные искажениями решетки. Благодаря гигантской анизотропной магнитострикции РЗ атомов проявляются спонтанное нарушение типа симметрии кристаллической решетки при понижении температуры ниже точки Кюри. Кроме того, такие исследования позволяют выявить круг соединений, перспективных для практического использования в качестве магнитострикционных материалов. Исключительные магнитоупругие свойства сплава РЗ элементов и железа (терфенола) со структурой фазы Лавесса задало большой потенциал для различных применений функциональных материалов с гигантской магнитострикцией [4-5].

В нашей работе проведены систематические изучения магнитострикции многокомпонентных сплавов $R'R''(Fe,Co)_2$ (R, R', R'' – РЗ атомы или Y). Проводились исследования как спонтанной магнитострикции методами рентгеновской дифракции так и магнитострикции индуцированной внешним магнитным полем. Магнитострикцию измеряли тензометрическим методом в магнитных полях до 15 кЭ. В многокомпонентных системах изучали такие концентрации РЗ атомов, которые позволяют скомпенсировать либо магнитную анизотропию, либо намагниченность РЗ и 3d-подрешеток. На основе теоретических расчетов, выполненных в рамках модели одноионной анизотропии, и экспериментальных данных по температурным зависимостям констант магнитной анизотропии соединений типа RFe_2 найдены и синтезированы новые многокомпонентные системы $RR'R''Fe_2$ со структурой типа фаз Лавеса с компенсированной магнитной анизотропией в РЗ подрешетке (за счет использования РЗ металлов с разными знаками констант).

В системе $Tb_{0.2}(Dy,Gd)_{0.8}Co_2$ обнаружена магнитная морфотропная фазовая граница, в области которой происходит усиление магнитострикционных свойств. Обнаружены рекордно высокие для данного класса соеди-

нений значения магнитострикционной восприимчивости соединений $(\text{Tb,Dy,Er})\text{Fe}_{0.7}\text{Co}_{1.3}$ и $(\text{Tb,Dy,Ho})\text{Fe}_{1.8}\text{Co}_{0.2}$ в магнитных полях до 1,5 кЭ. В системах $(\text{Tb,Ho})(\text{Fe,Co})_2$ обнаружено возрастание температуры Кюри при малых концентрациях кобальта.

В системах $(\text{R,Y})_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$ обнаружено значительное возрастание анизотропной и объемной магнитострикции в области спин-переориентированных магнитных фазовых переходов, также найдены составы со скомпенсированной анизотропией. Причиной возникновения особенностей магнитострикции в системах $(\text{R,Y})_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$, является тот факт, что комбинация в одной и той же редкоземельной подрешетке ионов легких и тяжелых элементов (Gd, Tb, Dy, Er и Sm), затем и частичное замещение атомами Y приводит к изменению величины и знака соответствующих конкурирующих между собой межподрешеточных обменных взаимодействий, при этом изменяются обменные взаимодействия и внутри самих магнитных подрешеток. Конкуренция между перечисленными видами взаимодействий позволяет получать составы не только с полной магнитной компенсацией намагниченности, но и при изменении температуры.

Показано, что в области магнитных фазовых переходов типа точка Кюри основной вклад в магнитострикцию привносит механизм обменной магнитострикции. Экспериментально подтверждена прямая зависимость величин объемной магнитострикции и МКЭ в РЗ сплавах со структурой фаз Лавеса. С другой стороны в области спин-переориентационных переходов доминирует механизм одноионной магнитострикции РЗ ионов. Кобальт вносит значительный вклад в анизотропную магнитострикцию в соединениях R-Co со структурой фаз Лавеса. Вероятно это связано с частичным размораживанием орбитального момента ионов Co и возникновение по этой причине несферичности 3d-электронного облака. При повороте такого облака в кристалле окружающие его атомы смещаются вызывая анизотропные изменения кристаллической решетки аналогичные как для редкоземельной подсистемы.

Показано, что в многокомпонентных РЗ сплавах с железом и кобальтом можно создать каскад спин-ориентационных и магнитных фазовых превращений, что позволит сконструировать сплавы со скомпенсированной магнитокристаллической анизотропией, а следовательно, и значительными магнитострикционными деформациями в слабых магнитных полях, а также сплавов, в которых магнитострикционные константы меняют свой знак при заданных значениях температуры. Последнее обстоятельство важно для получения и прогнозирования перспективных материалов для новой техники и развития инновационных технологий. Предложены соединения на базе которых возможна разработка перспективных материалов для магнитострикторов, работающих в слабых магнитных полях.

Литература

1. Mayergoyz I.D., Handbook of Giant Magnetostrictive Materials (Academic Press, San Diego, 2000).
2. Morin P. and Schmitt D., in Ferromagnetic Materials, Vol. 5, edited by K.H.J. Buschow and E.P. Wohlfarth (1990), p. 1.
3. Andreev A.V. in Handbook of Magnetic Materials, Vol. 8, edited by K.H.J. Buschow (1995), p. 59.
4. Белов К П, Катаев Г И, Левитин Р З, Никитин С А, Соколов В И УФН 140 271–313 (1983).
5. Clark A.E. in Ferromagnetic Materials, Vol. 1, edited by E.P. Wohlfarth (1980), p. 531.

ОСОБЕННОСТИ МИКРОСТРУКТУРЫ ПЕРСПЕКТИВНОГО СПЛАВА Pd–Ru

Науч. сотр. *Акимова О.В.*, науч. сотр. *Овчаров А.В.*, (НИЦ «Курчатовский институт»), ст. науч. сотр. *Рошан Н.Р.* (Институт металлургии и металлостроения имени А. А. Байкова)

Диффузионный метод сепарации водорода высокой степени чистоты (99.9999% [1]) с участием плотных металлических мембран на основе палладия не утрачивает своей актуальности для нужд водородной энергетики на протяжении ряда последних десятилетий. Легирующие элементы, рассматриваемые в литературе как активно исследуемые составляющие мембранных сплавов (Y, Cu, Ag, Lu, Pb, Ru) добавляются к палладию с целью улучшения структурно-чувствительных характеристик мембранных фильтров, в частности, показателей прочности и водородопроницаемости.

Причина востребованности сплавов на основе палладия в том, что метод сепарации водорода с их участием обеспечивает положительный результат извлечения водорода из водородсодержащих газовых смесей даже при малых количествах, когда недееспособны иные технологии сепарации водорода: метод криогенной сепарации (1), метод диффузионный с применением полимерных мембран (2), метод металл-гидридной сепарации (3), метод электролитический с применением твердого полимера (4), метод переменного давления (5), метод каталитической очистки (6) [1]. Крупномасштабно используются методы (1),(2),(5) и (6), но 99 % чистоты водорода достижимы только методом (6), в остальных методах извлечения водорода из газовых смесей его чистота может не превысить порога в 85 %, причем перечисленные методы нечувствительны к малому содержанию водорода в газовых смесях [1]. Сепарация с применением палладиевых

мембран является единственным методом, который позволяет превысить порог очистки водорода в 99% [1–3]

Помимо прикладного значения, сплавы на основе палладия хорошие модельные объекты исследования процессов взаимодействия металлических систем с водородом ввиду низкой химической активности палладия, а в случае сплава Pd–Ru, и рутения. Так, при промышленном способе восстановления кремния из трихлорсилана (SiHCl_3), мембрана состава Pd–6Ru (числа — массовые проценты) показала устойчивость поверхности к кремний содержащим осадкам, снижающим производительность мембранных фильтров [3]. Чем еще примечателен сплав: (а) — близость размеров атомов — компонент сплава (1.34 \AA (Ru) и 1.37 \AA (Pd)) и показателей электроотрицательности (2.22) снижает дилатационную нагрузку на кристаллическую решетку и способствует гомогенности состава; (б) — хорошие показатели по низкому содержанию примесей в сепарируемом диффузионным способом водороде [3].

Для проведения настоящего эксперимента были выбраны два типа фильтров — плотные мембраны в виде лент толщиной 30 мкм и трубчатые внешним диаметром 0.9 мм, внутренним 0.1 мм. Изготовлены фильтры методом электродугового сплавления из металлов высокой степени чистоты ($\approx 99.95\%$). Для обеспечения гомогенного состава сплава, что важно для металлических систем, контактирующих с водородом, каждый исходный слиток–заготовка переплавлялся 2–3 раза. Мембраны-ленты получены методом холодного проката заготовок на четырехвалковом прокатном стане с промежуточными вакуумными отжигами при температуре 1173 К.

Химический и фазовый состав образцов был определен методами рентгеновской дифракции (РД) и энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (ЭДРС). Использование в РД высокоинтенсивного монохроматического синхротронного излучения (СИ) источника Курчатовского центра СИ и нанотехнологий обеспечило высокое разрешение эксперимента (рис. 1). На образец направлялся пучок СИ, монохроматизированный с помощью двухкристального кремниевого монохроматора до $\Delta E/E \sim 10^{-4}$, основное отражение от плоскостей типа $\{111\}$. В процессе измерения образцы вращались вокруг горизонтальной оси перпендикулярно пучку СИ для усреднения по ориентациям кристаллитов. Дифракционная картина регистрировалась в геометрии Дебая-Шеррера. Подробнее с методикой эксперимента можно ознакомиться в [4]. ЭДРС выполнена с использованием растрового электронно-ионного микроскопа Helios Nanolab600i. Проведен качественный и количественный микроанализ состава образцов. Среднее значение глубины формирования сигнала составило 1.2 мкм. Погрешность определения концентрации компонента легирования не превышала 0.5 масс.%.

Дифрактограммы выявили интенсивные структурные отражения, определившие гранецентрированную кубическую решетку сплава. Для основной фазы мембранного фильтра элементного состава Pd-Ru рентгеновская дифракция определила период кристаллической решетки 0.38878 ± 0.00005 нм — для ленточной мембраны, что указывает на (расчет Вегарда) содержание рутения в основной фазе сплава в количестве 5.64 ± 0.09 ат. %. Сплав высокодисперсный — эффективный размер областей когерентного рассеяния (ОКР) по кристаллографическому направлению $\langle 111 \rangle$ максимальный, 37 нм. Размеры ОКР (100); ОКР(110); ОКР(311) составили 23, 23 и 20 нм, соответственно. Для трубочной мембраны период кристаллической решетки составил 0.38939 ± 0.00005 нм, что отвечает содержанию рутения в количестве 6.67 ± 0.09 ат. %. Метод ЭДРС показал согласие с результатами метода рентгеновской дифракции: содержание рутения в количестве 6.7 ± 0.5 ат. % для трубочной мембраны. Снимки поверхности трубочной мембраны, выполненные методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), приведены в обратнорассеянных и вторичных электронах на рис. 2. Снимки свидетельствуют о гомогенном составе мембранного фильтра.

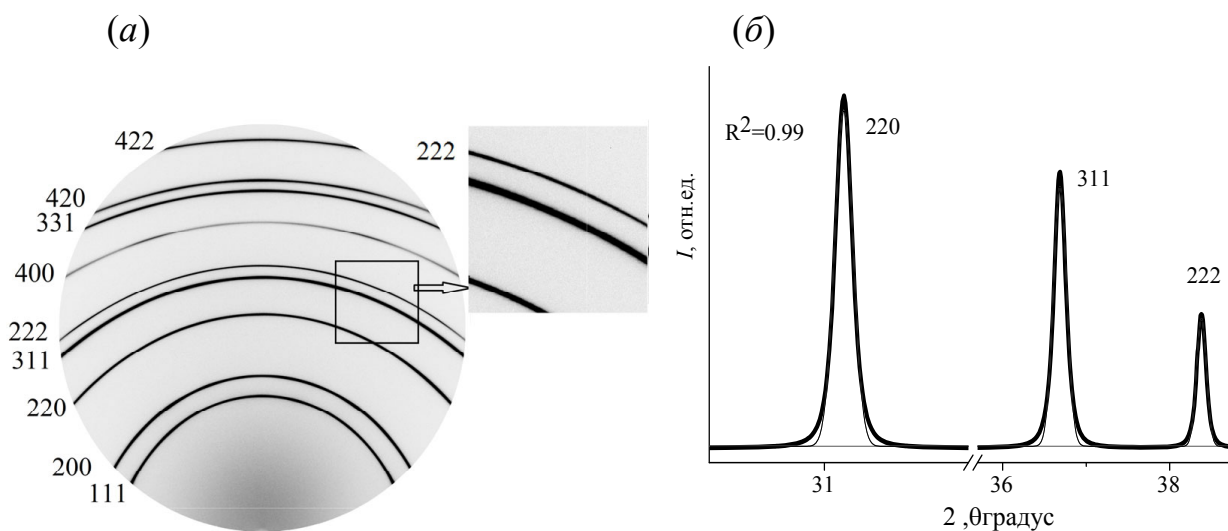


Рис. 1 Дифрактограммы, снятые с металлической системы Pd-Ru (а) — двумерный вид; (б) — дифракционные линии вида $I(2\theta)$ в области углов дифракции $30.2\text{--}38.8^\circ$.

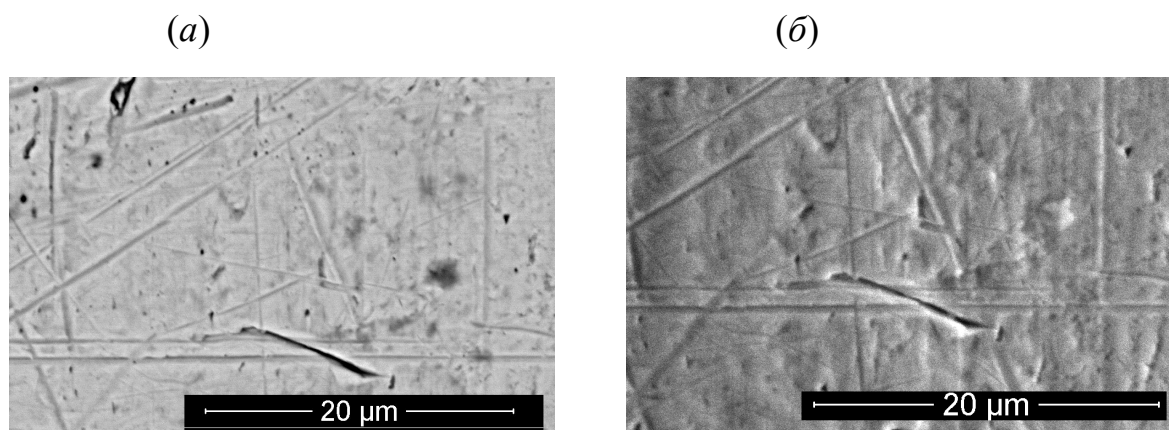


Рис. 2. СЭМ участка поверхности трубчатой мембраны, полученные: (а) — в обратнорассеянных электронах; (б) — во вторичных электронах.

В результате проведенных исследований образцов мембранного сплава Pd–Ru установлено, что (а) — диффузионные фильтры имеют высокую гомогенность по составу, (б) — наноструктурированную дисперсную структуру; (в) — низко дефектные малоугловые границы зерен.

Литература

1. Grashoff G.J., Pilkington C.E. and Corti C.W. *Platinum Metals Rev.*, 1983, **27**, (4) 157–169.
2. Rahimpoura, M.R., Samimi, F., Babapoor, A., Tohidian, T., Mohebi, S. *Chem. Engin. and Proc.: Process Intensification*. 2017. V. 121. P. 24–49. <https://doi.org/10.1016/j.cep.2017.07.021>
3. Бурханов Г.С., Кореновский Н.Л., Ключева Н.Е., Гусев А.В., Корнев Р.А. *Перспективные материалы*. 2007. № 3. С 62–68.
4. Акимова О.В., Светогоров Р.Д., Горбунов С.В., Рошан Н.Р. *Известия РАН. Серия физическая*. 2022. Т. 86. С. 1579–1583.

Подсекция:
БИОФИЗИКА

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

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ И БИОМЕХАНИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ РЕГУЛЯЦИИ СТРУКТУРООБРАЗОВАНИЯ В СИСТЕМЕ ТРОМБОЦИТАРНОГО ГЕМОСТАЗА

Ст.науч.сотр. *Беляев А. В.*

Возникновение порядка в пространственном расположении структурных элементов (атомов, молекул, дисперсных частиц) и физические принципы, приводящие к упорядочению материи, являются ключевыми вопросами физики конденсированного состояния вещества. Особое место занимают принципы возникновения и эволюции «живой» материи, сложность организации которой опирается на структурную иерархию, дискретность, неравновесность, нелинейность, наличие межфазных границ, а также понятие симметрии и ее нарушения [1]. Изучение механизмов структурообразования в живых системах является одной из центральных проблем современной теоретической биофизики [2]. Ярким примером может служить образование тромба в кровеносных сосудах в ответ на кровотечение, травму или воспаление клеток эндотелия. При этом механические процессы и явления переноса оказывают существенное влияние и на динамику образования агрегатов из клеток крови (тромбоцитов), и на коагуляцию плазмы крови.

В настоящем докладе речь пойдет о влиянии гидродинамических течений на инициацию и динамику тромбоцитарного гемостаза на различных масштабах: от молекулярных до макроскопических. Было теоретически показано, что гидродинамические силы со стороны кровотока могут определять конечный размер тромба, вызывая при вполне определенных условиях остановку его роста [3]. Согласно предложенной автором модели, в зависимости от размера области повреждения на стенке кровеносного сосуда, возможны два различных режима роста тромба в микрососуде. Также рассматривается ряд новых системных подходов к предсказательному компьютерному моделированию агрегации тромбоцитов в микрососудах [4,5]. Особое внимание уделяется механохимическим изменениям белков плазмы крови под действием гидродинамических сил. [6]. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-21-00221 (<https://rscf.ru/project/22-21-00221/>)

Литература

1. Марков В.Н., Пухов Н.М., Твердислов В.А. Основы современной физики и космологии. От неживого к живому.- СПб: Изд-во РГПУ им. А.И. Герцена, 2021.
2. Гурия Г.Т. Макроскопическое структурообразование в динамике крови в свете теории неравновесных структур. — Москва: МГУ, 2002. — 375 с. — Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук.

3. Belyaev A.V., Panteleev M.A., Ataullakhanov F.I. Threshold of Microvascular Occlusion: Injury Size Defines the Thrombosis Scenario. // Biophysical Journal, 109, 450-456 (2015).
4. Bouchnita A., Belyaev A.V., Volpert A.V. Multiphase continuum modeling of thrombosis in aneurysms and recirculation zones // Phys. Fluids 33, 093314 (2021).
5. Belyaev A.V., Kushchenko Y.K. Biomechanical activation of blood platelets via adhesion to von Willebrand factor studied with mesoscopic simulations. // Biomech Model Mechanobiol (2023). <https://doi.org/10.1007/s10237-022-01681-3>
6. Languin-Cattoën O., Laborie E., Yurkova D.O., Melchionna S., Derreumaux P., Belyaev A.V., Sterpone F. Exposure of Von Willebrand Factor Cleavage Site in A1A2A3-Fragment under Extreme Hydrodynamic Shear. // Polymers, 13(22):3912 (2021).

АСКОРБИНОВАЯ КИСЛОТА В СЕРДЕЧНО-СОСУДИСТОЙ СИСТЕМЕ, ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С МЕМБРАНАМИ МИТОХОНДРИЙ

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

Большинство функций известного противоракового витамина, аскорбиновой кислоты (AscH_2), основаны на её способности к двум последовательным одноэлектронным окислениям, приводящим к образованию аскорбат-радикала (Asc^\cdot) и дегидроаскорбиновой кислоты (ДГК) (рис 1) [1].

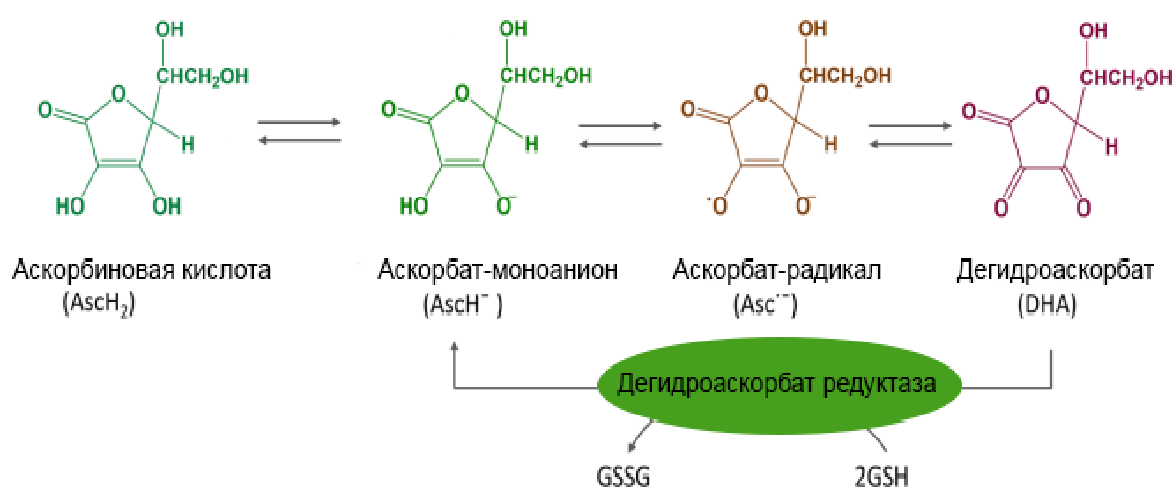


Рис. 1. Редокс химия витамина С.

Отличный донор электронов, АскН₂ является основным водорастворимым антиоксидантом, эффективно обезвреживая реактивные формы кислорода и азота. Эти активные формы обычно образуются в ходе метаболизма и в условиях окислительного стресса, в том числе и в сердечно-сосудистой системе [2, 3]. Кроме того, АскН₂ служит восстанавливающим кофактором для многих ферментов, например, медьсодержащих монооксигеназ и Fe(II)/2-оксоглутарат-зависимых диоксигеназ, участвующих в синтезе карнитина и катехоламинов, а также посттрансляционных модификаций белков внеклеточного матрикса, включая коллаген. Кроме того, выявлены регуляторные процессы, зависящие от АскН₂, такие, как ответ на нормоксию-гипоксию через гидроксильное фактора, индуцируемого гипоксией (HIF-1) и эпигенетически значимые реакции окисления, затрагивающие гистоны и метилированные нуклеиновые кислоты [3].

В субклеточные компартменты, через глюкозный транспортёр тип 1 (GLUT1), проникает окисленная форма витамина С — дегидроаскорбиновая кислота, которая далее восстанавливается и накапливается в виде АскН₂. Так, в митохондриях концентрация аскорбата достигает миллимолярных значений.

Целью настоящей работы было выяснение механизмов воздействия аскорбиновой кислоты на встроенные в мембраны митохондрий спин меченые 16-доксил и 5-доксил производные стеариновой кислоты (16DS и 5DS), отличающиеся глубиной погружения парамагнитного фрагмента в гидрофобную область мембран.

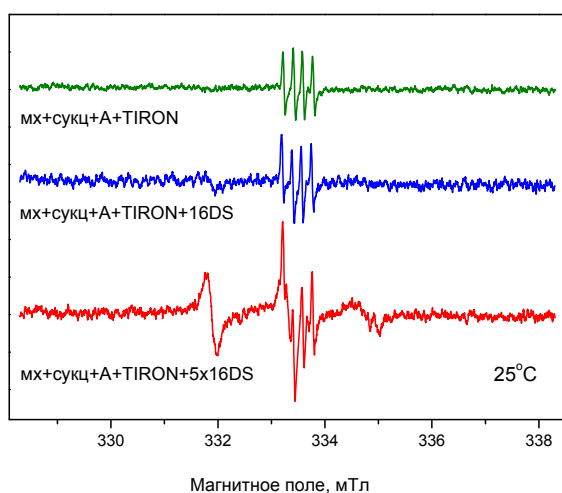


Рис. 2. ЭПР спектры спиновой метки 16-DS и спиновой ловушки TIRON (квартетный сигнал) в митохондриях с сукцинатом и антимицином А.

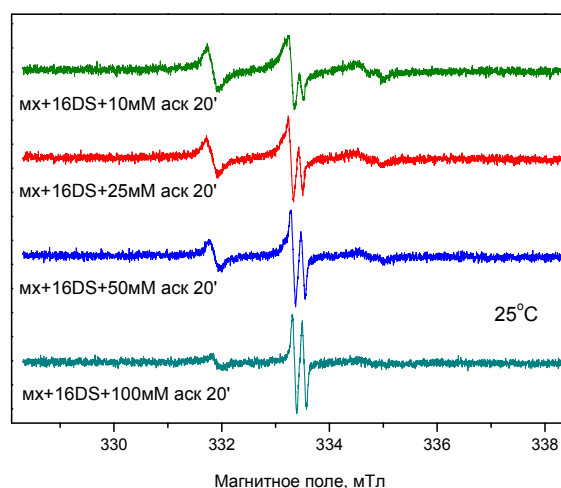


Рис. 3. Изменения в ЭПР спектрах 16-DS и аскорбиновой кислоты (дублетный сигнал аскорбильного радикала) при добавлении к митохондриям от 10 до 100 мМ АскН₂.

Добавление к суспензии митохондрий с TIRON различных концентраций метки 16DS (рис. 2) и 5DS (не показано) не приводило к изменению

сигнала ЭПР TIRON, который характеризует скорость генерации супероксида. С другой стороны, следует отметить, что продукция супероксида митохондриями не вызывала изменений спектральных параметров обоих спиновых меток [4].

Согласно литературным данным [3], аскорбиновая кислота способна восстанавливать спиновые метки, что приводит к потере их парамагнетизма. С помощью аскорбиновой кислоты исследовали доступность спиновых меток, встроенных как во внешнюю, так и во внутреннюю мембраны митохондрий.

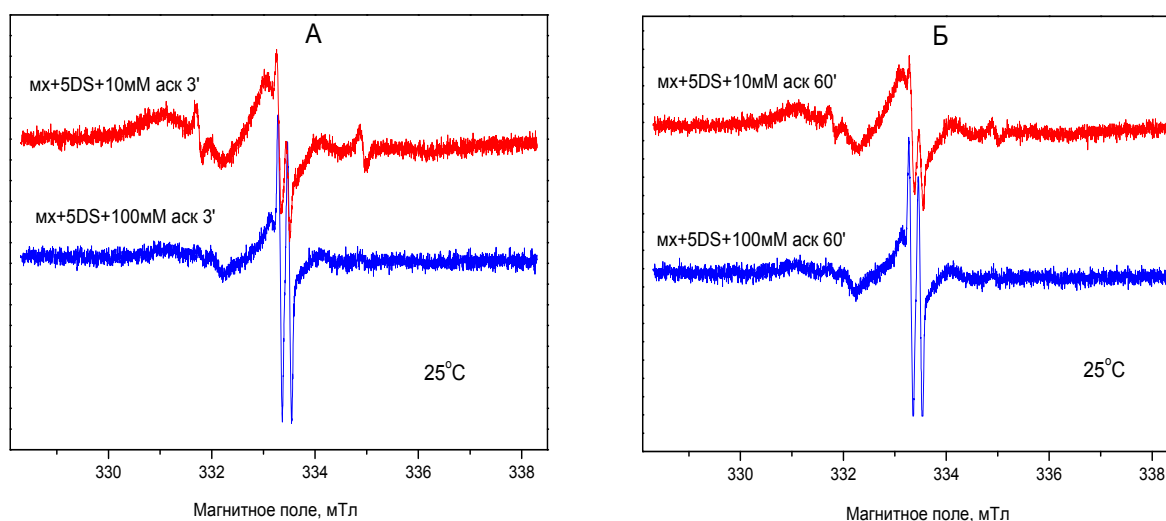


Рис. 4. ЭПР спектры спиновой метки 5-DS, локализованной в мембранах изолированных митохондрий сердца крысы, при добавлении разных концентраций АскН₂: А) время инкубации 3 мин, Б) время инкубации 60 мин.

Как видно из спектров (рис. 3 и 4), добавление аскорбиновой кислоты приводило к тому, что со временем интенсивность сигнала 5DS и 16DS уменьшалась. Связано это с тем, что, взаимодействуя с аскорбиновой кислотой, часть спиновых меток восстанавливалась и теряла свои парамагнитные свойства. Но следует отметить, что с течением времени сигнал стабилизировался, и уменьшение амплитуды прекращалось. При этом увеличение концентрации аскорбата приводило лишь к тому, что падение интенсивности сигнала ЭПР происходило значительно быстрее, после чего сигнал также становился стабильным. Более того, спектры, записанные после 90 мин. инкубации с аскорбиновой кислотой в меньшей концентрации, полностью совпадали со спектрами, записанными после добавления кислоты в значительно больших концентрациях. Эти данные указывают на то, что уменьшение сигнала прекращалось не из-за недостатка аскорбиновой кислоты, а из-за отсутствия доступной для взаимодействия спиновой метки.

Добавление к митохондриям АскН₂, даже в большой концентрации, не приводит к полному исчезновению сигнала меток. Следовательно, часть меток локализуется во внутренней мембране, видимо, в лепестке, обра-

щенном к матриксу, и не реагирует с аскорбиновой кислотой, поскольку последняя не проходит во внутреннюю мембрану МХ (рис. 4).

Таким образом, продемонстрировано, что метод спиновых меток позволяет отслеживать структурно-конформационные изменения, происходящие во внутренней мембране, состояние которой напрямую влияет на функционирование ферментных комплексов дыхательной цепи.

Полученные данные показывают на то, что умеренная генерация супероксида не влечет за собой значительные изменения в структуре и упаковке, мембран митохондрий, причем антиоксидантная система этих оргanelл справляется с негативным воздействием активных форм кислорода на мембранные липиды.

Литература

1. Du J., Cullen J.J., Buettner G.R. Ascorbic acid: Chemistry, biology and the treatment of cancer // *BBA*. 2012. Vol. 1826. P. 443–457.
2. Li Y.R., Zhu H. Vitamin C for sepsis intervention: from redox biochemistry to clinical medicine // *Molecular and Cellular Biochemistry*. 2021. Vol. 476. P. 4449–4460.
3. Bánhegyi G. et al. Subcellular compartmentation of ascorbate and its variation in disease states // *BBA*. 2014. Vol. 1843. P. 1909–1916.
4. Фефлер А.С. Воздействие редокс-активных соединений на мембраны митохондрий сердца // Магистерская диссертация. МГУ имени М.В. Ломоносова. 2022.

ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЭЛЕКТРОПОРАЦИИ МЕМБРАН КЛЕТОК

Ст. науч. сотр. *Яковенко С. А.*

Существуют различные методы обратимого увеличения проницаемости клеточных мембраны для молекул и ионов, но на сегодняшний день самым эффективным методом является электропорация [1, 2]. Электропорация клеток широко используется как в биотехнологии для трансфекции клеток, электрослиянии клеток, переноса ядер, загрузки мембранонепроницаемых макромолеку в клетку, так и в медицине для доставки лекарств в клетку и лизиса раковых клеток. Электропорация также применяется в различных фундаментальных биологических исследованиях.

Однако электропорация не имеет 100% эффективности: часть клеток остаются непроницаемыми, а часть клеток гибнет и лизируется. Все известные электропораторы генерируют прямоугольные электрические импульсы. Задачей данной работы является изучение влияния формы и крутизны фронта электрических импульсов на эффективность электропорации

с целью выявления наиболее эффективных протоколов электропорации клеток.

Для реализации поставленных задач нами были разработаны:

- Электропоратор, позволяющий генерировать импульсы программируемой формы с крутизной фронта 1 В/нс [3].
- Проточная управляемая электропорационная камера, позволяющая удерживать клетки между сетчатыми электродами и менять состав среды в камере [4].

Были использованы прямоугольный, экспоненциально-спадающий, экспоненциально-нарастающий, линейно-спадающий, линейно-нарастающий, синусоидально-спадающий, синусоидально-нарастающий, треугольный импульсы и комбинации прямоугольного, линейно-спадающего и линейно-нарастающего импульсов. Электропорация исследовалась на гигантских клетках зелёных водорослей *Chara Corallina* с использованием четырёхэлектродного метода фиксации потенциала (voltage-clamp), а также путём пермеабиллизации мембран коровьих ооцитов и их лизиса.

Обнаружено, что время жизни электропорационных пор и ток насыщения через поры зависят от соотношения длины импульса и времени диэлектрической релаксации мембраны. Для импульсов с длительностью меньше времени диэлектрической релаксации мембраны, время жизни электропорационных пор составляет 3–5 сек и ток насыщения 2,2 мкА, а для импульсов с длительностью много больше времени диэлектрической релаксации мембраны время жизни пор составляет 0,7–1,5 сек и ток насыщения 0,8 мкА.

По величине электропорационного тока определены и сопоставлены эффективности электропорации для разных форм электрических импульсов. В случае, когда длительность импульсов меньше времени диэлектрической релаксации мембраны, самым эффективным является импульс трапецевидной формы, у которого длительность линейно-нарастающей части больше длительности линейно-спадающей части. Нарастающие импульсы более эффективны, чем спадающие и треугольные, но менее эффективны, чем прямоугольные импульсы. Обнаружены характерные времена в районе 10–15 мкс с использованием биполярного и двойного прямоугольных импульсов. В случае, когда длительность импульсов больше времени диэлектрической релаксации мембраны, самым эффективным является импульс биполярной прямоугольной формы. При времени задержки в биполярном импульсе больше характерной длительности 300 мкс, его эффективность становится меньше эффективности прямоугольного импульса. Спадающие импульсы более эффективны, чем нарастающие и треугольные, но менее эффективны, чем прямоугольные импульсы.

С помощью пермеабиллизации мембран коровьих ооцитов и их лизиса исследованы эффекты применения биполярных импульсов, наличия

крутых нарастающих и спадающих фронтов в импульсах, а также пауз между импульсами и формы сигналов постоянного тока между фронтами. При сравнении степени лизиса со степенью пермеабиллизации выявлен ряд закономерностей, позволяющих оптимизировать форму импульса с целью достижения максимальной пермеабиллизации клеточных мембран при невысокой вероятности лизиса клеток.

Полученные результаты позволяют оптимизировать протоколы электропорации, и указывают на необходимость различать протоколы с длинными (длительность импульсов больше времени диэлектрической релаксации мембраны) и короткими (длительность импульсов меньше времени диэлектрической релаксации мембраны) импульсами.

E-mail: 7909018@mail.ru

Литература

1. Ho S. Y. Mittal G.S. // *Crit. Rev. Biotechnol.* 1996. V. 16. P. 349–362.
2. Whelan J. // *Drug Discov. Today.* 2002. V. 7. P. 585–586.
3. Electroporators based on digital formation of arbitrarily-shaped electro-poration pulses / Yakovenko S. // *Biomedical Instrumentation and Technology.* 2004. Vol. 38, no. 5. P. 397–409.
4. Electroporation chamber / Yakovenko S. // *US Patent US6, 969, 604 B1,* 2005.

Подсекция:
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ
ФИЗИКА

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

ТЕПЛОЕМКОСТЬ КРИСТАЛЛОВ ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Проф. Николаев П.Н.

Теплоемкость представляет одно из важнейших свойств кристаллов, характеризующих их состояние [1–3]. В настоящей работе исследуется поведение теплоемкости кристаллов инертных газов при высоких температурах вплоть до области фазового перехода. Это позволило выделить и в случае кристаллов те особенности, которые были обнаружены в последние годы в поведении теплоемкости жидкости [4, 5].

Наиболее употребительными являются теплоемкости при постоянном давлении C_p и при постоянном объеме C_V [6]. При низких температурах для кристаллов эти теплоемкости равны с высокой степенью точности, а при высоких температурах отличие становится значительным. Теплоемкости C_p и C_V связаны соотношением [3]

$$C_p - C_V = \frac{TV\alpha^2}{\gamma},$$

где α — коэффициент объемного расширения, γ — изотермическая сжимаемость вещества, T — абсолютная температура.

Использование классической статистики для вычисления теплоемкости кристаллических твердых тел в гармоническом приближении приводит к эмпирически известному закону Дюлонга и Пти для одноатомных кристаллов

$$C_V = 3R,$$

где R — универсальная газовая постоянная. В гармонической теории $C_p = C_V$ вне зависимости от температуры.

Количественные расчеты теплоемкости кристаллов в квантовой статистике стали возможны начиная с работ Эйнштейна, Дебая, Борна и Кармана [1]. Возможность использования в рамках данной теории гармонического классического приближения обусловлено выполнением двух условий: 1) $T \gg T_D$, где T_D — температура Дебая; 2) ангармонические вклады в теплоемкость малы.

Для кристаллов инертных газов оба эти условия не выполняются [3]. Эти кристаллы являются сильно ангармоническими. Классическая теория не применима для кристаллов Ne и Ar и применима к кристаллам Kr и Xe при $T > T_D$. Таким образом, возникает необходимость описания сильно ангармонических кристаллов. Теория ангармонических эффектов в кристаллах занимает важное место в физике твердого тела, а учет ангармо-

низмов важен как из принципиальных соображений, так и с точки зрения практических приложений [1–3].

Кристаллическое состояние вещества отличается от других состояний тем, что атомы в кристаллах расположены упорядоченно. При этом атомы совершают движения в ограниченной области, характерный размер которой b удовлетворяет условию $\frac{b}{a} = \xi \ll 1$. Здесь a — расстояние между ближайшими соседями, ξ — безразмерный параметр.

В большинстве случаев характер движения атомов представляет малые колебания около положений равновесия узлов кристаллической решетки. Но есть и более сложные движения, как, например, в случае твердого гелия, либо в случае модельной системы твердых сфер [3].

Разложение в ряд потенциальной энергии систем по степеням смещений атомов \vec{u} от положения равновесия позволяет сформулировать задачу в разных приближениях. Если ограничиваемся квадратичными по \vec{u} членами, то получаем гармоническое приближение. В случае учета более высоких порядков задача решается с учетом ангармонических членов. Предположение о малости параметра ξ не гарантирует возможность ограничиться лишь гармоническими членами. Целый ряд эффектов в кристаллах объясняется именно ангармоническими членами [1,3]. К этим эффектам относится и поведение теплоемкости кристаллов инертных газов при высоких температурах.

В общем случае теплоемкость C_V зависит как от температуры, так и от давления [3,6]. При нормальном давлении теплоемкость неона при постоянном давлении монотонно возрастает с ростом температуры вплоть до точки плавления, где достигает значения $C_V \approx 2.2R$. При тех же условиях теплоемкость аргона выходит на плато, где $C_V \approx 2.7R$.

Что касается теплоемкости криптона, то после выхода на плато, где теплоемкость имеет значение $C_V \approx 2.8R$, при дальнейшем росте температуры она несколько снижается вблизи точки плавления до значения $C_V \approx 2.65R$. Подобная тенденция еще более отчетливо проявляется у ксенона, где теплоемкость на плато имеет значения $C_V \approx 2.8R$, а в окрестности точки плавления значения теплоемкости равны $C_V \approx 2.6R$.

Таким образом, при нормальном давлении у криптона и ксенона в кристаллическом состоянии имеются области, где теплоемкость при постоянном объеме уменьшается с ростом температуры.

С увеличением давления область существования кристаллической фазы по шкале температур увеличивается. Кроме того, несколько изменяется и характер зависимости теплоемкости от температуры.

В случае неона для давления $p = 1000$ бар теплоемкость выходит на плато и достигает значения $C_V \approx 2.4R$. При тех же условиях плато для теплоемкости аргона расширяется. При этом величина теплоемкости на плато несколько уменьшается.

Для криптона и ксенона величина плато также расширяется по оси температур. Само же значение теплоемкости на плато с ростом давления несколько уменьшается. Что касается области уменьшения теплоемкости с ростом температуры, то здесь теплоемкость уменьшается до более низких значений: для криптона до $C_V \approx 2.55R$, а для ксенона — до $C_V \approx 2.54R$.

Для всех рассмотренных кристаллов закон Дюлонга и Пти не реализуется при высоких температурах. При этом наличие области, где теплоемкость уменьшается с ростом температуры, означает, что мы имеем дело с сильными ангармоническими эффектами, которые сложно учесть на основе стандартной схемы разложения по степеням смещений \vec{u} .

В данной работе осуществляется корреляционное разложение по связным кластерам для свободной энергии системы [3,5]. В качестве потенциала взаимодействия используется потенциал Леннард–Джонса. Базовой моделью является система в приближении самосогласованного поля. Найденное на этой основе выражение для свободной энергии позволяет полностью построить статистическую термодинамику кристаллического состояния.

Рассчитанные значения теплоемкости при постоянном объеме хорошо описывают экспериментальные данные для кристаллов неона, криптона, аргона и ксенона при высоких температурах.

Литература

1. Kittel C. Introduction to solid state physics. New York: John Wiley & Sons, Inc, 2005.
2. Wiebe H., Underwood T.L., Ackland G.J. // J. Chem. Phys. 2020. 153. 074502.
3. Bazarov I.P., Nikolaev P.N. Theory of many-particle systems. New York: AIP, 1989.
4. Baggioli M., Zaccane A. // Phys. Rev. E. 2021. 104. 014103.
5. Николаев П.Н. // Ученые записки физического факультета Московского университета 2022. № 5. 2251101.
6. Рабинович В.А., Вассерман А.А., Недоступ В.И., Векслер Л.С. Теплофизические свойства неона, аргона, криптона и ксенона. М.: изд-во стандартов, 1976.

НЕОБХОДИМОСТЬ ПЕРЕСМОТРА ПРЕДСТАВЛЕНИЙ ОБ ОСНОВАНИЯХ ФИЗИКИ

Проф. Ю.С. Владимиров

О необходимости построения единой картины физической реальности писали известные физики уже на протяжении более века.

Страстным приверженцем построения всеобъемлющей картины мира был профессор Д.Д. Иваненко, который писал: "Таким образом, мы стоим нынче перед задачей построения единой теории, учитывающей с самого начала как атомно–квантовые, так и гравитационные и космологические обстоятельства; речь идет о своего рода четвертой программе единой картины мира" [1, с. 46]. Отметим, что к первой программе Иваненко относил "Классическую механическую картину мира (XVII–XIX вв.)". Ко второй программе он относил "Электромагнитную релятивистскую картину мира конца XIX–начала XX в.". Третьей программой Иваненко считал "Геометрическую единую теорию (20-е гг. XX в.)".

Сожаление об отсутствии должного внимания к решению данной проблемы высказывал американский физик-теоретик Дж.Ф. Чью. Он писал: "До настоящего дня никто не предпринимал радикальных попыток выстроить цепочку связующих звеньев между макроскопическим понятием пространства-времени и S-матрицей. Однако одно поразительное обстоятельство не должно ускользнуть от нашего внимания: любые экспериментальные измерения макроскопических траекторий частиц требуют действующих электромагнитных взаимодействий" [2, с. 274].

Можно привести ряд аналогичных высказываний других известных физиков в пользу решения данной фундаментальной проблемы.

В настоящее время можно назвать три основные причины, определяющие острую необходимость построения физической картины мира на новых основаниях. Таковыми являются:

1) непригодность классических пространственно-временных представлений для построения физики микромира;

2) наличие в настоящее время трех взглядов на физическую реальность (трех видов парадигм): теоретико-полевого (ныне доминирующего), геометрического, основанного на идеях общей теории относительности, и реляционного, идеи которого были заложены в трудах Г. Лейбница, Э. Маха и ряда других мыслителей прошлого;

3) возрождение реляционного подхода к физической реальности и создание математического аппарата, отображающего его принципы.

1. Непригодность классических пространственно-временных представлений в физике микромира

О непригодности классического пространства-времени в физике микромира писали многие физики, математики и философы. Об этом еще в середине XIX в. писал Б. Риман в своем знаменитом мемуаре «О гипотезах, лежащих в основании геометрии». Уже в XX веке академик И.Е. Тамм писал: "Многие физики, в том числе и лично я, убеждены, что для понимания явлений, протекающих в ультрамалых пространственно-временных масштабах и при экстремально больших энергиях, потребуется коренной пересмотр современных физических представлений, столь же радикальный, как совершенный ранее теорией относительности и квантовой теорией, и потребуется построение новой физической теории, совершенно новому синтезирующей основы теории относительности и квантовой теории" [3, с. 20].

Данный вопрос волновал А. Эйнштейна, Р. Фейнмана, Д.И. Блохинцева и многих других известных физиков. Так, Дж. Чью в своей статье "Сомнительная роль пространственно-временного континуума в микроскопической физике" писал: "Концепция пространства и времени играет в современной физике микромира роль, аналогичную той, что играл эфир в макроскопической физике XIX века" [2, с. 529].

В последнее время данная идея высказывается все чаще физиками всего мира. Так, Б. Грин в своей книге пишет: "Нахождение корректного математического аппарата для формулировки теории струн без обращения к изначальным понятиям пространства и времени является одной из наиболее важных задач, с которой сталкиваются теоретики" [4, с. 244].

Особо следует подчеркнуть, что ряд авторов, писавших о непригодности классического пространства-времени для построения физики микромира, высказывали мысль, что из искомой системы понятий и закономерностей, присущих физике микромира, должны следовать ныне общепринятые представления геометрии и классической физики.

Так один из создателей квантовой теории Луи де Бройль писал: "Понятия пространства и времени взяты из нашего повседневного опыта и справедливы лишь для явлений большого масштаба. Нужно было бы заменить их другими понятиями, играющими фундаментальную роль в микропроцессах, которые бы асимптотически переходили при переходе от элементарных процессов к наблюдаемым явлениям обычного масштаба в привычные понятия пространства и времени" [5].

Продолжением этого высказывания де Бройля были слова: "Стоит ли говорить, что это очень трудная задача? Было бы удивительно, если бы оказалось возможным когда-нибудь исключить из физической теории понятия, представляющие самую основу нашей повседневной жизни. Правда,

история науки показывает удивительную плодотворность человеческой мысли и не стоит терять надежды".

О необходимости решения данной проблемы писал Л.И. Мандельштам в своих "Лекциях по основам квантовой механики". Уместно также напомнить высказывание известного британского философа и математика А. Уайтхеда (1861–1947), который писал: "В действительности пространство-время не существует само по себе. Это абстракция, и ее объяснение требует указание на то, от чего она абстрагирована, Пространство–время является спецификацией некоторых общих характеристик событий и их взаимной упорядоченности" [6, с. 123].

2. Неудовлетворенность наличием трех взглядов на физическую реальность

Другим существенным основанием для поиска новой единой картины физического мироздания является наличие в настоящее время трех подходов к физической реальности, что явно противоречит всеобщей убежденности в единстве мировых принципов. Свидетельством неудовлетворенности этим обстоятельством явились настойчивые попытки объединения принципов общей теории относительности и квантовой теории поля, — того, что принято именовать как построение "квантовой теории гравитации".

Многочисленные неудачные попытки решения данной проблемы заставили обратиться к анализу представлений об основаниях физической теории, начиная с классической (ньютоновой) физики и далее вплоть до теорий рубежа XX–XXI в. Произведенный анализ показал [7], что классическая физика XIX – начала XX в. опиралась на три ключевые категории: 1) пространство и время, а после создания специальной теории относительности на пространство-время, 2) тела (частицы), мыслимые помещенными в пространство-время, и 3) поля переносчиков взаимодействий.

Все это отображено в тройственности 2-го закона Ньютона $\mathbf{m a} = \mathbf{F}$, где символ \mathbf{m} отображает свойство категории тел, символ \mathbf{a} соответствует категории пространства-времени, а символ \mathbf{F} относится к категории полей переносчиков взаимодействий.

Эта тройственность соответствует принципу тринитарности, содержащемуся практически во всех философско-религиозных учениях мира. Теории, основанные на трех названных категориях, естественно отнести к триалистической парадигме.

В XX в. осознано (или не очень) физики стремились опереться не на три, а на меньшее число ключевых категорий (желательно на нечто единое). Удалось перейти от трех категорий к двум, причем это оказалось осуществимым посредством объединения пар из названных трех категорий в одну обобщенную категорию при сохранении независимой третьей. Очевидно, что имеются три такие возможности.

- 1) Объединение категорий частиц и полей переносчиков взаимодействий в единую категорию поля амплитуды вероятности фактически привело к созданию теоретико-полевой парадигмы.
- 2) Объединение категорий пространства-времени и полей переносчиков взаимодействий породило геометрическую парадигму, в основе которой была общая теория относительности.
- 3) Третья, реляционная парадигма строится на основе двух видов отношений между частицами (телами). Эта парадигма, основанная на идеях Г. Лейбница и Э. Маха, фактически соответствует объединению двух пар в обобщенные категории.

Со стороны всех трех дуалистических парадигм предпринимались попытки построения единой картины физического мироздания. Длительный анализ попыток построения единых теорий в рамках геометрической и теоретико-полевой парадигм, в частности, попыток объединения принципов общей теории относительности и квантовой теории выявил их недостатки. Стало ясно, что теоретико-полевая парадигма в принципе не может претендовать на построение монистической парадигмы. Дело в том, что в ней главная ставка делается на понятие поля, которое по своей сути нуждается в наличии априорно заданного непрерывного пространства–времени. Без наличия пространства–времени понятие поля теряет смысл, — этому понятию не по чему распространяться.

В итоге были выявлены несомненные преимущества в решении данной глобальной проблемы на базе третьей парадигмы — реляционной, — длительное время остававшейся в тени. О сущности этой парадигмы делался доклад на предыдущих Ломоносовских чтениях. О важности идей реляционной парадигмы в последнее время все чаще высказываются известные физики и философы как у нас в стране, так и за рубежом.

3. Реляционная парадигма и математический аппарат бинарных систем комплексных отношений

Для построения единых оснований физической картины мира на базе идей реляционной парадигмы долгое время не хватало адекватного этим принципам математического аппарата. Его основы были заложены лишь в конце 60-х гг. XX в. в работах группы Ю.И. Кулакова и Г.Г. Михайличенко [8, 9], развивших так называемую теорию физических структур. Математическую часть этой теории естественно назвать теорией систем отношений. К сожалению, на эту теорию долгое время не обращалось должное внимание большинством физиков и математиков. В работах Кулакова-Михайличенко были развиты два варианта теории систем отношений: на одном множестве элементов (унарные системы отношений) и на двух множествах элементов (бинарные системы отношений). При этом оказалось, что унарные системы отношений, представляющие собой реляцион-

ную переформулировку общепринятых геометрий, имеют вторичный характер, — они выводятся из бинарных систем отношений. Уже это показало путь решения проблемы вывода классических пространственно-временных представлений из системы более первичных понятий бинарных систем отношений.

Теория физических структур была поддержана академиком И.Е. Таммом, который в отзыве на работы Кулакова написал: «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 первичные «первоструктуры», — такая переформулировка проблемы единства мира представляется нам несравненно более преимущественной и в логическом и в естественно-научном отношении» [10].

В рамках обобщенной (комплексифицированной) теории бинарных систем комплексных отношений (БСКО) удалось продвинуться на пути построения новых оснований фундаментальной физики. В частности, были получены следующие результаты [11–13].

1. В рамках математического аппарата БСКО ранга (3,3) предложено обоснование спинорного описания элементарных частиц, участвующих в электромагнитных взаимодействиях.

2. На базе показанных в группе Кулакова переходов от теорий бинарных физических структур к унарным продемонстрирован переход от БСКО ранга (3,3) к прообразам геометрий 4-мерного пространства-времени с сигнатурой (+ – – –), что является важным шагом на пути к обоснованию свойств пространства-времени Минковского.

3. На основе теории БСКО ранга (4,4) предложено описание элементарных частиц, участвующих в сильных взаимодействиях. Показано, что адроны описываются тройками элементов этой БСКО, соответствующими общепринятым кваркам.

4. Предложено описание свойств адронов не через феноменологически вводимые свойства отдельных кварков, а посредством решения характеристических уравнений комплексных 3×3 -матриц, описывающих частицы. Эта методика позаимствована из алгебраической классификации Петрова пространств Эйнштейна. Показано, что барионы описываются решениями подтипа I первого типа, а мезоны решениями подтипов D и O.

5. На основе весовых вкладов корней решений характеристических уравнений предложены формулы для значений электрических зарядов и масс различных видов барионов и мезонов.

6. На базе БСКО ранга (4, 4) предложен алгебраический вариант построения теории водородоподобных атомов, согласующийся как с посту-

латом Бора, так и с общепринятыми решениями уравнений Шредингера, Клейна–Фока и Дирака.

7. Предложено обоснование структур таблицы Менделеева на основе методики описания элементарных частиц.

8. Предложен переход от ранее полученного прообраза пространства–времени к описанию свойств классического пространства–времени, используемого в физике (как плоского, так и искривленного).

В рамках реляционного подхода намечен путь решения ряда других проблем современной теоретической физики.

Литература:

1. Иваненко Д.Д. Возможности единой теории поля. //Сб. «Философские проблемы теории тяготения Эйнштейна и релятивистской космологии». Киев: Наукова думка, 1965.
2. Chew G.F. The dubious role of the space-time continuum in microscopic physics. //Science Progress. 1933. Vol. LI, No 204.
3. Тамм И.Е. О фундаментальных проблемах современной физической теории. //Сб. «Проблемы теории элементарных частиц». М.: Знание, 1964, с. 20.
4. Грин Б. Элегантная Вселенная. Суперструны, скрытые размерности и поиски окончательной теории. М.: Книжный дом «Либроком», 2013.
5. Де Бройль Л. Революция в физике. //Избранные научные труды. Т.2. М.: МГУП, 2011.
6. Уайтхед А. Избранные работы по философии. М.: Прогресс, 1990.
7. Владимиров Ю.С. Метафизика. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний. 2011, 568 с.
8. Кулаков Ю.И. Элементы теории физических структур (Дополнение Г.Г. Михайличенко) Новосибирск. Изд-во Новосибирского гос. университета, 1968.
9. Кулаков Ю.И. Теория физических структур. М.: Доминико, 2004.
10. Кулаков Ю.И., Владимиров Ю.С., Карнаухов А.В. Введение в теорию физических структур и бинарную геометрофизику. М.: Изд-во «Архимед», 1992.
11. Владимиров Ю.С. Реляционная картина мира. Книга 1. Реляционная концепция геометрии и классической физики. М.: ЛЕНАНД, 2021, 234 с.
12. Владимиров Ю.С. Реляционная картина мира. Книга 2. От бинарной предгеометрии микромира к геометрии и физике макромира. М.: ЛЕНАНД, 2021, 304 с.
13. Владимиров Ю.С. Реляционная картина мира. Книга 3. От состояний элементарных частиц к структурам таблицы Менделеева. М.: ЛЕНАНД, 2023, 224 с.

ОБ ЭЛЕМЕНТАХ ОБЪЕМА,
ПОРОЖДАЕМЫХ НЕРИМАНОВЫМИ МЕТРИКАМИ

Доц. Соловьев А.В.

В своей знаменитой лекции [1] Б. Риман не только сформулировал идею n -мерного многообразия, но и предложил метрики, впоследствии названные финслеровыми. Простейшие такие метрики имеют вид

$$ds^m = g_{ab\dots c}(x) dx^a dx^b \cdots dx^c,$$

где $g_{ab\dots c}(x)$ — симметричные по всем индексам функции координат, причем каждый индекс пробегает n значений, а общее количество индексов равняется m . Интересно, что сам Риман явным образом выделял случаи $m = 2$ и $m = 4$ как простейшие. С тех пор не прекращаются попытки применить финслеровы метрики в физике, биологии и даже экономике [2].

В физических приложениях наиболее интересны псевдофинслеровы метрики, которые *не предполагают* выполнимости условия положительной определенности $ds^m \geq 0$. В пространствах с такими метриками возникают огромные проблемы с интегрированием функций. Дело в том, что стандартное определение финслерова элемента объема [3] подразумевает вспомогательное вычисление евклидова объема так называемой финслеровой индикатрисы. Так вот, для псевдофинслеровых многообразий этот объем бесконечен и стандартное определение финслерова элемента объема теряет всякий смысл.

В докладе решена следующая задача. На n -мерном ориентированном гладком многообразии задана форма объема

$$\omega = \omega_{12\dots n}(x) dx^1 \wedge dx^2 \wedge \cdots \wedge dx^n,$$

которая характеризуется произвольной положительной скалярной плотностью $\omega_{12\dots n}(x) > 0$. Многообразие дополнительно снабжено псевдофинслеровой метрикой ds^m . Необходимо построить *естественную форму объема*, т. е. выразить в явном виде $\omega_{12\dots n}(x)$ через $g_{ab\dots c}(x)$ с сохранением трансформационных свойств скалярной плотности при преобразованиях локальных координат.

Показано, что при *четном* m естественная форма объема может быть определена формулой

$$\omega = |\text{hdet}\{g_{ab\dots c}(x)\}|^{1/m} dx^1 \wedge dx^2 \wedge \cdots \wedge dx^n,$$

где $\text{hdet}\{g_{ab\dots c}(x)\}$ — гипердетерминант А. Кэли, составленный из компонент метрического тензора $g_{ab\dots c}(x)$. Кэли в своих статьях использовал термин «гипердетерминант» для обозначения совершенно разных величин. Здесь имеется в виду гипердетерминант в смысле книги [4]. В частном случае $m = 2$ указанная формула переходит в стандартное определение формы объема псевдоримановой геометрии.

При нечетном $m > 1$ естественная форма объема может быть определена формулой

$$\omega = |\text{Hdet}\{g_{ab\dots c}(x)\}|^{1/mn} dx^1 \wedge dx^2 \wedge \dots \wedge dx^n,$$

где $\text{Hdet}\{g_{ab\dots c}(x)\}$ — однородный полином степени n^2 относительно $g_{ab\dots c}(x)$, совпадающий в частном случае $m = 3$ и $n = 2$ с гипердетерминантом Кэли в смысле книги [5].

Литература

1. В. Riemann, “Ueber die hypothesen, welche der geometrie zu grunde liegen,” *Abhandlungen der Mathematischen Classe der Königlich Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen*, vol. 13, pp. 133–152, 1868.
2. Lagrange and Finsler Geometry. Applications to Physics and Biology. Editors P.L. Antonelli, R. Miron. Netherlands: Springer, 1996.
3. S.-S. Chern and Z. Shen. Riemann–Finsler Geometry, vol. 6 of Nankai Tracts in Mathematics. World Scientific, 2005.
4. Н.П. Соколов. Пространственные матрицы и их приложения. М.: ГИФМЛ, 1960.
5. I.M. Gelfand, M.M. Kapranov, A.V. Zelevinsky. Discriminants, Resultants, and Multidimensional Determinants. Boston: Birkhäuser, 1994.

СТРУКТУРА КОНСТАНТ ПЕРЕНОРМИРОВКИ В HD+MSL СХЕМЕ

Ассист. Шаталова В. В. (СУНЦ МГУ)

В квантово-полевых моделях петлевые поправки к функциям Грина, как правило, расходятся в ультрафиолетовой области, и, чтобы получить конечное выражение, необходимо применить ту или иную регуляризацию и провести перенормировку. В классе перенормируемых теорий от расходимостей можно избавиться посредством переопределения констант связи, масс, калибровочных параметров и полей, вводя необходимые константы перенормировки [1]. Данной процедуре присущ некоторый произвол, поскольку явный вид констант перенормировки зависит от выбора регуляризации и схемы вычитаний. С другой стороны, групповой характер перенормировки накладывает определенные условия на структуру констант перенормировки. Как следствие, не все расходимости являются независимыми. Например, в MS схеме при использовании размерной регуляризации, когда в константы перенормировки включаются только полюсные члены, независимыми являются только простые полюса [2]. Коэффициенты при них выражаются через β -функции или аномальные размерности. В свою очередь, коэффициенты при старших полюсах однозначно определяются коэффициентами при младших полюсах и, в конечном счете, коэффициен-

тами при простых полюсах. Соответствующие рекуррентные соотношения были получены в работе [2]. Похожие соотношения также известны для коэффициентов при логарифмах в перенормированных функциях Грина [3].

В некоторых ситуациях использование размерной регуляризации оказывается не лучшим выбором. К примеру, большой интерес вызывает исследование квантовых свойств суперсимметричных калибровочных теорий, поскольку такие теории являются вероятными кандидатами для обобщения Стандартной модели [4]. Однако, известно, что размерная регуляризация нарушает суперсимметрию [5]. К тому же размерная редукция [6] приводит к потере суперсимметрии в достаточно высоких порядках теории возмущений [7–9]. Тем не менее, инвариантная регуляризация суперсимметричных теорий может быть построена с помощью метода высших (ковариантных) производных [10,11]. Известны формулировки данного метода в $N=1$ суперпространстве [12,13], а также в $N=2$ гармоническом суперпространстве [14]. Более того, на данный метод опирается недавнее доказательство [15–18] β -функции Новикова–Шифмана–Вайнштейна–Захарова (НШВЗ) [19–22] в неабелевом случае во всех порядках теории возмущений. В частности, было показано, что НШВЗ β -функция справедлива в HD+MSL схеме [23], которая предполагает минимальные вычитания логарифмов при использовании регуляризации высшими ковариантными производными.

Таким образом, HD+MSL схема является аналогом MS схемы, но вместо полюсных членов в константы перенормировки включаются члены, пропорциональные $(\ln \Lambda / \mu)^n$, где n — натуральное число, Λ — размерный параметр регуляризации, μ — точка нормировки. Следовательно, можно предположить, что в HD+MSL схеме коэффициенты при старших логарифмах однозначно фиксируются коэффициентами при первой степени логарифмов в предыдущих порядках теории возмущений. В работе [24] данные соотношения были получены в явном виде как для случая перенормировки константы связи, так и для случая перенормировки поля, в однозарядных перенормируемых теориях (имеющих расходимости логарифмического типа). Константы перенормировки заряда Z_α и поля Z , выраженные через голую константу связи $\alpha_0 = e_0^2/4\pi$, в HD+MSL схеме могут быть записаны в форме:

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{Z_\alpha^{-1}}{\alpha_0} = \frac{1}{\alpha_0} + B_{1,1} \ln \frac{\Lambda}{\mu} + \sum_{n=2}^{\infty} \alpha_0^{n-1} \sum_{m=1}^{n-1} B_{n,m} \ln^m \frac{\Lambda}{\mu},$$

$$\ln Z = \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_0^n \sum_{m=1}^n C_{n,m} \ln^m \frac{\Lambda}{\mu},$$

где $B_{n,m}$ и $C_{n,m}$ — некоторые численные коэффициенты. Определения β -функции и аномальной размерности и их пертурбативные разложения имеют вид:

$$\beta(\alpha) = \frac{d\alpha}{d \ln \mu} = \sum_{n=1}^{\infty} \beta_n \alpha^{n+1}, \quad \gamma(\alpha) = \frac{d \ln Z}{d \ln \mu} = \sum_{n=1}^{\infty} \gamma_n \alpha^n,$$

причем производная по $\ln \mu$ вычисляется при фиксированном значении α_0 . С помощью дифференцирования по $\ln \mu$ приведенных выше выражений для констант перенормировки и учета граничных условий, соответствующих HD+MSL схеме, были получены общие выражения для коэффициентов $B_{n,m}$:

$$B_{n,1} = \beta_n; \text{ где } n \geq 1;$$

$$B_{n+p,p} = (-1)^{p-1} \frac{1}{p!} \sum_{k=2}^{n+1} \beta_k \sum_{k_1} (k-1) \beta_{k_1} \sum_{k_2} (k-1 + k_1) \beta_{k_2} \dots \sum_{k_{p-1}} (k-1 + k_1 + k_2 + \dots + k_{p-2}) \beta_{k_{p-1}} |_{k_1+k_2+\dots+k_{p-1}=n+p-k};$$

где $n \geq 1, p \geq 2$ и суммирование по индексам $k_i \geq 1$ ведется по всем возможным значениям, удовлетворяющим условию $k_1 + k_2 + \dots + k_{p-1} = n + p - k$. В свою очередь, результаты для коэффициентов $C_{n,m}$ имеют вид:

$$C_{n,1} = -\gamma_n, \text{ где } n \geq 1;$$

$$C_{n+p,p} = (-1)^p \frac{1}{p!} \sum_{k=1}^{n+1} \gamma_k \sum_{k_1} k \beta_{k_1} \sum_{k_2} (k + k_1) \beta_{k_2} \dots \sum_{k_{p-1}} (k + k_1 + k_2 + \dots + k_{p-2}) \beta_{k_{p-1}} |_{k_1+k_2+\dots+k_{p-1}=n+p-k};$$

где $n \geq 0, p \geq 2$ и суммирование по индексам $k_i \geq 1$ также ведется по всем возможным значениям, удовлетворяющим условию $k_1 + k_2 + \dots + k_{p-1} = n + p - k$.

Для проверки выражений для коэффициентов $B_{n,m}$ и $C_{n,m}$ были использованы результаты петлевых вычислений в N=1 суперсимметричной квантовой электродинамике (СКЭД) с N_f ароматами, полученные в работе [25]. Было проверено, что найденные соотношения правильно воспроизводят значения коэффициентов в перенормировке константы связи в четырехпетлевом приближении и в перенормировке киральных суперполей материи в трехпетлевом приближении. Более того, было показано, что с помо-

щью полученных выражений для коэффициентов могут быть построены соотношения между перенормировками константы связи и киральных суперполей материи, являющиеся следствием НШВЗ β -функции в HD+MSL схеме.

Литература

1. Н. Н. Боголюбов, Д. В. Ширков. Введение в теорию квантованных полей. – 4-е изд., испр. – М.: Наука, 1984. – 600 с.
2. G. 't Hooft, Nucl. Phys. B **61** (1973), 455.
3. Дж. Коллинз. Перенормировка. Введение в теорию перенормировок, ренормализационной группы и операторных разложений: пер. с англ. – Н.: ИО НФМИ, 2000. – 444 с.
4. R. L. Workman et al. (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. (2022), 083C01.
5. R. Delbourgo and V. B. Prasad, J. Phys. G **1** (1975), 377.
6. W. Siegel, Phys. Lett. B **84** (1979), 193.
7. L. V. Avdeev, G. A. Chochia and A. A. Vladimirov, Phys. Lett. B **105** (1981), 272.
8. L. V. Avdeev and A. A. Vladimirov, Nucl. Phys. B **219** (1983), 262.
9. L. V. Avdeev, Phys. Lett. B **117** (1982), 317.
10. A. A. Славнов, ТМФ **13** (1972) 174.
11. В. К. Кривошеков, ТМФ **36** (1978) 291.
12. P. C. West, Nucl. Phys. B **268** (1986) 113.
13. L. Buchbinder, N. G. Pletnev and K. V. Stepanyantz, Phys. Lett. B **751** (2015) 434.
14. K. V. Stepanyantz, Nucl. Phys. B **909** (2016), 316.
15. K. V. Stepanyantz, JHEP **10** (2019), 011.
16. K. V. Stepanyantz, JHEP **01** (2020), 192.
17. K. Stepanyantz, Eur. Phys. J. C **80** (2020) no.10, 911.
18. V. A. Novikov, M. A. Shifman, A. I. Vainshtein and V. I. Zakharov, Nucl. Phys. B **229** (1983), 381.
19. D. R. T. Jones, Phys. Lett. B **123** (1983) 45.
20. А. И. Вайштейн, В. И. Захаров, В. А. Новиков и М. А. Шифман, Ядерная Физика **43** (1986), 459.
21. А. И. Вайштейн и М. А. Шифман, ЖЭТФ **91** (1986), 723.
22. A. L. Kataev and K. V. Stepanyantz, Nucl. Phys. B **875** (2013), 459.
23. N. P. Meshcheriakov, V. V. Shatalova, and K. V. Stepanyantz, Phys. Rev. D **106** (2022), 105011.
24. Shirokov and K. Stepanyantz, JHEP **04** (2022), 108.

О МЕТОДЕ ВЫВОДА УРАВНЕНИЙ ГИДРОДИНАМИКИ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ПЛАЗМЫ ИСХОДЯ ИЗ МИКРОСКОПИЧЕСКОЙ ДИНАМИКИ ЧАСТИЦ

Доц. *Андреев П.А.*

Макроскопическая эволюция физических систем формируется при динамике отдельных элементов среды. В области физики сравнительно малых энергий говоря об отдельных элементах среды можно ограничиться молекулами, атомами, электронами и ионами. Причинно-следственные связи в эволюции частиц среды формируют причинно-следственные связи в макроскопических процессах. Следовательно, микроскопическая теория макроскопических процессов должна показывать эту эволюцию без нарушения причинно-следственных связей за исключением отдельных типов процессов, таких как стохастические процессы. В случае систем классических частиц, метод определения детерминированной эволюции макроскопических функций, следующих эволюции отдельных частиц предложен в работе [1] (более позднее систематическое изложение этого подхода для систем заряженных частиц и для систем нейтральных частиц представлено в [2]), где рассмотрены классические нерелятивистские системы. Суть метода состоит в формулировке законов классической механики в форме теории материальных полей.

В данном докладе представлен вывод уравнений релятивистской гидродинамики [3] методом, разработанным в работе [1]. Соответственно, первым шагом в построении гидродинамики является определение концентрации частиц (плотности числа частиц):

$$n(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\Delta} \int_{\Delta} \sum_{i=1}^N \delta(\mathbf{r} + \boldsymbol{\xi} - \mathbf{r}_i(t)) d\boldsymbol{\xi}, \quad (1)$$

где Δ это объём рассматриваемой области, которая в дальнейшем ассоциируется с физически бесконечно малым объёмом, \mathbf{r} это произвольная точка физического пространства, в окрестности каждой точки \mathbf{r} мы строим окрестность Δ , вектор $\boldsymbol{\xi}$ сканирует окрестность Δ , $\delta(\mathbf{r})$ это дельта функция Дирака, N это полное число частиц (строго говоря, это число частиц рассматриваемого сорта).

Эволюция концентрации (1) определяется эволюцией частиц системы $\mathbf{r}_i(t)$. Причём, мы предполагаем, что процессы ионизации/рекомбинации отсутствуют. Вычисляя производную по времени от концентрации (1) получаем уравнение непрерывности $\partial_t n + \nabla \cdot (n\mathbf{v}) = 0$, которое даёт нам определение потока частиц

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = n\mathbf{v} = \frac{1}{\Delta} \int_{\Delta} \sum_{i=1}^N \mathbf{v}_i(t) \delta(\mathbf{r} + \boldsymbol{\xi} - \mathbf{r}_i(t)) d\boldsymbol{\xi}, \quad (2)$$

где $\mathbf{v}_i(t) = d\mathbf{r}_i(t) / dt$ скорость частицы. Определение (2), для компактности, можно записать в следующем виде $\mathbf{j} = \langle \mathbf{v}_i(t) \rangle$.

Уравнение эволюции потока частиц, в приближении самосогласованного поля возникает в следующем виде [3]

$$\partial_t j^a + \nabla_b \Pi^{ab} = \Gamma E^a + \frac{1}{c} \varepsilon^{abc} \Theta_b B_c - \frac{1}{c^2} \Xi^{ab} E_b, \quad (3)$$

где мы используем уравнение эволюции ускорения отдельной частицы находящейся под действием силы Лоренца со стороны внешнего поля и поля созданного другими частицами среды

$$\dot{\mathbf{v}}_i = \frac{e_i}{m_i} \sqrt{1 - \frac{v_i^2}{c^2}} \left(\mathbf{E}_i + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_i \times \mathbf{B}_i] - \frac{1}{c^2} \mathbf{v}_i (\mathbf{v}_i \cdot \mathbf{E}_i) \right). \quad (4)$$

Уравнение (3) можно переписать в терминах поля скоростей, что удобно для использования при решении конкретных задач и сравнении с известными моделями. Таковую форму можно найти в работе [3], а здесь ограничимся общим видом уравнения.

Уравнение (3) содержит четыре новые функции $\Gamma = \left\langle \frac{1}{\gamma_i} \right\rangle = \left\langle \sqrt{1 - \frac{v_i^2}{c^2}} \right\rangle$,

$\Theta = \left\langle \frac{\mathbf{v}_i(t)}{\gamma_i(t)} \right\rangle$, $\Xi^{ab} = \left\langle \frac{v_i^a(t) v_i^b(t)}{\gamma_i} \right\rangle$, и $\Pi^{ab} = \left\langle v_i^a(t) v_i^b(t) \right\rangle$, которые имеют следующий физический смысл, плотность обратного релятивистского гамма фактора, поток гамма фактора, поток потока гамма фактора, и поток потока частиц, соответственно. Для двух из них получены уравнения эволюции, тогда как для тензоров второго ранга получены уравнения состояния (более подробно об уравнениях состояния см. [3]).

Для функций $\Gamma = \left\langle \frac{1}{\gamma_i} \right\rangle = \left\langle \sqrt{1 - \frac{v_i^2}{c^2}} \right\rangle$ и $\Theta = \left\langle \frac{\mathbf{v}_i(t)}{\gamma_i(t)} \right\rangle$, получены следующие

уравнения эволюции [3]

$$\partial_t \Gamma + \nabla_a \Theta^a = -\frac{1}{c^2} E_a \left(j^a - \frac{1}{c^2} Q^a \right), \quad (5)$$

и

$$\begin{aligned} \partial_t \Theta^a + \nabla_b \Xi^{ab} &= \frac{q}{m} E^a \left(n - \frac{1}{c^2} \Pi^{bb} \right) + \\ &+ \frac{q}{mc} \varepsilon^{abc} \left(j_b - \frac{1}{c^2} Q_b \right) B_c - \frac{2q}{mc^2} E_b \left(\Pi^{ab} - \frac{1}{c^2} L^{abcc} \right), \end{aligned} \quad (6)$$

где $\mathbf{Q} = \langle \mathbf{v}_i(t) v_i^2(t) \rangle$, $L^{abcc} = \langle v_i^a(t) v_i^b(t) v_i^2(t) \rangle$.

Уравнение эволюции потока частиц (3) приводит к четырём новым функциям, однако уравнения эволюции плотности обратного релятивистского гамма фактора (5) и поток гамма фактора (6) показывают, что эволюция новых функций связана с динамикой концентрации и потока частиц. Таким образом, система уравнений не расширяется, а стремится к замкнутой системе уравнений. Неизбежно возникают дополнительные функции, связанные со средним значением более высоких степеней скоростей частиц, в силу рассмотрения системы большого числа частиц. Для этих функций в работе [3] предложены уравнения состояния которые дают замкнутую систему уравнений, используемую для исследования неравновесных процессов в горячей плазме.

Отметим важное отличие представленных уравнений от системы уравнений релятивистской гидродинамики основанной на эволюции плотности импульса (см. к примеру [4] и [5]). Использование уравнения баланса импульса приводит к уравнению состояния для плотности импульса в терминах поля скоростей. Это приводит к приближенному анализу основных плазменных явлений, таких как изменение частоты ленгмюровских волн, тогда как уравнение состояния для давления обычно определяет второе, по малости, слагаемое в дисперсионной зависимости. Более того, при расширении системы уравнений основанной на уравнении баланса импульса, уравнение состояния для плотности импульса остается необходимым условием замыкания системы уравнений. Тогда как процедура расширения системы уравнений обычно, включая модель представленную уравнениями (3), (5), (6), дает возможность вычисления гидродинамических характеристик до тензоров второго ранга, приводя к приближенным уравнениям для тензоров более высокого ранга и уточняя, таким образом, точность предсказаний.

Литература:

1. M. A. Drofa, L. S. Kuz'menkov, Continual approach to multiparticle systems with long-range interaction. Hierarchy of macroscopic fields and physical consequences, *Theor. Math. Phys.* v. **108**, p. 849, (1996). L. S. Kuzmenkov, *Theoretical Physics: Classical Mechanics* (Nauka, Moscow, 2015).
2. P. A. Andreev, On the structure of relativistic hydrodynamics for hot plasmas, *Phys. Scr.* v. **97**, p. 085602, (2022).
3. N. L. Shatashvili, J. I. Javakhishvili, H. Kaya, Nonlinear wave dynamics in two-temperature electron-positron-ion plasma, *Astrophys Space Sci.* v. **250**, p. 109 (1997).
4. F. A. Asenjo, L. Comisso, Gravitational electromotive force in magnetic reconnection around Schwarzschild black holes, *Phys. Rev. D* v. **99**, p. 063017, (2019).

ПОРОГОВЫЙ РЕЖИМ ТУРБУЛЕНТНОГО МАГНИТНОГО ДИНАМО В РАМКАХ КАСКАДНОГО ПОДХОДА

Доц. *Е.В. Юшков*, проф. *Д.Д. Соколов*

Тезисы: Процессы генерации магнитного поля в случайных проводящих средах традиционно делят на крупномасштабное и мелкомасштабное магнитное динамо. Крупномасштабное динамо описывает поведение среднего магнитного поля в конвективных плазменных или жидких оболочках при наличии дифференциального вращения и зеркальной асимметрии в турбулентности, так называемой гидродинамической спиральности. В силу того, что именно эта теория описывает процесс формирования магнитных оболочек звезд, планет и галактик, модельные уравнения теории были получены еще из общих физических соображений в 1955 году Юджином Паркером, а их точный вывод и сравнение с астрофизическими наблюдениями были качественно проработаны в течение последующих семидесяти лет. Мелкомасштабное динамо наоборот изучено гораздо хуже. Это связано с тем, что в процессе мелкомасштабной генерации нарастает не среднее магнитное поле, а средняя магнитная энергия, рост которой весьма сложно зафиксировать в астрофизических экспериментах. Кроме того, модельные уравнения мелкомасштабного динамо должны описывать эволюцию второго, а не первого момента магнитного поля, поэтому соответствующая теория была развита только в 1967 году А.П. Казанцевым для короткокоррелированного поля скорости, которое вообще говоря не является типичным для колмогоровской турбулентности. Однако эта теория продемонстрировала ряд неожиданных результатов, оказалось, что мелкомасштабная генерация может наблюдаться практически при любых условиях, и без дифференциального вращения, и без наличия гидродинамической спиральности – единственным управляющим параметром при этом является магнитное число Рейнольдса R_m , которое должно быть достаточно большим. Типичные оценки для порогового числа R_m находятся вблизи 100, но достичь такого большого значения в лабораторном моделировании чрезвычайно непросто. Поэтому наличие и поведение порога для мелкомасштабного динамо в настоящее время все еще остается под вопросом.

В настоящем докладе пойдет речь о результатах моделирования порога мелкомасштабного динамо не в классической модели Казанцева, а с помощью каскадного оболочечного подхода. Каскадный подход предполагает представление фурье-образа системы уравнений магнитогидродинамики на конечном числе спектральных оболочек. Другими словами, спектральный диапазон волновых чисел, разделенный на конечное число интервалов, характеризуется коллективными переменными скорости и магнитного поля. Нелинейные слагаемые мгд-системы при этом заменяются квадратичными слагаемыми взаимодействия спектральных оболочек друг с дру-

гом таким образом, чтобы выполнялись законы сохранения бездиссипативной трехмерной магнитогидродинамики. В такой каскадной модели в случае свободного вырождения формируется колмогоровская гидродинамическая турбулентность, при добавлении в которую магнитного поля наблюдается экспоненциальный рост магнитной энергии. В общих чертах этот рост имеет прямое сходство с экспоненциальным ростом магнитной энергии в модели Казанцева. Мы исследуем пороговость такой генерации, проводим сравнение с результатами классической модели, чтобы ответить на вопрос насколько мелкомасштабная генерация в короткокоррелированной турбулентности отличается от классической колмогоровской.

Работа Е.В.Юшкова по теоретическому выводу уравнений и моделированию турбулентного каскада была поддержана грантом фонда БАЗИС (проект № 21-1-3-63-1).

Подсекция:
МАТЕМАТИЧЕСКАЯ
ФИЗИКА

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

СУЩЕСТВОВАНИЕ, АСИМПТОТИКА И УСТОЙЧИВОСТЬ ПО ЛЯПУНОВУ РЕШЕНИЙ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ПАРАБОЛИЧЕСКИХ КРАЕВЫХ ЗАДАЧ ДЛЯ СИСТЕМ ТИХОНОВСКОГО ТИПА

Проф. *Нефедов Н. Н.*

Рассмотрена периодическая параболическая краевая задача для системы тихоновского типа уравнений реакция-диффузия:

$$\begin{aligned}\varepsilon^2 \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{\partial u}{\partial t} \right) &= g(u, v, x, t, \varepsilon), \\ \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \frac{\partial v}{\partial t} &= f(u, v, x, t, \varepsilon), \quad x \in (-1, 1), t \in \mathbb{R},\end{aligned}$$

где ε — малый параметр, граничные условия и функции $g(u, v, x, t, \varepsilon)$ и $f(u, v, x, t, \varepsilon)$ — периодические по t .

Получены условия существования решений с пограничными и переходными слоями, построена асимптотика таких решений и исследована их асимптотическая устойчивость по Ляпунову. Работа развивает асимптотический метод дифференциальных неравенств (см [1]) на новый класс задач.

Литература

1. *Нефедов Н. Н.* Назвятие методов асимптотического анализа переходных слоев в уравнениях реакции–диффузии–адвекции: теория и применение. *Журнал вычислительной математики и математической физики.* — 2021. — Т. 61, № 12. — С. 2074–2094.

О РАЗРУШЕНИИ И О ГЛОБАЛЬНОМ СУЩЕСТВОВАНИИ
СЛАБЫХ РЕШЕНИЙ ЗАДАЧИ КОШИ
ДЛЯ ОДНОГО НЕЛИНЕЙНОГО УРАВНЕНИЯ

Доц. *Панин А. А.*, проф. *Корпусов М. О.*, асп. *Каташева И. К.*

Работа посвящена исследованию локальной и глобальной разрешимости и разрушения за конечное время следующей задачи Коши для модельного уравнения из теории полупроводников:

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta u(x, t) - u(x, t) = |u(x, t)|^q$$

в пространстве R^3 при $t > 0$ с начальным условием $u(x, t) = u_0(x)$.

Данное уравнение исследуется путём сведения к интегральному уравнению в подходящем весовом пространстве с помощью построения фундаментального решения и потенциалов на его основе. Устанавливается (при $q > 4$) существование непродолжаемого решения этого интегрального уравнения, причём если время существования непродолжаемого решения конечно, то его норма стремится к бесконечности.

Отметим, что исследование свойств потенциалов и интегрального уравнения потребовало преодоления существенных технических трудностей ввиду сложного вида фундаментального решения. Для него получено интегральное представление

$$E(x, t) = \frac{-\theta(t)}{2\pi^{3/2}} \frac{1}{|x|} \int_0^{+\infty} \exp(-\mu^2) J_0(2^{3/2} |x| t^{1/4} \sqrt{\mu}) d\mu.$$

При дополнительном условии $q > 8$, а также некотором условии малости начальной функции $u_0(x)$ с помощью неравенства Гронуолла–Беллмана–Бихари устанавливается, что время существования решения интегрального уравнения, а с ним и решения исходной задачи, бесконечно. С другой стороны, как показано с помощью метода нелинейной ёмкости, при $q > 1$ найдутся такие начальные данные, для которых решение исходной задачи, если существует, то существует лишь конечное время.

Отметим, что в силу выбора условий гладкости начального данного и функциональных пространств получен результат о слабом решении. В дальнейшем предполагается получить результат о классическом решении путём использования пространств Гёльдера.

СУЩЕСТВОВАНИЕ И АСИМПТОТИЧЕСКАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ РЕШЕНИЙ С ВНУТРЕННИМ ПЕРЕХОДНЫМ СЛОЕМ УРАВНЕНИЯ РЕАКЦИЯ–ДИФФУЗИЯ–АДВЕКЦИЯ С КРЗ-НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

Науч. сотр. Орлов А. О., проф. Нефедов Н. Н.

Рассмотрим краевую задачу для обыкновенного дифференциального уравнения реакция-диффузия-адвекция

$$\varepsilon^2 \frac{d^2 u}{dx^2} = \varepsilon^2 A(u, x) \left(\frac{du}{dx} \right)^2 + f(u, x, \varepsilon),$$

$$x \in (-1; 1), \quad u(\mp 1, \varepsilon) = u^{(\mp)},$$

где $\varepsilon > 0$ — малый параметр.

Особенностью изучаемой задачи является слагаемое, содержащее квадрат градиента неизвестной функции (так называемая нелинейность типа Кардара–Паризи–Жанга или KPZ-нелинейность). Уравнения такого типа возникают в различных приложениях (см [1]), в частности, при моделировании направленного роста полимеров, в задачах помехоустойчивости.

Основной целью настоящей работы являются доказательства теорем существования решений с внутренним переходным слоем и исследование их асимптотической устойчивости по Ляпунову в некритическом и критическом случаях. Для этого для каждой ситуации построено асимптотическое разложение решения вида контрастной структуры типа ступеньки, указан алгоритм нахождения точки перехода. В качестве метода доказательства использован асимптотический метод дифференциальных неравенств в сочетании со следствиями из теорем Крейна–Рутмана (см [2]).

Литература

1. А. Б. Васильева, М. А. Давыдова, “О контрастной структуре типа ступеньки для одного класса нелинейных сингулярно возмущенных уравнений второго порядка”, Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 38:6 (1998), 938–947;
2. А. О. Orlov Instability of contrast structures in reaction-diffusion problems in case of reaction discontinuity. NONLINEAR DYNAMICS & INTEGRABILITY (NDI-2022): Abstracts. – Yaroslavl: YarSU (2022), 110 p.

ПОСТРОЕНИЕ СЦЕПЛЕННЫХ ПОДПРОСТРАНСТВ ГИЛЬБЕРТОВА ПРОСТРАНСТВА МНОГОЧАСТИЧНЫХ КВАНТОВЫХ СОСТОЯНИЙ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА ИЗОМЕТРИЧЕСКИХ ОТОБРАЖЕНИЙ

Науч. сотр. *Антипин К. В.*

Многочастичная сцепленность (multipartite entanglement) является ключевым ресурсом для реализации основных протоколов квантовой обработки информации. Среди разновидностей данного явления можно выделить *истинную сцепленность* (genuine multipartite entanglement, GME)[1, 2]. В истинно сцепленных квантовых состояниях, для каждого разбиения составной системы на две компоненты, эти компоненты оказываются сцеплены между собой. Данное свойство оказывается полезным в протоколах квантовой телепортации и плотного кодирования. Другим интересным типом многочастичной корреляции является *r-однородная (r-uniform) сцепленность* [3, 4]. r-однородные состояния характеризуются тем, что оператор плотности любых r подсистем является максимально хаотическим. Это свойство используется в протоколе секретного квантового обмена

(quantum secret sharing) [5], а также в квантовых кодах коррекции ошибок [6].

В последние годы сцепленные подпространства привлекают все большее внимание из-за своего возможного применения в области квантовой информации. Первоначально они были описаны в работе [7], в которой появился термин “полностью сцепленное подпространство” (completely entangled subspace). Позднее, в зависимости от типа сцепленности в каждом состоянии подпространства, были выработаны понятия истинно сцепленных и r -однородных подпространств.

В данном докладе описываются способы построения сцепленных подпространств, основанные на композиционных средствах тензорных диаграмм. Центральную роль играет метод изометрического отображения: изометрия, соответствующая подпространству с определенным свойством, применяется к пространству состояний, также обладающих характерным свойством. Метод оказывается пригоден для построения как истинно сцепленных, так и r -однородных подпространств. Для r -однородного случая основное внимание уделяется состояниям *гетерогенных* квантовых систем — систем, имеющих различные размерности локальных подсистем (например, 2-х и 3-х уровневые системы, кубиты и кутриты). Именно для таких объектов систематические методы построения r -однородных подпространств не представлены в литературе на данный момент.

Основные результаты (по работам [8, 9]):

- Показано, что истинно сцепленные подпространства могут быть получены из нескольких двухчастичных подпространств путем операции объединения смежных подсистем в составные системы
- Показано, что полученные истинно сцепленные подпространства могут быть применены в задаче обнаружения истинной сцепленности смешанных состояний
- Разработаны методы получения r -однородных подпространств для гетерогенных квантовых систем на основе композиции существующих кодов квантовой коррекции ошибок и максимально сцепленных состояний.

Литература

1. G. Svetlichny, Phys. Rev. D 35, 3066 (1987).
2. A. Zeilinger, M. A. Horne, and D. M. Greenberger, NASA Conf. Publ. 3135, 73 (1992).
3. A.J.Scott, Phys. Rev. A 69, 052330 (2004).
4. P. Facchi, G. Florio, G. Parisi, and S. Pascazio, Phys. Rev. A 77, 060304 (2008).
5. R. Cleve, D. Gottesman, and H.-K. Lo, Phys. Rev. Lett. 83, 648 (1999).
6. F. Huber and M. Grassl, Quantum 4, 284 (2020).

7. K. R. Parthasarathy, Proc. Math. Sci. 114, 365 (2004).
8. K. V. Antipin, Physics Letters A 445, 128248 (2022).
9. K. V. Antipin, “On generating r-uniform subspaces with the isometric mapping method”, preprint, arXiv:2301.03120 [quant-ph].

АВТОМОДЕЛЬНЫЕ РЕШЕНИЯ ТИПА КОНТРАСТНЫХ СТРУКТУР ДВУМЕРНОГО УРАВНЕНИЯ РЕАКЦИИ-АДВЕКЦИИ-ДИФФУЗИИ В НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

Проф. Быков А.А.

Представлены результаты исследования автомодельных решений типа **контрастных структур** (КС), возникающих при моделировании двумерных задач **реакции-адвекции-диффузии** (РАД) в неоднородной среде. Дано обоснование с использованием метода дифференциальных неравенств. Приводятся численные результаты.

Автомодельными называют решения, в которых координаты (в данном случае x, y, t) входят в решение в виде некоторой комбинации меньшей размерности, в нашем случае это будет выражение размерности 1 (т.е. скалярная функция): $u(x, y, t) = v(x \cdot V_x + y \cdot V_y - Wt)$, причем возможны более сложные выражения размерности 2. Рассматриваем двумерную по пространственным координатам сингулярно возмущенную краевую задачу с малым параметром для уравнения РАД на плоскости (x, y) , которую далее обозначаем Π : $\varepsilon u_t + \varepsilon V_x u_x + \varepsilon V_y u_y = \varepsilon^2 (ku_x)_x + \varepsilon^2 (ku_y)_y - f(u, x, y)$. Для автомодельного решения граничные и начальные условия не задаем, решение будет определено на всей Π и для $t \in (-\infty, +\infty)$. Определим точки равновесия $\varphi_{1;2;3}$ как решения уравнения $f(\varphi_{1;2;3}(x, y), x, y) = 0$. Предполагаем, что $\varphi_1(x, y) < \varphi_2(x, y) < \varphi_3(x, y)$ в Π . В этой работе мы рассматриваем решение типа квазиволны $u(x, y, t) = v(x \cdot v_x + y \cdot v_y - Vt)$, допустима зависимость $\varphi_{1;2;3}(x \cdot v_x + y \cdot v_y)$. В окрестности корня ФПИ представляется в виде $f(u, x, y) = F_j(u - \varphi_j(x, y), x, y)$ при $u \in \Omega(\varphi_j(x, y))$, $j \in \{1; 2; 3\}$, причем $F_{1;3}(\omega, x, y)|_{\omega=0} = 0$ и $\frac{d}{d\omega} F_{1;3}(\omega, x, y)|_{\omega=0} = 0$. Область $\Omega(\dots)$ есть окрестность. Пусть $J(x, y) = \int_{\varphi_1(x, y)}^{\varphi_3(x, y)} f(u, x, y) du$, в этой работе $J(x, y) = 0$. Введем криволинейные координаты на плоскости (x, y) , в которых средняя линия ВПС, т.е. решение уравнения $u(x, y, t) = \varphi_2(x, y)$,

совпадает с одной из координатных осей. Тогда уравнения РАД можно разложить в ряд по степеням малого параметра. Главный член можно привести к виду $\varepsilon^2 (\vec{V} \vec{n}) \frac{\partial u}{\partial \vec{n}} + \varepsilon^2 \text{curv}(C) \frac{\partial u}{\partial \vec{n}} = 0$. Здесь $\text{curv}(C) = \frac{w''(x)}{(1+w'^2)^{3/2}}$ есть кривизна ВПС, заданного в декартовой системе координат функцией $y = w(x)$. Вектор нормали задан стандартным выражением $\vec{n} = \frac{(-w', 1)}{(1+w'^2)^{1/2}}$.

Далее мы решаем уравнение $\frac{w''}{(1+w'^2)^{3/2}} = \frac{-w' \cdot V_0}{(1+w'^2)^{1/2}}$. Для однородной среды получаем автомодельное решение $y = y_0 + \frac{1}{V_0} \left[\arcsin(e^{V_0(x-x_0)} \sin \varphi_0) - \varphi_0 \right]$.

Литература

1. Бутузов В. Ф. О периодических решениях сингулярно возмущенных параболических задач в случае кратных корней вырожденного уравнения. // ЖВМиМФ, 2011, Т.51, №1, С.44-55.

ПОГРАНСЛОЙНЫЕ РЕШЕНИЯ КРАЕВОЙ ЗАДАЧИ ДЛЯ ИНТЕГРОДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО УРАВНЕНИЯ С СИНГУЛЯРНО ВОЗМУЩЕННЫМИ ГРАНИЧНЫМИ УСЛОВИЯМИ

Вед. науч. сотр. *Никитин А.Г.*, проф. *Нефедов Н. Н.*,
ст. науч. сотр. *Никулин Е.И.*

В докладе рассматривается краевая задача для сингулярно возмущенного обыкновенного интегродифференциального уравнения с сингулярно возмущенным краевым условием Неймана:

$$\begin{aligned} \varepsilon^2 u'' &= L(u, u, x, \varepsilon), \quad 0 < x < 1, \\ \varepsilon u'(0, \varepsilon) &= a, \quad u'(1, \varepsilon) = b, \end{aligned}$$

где $\varepsilon > 0$ — малый параметр, а оператор $L(u, u, x, \varepsilon)$ имеет следующий вид:

$$L(u, v, x, \varepsilon) = \int_0^1 (g(u(x), v(s), x, s, \varepsilon)) ds.$$

Представленная задача описывает стационарные процессы реакции и диффузии с учетом нелокальных взаимодействий. Основной особенностью рассмотренной задачи является сингулярно возмущенное условие Неймана, описывающее интенсивные потоки на границе (для простоты такое ус-

ловие взято только на левой границе). Задача Неймана с невозмущенным левым граничным условием $u'(0, \varepsilon) = a$ была изучена в работе [1]. Периодическая параболическая задача с сингулярно возмущенным краевым условием Неймана, не содержащая интегральный член в нелинейности, рассмотрена в работах [2, 3]. Развивая подходы, использованные в перечисленных работах, на новый класс задач, доказано существование пограничного решения рассматриваемой задачи и построено его асимптотическое приближение, а также установлена его асимптотическая устойчивость по Ляпунову, как стационарного решения соответствующей интегропараболической задачи. Наличие малого параметра в условии Неймана приводит к существенному изменению вида асимптотики решения и интересно для приложений [4–6]. Так в работе [6] рассмотрена нелинейная интегропараболическая задача для уравнения рассматриваемого вида, возникающая при моделировании динамики процессов в системах активатор-ингибитор [4] с краевыми условиями изоляции на концах отрезка, в этой работе результат статьи [6] обобщается на случай сингулярно возмущенных условий Неймана.

Литература

1. Нефедов Н.Н., Никитин А.Г. // Дифференциальные уравнения. 2000. **36**, № 10, с. 1398.
2. Butuzov V. F., Nefedov N. N., Recke L., Schneider K. R. // International Journal of Bifurcation and Chaos. 2014. **24**, N 8, p. 1440019.
3. Нефедов Н.Н., Никулин Е.И. // Вестник МГУ. серия 3. Физика. Астрономия. 2020, № 2, с. 15.
4. Raqueras J., Dockery J. // Physica D. 1999. 134, p. 94.
5. Barenblatt G., Entov V., Ryzhik V. Theory of fluid flows through natural rocks. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1991.
6. Нефедов Н.Н., Никитин А.Г. // Журнал вычислительной математики и математической физики. 2011. **51**, № 6, с. 1081 (Comput. Math. Math. Phys., 2011, **51**, № 6, p. 1011.)

АСИМПТОТИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ ГРАНИЧНОГО И РАСПРЕДЕЛЕННОГО 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 нелинейных сингулярно возмущенных уравнений реакция-диффузия-адвекция с периодическими коэффициентами. В частности, рассмотрены задачи об определении параметров модели для уравнения ти-

па Бюргерса с различными типами адвективного и реактивного слагаемых, обеспечивающих реализацию заданного режима решения.

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 задач граничного и распределенного управления. Рассмотрены задачи для нелинейного сингулярно возмущенного уравнения типа Бюргерса с различными типами адвективного и реактивного слагаемых, имеющие решение вида движущегося фронта. Построено асимптотическое приближение такого решения, доказано существование решения с построенной асимптотикой и его асимптотическая устойчивость по Ляпунову.

Задача управления поставлена в рамках теоремы существования решения прямой задачи и заключается в определении коэффициентов в уравнении или граничного режима, обеспечивающих реализацию заданного закона движения фронта. Сформулировано понятие асимптотического решения задачи распределенного и граничного управления, т.е. определения коэффициентов уравнения или 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 распределенного управления может быть получено в явном виде. Показано, что для рассматриваемого класса уравнений задача граничного и распределенного 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 коэффициента реакции или 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 коэффициентов уравнения по из-

вестной информации о наблюдаемом решении прямой задачи на некотором временном интервале (периоде).

Литература

1. Руденко О.В. Линеаризуемое уравнение для волн в диссипативных средах с модульной, квадратичной и квадратично-кубичной нелинейностями. 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.
6. Волков В.Т., Нефедов Н.Н., "Асимптотическое решение задачи граничного управления для уравнения типа Бюргерса с модульной адвекцией и линейным усилением", Ж. Вычисл. матем. и матем. физ., 62:11 (2022), 1851–1860.

Подсекция:

**ПРИКЛАДНАЯ МАТЕМАТИКА
И МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ**

Сопредседатели

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

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОГОСЛОЙНЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ РЕШЕТОК

Вед. программист *Петухов А.А.*, проф. *Боголюбов А.Н.*

В современной лазерной технике, системах коммуникации, космических исследованиях и многих других областях науки и техники для управления электромагнитным излучением широко применяются многослойные дифракционные решетки. Многослойная дифракционная решетка представляет собой, как правило, комбинированную структуру, состоящую непосредственно из периодической дифракционной решетки, имеющей определенную форму профиля штриха, и многослойного покрытия из однородных слоев. При взаимодействии падающей волны с решеткой происходит дифракция волны по дискретным дифракционным порядкам. При этом форма профиля штриха решетки может быть в достаточной степени произвольной (прямоугольная, треугольная, синусоидальная, трапециевидная и т.д.), и в первую очередь именно она определяет, какие доли энергии падающей волны при дифракции направляются в каждый дифракционный порядок, т.е. дифракционные эффективности решетки в этих порядках.

При моделировании многослойных дифракционных решеток традиционно рассматривается два типа задач – прямые задачи анализа дифракционных решеток и обратные задачи синтеза дифракционных решеток с заданными характеристиками (например, решетка должна иметь заданный спектр пропускания и/или отражения, заданные значения дифракционных эффективностей в различных порядках дифракции и т.д.). Наибольший практический интерес представляет решение задач синтеза, однако и для их эффективного решения, в первую очередь, требуется наличие эффективного и надежного метода решения соответствующей прямой задачи.

В данной работе рассматривается двумерная задача дифракции плоской электромагнитной волны на многослойной дифракционной решетке. Математическая постановка этой задачи сводится к уравнению Гельмгольца для одной из компонент электромагнитного поля волны, дополненному периодическими граничными условиями в поперечном направлении, а также парциальными условиями излучения на границах решетки в продольном направлении. Для получения численного решения поставленной математической задачи используется разработанный авторами гибридный численный метод, основанный на совместном применении неполного метода Галеркина и матричных методов [1-3]. Этот метод позволяет эффективно учитывать многослойное строение рассматриваемой дифракционной решетки.

В работе приводятся результаты решения ряда задач синтеза многослойных дифракционных решеток для различных практических приложений. В частности, рассматриваются отражательные многослойные диэлек-

трические дифракционные решетки, которые могут использоваться в качестве зеркала внешнего резонатора полупроводникового лазера, а также решетки, обеспечивающие спектральное сложение лазерных пучков с различной длиной волны в заданном дифракционном порядке [4-6]. Для решения задачи синтеза используются методы нулевого порядка (метод Нелдера-Мида), а также градиентные методы.

Литература

1. Петухов А.А. Совместное применение неполного метода Галеркина и метода матриц рассеяния для моделирования многослойных дифракционных решеток. // Математическое моделирование. 2013. Т.25. №6. С. 41-53.
2. Petukhov A., Trubetskov M., Bogolyubov A. Avoiding diffraction order singularity in scattering matrix approach used for grating modeling. // Progress In Electromagnetic Research Symposium. August 19-23, 2012. Moscow, Russia. PIERS Proceedings. P. 1220-1224.
3. Артемьева М.В., Боголюбов А.Н., Петухов А.А. Метод матриц переноса для решения задачи дифракции плоской волны с ТЕ-поляризацией на одномерной бинарной дифракционной решетке // Физические основы приборостроения. 2022. Т.11. №2. С. 40-48.
4. Боголюбов А.Н., Петухов А.А., Трубецков М.К. Математическое моделирование многослойных дифракционных решеток. // Физические основы приборостроения. 2014. Т.3. №4. С. 20-27.
5. Артемьева М.В., Боголюбов А.Н., Петухов А.А. Решение задач синтеза дифракционных решеток для практических приложений. // Физические основы приборостроения. 2020. Т.9. №3. С. 4-13.
6. Петухов А.А. Синтез высокоэффективных многослойных диэлектрических дифракционных решеток для спектрального сложения лазерных пучков // Вычислительные методы и программирование. 2021. №22 (3). С. 201-210.

ПРИМЕНЕНИЕ НЕПОЛНОГО МЕТОДА ГАЛЕРКИНА ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ ОПТИМИЗАЦИИ ВОЛНОВОДНОГО ТРАНСФОРМАТОРА.

Проф. *Быков А.А.*

Представлены результаты решения задачи оптимизации **волноводного трансформатора** (ВТ) в цепи нагруженных волноводов (НВ). Цилиндр с (вообще говоря) импедансными стенками, внутри которого помещен диэлектрический стержень, называют НВ. Нерегулярный участок, соединяющий подающий и принимающий нагруженные волноводы, называют ВТ. Можно описать ВТ **матрицей рассеяния** (МР), каждый элемент которой равен комплексной амплитуде волноводной моды некоторого типа в принимающем волноводе при возбуждении модой заданного типа подаю-

щего волновода. МР включает матрицу отражения и матрицу прохождения. Как правило, ставится задача достижения наибольшего коэффициента трансформации заданной моды подающего в заданную моду принимающего. Это означает наиболее точное достижение нулевой матрицы отражения и одновременно матрицы прохождения, содержащей в заданном столбце единицу в одной из позиций.

Оптимизация ВТ равносильна выбору формы боковой поверхности и диэлектрического заполнения для достижения максимального значения заданной целевой функции. На практике ВТ применяют 1) для согласования волновода прямоугольного сечения и волновода круглого сечения, 2) для преобразования моды заданного типа (структуры поля в поперечном сечении, например, число максимумов поля) подающего волновода в моду другого заданного типа принимающего волновода, 3) для достижения наименьших потерь на изгибе волновода заданного поперечного сечения. В рамках общей постановки решается также задача 4) оптимизации излучателя из волновода в открытое пространство (которое также можно трактовать как волновод) и 5) двойственная задача оптимизации приемника излучения из пространства в волновод. Аналогичная математическая постановка допускает решение задачи 6) трансформации моды открытого (диэлектрического) волновода в моду второго открытого волновода, 7) задачу приема излучения конформной диэлектрической антенной (расположенной на поверхности сложной формы), повторяющей форму поверхности.

Для решения всех перечисленных задачи мы используем так называемый **неполный метод галеркина** (НМГ), разработанный и обоснованный профессором А.Г.Свешниковым в 60-е годы 20 века [1]. НМГ позволяет привести краевую задачу для уравнений Максвелла к семейству краевых задач для системы линейных обыкновенных дифференциальных уравнений (ЛОДУ). Каждый элемент семейства ЛОДУ порождает элемент функциональной последовательности, которая сходится в среднем к точному решению задачи Максвелла. Семейство определяется параметром N , который равен числу координатных функций поперечного сечения волноводящей системы, коэффициенты суммирования зависят от продольной координаты. Система ЛОДУ записывается так, чтобы обеспечить ортогональность невязки каждой из функций координатной системы.

Мы демонстрируем применение НМГ для расчета матрицы рассеяния и оптимизации ВТ, расположенного в месте изгиба нагруженного волновода. Применение оптимального ВТ позволяет достичь равного единице коэффициента преобразования основной моды подающего волновода в основную моду принимающего волновода (в нашей модели повернутого на заданный угол относительно подающего). Объектом оптимизации является форма диэлектрической вставки внутри ВТ.

Литература

1. Свешников А. Г. К обоснованию метода расчета распространения электромагнитных колебаний в нерегулярных волноводах. // Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1963. Т.3. № 2. С.314-326.

ИССЛЕДОВАНИЕ УСКОРЕНИЯ ЧАСТИЦ НА ЛОКАЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ В СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ

*Левашов Н.Н., Попов В. Ю. (ИКИ РАН), Малова Х. В. (ИКИ РАН),
Зеленый Л. М. (ИКИ РАН)*

Согласно наблюдениям различных миссий в околоземном пространстве, с одной стороны, параметры межпланетного магнитного поля и плазмы изменчивы в различных пространственных и временных масштабах, а с другой стороны, солнечный ветер содержит стабильные квазистационарные магнитные и плазменные структуры, такие как токовые слои и плазмойды. Токовые слои в солнечном ветре, представляют собой стабильные многослойные плазменные структуры, создаваемые квазиadiaбатическими ионами внутри них. Данные структуры способны существенно влиять на динамику заряженных частиц космической плазмы: в солнечном ветре в окрестностях гелиосферного токового слоя наблюдаются потоки ускоренных частиц с энергиями порядка МэВ [1].

Целью нашей работы является численное моделирование динамику заряженных частиц в турбулентном поле солнечного ветра в присутствии различных конфигураций токовых слоев. Для моделирования турбулентного поля в солнечном ветре использовалась самоподобная модель турбулентности со степенным спектром, в которой турбулентное поле представляется как суперпозиция фурье-гармоник [2]. Токовые слои задаются при помощи модифицированной модели Хариса [3]. Мы рассмотрели случаи движущиеся одиночный и множественные токовые слои, с окружающими плазмойдами и без них. Методом Нелдера-Мида были исследованы оптимальные параметры токовых слоев для достижения наилучшего ускорения частиц.

Литература

1. N. V. Malova, V. Yu. Popov, E. E. Grigorenko, et.al // EVIDENCE FOR QUASI-ADIABATIC MOTION OF CHARGED PARTICLES IN STRONG CURRENT SHEETS IN THE SOLAR WIND. The Astrophysical Journal, 2017. Vol. 834. No. 34. P. 1-9.
2. Левашов Н. Н., Попов В. Ю., Малова Х. В., Зеленый Л. М. Исследование процессов ускорения заряженных частиц в турбулентной космической плазме с перемежаемостью // Ученые записки физического факультета Московского Университета. 2021. №4, С. 1-6.

3. Perri, Silvia & Zimbardo, Gaetano & Greco, Antonella. (2011). On the energization of protons interacting with 3-D time-dependent electromagnetic fields in the Earth's magnetotail. *Journal of Geophysical Research*. 116. 10.1029/2010JA016328.

ЗАДАЧИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ДИФРАКЦИИ НА ТЕЛАХ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТИПАХ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ

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

При моделировании электромагнитного поля в безэховых камерах зачастую приходится сталкиваться с задачами дифракции на телах, границы которых содержат рёбра или другие особые точки. Как известно, в окрестности рёбер на границе области у электромагнитного поля может возникать сингулярность, что приводит к ухудшению сходимости численных методов. Одним из способов преодоления этой проблемы является выделение сингулярной части электромагнитного поля в окрестности особой точки с помощью теоретического исследования.

В работе исследуется особенность электромагнитного поля в окрестности ребра оживальной формы. С помощью метода выделения сингулярной части решения эллиптического уравнения вблизи конической точки границы, впервые предложенного в работах В.А. Кондратьева [1], решение представляется в виде суммы сингулярной части и гладкой добавки, для которой делается оценка в норме соответствующего функционального пространства. Рассматриваются задачи дифракции на идеально проводящем, импедансном и диэлектрическом объектах.

Для учёта кривизны боковых поверхностей используется конформное отображение, переводящее область в окрестности ребра в сектор. С помощью замены радиальной переменной сектор переводится в бесконечную полосу, вдоль которой затем проводится преобразование Фурье. Таким образом, исходная краевая задача для уравнения Гельмгольца переходит в одномерную задачу для Фурье-образа решения, допускающую построение решения в виде ряда по собственным функциям соответствующей задачи Штурма-Лиувилля. Проведя соответствующие оценки, можно показать, что Фурье-образ решения является мероморфной функцией в полосе на комплексной плоскости. Следовательно, по основной теореме о вычетах, при обратном преобразовании Фурье интегрирование можно производить не по действительной оси, а по параллельной ей прямой на комплексной плоскости. Функция, получаемая при взятии интеграла по прямой, является более гладкой чем решение, а значит сингулярная часть решения определяется вычетами, лежащими в полосе между прямой интегрирования и осью действительных чисел. Особенность имеет степенной вид вдоль ра-

диальной координаты. Для случаев условий идеальной проводимости и условий Щукина-Леонтовича на границе области показатель степени получен явно, а для случая условий сопряжения на поверхности раздела параметров среды, показатель определяется из алгебраического уравнения.

Полученное представление может быть использовано для модификации метода конечных элементов для повышения сходимости в окрестности рёбер границы области [2].

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. Боголюбов А.Н., Ерохин А.И., Могилевский И.Е., Светкин М.И. Гибридный метод решения уравнения Пуассона в области с металлодиэлектрическими углами // Вестник МГУ. Серия 3. Физика. Астрономия. 2017. No 1. С. 17-22

ОПТИМИЗАЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ОБРАБОТКИ БОЛЬШИХ ДАННЫХ: АЛГЕБРАИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ И ПОНЯТИЕ ИНФОРМАЦИИ

Проф. *Голубцов П.В.*

Введение. Рассматривается алгебраическая формализация распределенной обработки больших данных. Определяется понятие информационного пространства для заданной процедуры обработки данных и доказываётся существование наименьшего информационного пространства, обеспечивающего самую компактную форму накопления информации и позволяющего наиболее эффективно распараллелить обработку. Показано, что в терминах информационного пространства естественным образом выражаются понятия сложения информации и качества информации.

В предыдущих работах автора (напр., [1-2]) были рассмотрены конкретные типы задач обработки данных и исследованы возникающие в них специальные виды представления информации, содержащейся в данных. Было показано, что для эффективной обработки распределенных данных ключевую роль играет возможность введения специальной промежуточной формы представления информации, обладающей определенными алгебраическими свойствами. В рассмотренных задачах были введены соответствующие информационные пространства и исследованы их свойства.

Предлагаемый в данной работе подход подводит общий фундамент под эти исследования путем построения алгебраической формализации распределенной обработки данных. Определяется понятие информационного пространства для заданной процедуры обработки и, в частности, наименьшего информационного пространства, предоставляющего максимально

компактную форму представления информации и, как следствие, позволяющего наиболее эффективно распараллелить обработку данных. При этом в терминах информационного пространства естественным образом выражаются бинарная операция сложения фрагментов информации и упорядочение, отражающее понятие качества информации.

Следует отметить, что существует довольно много подходов к понятию информация, например, комбинаторный, вероятностный, алгоритмический [3], однако все они определяют *меру количества информации* в том или ином контексте. Напротив, наименьшее информационное пространство приводит к понятию именно *информации*, содержащейся в данных. Его элементы реализуют максимально компактное представление набора данных, обеспечивающее тот же результат обработки что и этот набор. В результате, информация, извлеченная из данных, полностью заменяет эти данные.

Процедура обработки и информационные пространства. Пусть D – множество возможных значений входных данных, а R – множество значений результатов обработки. В задачах больших данных на вход процедуры обработки поступают наборы элементов из D , причем эти наборы могут быть распределены по многим компьютерам. Для математического представления множества всех таких наборов с операцией их слияния обычно используется свободный моноид D^* с операцией конкатенации. Однако, поскольку результат обработки как правило не должен зависеть от порядка поступления данных, удобно представлять пространство всевозможных наборов исходных данных *свободным коммутативным моноидом* D^+ с множеством образующих D . Его элементами являются конечные мультимножества на множестве D (в которых элемент может повторяться несколько раз) с операцией *сложения* мультимножеств (при которой кратности одинаковых элементов складываются).

Процедурой обработки с наборами данных из множества данных D и результатами из множества R будем называть отображение p из моноида D^+ в множество R , т.е. $p: D^+ \rightarrow R$.

Информационное пространство (ИП) (U, q, r) для процедуры $p: D^+ \rightarrow R$ это коммутативный моноид U , сюръективный гомоморфизм (СГ) $q: D^+ \rightarrow U$ и отображение $r: U \rightarrow R$ такие, что $r \circ q = p$.

Фактически, гомоморфизм q «сжимает» исходные данные без потери информации, представляя различные наборы данных одним и тем же элементом. Его гомоморфность означает, что объединению наборов данных отвечает сумма соответствующих фрагментов информации, а его сюръективность обеспечивает отсутствие в U «лишних» элементов, которые не отвечают никаким наборам данных. Эффект от использования ИП определяется тем, насколько оно позволяет «сжать» данные.

Наименьшее информационное пространство. Будем говорить, что ИП (U, q, r) *меньше*, чем (U', q', r') и обозначать это как $(U, q, r) \ll (U', q', r')$, если существует такое отображение $h: U' \rightarrow U$, что $h \circ q' = q$. Поскольку q' – СГ, такое *преобразование* информационных пространств h единственно и, т.к. q – СГ, также является СГ. При этом $r \circ h = r'$, т.е. (U, h, r) можно рассматривать как ИП для процедуры $r': U' \rightarrow R$. Отношение \ll является предпорядком, причем если $U' \ll U$ и $U \ll U'$, то эти ИП изоморфны. *Наименьшее* в смысле этого упорядочения ИП (U, q, r) обладает тем свойством, что любое ИП (U', q', r') для p факторизуется через него, т.е. существует СГ $h: U' \rightarrow U$ для которого $h \circ q' = q$ и $r' = r \circ h$.

Пусть U – коммутативный моноид. Будем говорить, что элементы x и y из U *неразличимы* относительно $r: U \rightarrow R$ и обозначать $x \sim_r y$, если $\forall z \in U \ r(x+z) = r(y+z)$.

Теорема (Существование и единственность). *Наименьшее ИП для процедуры $p: D^+ \rightarrow R$ существует и единственно с точностью до изоморфизма.*

Теорема (Конструкция). *ИП $(D^+ / \sim_p, q, r)$ является наименьшим ИП для процедуры $p: D^+ \rightarrow R$. Здесь D^+ / \sim_p – фактормоноид по конгруэнции неразличимости на D^+ относительно p , гомоморфизм $q: D^+ \rightarrow D^+ / \sim_p$ – соответствующий канонический эпиморфизм, $q(x) = [x]_{\sim_p}$ для $x \in D^+$, а отображение $r: D^+ \rightarrow R$ определяется как $r([x]_{\sim_p}) = p(x)$ для $x \in D^+$.*

В практических задачах (см., напр. [1-2]) анализ процедуры обработки нередко позволяет предложить естественный вариант ИП. Следующее утверждение позволяет установить его минимальность.

Теорема (Критерий минимальности). *ИП (U, q, r) является наименьшим тогда и только тогда, когда все его элементы различимы относительно $r: U \rightarrow R$.*

Качество информации. Алгебраическая структура ИП позволяет естественным образом определить упорядочение, характеризующее *качество информации*. Для элементов x и y из ИП U будем говорить, что x содержит *больше информации*, чем y и обозначать $x \succeq y$ если $\exists z \in U \ x = y + z$.

Отношение \succeq на ИП U является отношением предпорядка, согласованным с алгебраической структурой, т.е., $x' \succeq x \wedge y' \succeq y \Rightarrow x' + y' \succeq x + y$ и $x \succeq 0$. Более того, преобразование ИП $h: U' \rightarrow U$ сохраняет упорядочение качества: $x \succeq y \Rightarrow h(x) \succeq h(y)$.

Накопление информации в модели MapReduce. Использование наименьшего ИП позволяет максимально эффективно распараллеливать процесс накопления информации в рамках модели распределенного анализа

данных MapReduce [4] и организовать эффективную обработку без необходимости передачи и накопления самих исходных данных. В контексте этой модели Map преобразует наборы исходных данных в элементы ИП путем применения отображения q , а Reduce складывает все эти фрагменты частичной информации в один элемент, представляющий все исходные данные, Рис. 1.

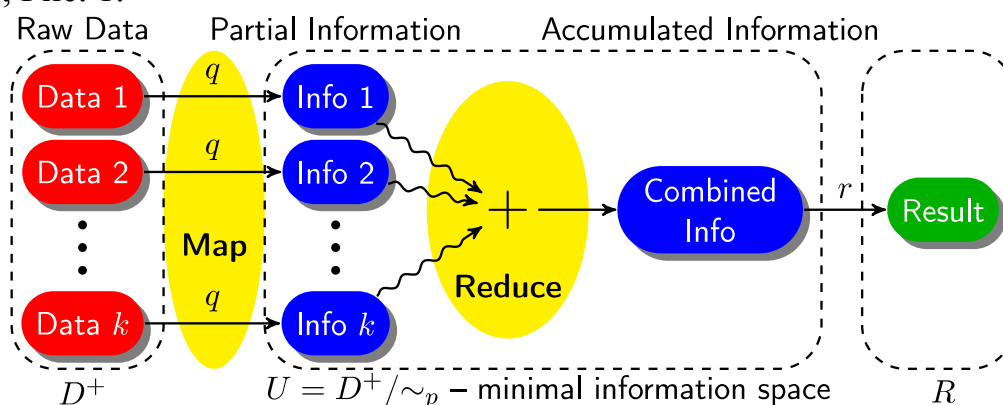


Рис. 1. Параллельная обработка с использованием наименьшего информационного пространства в модели MapReduce.

При этом наименьшее информационное пространство определяет наиболее эффективную математическую структуру для представления информации, содержащейся в данных, и описывает «теоретический предел» компактности представления информации.

Заключение. Как показано в этой работе, проблема оптимизации распределенной обработки данных приводит к математическому представлению информации, содержащейся в данных, как элементу наименьшего ИП. При этом в терминах ИП естественным образом выражаются сложение и качество информации.

Понятие информации всегда было предметом преимущественно теоретического интереса. Сейчас проблематика больших данных требуют компактных, эффективных и хорошо организованных форм представления информации. Такие идеальные формы могут отражать самую суть информации, содержащейся в данных. Поэтому изучение таких форм и их свойств может приблизить нас к адекватному математическому описанию самого понятия информации.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 19-29-09044.

Литература

1. Голубцов П.В. Понятие информации в контексте задач обработки больших данных // НТИ Сер. 2. Информационные процессы и системы. – 2017. №1, – с. 31–36.

2. Golubtsov, P. Scalability and Parallelization of Sequential Processing: Big Data Demands and Information Algebras // *Advances in Intelligent Systems and Computing*, Springer, Cham. – 2020. – Vol. 1127. P. 274–298.
3. Колмогоров, А.Н. Три подхода к определению понятия «количество информации» // *Пробл. передачи информ.* – 1965. – Том 1. № 1. С. 3–11.
4. Dean, J., Ghemawat, S. Mapreduce: simplified data processing on large clusters // *Communications of the ACM* – 2008. 51, № 1, – P. 107-113.

ПИД-РЕГУЛЯТОР С АДАПТАЦИЕЙ ПОСРЕДСТВОМ НЕЙРОННОЙ СЕТИ ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ ВЕРТИКАЛЬНЫМ ПОЛОЖЕНИЕМ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М2

Мл. науч. сотр. *Кружков В.И.* (ИПУ РАН им. В.А. Трапезникова,),
 проф. *Митришкин Ю.В.* (ИПУ РАН им. В.А. Трапезникова)

Работа посвящена управлению неустойчивым вертикальным положением плазмы в сферическом токамаке Глобус-М2 (ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург). Для повешения давления в вакуумной камере токамака создается вытянутая по вертикали конфигурация плазмы – что приводит к вертикальной неустойчивости. Как следствие, критически важным становится быстродействующее управление вертикальным положением плазмы. Параметры плазмы отличаются от разряда к разряду, а также изменяются в течение разряда. Для улучшения качества управления объектом с переменными параметрами предложено применить адаптивный ПИД-регулятор, где адаптация производится посредством нейронной сети.



Рис. 1. Структурная схема системы управления с адаптацией.

Для настройки сети был использован массив линейных моделей, соответствующих плазменному разряду сферического токамака Глобус-М2 #37239 [1]. Линейные модели имеют один вход – напряжение на катушке горизонтального поля, один выход – вертикальное смещение плазмы, что отражено в модели плазмы в дискретном времени t :

$$x_{t+1} = Ax_t + Bu_t;$$

$$z_t = Cx_t.$$

Адаптация параметров ПИД-регулятора достигается с помощью нейронной сети с 4-мя скрытыми слоями с 256-ю нейронами и функцией активации ReLU. На вход сети подаются 4 сигнала: ошибка управления e , уставка Z_{ref} , управляющее воздействие u на предыдущем шаге, выход модели Z на предыдущем шаге (рис. 1) [2]. Выход нейронной сети имеет 3 сигнала – параметры ПИД-регулятора.

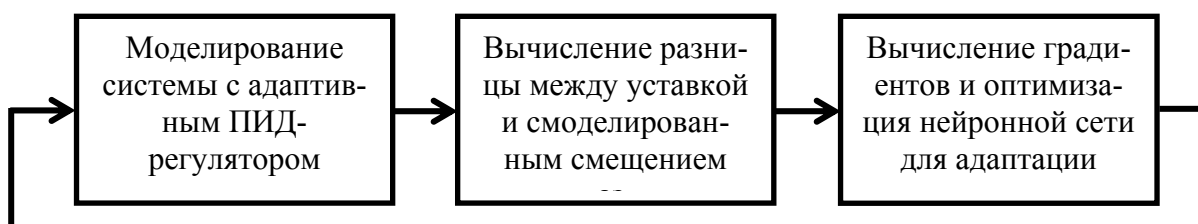


Рис. 2. Структурная схема настройки нейронной сети для адаптации.

Настройка нейронной сети производилась с помощью адаптивного стохастического градиентного метода [3], в качестве функции потерь использовалась среднеквадратичная разница между уставкой и выходом модели:

$$loss(Z_{ref}, Z) = \sum_{t=1}^T (Z_{ref,t} - Z_t)^2 \xrightarrow{A_i, b_i} \min,$$

где A_i, b_i - матрицы коэффициентов i -го слоя нейронной сети. На каждой итерации обучения производилось моделирование работы системы управления с различными моделями плазмы, вычисление функции потерь и оптимизация параметров сети (рис. 2).

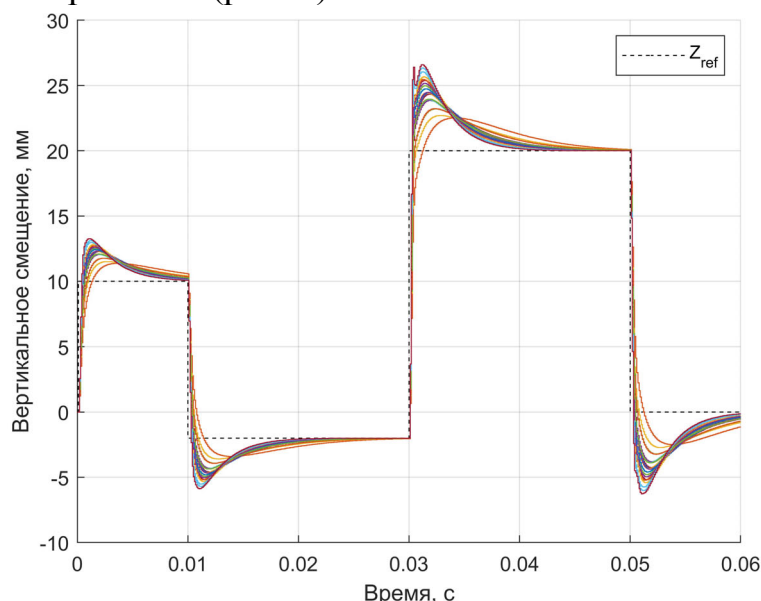


Рис. 3. Моделирование системы управления вертикальным положением плазмы на 20-ти моделях плазмы, соответствующих разряду сферического токамака Глобус-М2 #37239.

Полученная система управления с адаптивным ПИД-регулятором была промоделирована на различных моделях плазмы (рис. 3). Такой подход уменьшает перерегулирование по сравнению с классическим ПИД-регулятором на 5%. В дальнейших работах планируется применить адаптивное управление с матричным ПИД-регулятором для многомерного случая.

Работа поддержана грантом РФФ № 21-79-20180.

Литература

1. 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*. 2016;17(4):254-266.
2. O. Rodríguez-Abreo, R. Hernández-Alvarado, J. Garcia-Guendulain, T. Hernandez-Diaz. Self-Tuning Control Using an Online-Trained Neural Network to Position a Linear Actuator, *Micromachines*, 13(5):696, MDPI, 2022.
3. D.P. Kingma; J. Ba. Adam: A Method for Stochastic Optimization, *CoRR*, 2014.

ЗАДАЧА НА СОБСТВЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ДЛЯ ОПЕРАТОРА, ОПИСЫВАЮЩЕГО ДИНАМО В «ТОЛСТОМ» ДИСКЕ

Доц. Михайлов Е.А., студ. магистратуры Пашенцева М.В.

Магнитные поля играют важную роль для эволюции различных космических объектов, таких как галактики, аккреционные диски и т.д. Их генерация описывается с помощью механизма динамо, который связан с характеристиками турбулентности в ионизированной среде [1]. Уравнения теории динамо являются результатом усреднения параметров турбулентности по масштабам, которые можно ассоциировать с ее характерным линейным размером. Данные уравнения являются достаточно сложными, поэтому как правило используются различные двумерные приближения. Для объектов, имеющих геометрическую форму диска, используют планарное приближение [2], которое было разработано для таких галактик, как М31, М33 и т.д., а впоследствии использовалось для аккреционных дисков [3]. Ключевой особенностью планарного приближения является использование строго определенной зависимости магнитного поля от расстояния до экваториальной плоскости. Вместе с тем, такой подход обоснован лишь для дисков, толщина которых является пренебрежимо малой величиной по сравнению с другими линейными размерами задачи. Даже в случае изучения дисков, чья толщина невелика, но составляет величину порядка 10^{-1} радиуса, необходимо изучать вопрос о более сложной вертикальной структуре магнит-

ного поля [4]. Уравнения теории динамо предполагают экспоненциальный рост, поэтому мы можем свести эволюционные уравнения к задаче на собственные значения. Ее решение также не вполне тривиально.

В представленной работе рассматривается редуцированная задача о генерации магнитного поля в «толстом» диске. Первоначально берется невозмущенная задача, принципиально аналогичная планарному приближению, для которой можно получить точное решение. После этого собственные функции и собственные значения ищутся с помощью теории возмущений в предположении, что оператор, отвечающий за вертикальную структуру, является малым. Особо отметим, что точность первого приближения оказывается недостаточной, и необходимо использовать слагаемые, квадратичные по величине данного возмущения.

Мы рассматриваем следующую задачу на собственные значения:

$$\gamma B = \sqrt{D}B + h\sqrt{D}z \frac{dB}{dz} + \lambda^2 \frac{d^2 B}{dz^2};$$

$$B|_{z=\pm\lambda} = 0;$$

где B – тороидальное магнитное поле, z – расстояние до экваториальной плоскости, λ – параметр, отвечающий за толщину диска, D – динамо-число, $0 \leq h \leq 1$. Отметим, что расстояния измеряются в радиусах диска, а времена – в единицах, ассоциированных с временным масштабом турбулентности.

Решим спектральную задачу для оператора: $\hat{L} = \sqrt{D} + \lambda^2 \frac{d^2}{dz^2}$, характеризующего невозмущенную задачу. Его собственными значениями являются

$$\gamma_n^{(0)} = -\frac{\pi^2 n^2}{4} + \frac{1}{2} D^{1/2},$$

которым соответствуют собственные функции

$$B_n(z) = \lambda^{-1/2} \sin\left(\frac{\pi n(z + \lambda)}{2\lambda}\right).$$

Теперь рассмотрим возмущение $\hat{V} = h\sqrt{D}z \frac{d}{dz}$. Первая поправка к собственным значениям, вычисленная в соответствии с теорией возмущений [5], будет следующей:

$$\delta\gamma_n^{(1)} = \langle B_n | \hat{V} | B_n \rangle = -h \frac{\sqrt{D}}{2};$$

$$\gamma^{(2)} = \gamma^{(0)} + \delta\gamma^{(1)}.$$

Данная поправка пропорциональна первой степени малого параметра h и не удовлетворяет требованиям к точности решения. Найдем первую поправку к собственным функциям:

$$\bar{B}_n = \bar{B}_n^{(0)} + \sum_{nk} c_{nk} \bar{B}_k^{(0)}.$$

Это позволяет вычислить вторую поправку. Так, для старшего собственного значения имеем:

$$\begin{aligned} \delta\gamma_1^{(2)} &= \sum_{k=2} \frac{|\hat{V}_{k1}|^2}{\gamma_1^{(0)} - \gamma_k^{(0)}} = \sum_{k=2} \frac{(\bar{B}_k, \hat{V}\bar{B}_1)^2}{(\bar{B}_k, \bar{B}_k)^2 (\gamma_1^{(0)} - \gamma_k^{(0)})} = \\ &= \sum_{k=2} \frac{D\lambda^2 k^2 ((-1)^k - 1)^2}{(k^2 - 1)^2 \lambda^2 (k^2 - 1) \frac{\pi^2}{4}} = \sum_{k=2} \frac{4Dk^2 ((-1)^k - 1)^2}{\pi^2 (k^2 - 1)^3} \approx 0.033D; \\ \gamma^{(2)} &= \gamma^{(0)} + \delta\gamma^{(1)} + \delta\gamma^{(2)}. \end{aligned}$$

Можно проконтролировать точность, даваемую тем или иным приближением, введя следующую величину:

$$\Delta\gamma = \gamma - \gamma^{(0)}.$$

Сравнивая данную поправку с численной, можно установить применимость того или иного приближения. На рис.1 показано, что второе приближение гораздо лучше соответствует данным численного расчета.

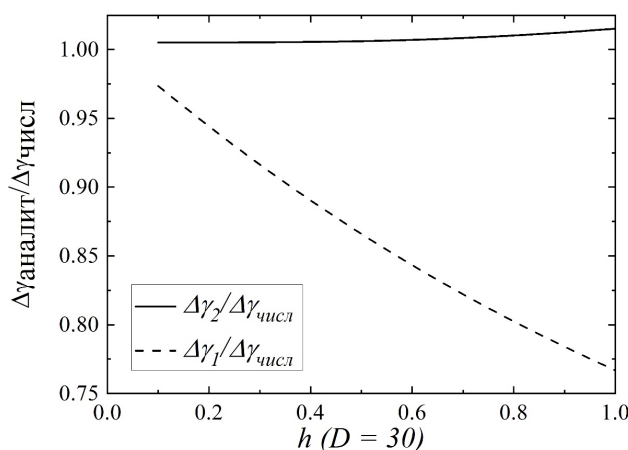


Рис. 2. Результат, даваемый первым и вторым приближением в сравнении с численным расчетом.

Литература

1. Zeldovich, I.B.; Ruzmaikin, A.A.; Sokolov, D.D. Magnetic fields in astrophysics.
2. Moss D. // Mon. Not. R. Astr. Soc. 1995., 275. P. 191.
3. Magnetic fields in the accretion discs for various inner boundary conditions / D.V. Boneva, E.A. Mikhailov, M.V. Pashentseva, D. D. Sokoloff // Astronomy and Astrophysics. — 2021. — Vol. 652. — P. A38
4. Mikhailov E.A., Pushkarev V.V. Research on magnetic fields of galaxies using rz-model // Research in Astronomy and Astrophysics. — 2021. — Vol. 21, no. 3. — P. 56.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Квантовая механика (нерелятивистская теория). М., 1989.

ПОВЫШЕНИЕ НАДЁЖНОСТИ СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ НЕУСТОЙЧИВЫМ ВЕРТИКАЛЬНЫМ ПОЛОЖЕНИЕМ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ

Асп. *Мухтаров К.С.* (ИПУ РАН им. В.А. Трапезникова),
проф. *Митришкин Ю.В.* (ИПУ РАН им. В.А. Трапезникова)

Введение. Управление неустойчивым вертикальным положением плазмы является ключевой проблемой в современных D-образных токамаках. Поэтому необходима система магнитного управления плазмой, противодействующая сбою, который приводит к большому срыву плазмы, и позволяющая избежать аварийной остановки термоядерных реакторов и длительных циклов технического обслуживания из-за повреждённых компонентов, взаимодействующих с плазмой [1, 2].

Наиболее привлекательными системами управления для выполнения отмеченных критериев являются интеллектуальные системы управления (SMART control system или intelligent control system), которые посредством комбинации аппаратных и программных средств, объединённых общим информационным процессом, способны синтезировать цель управления и находить рациональные способы достижения цели управления (при наличии базы знаний), действуя автономно или в человеко-машинном режиме [3].

Большинство классических методов управления предполагают, что все компоненты в системе работают правильно, и регулятор и наблюдатель разрабатываются на основе этого предположения. Следовательно, возникновение неисправностей в компоненте системы будет посылать неверную информацию в регулятор и/или наблюдатель, что в последствии приведёт к неадекватному режиму работы [4, 5].

Ключевые компоненты нуждаются в избыточности, чтобы избежать поломки, но применение избыточности для всей системы будет дорогостоящим и трудно применимым делом, учитывая массогабаритные ограничения [4].

Поэтому на первом этапе по увеличению надёжности системы магнитного управления плазмой в токамаке целесообразно воспользоваться методом параллельного резервирования и добавить резервную (избыточную) обратную связь для уязвимого контура управления вертикальным положением плазмы, обеспечив в случае сбоя в основном контуре автоматическое переключение на резервный посредством аппаратных и/или программных средств.

Система управления вертикальным положением плазмы по состоянию с избыточной обратной связью. На рис. 1 представлена структурная схема системы управления с резервной обратной связью. На рис. 2 представлены графики выходного сигнала Z при разных задающих воздей-

ствиях Z_{ref} , показывающие, что при увеличении сигнала задающего воздействия, время, за которое система должна переключиться на резервный контур, уменьшается, чтобы не допустить вертикальное смещение плазмы больше 5 см (пространственное ограничение движения плазмы по вертикали в токамаке Т-15МД [6]).

Моделирование на стенде реального времени. На рис. 3 показана структурная схема цифровой модели системы управления вертикальным положением плазмы в токамаке Т-15МД с учётом её моделирования на цифровом стенде реального времени (МГУ им. М.В. Ломоносова – ИПУ РАН, Москва, Россия) на двух цифровых машинах реального времени (ЦМРВ) [7]. На рис. 4 приведены графики задающего воздействия $Z_{ref}=0,005$ и реального сигнала, поступающего на регулятор, промоделированные на стенде реального времени.

Оценка повышения надёжности. При параллельном соединении вероятность безотказной работы находится так [8]

$$P_c(t) = 1 - Q_c(t),$$

где $Q_c(t)$ – вероятность отказа объекта

$$Q_c(t) = \prod_{i=1}^n Q_i(t) = \prod_{i=1}^n [1 - P_i(t)].$$

Учитывая, что переключатели и логический элемент «И» абсолютно надёжны (т.е. их вероятность безотказной работы равна 1), получаем, что вероятность безотказной работы параллельного соединения при условии $P_2(t) = P_3(t)$ будет равна

$$P_{23}(t) = 1 - (1 - P_2(t))^2 = 2P_2(t) - P_2^2(t).$$

Заменим в блок-схеме на рис. 5 параллельные блоки обратной связи и резервной обратной связи на общий блок согласно рис. 6.

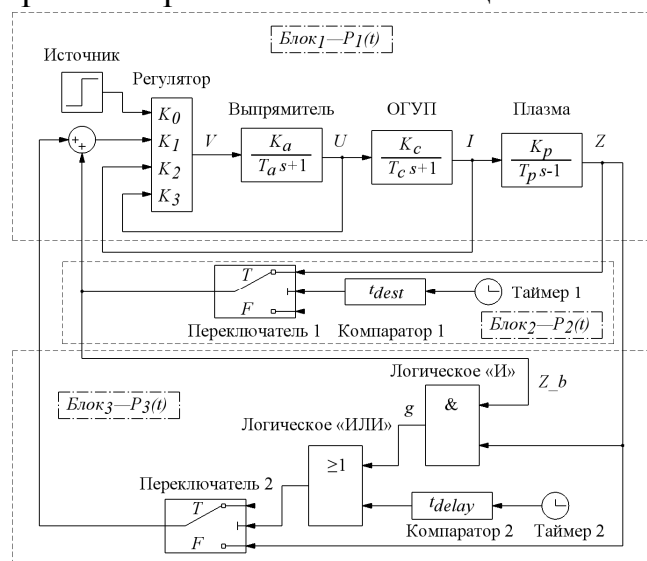


Рис. 1. Структурная схема системы управления вертикальным положением плазмы с параллельным резервированием обратной связи

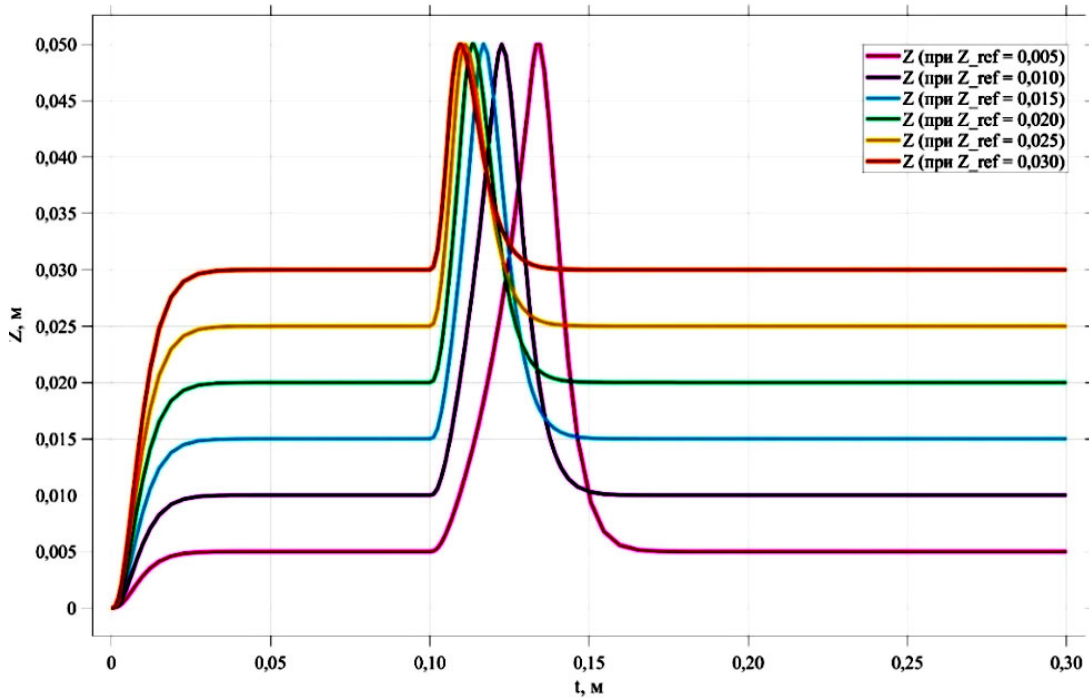


Рис. 2. Графики выходного сигнала Z при разных задающих воздействиях Z_{ref} , полученные моделированием системы управления в компьютерной среде Matlab/Simulink

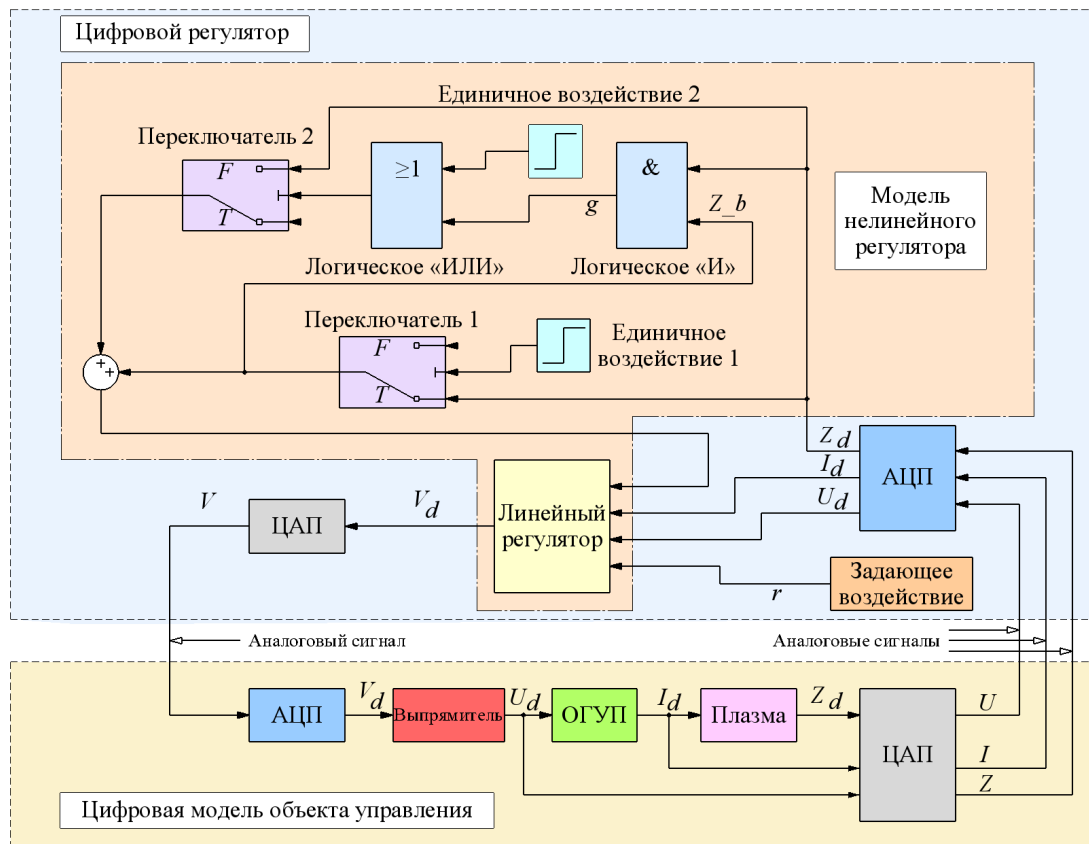


Рис. 3. Структурная схема цифровой модели системы управления вертикальным положением плазмы в токамаке Т-15МД

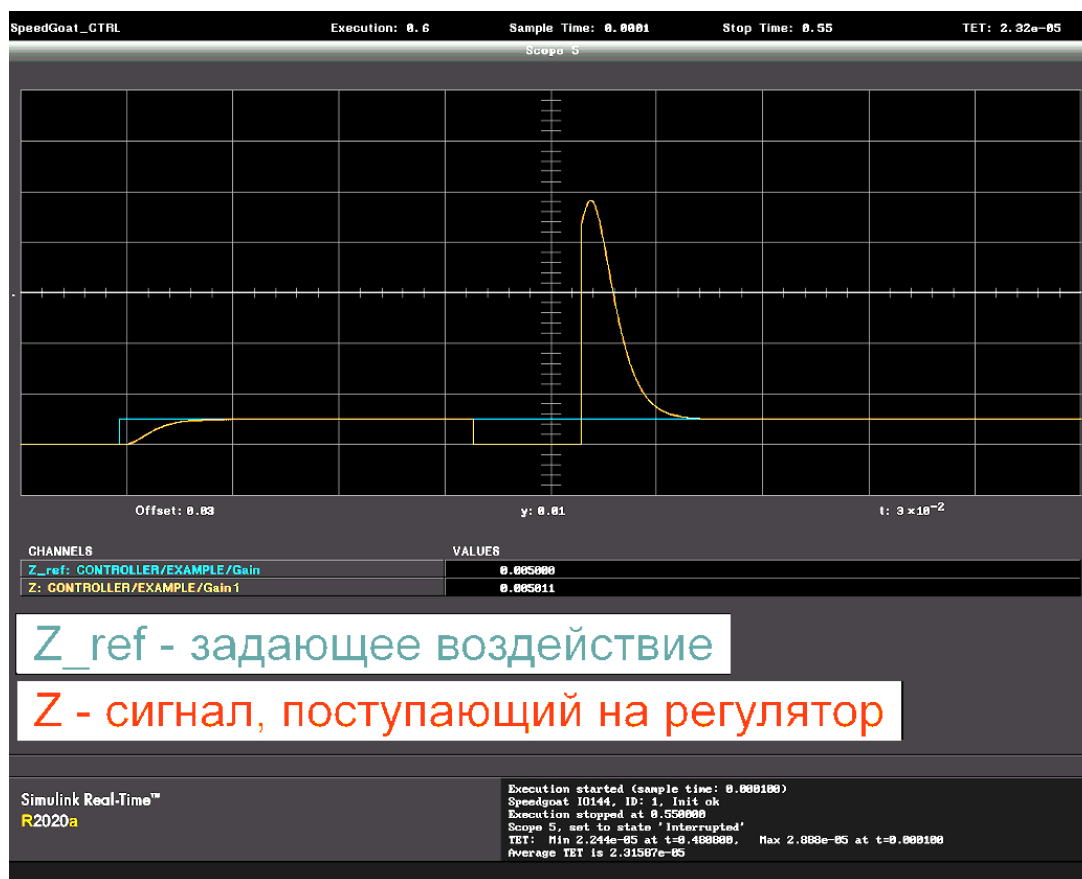


Рис. 4. Графики задающего воздействия $Z_{ref} = 0,005$ (синий график) и реального сигнала, поступающего на регулятор (оранжевый график)

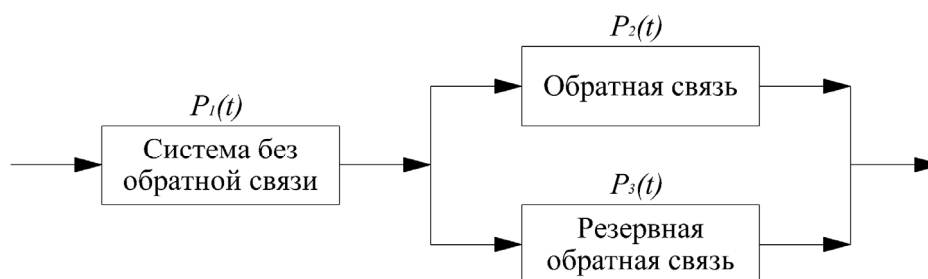


Рис. 5. Блок схема системы с резервной обратной связью для вычисления вероятности безотказной работы

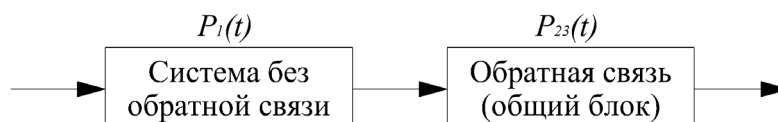


Рис. 6. Обобщенная блок схема надёжности системы с резервной обратной связью

Надёжность системы с обратной связью принимает вид

$$P_{s2}(t) = P_1(t) \cdot P_{23}(t) = P_1(t) \cdot P_2(t) \cdot (2 - P_2(t)).$$

При добавлении резервной обратной связи надёжность относительно схемы без резервной обратной связи увеличится в следующее количество раз

$$k = \frac{P_{s2}(t)}{P_{s1}(t)} = 2 - P_2(t) > 1.$$

Заключение. Предложена и исследована на цифровом стенде реального времени система управления неустойчивым вертикальным положением плазмой в вытянутом по вертикали токамаке с резервной обратной связью, на которую система переключается тогда, когда в основном контуре происходит сбой типа обрыва, и сигнал обратной связи прекращает поступать на регулятор. Показано, что с увеличением задающего воздействия по вертикальному положению плазмы Z , время, за которое система должна переключиться на резервный контур, уменьшается, чтобы не допустить вертикальное смещение плазмы больше 5 см, ограниченное геометрическими возможностями токамака Т-15МД, для которого, как пример, применена модель плазмы и полоидальной системы. Благодаря резервированию надёжность системы повышается в $2 - P_2(t)$ раз, где $P_2(t)$ – вероятность безотказной работы контура обратной связи.

Литература

1. Митришкин Ю.В., Коньков А.Е., Корнев П.С. Сравнительное исследование системы управления реального времени вертикальным положением плазмы в токамаке с разными источниками питания обмотки горизонтального управляющего поля // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. – 2022. – Т. 45, вып. 3. – С. 34–49.
2. Olofsson K. E. J., Humphreys D. A., La Haye R. J. Event hazard function learning and survival analysis for tearing mode onset characterization. // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2018. – Vol. 80. – P. 10.
3. Vassilyev S.N., Kelina A.Yu., Kudinov Y.I., Pashchenko F.F. Intelligent control systems // XIIth International Symposium «Intelligent Systems», INTELS'16. – Moscow, 2016. – PP. 623–628.
4. Humphreys D., Ambrosino G., de Vries P. Novel aspects of plasma control in ITER // Physics of Plasmas. – 2015. – Vol. 22, No. 3. – P. 26.
5. Alireza Abbaspour, Sohrab Mokhtari, Arman Sargolzaei, Kang K. Yen. A Survey on Active Fault-Tolerant Control Systems // Electronics. – 2020. – Vol. 9, No 9. – P. 24.
6. Хвостенко П.П., Анашкин И.О., Бондарчук Э.Н. Экспериментальная термоядерная установка токамак Т-15МД. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. – 2019. – Т. 42, вып. 1. – С. 15—38.
7. Ю. В. Митришкин, А. Е. Коньков, П. С. Корнев. Цифровой моделирующий стенд реального времени для управления плазмой в токамаках // Устойчивость и колебания нелинейных систем управления (Конференция Пятницкого): Сб. научн. статей XVI Междунар. конф. – Россия, 2022. – С. 286–289.

8. Капур К., Ламберсон Л. Надёжность и проектирование систем / под ред. И.А. Ушакова. – М.: Мир, 1980. – 608 с.

ОТВЕТВИТЕЛЬ КОНФИГУРАЦИИ ОТТО С НЕПАРАЛЛЕЛЬНЫМИ СЛОЯМИ.

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

Ответвителем называют устройство, позволяющее передать часть энергии от лазерного пучка тонкому волноводу. Это устройство активно применяется в интегральной оптике, сенсорах [1], лазерах [2] и иных нелинейных оптических элементах. Основной характеристикой ответвителя является его эффективность, определяемая как доля энергии, переданная волноводу. Желательно, чтобы эта доля была как можно ближе к 100 %.

В литературе можно найти много работ [3-5], посвященных ответвителям различных конфигураций, а также алгоритмам вычисления их эффективности. В этих работах ответвитель предполагается плоскопараллельной структурой, часто неограниченных размеров. При этом, интерес представляют ответвители конечных размеров с непараллельной структурой.

В работе исследовался модифицированный ответвитель, состоящий из призмы, фотонного кристалла и клиновидного воздушного зазора, его геометрия представлена на рисунке 1.

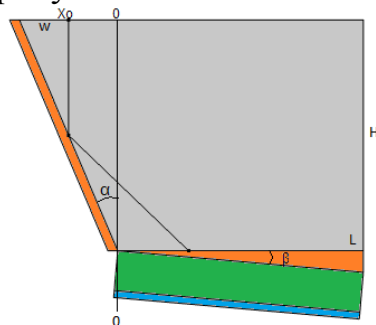


Рис. 1. Геометрия исследуемой структуры.

Фотонный кристалл (зеленый цвет) состоит из 10 пар слоев SiO_2 и Ta_2O_5 шириной 204 и 142 нм соответственно. Поверх последнего слоя Ta_2O_5 находится подкладка SiO_2 (голубой цвет) толщиной 260 нм. Также имелась трапециевидная призма (серый цвет) высоты H и длины основания L и с углом при основании α . Фотонный кристалл и призма касаются друг друга, образуя воздушный зазор (рыжий цвет) между ними клиновидной формы с углом раствора β . Призма сделана из стекла с показателем преломления 1.5. Показатели преломления слоев SiO_2 и Ta_2O_5 были приняты равными 1.45 и 2.07. Показатель преломления подкладки – 1,45. На верх-

нее основание призмы под прямым углом падает гауссов пучок с длиной волны $\lambda=780$ нм и ширины w . Середина падающего пучка находится в координате x_0 . В плоскопараллельной конфигурации ответвитель имел эффективность 77%.

В работе исследовалось влияние на эффективность передачи энергии таких параметров ответвителя, как угол падения пучка, угол раствора воздушного зазора, расположение падающего пучка и длина призмы. Расчеты велись с использованием пакета Comsol Multiphysics, найдена зависимость эффективности передачи энергии от угла раствора зазора. Коэффициент передачи вычислялся в два этапа:

В призме с нижним основанием большой длины $L = 60$ мкм вычислялось распределение поля, по которому вычислялись значения компонент вектора Пойнтинга. По положению максимума модуля вектора Пойнтинга выбиралась оптимальная длина призмы для выбранной конфигурации ответвителя.

Вычислялся коэффициент передачи энергии от пучка блоховской волне, который был принят равным отношению потока энергии, впрыскиваемой в призму пучком, и потока энергии, проходящего через правую границу фотонного кристалла.

Сетка строилась триангуляцией Делоне. Количество точек было выбрано достаточным для достоверного вычисления третьего знака коэффициента передачи. Зависимость от эффективности передачи энергии от угла раствора зазора приведена на рис. 2.

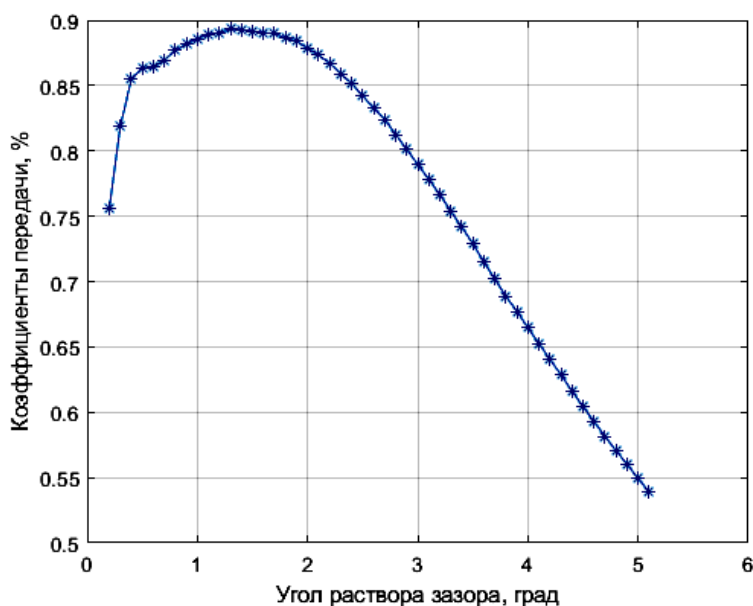


Рис. 2. Зависимость коэффициента передачи энергии от угла раствора зазора.

Показано, что эффективность передачи энергии у ответвителя с непараллельной структурой (89 %) может быть выше, чем у ответвителя с параллельной структурой (77 %). Таким образом, на основе ответвителей с

непараллельной структурой можно изготавливать перспективные устройства интегральной фотоники с хорошими характеристиками.

Литература

1. Badugu R., Lakowicz J. "Tamm State-Coupled Emission: Effect of Probe Location and Emission Wavelength." J. Phys. Chem. C 2014. V. 118
2. Brückner R., et al., "Phase-locked coherent modes in a patterned metal–organic microcavity." Nature Photonics 2012 V. 6
3. Tien P., Ulrich R. "Theory of prism-film coupler and thin film light guides," J. Opt. Soc. Am. 1970 V.60
4. Ulrich R, "Theory of the prism-film coupler by plane wave analysis," J. Opt. Soc. Am. 1970 V.60
5. Shubert R., Harris J., "Optical Surface Waves on Thin films and their Application to Integrated Data Processors," IEEE Trans. MTT 1968 V. 16

ГЛУБОКОЕ ОБУЧЕНИЕ В ЗАДАЧЕ УПРАВЛЕНИЯ ЛИНЕЙНОЙ ХОРДОВОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М2

Асп. *Овсянников Н.Е.* (ИПУ РАН им. В.А. Трапезникова),
проф. *Митришкин Ю.В.* (ИПУ РАН им. В.А. Трапезникова)

Оценка и управление концентрацией электронов плазмы в реальном времени необходимы для эксплуатации будущих токамаков-реакторов, таких как ITER и DEMO, поскольку оно напрямую влияет на мощность термоядерного синтеза, излучение и распределение неиндукционного тока [1]. Кроме того, будущие термоядерные реакторы могут работать вблизи эксплуатационных пределов (формируемых, в том числе условиями возникновения больших срывов). Этих эксплуатационных ограничений необходимо активно избегать, а значит требования к управлению плотностью на реакторах будут еще более жесткими, чем на современных токамаках [2].

На действующем сферическом токамаке Глобус-М2 (ФТИ им. А.Ф. Иоффе, С-Петербург) расчёт концентрации электронов производится при помощи микроволнового интерферометра. Системы управления с обратной связью требуют точной оценки управляемой величины. Однако, прямое использование экспериментальной диагностики для построения систем управления может служить источником возникновения ошибок, в частности, из-за её сбоев (например, скачки на интерферометрах) и низкой надежности на некоторых разрядах [2]. Поэтому, в данной работе предлагается точная и быстродействующая численная модель для оценки концентрации в реальном времени, обученная на данных с заранее отобранных разрядов при помощи алгоритмов глубокого обучения. Такая модель мо-

жет применяется для синтеза регуляторов обратной связи перед экспериментом, что позволяет сократить экспериментальное время.

Для построения наилучшей модели были исследованы нейронные сети различной архитектуры, в том числе: прямого распространения, одномерно-свёрточные [3], сети с энкодер-декодер структурой [4], а также механизмом внимания [5]. В качестве входных данных были взяты программы токов в магнитных катушках, а также некоторые другие величины, значения которых можно точно измерить в течение разряда, такие как напряжение пучка инжектора нейтральных атомов. Управляющим сигналом является напряжение на клапане газонапуска, а выходным — значение концентрации электронов в каждый момент времени в течение разряда. После настройки гиперпараметров и обучения на достаточно большом количестве разрядов (~800) было произведено сравнение моделей на тестовых разрядах, не использовавшихся при обучении, и выбрана та, чья среднеквадратическая ошибка оказалась наименьшей (рис.1).

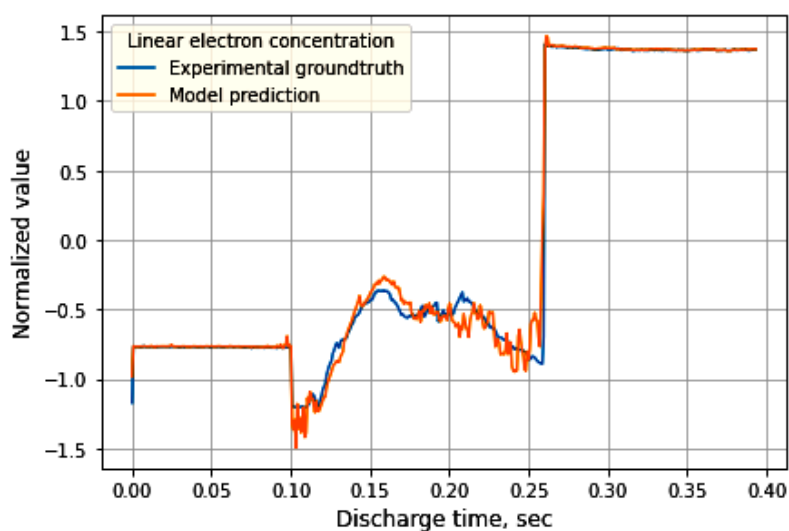


Рис.1. Сравнение электронной концентрации между экспериментальными данными и моделью на основе одномерной свёрточной нейронной сети в течение разряда

На основе построенной модели была синтезирована система управления концентрацией электронов при помощи алгоритмов обучения с подкреплением (рис.2).

Главной задачей было достижение определённого значения концентрации как можно раньше после заданного момента времени, управляя клапаном газонапуска, амплитуду и длительность включения которого можно регулировать. Была построена стратегия, которая определяет данные параметры в каждый момент времени в течение разряда. В качестве стратегии была выбрана 4-ых слойная сеть прямого распространения. Значения её весов адаптируются во время обучения при помощи градиентного спуска для достижения требуемых значений выходного сигнала (рис. 3, 4).

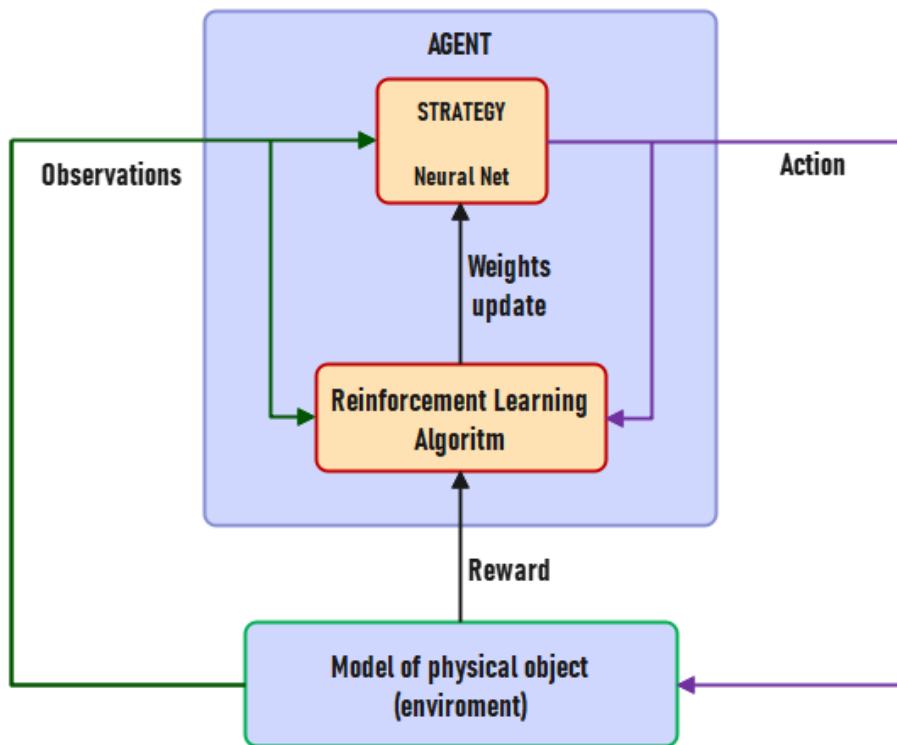


Рис.2. Схема системы управления физическим объектом на основе алгоритма обучения с подкреплением

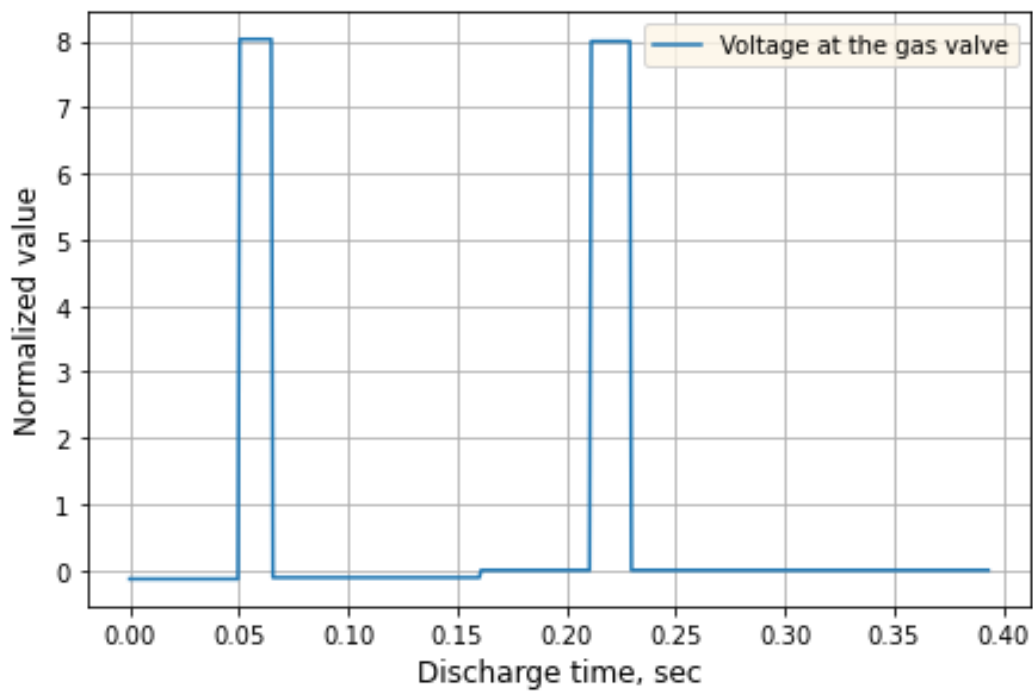


Рис. 3. Сигнал, подаваемый на клапан газонапуска системой управления

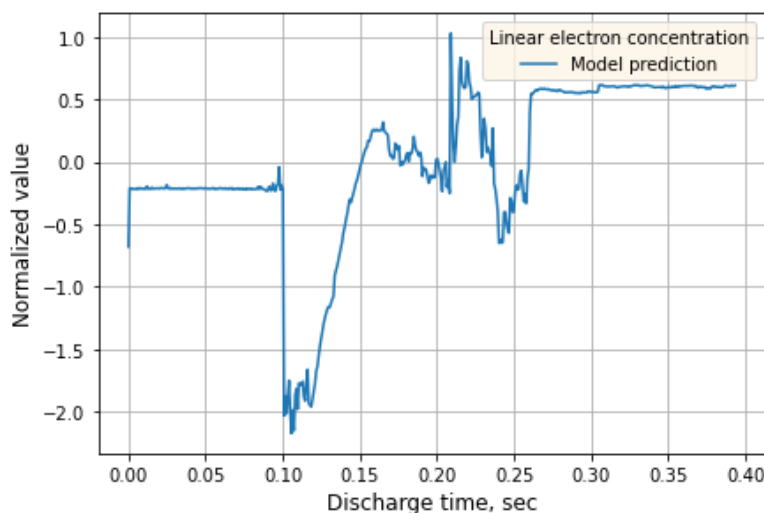


Рис.4. Достижение требуемого значения концентрации

Работа поддержана грантом РФФ № 21-79-20180.

Литература

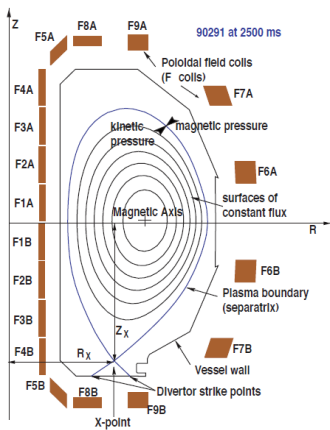
1. Pironti, A., & Walker, M. (2005). Fusion, tokamaks, and plasma control: an introduction and tutorial. *IEEE Control Systems Magazine*, 25(5), 30-43.
2. Biel, W., de Baar, M., Dinklage, A., Felici, F., Koenig, R., Meister, H. & Wenninger, R. (2015). DEMO diagnostics and burn control. *Fusion engineering and design*, 96, 8-15.
3. LeCun, Y., & Bengio, Y. (1995). Convolutional networks for images, speech, and time series. *The handbook of brain theory and neural networks*, 3361(10), 1995.
4. Sutskever, I., Vinyals, O., & Le, Q. V. (2014). Sequence to sequence learning with neural networks. *Advances in neural information processing systems*, 27.
5. Vaswani, A., Shazeer, N., Parmar, N., Uszkoreit, J., Jones, L., Gomez, A. N. & Polosukhin, I. (2017). Attention is all you need. *Advances in neural information processing systems*, 30.

СИСТЕМЫ ОБМОТОК ПОЛОИДАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ВЫТЯНУТЫХ ПО ВЕРТИКАЛИ ТОКАМАКАХ

Науч. сотр. Павлова Е.А. (ИПУ РАН им. В.А. Трапезникова),
проф. Митришкин Ю.В. (ИПУ РАН им. В.А. Трапезникова).

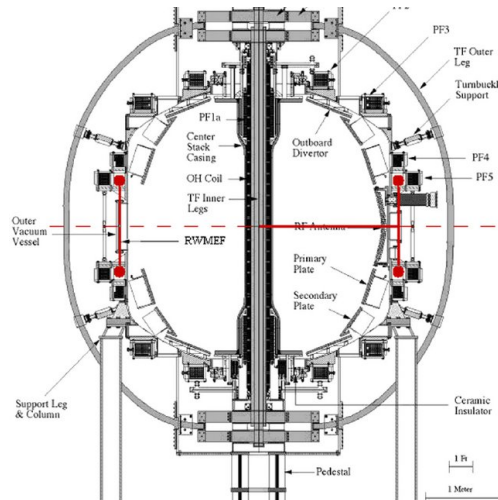
Проектирование токамаков — это трудоемкая задача, связанная с разрешением часто противоречивых наборов требований путем достижения компромиссов. При проектировании термоядерного реактора необходимо найти наиболее простые решения, отвечающие ряду основных инженерных и физических ограничений.

Оптимизация конструкции токамака, в частности, системы катушек полоидального поля является сложной междисциплинарной задачей с богатой историей. Многие авторы исследовали эту проблему [1, 2], часто имея в виду конструкцию будущих термоядерных реакторов, учитывая ее значимость по отношению к производительности реактора и стоимости установки. Будущие термоядерные реакторы, как правило, проектируются для работы при высоких токах плазмы в течение длительных импульсов (или, в перспективе, в установившемся круглосуточном режиме), а это означает, что система катушек полоидального поля должна удовлетворить ряду инженерных и конструкторских требований (например, обеспечение того, чтобы пиковые полоидальные поля и токи в катушках не превышали проектных пределов, сохранение устойчивости плазмы в токамаке и др.).



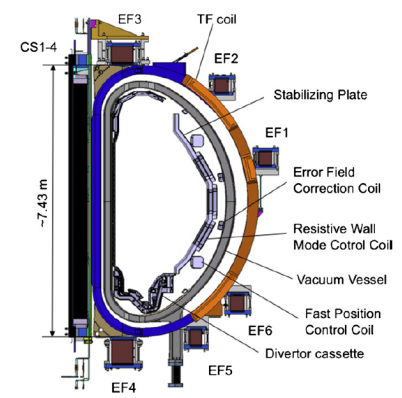
DIII-D (США), 1986;
1,66, 0,67, 2,2, 3

a



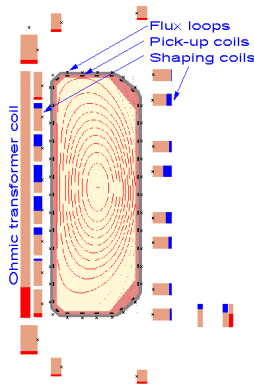
NSTX (США), 1999;
1,85, 0,65, 0,3, 1,4

б



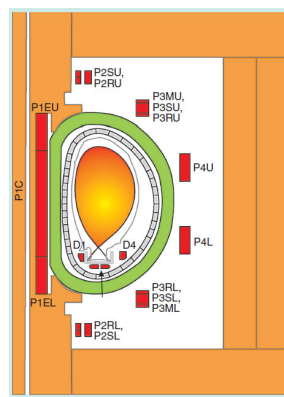
JT-60SA (Япония), 2021;
3, 1,18, 2,3, 5,5

в



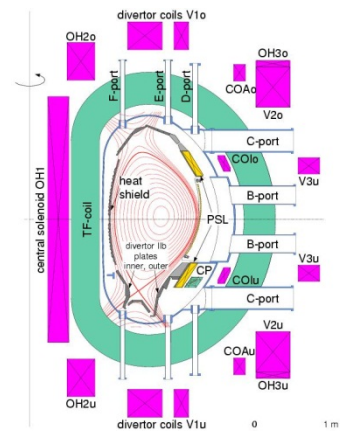
TCV (Швейцария), 1992;
0,88, 0,25-0,7, 1,4, 1,2

г



JET (Англия), 1992,
3,00-1,25-21, 4, 6

д



ASDEX U (Германия), 1991;
1,65, 0,5-0,8, 3,9, 1,4

е

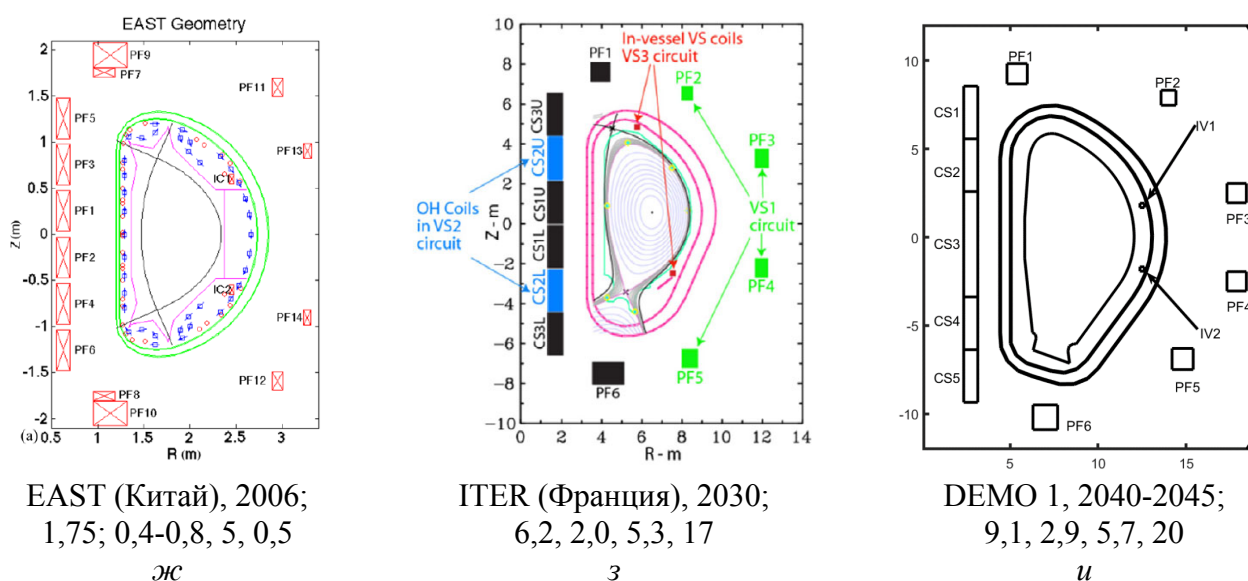


Рис. 1 Схемы токамаков и их полоидальные системы: *a* – DIII-D, *б* – NSTX, *в* – JT-60SA, *г* – TCV, *д* – JET, *е* – ASDEX Upgrade, *ж* – EAST, *з* – ITER, *и* – DEMO. В маркировках токамаков указаны их названия, страны, год пуска, большой и малый радиусы (м), величина тороидального поля (Тл) и ток плазмы (МА)

На рис. 1, *a-ж* приведены схемы действующих вытянутых по вертикали токамаков с наиболее продвинутыми системами управления плазмой, а также сооружаемый экспериментальный токамак-реактор ITER (рис. 1, *з*) и европейский проект токамака-реактора DEMO для термоядерной электростанции (рис. 1, *и*).

Полоидальные системы современных токамаков с вытянутым по вертикали поперечным сечением можно условно разделить на три группы [3]:

«Теплые» катушки полоидального поля (не являющиеся сверхпроводящими) расположены внутри тороидальной обмотки, катушка управления вертикальным положением плазмы – вне вакуумной камеры. К таким токамакам относятся DIII-D (США) (рис. 5, *a*), NSTX (США) (рис. 5, *б*), JT-60SA (Япония) (рис. 5, *в*), TCV (Швейцария) (рис. 5, *г*).

«Теплые» катушки полоидального поля расположены вне тороидальной обмотки, катушка управления вертикальным положением плазмы – вне вакуумной камеры. К таким токамакам принадлежат JET (Англия) (рис. 5, *д*), ASDEX Upgrade (Германия) (рис. 5, *е*).

Сверхпроводящие катушки полоидального поля размещены вне тороидальной обмотки, катушка управления вертикальным положением плазмы – внутри вакуумной камеры. Такими установками являются: EAST (Китай) (рис. 5, *ж*), ITER (Франция) (рис. 5, *з*), KSTAR (Южная Корея). В токамаках KSTAR и JT-60SA (Япония) внутрь камеры помещена не только обмотка управления вертикальным положением плазмы, но и обмотка

управления горизонтальным положением плазмы, что значительно усиливает эффективность управления положением плазмы.

Работа поддержана грантом РФФИ № 21-79-20180.

Литература

1. An Z.-L., Liu X.-P., Wu B., and Zha X.-J. Optimization of Positions and Currents of Tokamak Poloidal Field Coils Using Genetic Algorithms. // Fusion Science and Technology. 2006. Vol. 50. P. 561–568.
2. Albanese R., Ambrosino R., Castaldo A., and Loschiavo V. P. Optimization of the PF coil system in axisymmetric fusion devices. // Fusion Engineering and Design. 2018. Vol. 133. PP. 163–172.
3. Митришкин Ю.В., Коренев П.С., Прохоров А.А., Карцев Н.М., Патров М.И. Управление плазмой в токамаках. Часть 1. Проблема управляемого термоядерного синтеза. Токамаки. Компоненты систем управления. // Проблемы управления. 2018. № 1. С. 2–20.

О СТАТИСТИЧЕСКОМ ГЕНЕРАТОРЕ РЕШЕНИЙ УРАВНЕНИЯ ШРЕДИНГЕРА НА ПРИМЕРЕ ОПИСАНИЯ КЛАСТЕРОВ ВОДЫ

К.Э. Плехотников

В докладе изложена процедура генерации решений уравнения Шредингера методом статистических испытаний или методом Монте-Карло. В качестве демонстрационной квантовой системы, иллюстрирующей данный генератор, выступают кластеры воды: гексамер, $6(\text{H}_2\text{O})$, додекамер, $12(\text{H}_2\text{O})$ и тетрадекамер, $14(\text{H}_2\text{O})$.

Генератор решений уравнений Шредингера [8] выводится из предложенного автором ранее алгоритма [1 – 3], основанного на пересечении конечно-разностного и Монте-Карло подходов. В указанном алгоритме входными параметрами выступают средние позиции ядер частиц квантовой системы, для поиска которых был предложен иной алгоритм, основанный на теореме вириала [4,5], он сводился к многократному решению уравнения “потенциальная энергия квантовой системы равна двум энергиям диссоциации” с последующим усреднением найденных пространственных позиций ядер частиц.

Оба алгоритма были апробированы на примере описания ряда кластеров воды [6,7], где была сформулирована процедура пространственного сведения центров рассеяния ядер частиц и центров рассеяния электронов произвольной квантовой системы. В результате такого сведения оказалось возможным построить алгоритм генерации неограниченного количества различных пространственных конструкций облаков рассеяния ядер частиц и электронов при одной и той же энергии диссоциации квантовой системы. То, что уравнение Шредингера, как уравнение в частных производных

имеет бесконечное количество решений вполне естественно. В рамках предложенной статистической процедуры генерации решений центры рассеяния ядер частиц квантовой системы могут быть заданы случайно в пределах некоторого ящика, тогда как центры рассеяния электронов необходимо расположить в рамках одной из возможных схем сведения или в рамках их некоторой комбинации. Рассмотрено множество схем сведения среди них специально выделены: одночастичная, двух-, трех- и т.д. вплоть до схемы с максимальной частичностью. В рамках любой из схем сведения согласуются энергия диссоциации рассматриваемой квантовой системы, с одной стороны, и позиционирование центров рассеяния ядер частиц и электронов, — с другой стороны. В итоге удалось сформулировать алгоритм статистической генерации решений уравнений Шредингера не только для различных кластеров воды, но и вообще для любой квантовой системы.

Отметим, что предложенная процедура генерации решений уравнения Шредингера весьма эффективна с точки зрения вычислений, т.к. допускает распараллеливание и не лимитирована проблемой размерности волновой функции, характерной для традиционной постановки задачи численного решения уравнения Шредингера.

psygma@yandex.ru

Литература

1. *Плохотников К.Э.* Об одном методе численного решения уравнения Шредингера// Математическое моделирование, 2019, т.31, №8, с.61-78.
2. *Plokhotnikov K.E.* About One Method of Numerical Solution of Schrodinger's Equation// Mathematical Models and Computer Simulations, 2020, Vol. 12, No. 2, pp.221–231.
3. *Plokhotnikov K.E.* Solving the Schrodinger Equation on the Basis of Finite-Difference and Monte-Carlo Approaches// Journal of Applied Mathematics and Physics, 2021, vol.9, no.2, pp.328-369.
4. *Плохотников К.Э.* Численный метод реконструкции средних позиций квантовых частиц в молекулярной системе// Математическое моделирование, 2020, т. 32, № 9, с.20 — 34.
5. *Plokhotnikov K.E.* Numerical Method for Reconstructing the Average Positions of Quantum Particles in a Molecular System// Mathematical Models and Computer Simulations, 2021, Vol. 13, No. 3, pp.372–381.
6. *Плохотников К.Э.* Об одном численном методе нахождения позиций ядер водорода и кислорода в кластере воды// Математическое моделирование, 2022, т.34, №4, с.43–58.
7. *Plokhotnikov K.E.* Modeling of Water Clusters by Numerical Solution of the Schrödinger Equation// Physics of Wave Phenomena, 2022, Vol. 30, No. 3, pp.156–168.
8. *Плохотников К.Э.* О статистическом генераторе решений уравнения Шредингера// Математическое моделирование, 2022, т.34, №12, с.75-90; DOI: 10.20948/mm-2022-12-05

ТРУДНО ИНТЕРПРЕТИРУЕМЫЕ ОБЪЕКТЫ ЦИВИЛИЗАЦИЙ 2-ГО И 3-ГО ТИПОВ

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

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, в галактике GLASS-z13. Мы предполагаем, что в этих случаях полученные данные логично связать с объектами Цивилизациями 2-го и 3-го типа по Кардашеву Н.С. [4] и предполагать существование неизвестных новых форм жизни в других космических масштабах.

Метод Математический Микроскоп

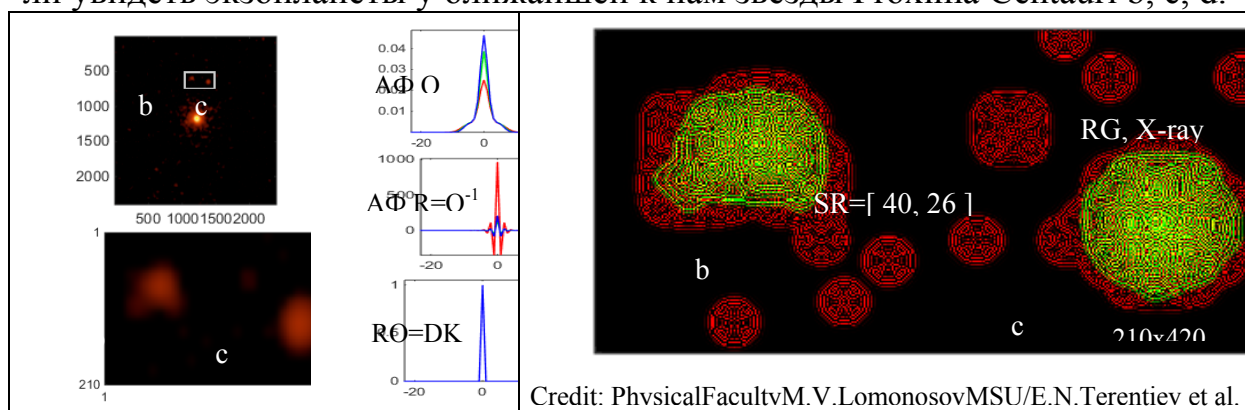
Основная Задача ММ (ОЗММ): Дано: дискретное изображение высокой точности $Y|A$ и множество дискретных обратимых Диаграмм Направленностей (ДН) или Аппаратных Функций (АФ) $\{O\}$. Требуется найти решение множества систем уравнений $Y|A=\{O\} X$. Заметим, что мы не знаем ДН или АФ $A=\{A_R, A_G, A_B\}$, а параметрическое множество дискретных обратимых АФ $\{O\}$ есть наше представление о том, как устроена неизвестная дискретная АФ A в данных дискретных измерений $Y|A$.

Решение $Y|A=\{O\} X$ удастся найти в следующем Фундаментальном Физическом Предположении (ФФП): **если** при некотором АФ $O=\{O\}$ в $X=O^{-1} Y|A$ выявляются отдельные изолированные объекты-точки (звезды), **тогда** АФ $A=O$.

Решение ОЗММ состоит из трех частей: обратимая ДН $O=\{O_R, O_G, O_B\}=A$, сверх разрешенное изображение $X=R Y$, $R=O^{-1}$ и выявленных объектов-точек в результирующем сверх разрешенном изображении X . В этом случае ФФП становится фактом и это говорит о том, что обратную задачу мы решили (ФФП X) корректно.

Объекты Цивилизаций в Proxima Centauri

У нас в планах не было поиска внеземных цивилизаций, просто захотели увидеть экзопланеты у ближайшей к нам звезды Proxima Centauri b, c, d.



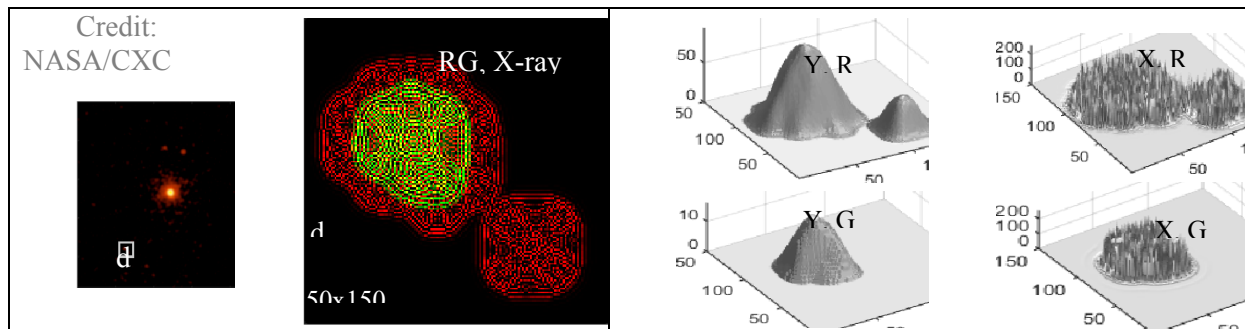


Рис. 2. Экзопланеты Proxima Centauri b, c, d “откладывают” Яйца Дайсона.

Объекты Цивилизации в короне звезды Beta Ceti

В короне звезды Beta Ceti есть трудно интерпретируемые объекты типа “Клетки Дайсона” и “Сетка энерго-путей”, проходящая через звезду и вместе с “Клетками Дайсона” образующую “Малую Сферу Дайсона”, внутри которой находится звезда Beta Ceti.

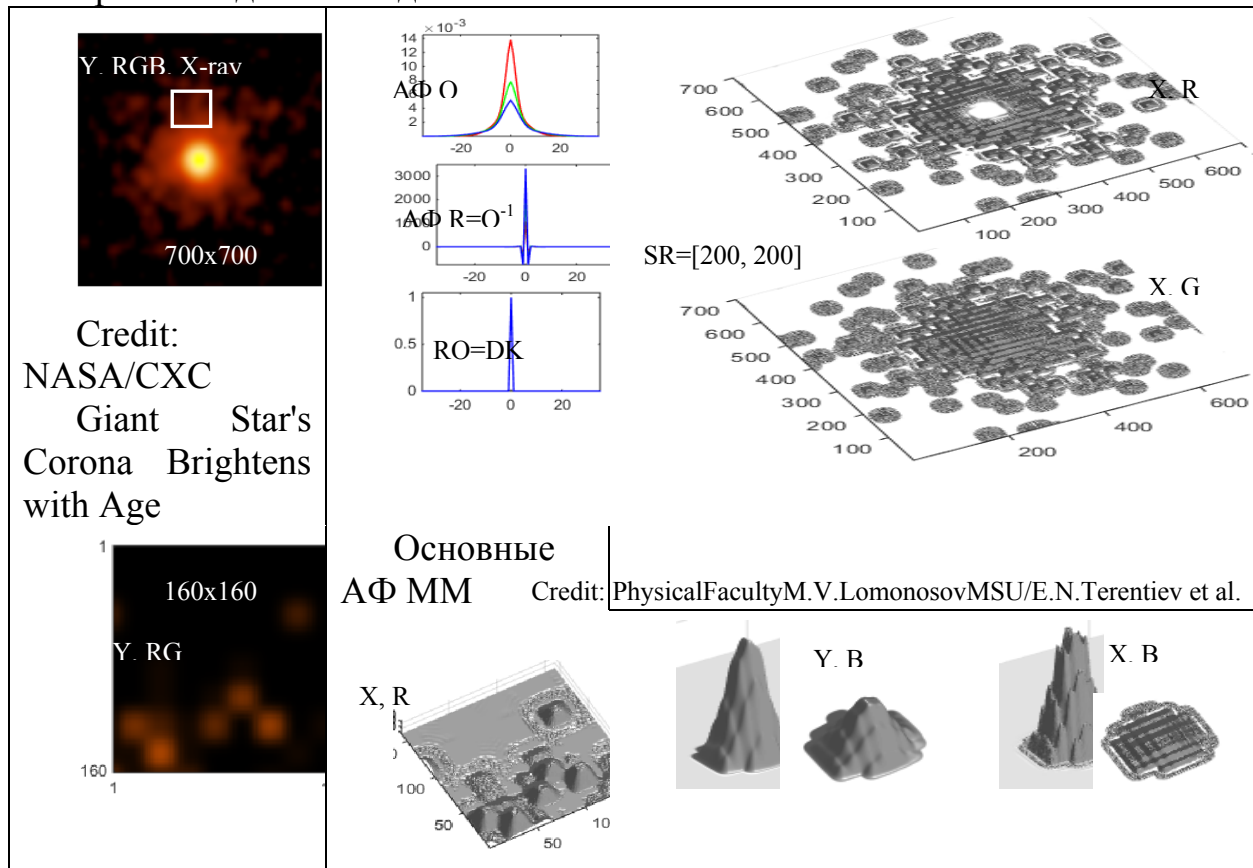


Рис. 3. В короне звезды Beta Ceti размножаются “Клетки Дайсона” путем увеличения ядер и делением их пополам с последующим делением увеличенной Клетки Дайсона.

Типовые объекты Цивилизаций 2-го типа в Proxima Centauri и Beta Ceti

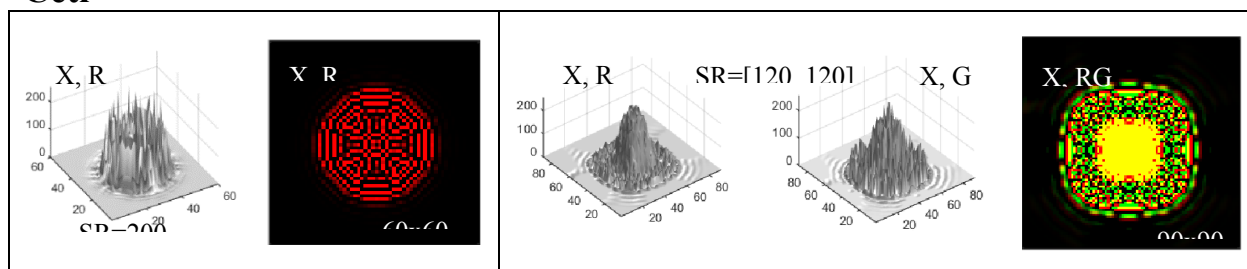


Рис. 4. Объекты “Яйца Дайсона” имеют одинаковый размер с Луну и у них изменяется внутренняя структура. Объекты “Клетки Дайсона” имеют одинаковый размер примерно с 1.5 Юпитера с устойчивыми ядрами в своих клетках.

Объекты Цивилизации 3-го типа в галактике GLASS-z13

Галактика GLASS-z13 сформировалась через 300 миллионов лет после Большого взрыва. Диаметр галактики GLASS-z13 примерно 1600 световых лет, от нас она находится на расстоянии примерно в 33 миллиарда световых лет [5].

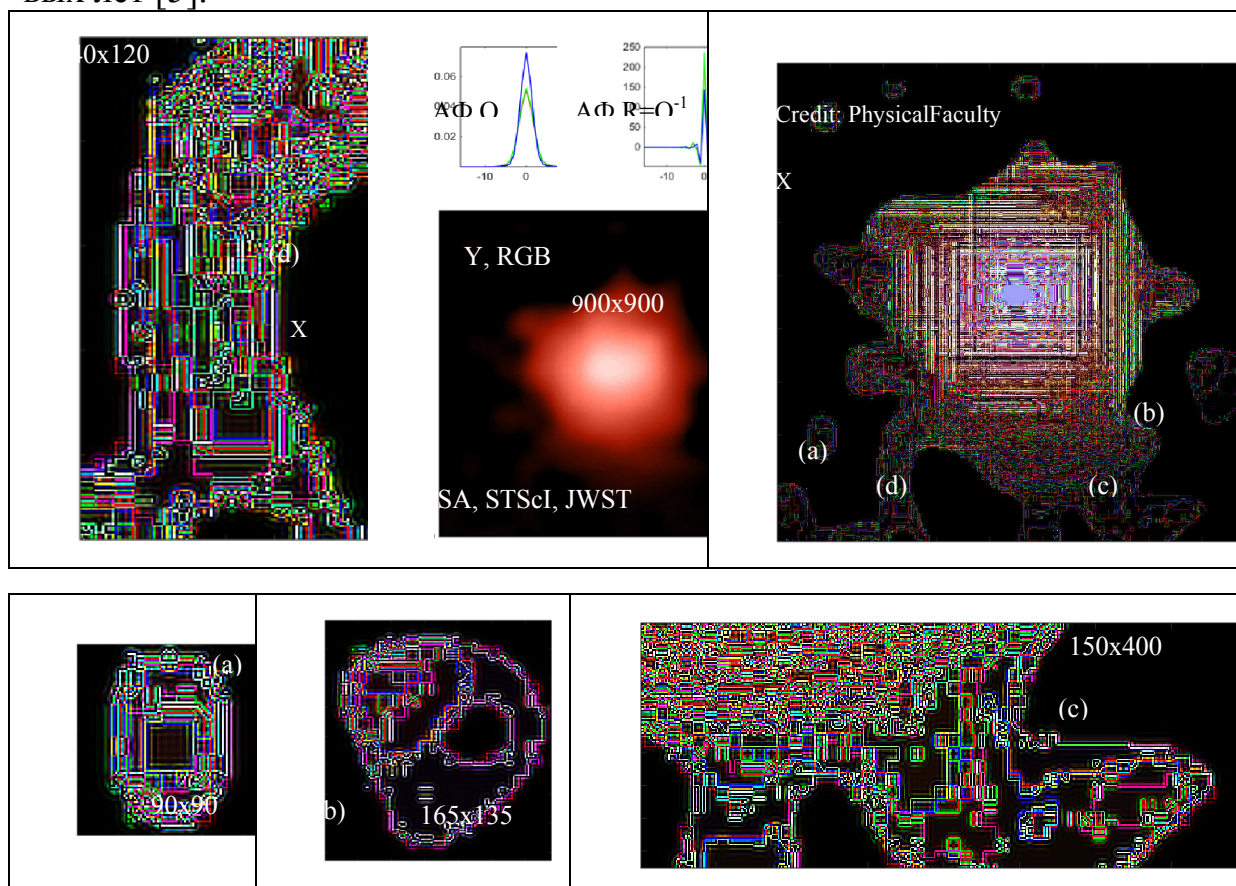


Рис. 5. Объекты Цивилизаций 3-го типа

Среди объектов Цивилизаций 3-го типа мы пока не выделяем типовые объекты среди малых-точечных и не классифицируем большие объекты типа “Чемоданы с ручками и без” с характерными размерами от десятков до сотен световых лет. Это трудно интерпретируемые объекты, о возмож-

ном существовании которых предупреждал еще Кардашев Н.С. Для нас важен факт – такие объекты сейчас выявляются, существуют.

Обсуждение: ММ позволил впервые рассмотреть объекты предположительно Цивилизаций 2-го и 3-го типов 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 с “обычным обращением” $DK=R O [1]$.

Выводы: конечно, требуется проверка, подтверждение полученных наших неожиданных итогов другими независимыми исследователями, чтобы их превратить в научные результаты.

Lead developer Shilin-Terentyev N.E., EPAM system, Moscow

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
5. NASA, STScI, JWST

ТОНКИЕ СТРУКТУРЫ ОКРЕСТНОСТЕЙ ЧЕРНЫХ ДЫР И ПРОТОПЛАНЕТНЫХ ДИСКОВ

Ст. препод. Терентьев Е.Н., проф. Шугаев Ф.В.

В работе рассматривается применение метода Математический Микроскоп (ММ) при поточечном анализе (изображений с Телескопа Горизонта Событий (ТГС)) окружений двух Черных Дыр Rowehi и ЧД в центре нашей галактики. ММ позволил выявить тонкие структуры в окрестностях ЧД и в протопланетном диске молодой звезды HL Tau.

Черная Дыра Rowehi в центре галактики M87 и ЧД в центре нашей галактики

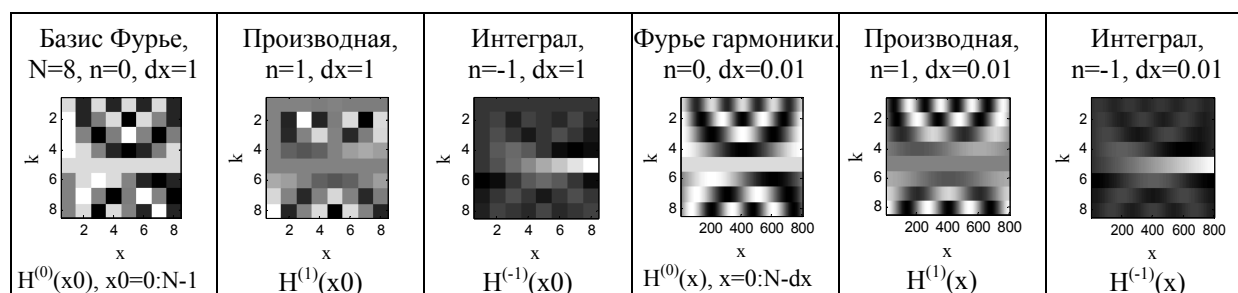


Рис. 1. (а) -Y - изображение ЧД с ТГС, X=R Y изображение звездной материи в окрестности ЧД, (с) – АФ функции ММ.

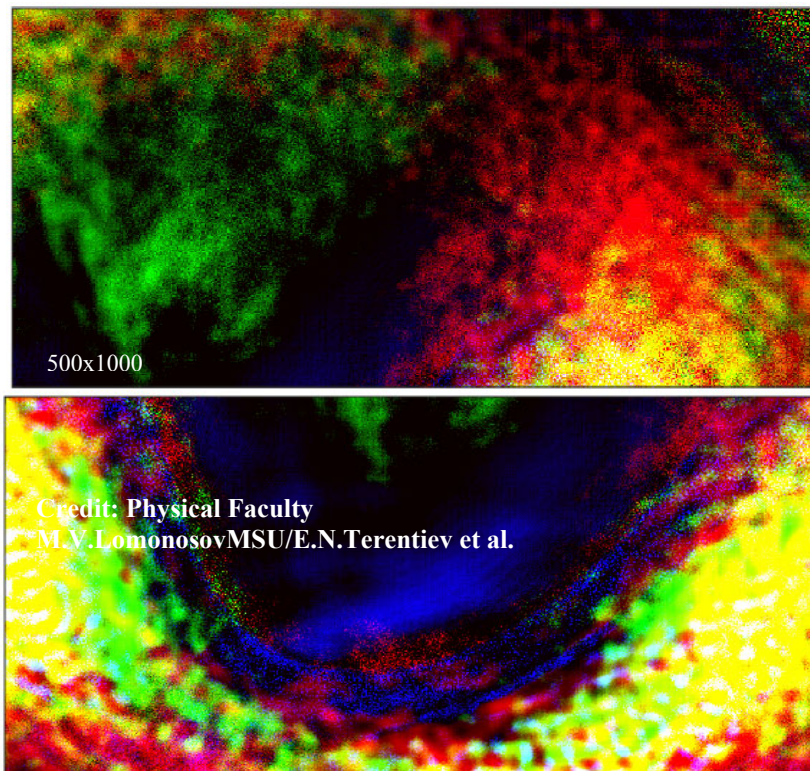


Рис.2. Разорванные звезды образуют вихри около горизонта событий ЧД.

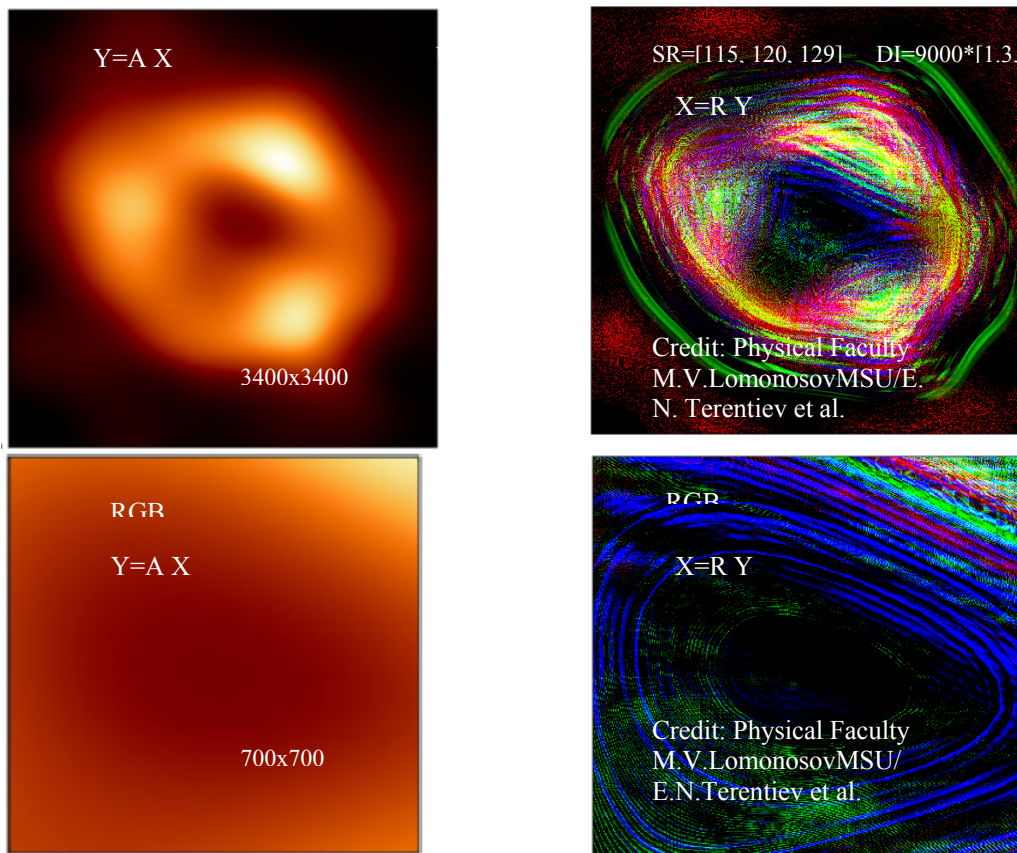


Рис.3. ЧД в центре нашей галактики, движение облака горячей плазмы на периферии ЧД.

Протопланетный диск молодой звезды HL Тау

Протопланетный диск — это вращающийся диск из плотного газа, пыли и, возможно, плазмы, окружающий недавно образовавшуюся звезду HL Тау.

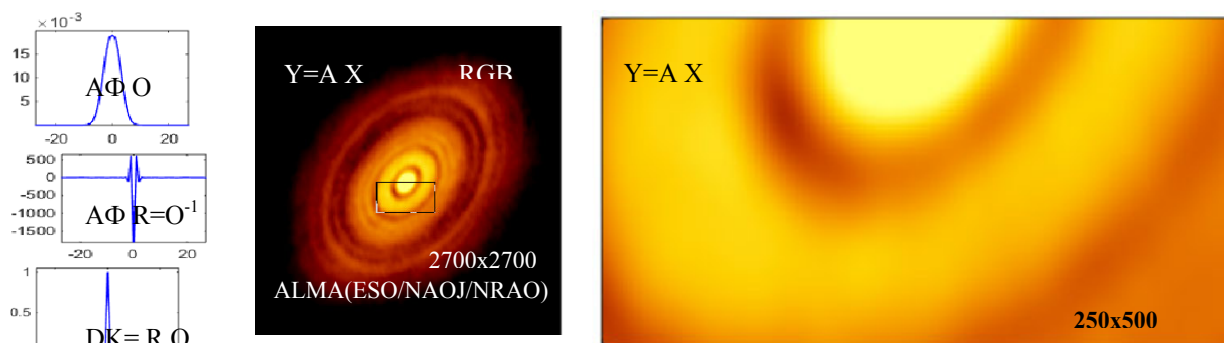


Рис.4. Изображение ALMA молодой звезды HL Тау и ее протопланетного диска.

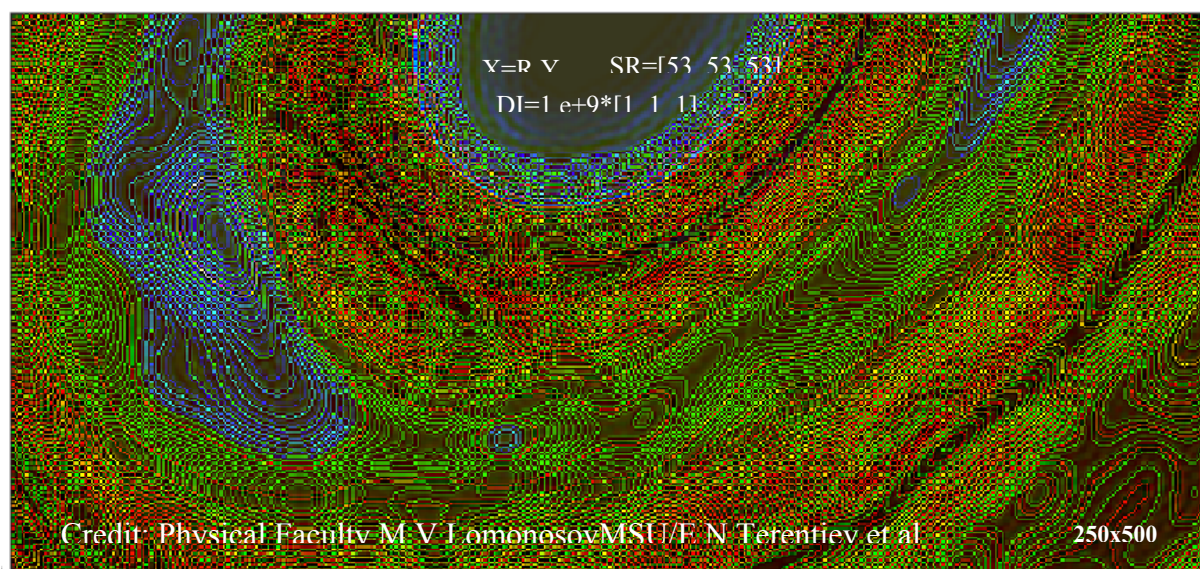


Рис. 5. X - SR изображение тонких структур протопланетного диска с выхода MM

Это (Y в Рис. 4) одно из лучших изображений в астрономии, демонстрирует историю формирования планет показывает многочисленные кольца и промежутки, которые предвещают присутствие появляющихся планет, очищающих свои орбиты от пыли и газа.

Выводы: конечно, требуется проверка, подтверждение полученных наших неожиданных итогов другими независимыми исследователями, чтобы их превратить в научные результаты.

lead developer Shilin-Terentyev N.E., EPAM system, Moscow

Литература

1. Терентьев Е.Н. <https://orcid.org/0000-0003-1024-2575>
2. The Event Horizon Telescope Collaboration, First M87 Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole, The Astro-

physical Journal Letters, 875:L1 (17pp), 2019 April 10,
[https://\[doi.org/10.3847/2041-8213/ab0ec7\]](https://doi.org/10.3847/2041-8213/ab0ec7).

3. Bouman, Katherine L.; Johnson, Michael D.; Zoran, Daniel; Fish, Vincent L.; Doleman, Sheperd S.; Freeman, William T. (2016). "Computational Imaging for VLBI Image Reconstruction": 913–922. arXiv:1512.01413, doi:10.1109/CVPR.2016.105, hdl:1721.1/103077. Cite journal requires |journal= (help).
4. ALMA (ESO / NAOJ / NRAO); С. Броган, Б. Сакстон (NRAO / AUI / NSF)

НАСТРОЙКИ МЕТОДОВ ГРАДИЕНТНОЙ МОРФОЛОГИИ

Ст. препод. Терентьев Е.Н., асп. Приходько И.Н., студ. Алешин П.Е.,
 студ. Романов Д.Р., студ. Шацков И.А.

Методы Градиентной Морфологии (ГМ) основываются на Конечнo-Мерной Теореме Отсчетов (КМТО). В работе приводятся реализации методов ГМ, кратко рассматриваются модели векторных шаблонов искомым объектов и необходимость отфильтровывания одиночных точек в изображении.

Базис Фурье, КМТО

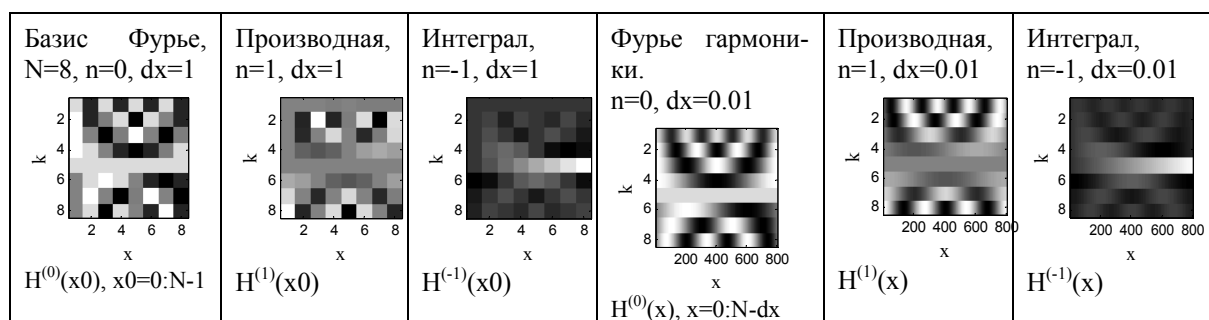


Рис. 1. Пример базиса Фурье с операциями дифференцирования и интегрирования в дискретном $dx=1$ и с интерполяцией – в “непрерывном” $dx=0.01$ случаях

1D КМТО (Терентьев [3-6]): **Дано:** строка отсчетов $D=f(x_0)$ и две матрицы (Базис Фурье) $H=H^{(0)}(x_0)$ и (Фурье гармоники) $H^{(n)}(x)$, **тогда** при $n=0$ “непрерывная” функция $f^{(n)}(x)=(H D)^{-1} H^{(n)}(x)$, $dx<1$ проходит через точки отсчетов $D=f(x_0)=f^{(0)}(x_0)$.

Операции математического анализа и теории поля сводятся к операциям над Фурье гармониками $H^{(n)}(x)$: при $n>0$ в $f^{(n)}(x)$ реализуем дифференцирование n -го порядка и при $n<0$ –интегрирование n -го порядка от массива чисел D , заметим, n может быть не целым.

Общая схема метода

КМТО позволяет вычислять частные производные от массивов чисел, в частности вычислять градиентное поле $V = \text{grad } P$ от изображения P – светлое кольцо на темном фоне, см. Рис. 1 слева.

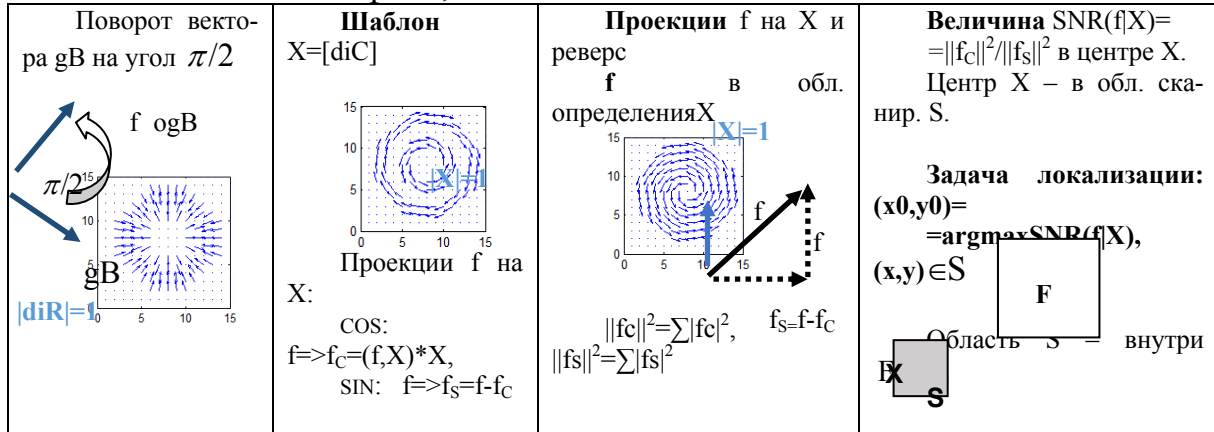


Рис. 2. Операции над векторными полями, шаблоны, проекции, функция SNR и постановка задачи локализации (шаблона X) объекта.

ГМ в дискретной теории поля

В этом разделе рассмотрим красивую учебную задачу оценивания положения оси 3D вихря без применения шаблонов. Реальные 2-3D задачи намного сложнее: в области “глаза вихря”, где $\text{SNR} \sim 0/0$. Шаблоны в $\text{SNR}(f|X)$ нужны для ухода от неопределенностей и упрощения задач. В данном разделе векторное поле $P = \{P_x, P_y, P_z\}$ три 3D массива чисел.

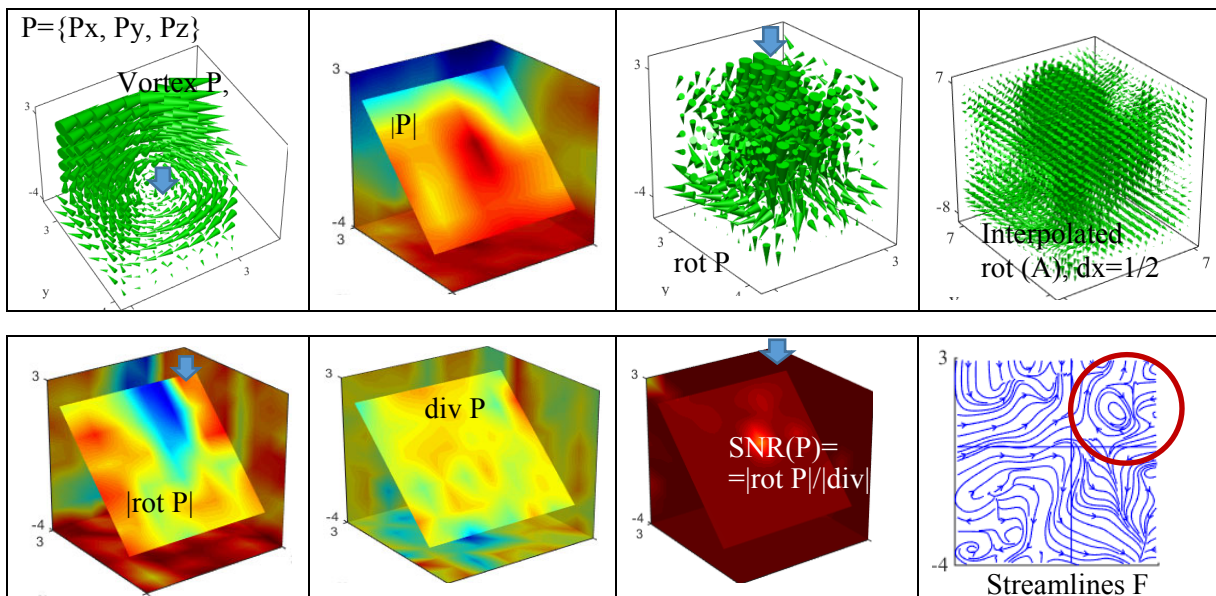


Рис. 3. Ось вращения хорошего-безглазого вихря выявляется с помощью отношения Сигнал/Шум из $(x_0, y_0, z_0) = \text{argmax} \text{SNR}(P), \text{SNR}(P) = |\text{rot } P| / |\text{div } P|$.

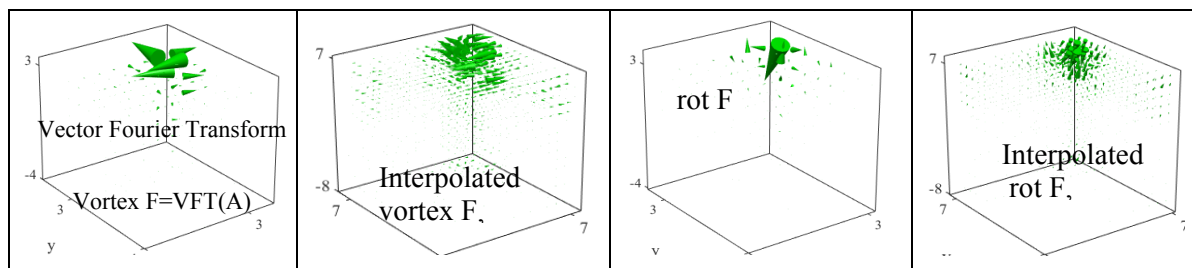


Рис. 4. Оказывается вихрь остается вихрем и в низкочастотной области.

Оценивание пожаров с дымовыми шлейфами

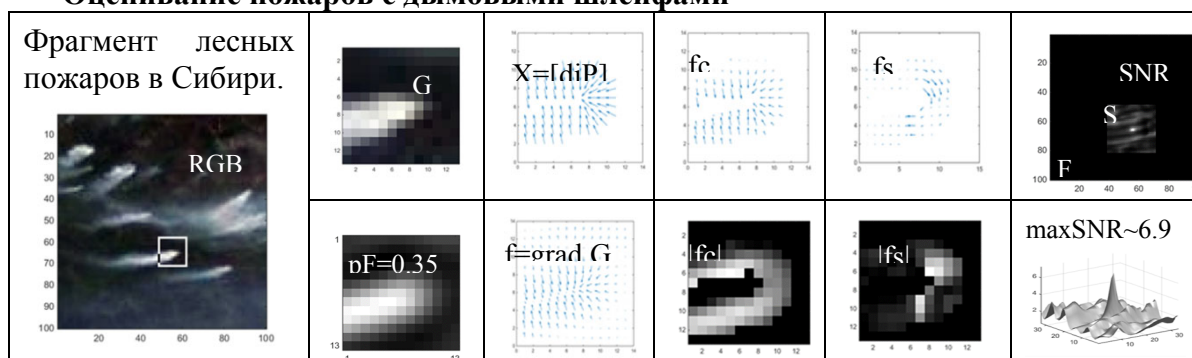


Рис. 5. Пример оценивания пожара с дымовым шлейфом в Сибири, $\rho F=0.35$.

Для оценивания фронтальных и очаговых пожаров применяются другие шаблоны.

Пример, когда в задаче локализации объекта не очевиден выбор шаблона

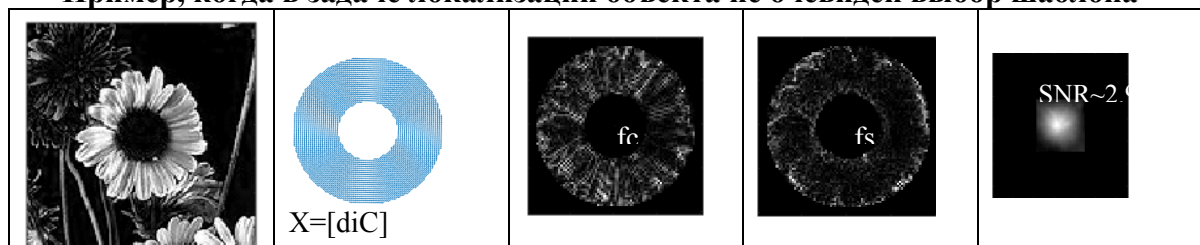


Рис. 6. Для Ромашки этот шаблон X можно уточнить: к X добавить $\underline{X}=[diR]$.

Оценивание параметров кильватерных следов кораблей

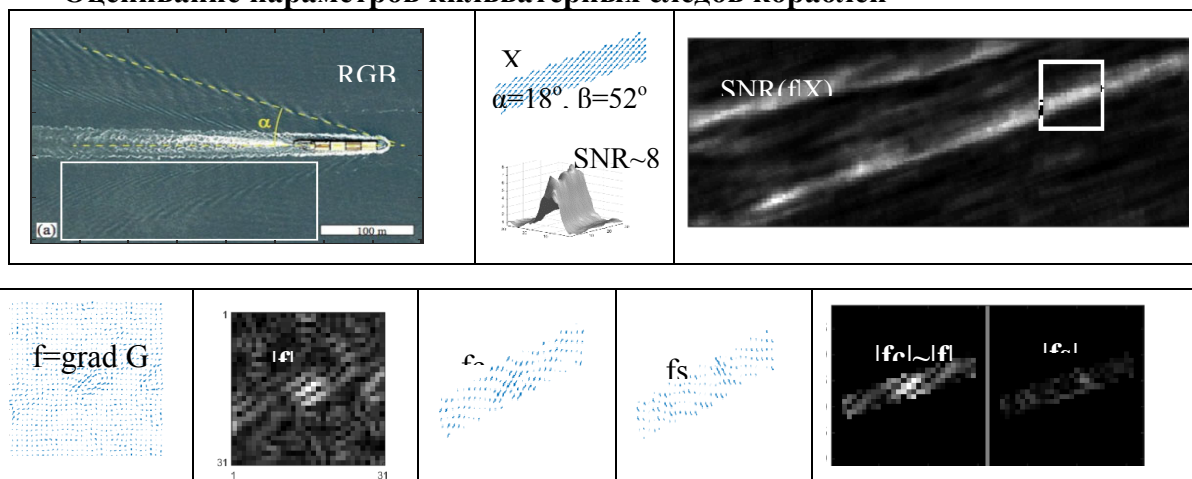


Рис. 7. Левые кильватерные следы оцениваются аналогично.

Обсуждение: Методы градиентной морфологии превосходят на порядок по точности локализации, например, обычные морфологические и корреляционные методы [1]. Для успешной работы методов ГМ требуется настройка (параметров) шаблонов и для фильтрация одиночных точек в исходных изображениях подбор параметр $rF > 0$.

Актуально: создание широкого спектра технических устройств со встроенными вычислителями для решения прикладных задач.

Выводы: методы ГМ найдут широкие применения в решении задач геофизики, волновой физики, в электродинамике, астрофизике и т.п.

Литература

1. Пытьев Ю. П., Чуличков А.И., Методы морфологического анализа изображений: учеб. Пособие. М. ФИЗМАТЛИТ, 2010. 336 с.
2. В. И. Карев, К. В. Показеев, Т. О. Чаплина. Современные вопросы геофизики и геомеханики. Процессы в геосредах, (4):1150–1156, 2018.
3. E.N. Terentiev, <https://orcid.org/0000-0003-1024-2575>
4. E.N. Terentiev, I.N. Prikhodko, I.I. Farshakova, I.D. Kuznetsov, N.E. Shilin-Terentyev (2019), Localization of the Vortices and Road Signs in Images, https://link.springer.com/chapter/10.1007/978-3-030-11533-3_30
5. E.N. Terentiev, I.N. Prikhodko, I.I. Farshakova (2019) Problems of accurate localization objects in imagers, AIP Conference Proceedings 2171, 110009 <https://doi.org/10.1063/1.5133243>
6. E.N. Terentiev, I.N. Prikhodko, I.I. Farshakova(2019) Applications of finite dimensional sampling theories, AIP Conference Proceedings 2195, 020019; <https://doi.org/10.1063/1.5140119>

ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА ДИФРАКЦИИ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА ПРОТЯЖЁННОМ ИМПЕДАНСНОМ КОЛЛИМАТОРЕ СО СКРУГЛЁННЫМИ КРАЯМИ

Вед. программист *Хлебников Ф.Б.*, проф. *Боголюбов А.Н.*
доц. *Шапкина Н.Е.* (ИТПЭ РАН), науч. сотр. *Коняев Д.А.* (ИТПЭ РАН).

Возможность проводить точные исследования эффектов рассеяния плоской волны на различных объектах является ключевой для многих задач современной практической электродинамики, особенно в области радиолокации. Для таких измерений конструируют специализированные измерительные стенды — компактные полигоны. В безэховых камерах, покрытых радиопоглощающим материалом, устанавливают небольшой излучатель, пилон для закрепления исследуемого образца, измерительную аппаратуру, а также коллиматор, преобразующий излучение точечного источника в поле, максимально приближенное по своим характеристикам к полю плоской электромагнитной волны [1].

Коллиматоры играют важнейшую роль в функционировании компактного полигона, но в то же время являются и крупнейшими источниками погрешности измерения, дифракционные эффекты на границах зеркала искажают отражённое поле, увеличивая его неоднородность. В меньшей степени эти эффекты проявляют себя при использовании коллиматоров со скруглёнными краями, спроектированными для перенаправления лучей, отражённых от боковых областей, мимо рабочей зоны — области пространства, в которой ведутся измерения [2].

Как показывают результаты численного моделирования, эффективность скруглённых краёв существенно зависит от геометрических параметров зеркала. Подобрать наилучшую комбинацию этих параметров можно при помощи методов математического моделирования.

В настоящей работе рассмотрена математическая модель протяжённого зеркала, представляющего собой цилиндрическую поверхность с сечением сложной формы, облучаемого протяжённым источником. В области, внешней по отношению к поверхности, ставится задача дифракции, состоящая из системы уравнений Максвелла с импедансными граничными условиями и условий излучения Зоммерфельда, причём рассматривается только поле, отражённое от зеркала. В такой постановке внешняя задача дифракции на импедансном зеркале может быть сведена к паре двумерных скалярных задач для уравнения Гельмгольца относительно составляющих E_z и H_z электрического и магнитного полей, параллельных направляющей зеркала, с граничными условиями третьего рода и условиями излучения на бесконечности. Каждая из этих задач сводится к интегральному уравнению Фредгольма, которые решаются численно [3].

Отдельное внимание следует уделить построению геометрической модели коллиматора. В работе рассматривается модель протяжённого зеркала в виде цилиндра сложного сечения, состоящего из параболической дуги, скруглений специальной формы на основе эллипса и задней стенки. Фокусное расстояние параболического участка должно оставаться неизменным, а кривизна сечения не должна претерпевать разрыва, это обусловлено как чисто физическими соображениями, так и необходимыми условиями для ряда применённых численных методов. Эти свойства должны сохраняться в как можно более широком диапазоне входных параметров, иначе решение обратной задачи существенно усложнится.

Для выполнения этих условий, форма скруглений была скорректирована при помощи сглаживающей функции специального вида [3]. Также, чтобы не допустить пересечения параболического участка с задней стенкой, последняя была дополнена финитной функцией с нулевыми производными на границе носителя (т.н. функция «шапочка»). Благодаря этим мерам, удаётся корректно построить зеркало практически при всех воз-

можных комбинациях геометрических параметров, имеющих физический смысл.

Задача оптимизации формы коллиматора в самой общей постановке формулируется следующим образом: требуется построить зеркало, формирующее в рабочей зоне электромагнитное поле, близкое к полю плоской волны. Введя равномерную сетку в рабочей зоне коллиматора и посчитав среднее значение поля в узлах сетки, мы можем рассматривать среднее квадратичное отклонение поля от этого значения как функционал от входных параметров задачи, в частности от параметров скруглений. Тогда минимум этого функционала соответствует оптимальной форме скруглённых краёв коллиматора, имеющего наилучшее распределение поля в рабочей зоне.

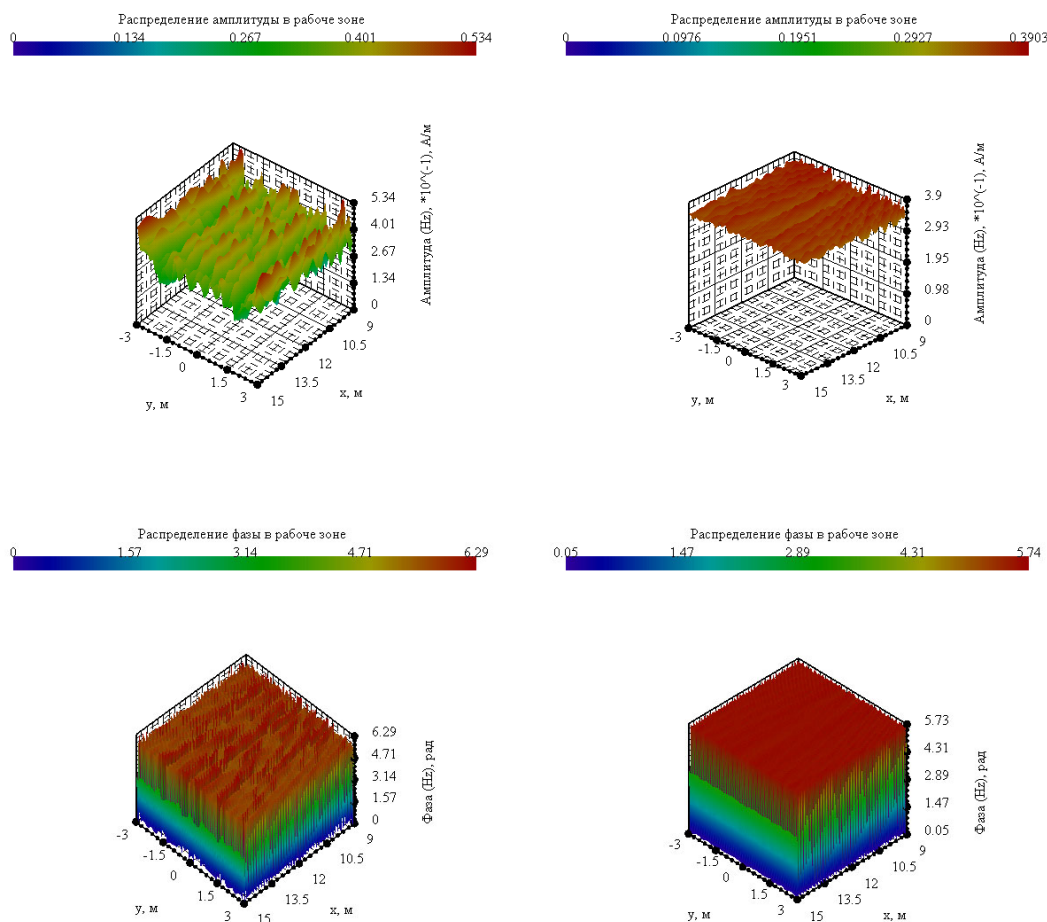


Рисунок 1. Амплитуда и фаза поля в рабочей зоне до и после оптимизации на длине волны 0.15м.

Для оптимизации функционала, вычисляемого численно и зависящего от двух параметров, хорошо подходит метод Нелдера-Мида [4]. Об эффективности этого симплекс-метода в применении к поставленной задаче можно судить по результатам, представленным на рисунке 1: слева изображены амплитуда и фаза поля в рабочей зоне коллиматора, служившего

начальным приближением, а справа — аналогичные результаты для оптимизированного зеркала.

Помимо размеров рабочей зоны и равномерности отражённого поля в ней, ключевое значение для коллиматора имеет и диапазон частот, в котором компактный полигон будет способен выдерживать заданные характеристики. Оптимизация параметров коллиматора на нескольких наперёд заданных частотах требует модификации функционала, к примеру, суммирования среднеквадратичных отклонений, полученных на отдельных частотах. Коллиматор, полученный в результате минимизации такого модифицированного функционала, может создавать достаточно равномерное поле на каждой из заданных частот [5].

Литература

1. Балабуха Н.П., Зубов А.С., Солосин В.С. // Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния объектов. М.: Наука, 2007.
2. Gupta I. J., Ericksen K. P., Burnside W. D. A method to design blended rolled edges for compact range reflectors //Antennas and Propagation, IEEE Transactions on. – 1990. – Т. 38. – №. 6. – С. 853-861.
3. Оптимизация формы зеркального коллиматора со скругленными краями / А. Н. Боголюбов, Н. А. Боголюбов, Д. А. Коняев и др. // Физические основы приборостроения. — 2019. — Т. 8, № 3. — С. 19–27.
4. Nelder J. A., Mead R. A simplex method for function minimization //The computer journal. 1965. Т. 7. №. 4. С. 308-313.
5. Задача оптимизации зеркального коллиматора со скруглёнными краями на пучке частот / Ф. Б. Хлебников, Д. А. Коняев и др. // Сборник трудов XXXII Всероссийской школы-семинара Волновые явления: физика и применения имени А.П. Сухорукова (Волны-2021). — Секция 12. Математическое моделирование в задачах волновой физики. — 2021. — С. 48–50.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАДИАЦИОННОГО ФОНА В АТМОСФЕРЕ В МОМЕНТ ГЕОМАГНИТНОЙ ИНВЕРСИИ

Царева О.О., Левашов Н.Н., Попов В.Ю. (ИКИ РАН)

Галактические космические лучи (ГКЛ) – высокоэнергетические частицы, заполняющие межзвездное пространство. Эти частицы активно бомбардируют землю [1]. Геомагнитное поле защищает нашу планету от роя заряженных частиц, понижая тем самым радиационный фон в атмосфере. Также, наличие у нашей планеты сильной магнитосферы способствует меньшему выветриванию атмосферы под действием ГКЛ, по сравнению с другими телами Солнечной Системы, где магнитосфера практически отсутствует, как на Марсе.

Однако, геомагнитное поле Земли не статично и постоянно изменяется. Самые значительные изменения геомагнитного поля - инверсии т.е. смена направления магнитного поля. Начиная с 1900 произошло значительное смещение полюсов: северный сместился более чем на 2000 км, южный более чем на 1000 км. Также, в настоящее время, магнитный дипольный момент демонстрирует резкое уменьшение, с уменьшением примерно на 10 процентов с 1840 года или на пол процента за десятилетие. Подобные наблюдения могут говорить о начале геомагнитной инверсии.

Целью нашей работы является исследование радиации галактических космических лучей в атмосфере Земли в момент инверсии. Мы полагали, что в момент инверсии геомагнитное поле земли будет иметь чисто квадрупольную составляющую и рассмотрели два возможных сценария сценария. В первом сценарии атмосфера не разрежена, что характерно для однократной инверсии. Во втором сценарии, атмосфера разрежена: количество кислорода падает с сегодняшних 21 процента до 14, а падение азота – на 2 процента от сегодняшнего. Такое разрежение атмосферы наблюдалось в прошлом в процессе множественных инверсий, поскольку при ослабленном геомагнитном поле, выветривание атмосферы происходит интенсивнее.

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 радиации галактических космических лучей у поверхности планеты в момент инверсии для первого сценария, существенно вырастут в экваториальных зонах, а для второго сценария, будут значительно превышать сегодняшние на всех широтах, по сравнению с сегодняшним фоном. Такие уровни радиации могут негативно сказаться на высокотехнологичном оборудовании.

Работа выполнена при поддержке гранта Минобрнауки МК-5053.2022.6

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, AE & 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.

Подсекция:
МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА

Сопредседатели
академик В.Я. Панченко, профессор А.П. Черняев,
доцент А.М. Макуренков

ДИАГНОСТИКА ВИРУСА H1N1 С ПОМОЩЬЮ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО ОПТИЧЕСКОГО СЕНСОРА НА ОСНОВЕ ПОРИСТЫХ НАНОСТРУКТУР КРЕМНИЯ

Науч. сотр. *К.А. Гончар*; мл. науч. сотр. *Н.Ю. Саушкин* (Химический факультет МГУ); асп. *И.И. Циняйкин*; доц. *А.А. Елисеев* (Факультет наук о материалах МГУ); ст. науч. сотр. *Ж.В. Самсонова* (Химический факультет МГУ); вед. науч. сотр. *Л.А. Осминкина*

Создание экспрессных методик сенсорики вирусов является в настоящее время актуальной задачей. Использование для этих целей наноструктурированных материалов на основе кремния обладает рядом преимуществ, связанных с их хорошо изученными оптическими свойствами [1]. Огромная удельная поверхность пористого кремния (ПК) обеспечивает его высокую сорбционную активность, что может быть использовано для создания на его основе биосенсоров [2]. В работах [3,4] сенсорный отклик устанавливался по сдвигу частот интерференционных полос в спектре отражения пленки ПК после адсорбции биомолекул. Наконец, в [5] был продемонстрирован потенциал биосенсоров на основе ПК для обнаружения бактерий *E. Coli*. Недавно было показано, что пористые кремниевые нанонити можно использовать в качестве чувствительного элемента оптического сенсора на кислород [6]. Кроме того, было впервые продемонстрировано неспецифическое связывание вирусов с поверхностью кремниевых наноструктур и показана возможность использования этого эффекта для изготовления неспецифического оптического [7] и импеданс-сенсора [8] для диагностики вирусов.

В представленной работе была продемонстрирована возможность создания интерференционного оптического сенсора на основе ПК для диагностики вирусов. ПК были изготовлены электрохимическим травлением подложки кристаллического кремния р-типа проводимости с ориентацией (100) и удельным сопротивлением 0,001-0,005 Ом·см в растворе плавиковой кислоты и этанола. Поверхность ПК функционализировали моноклональными антителами, а затем ПК инкубировали в различных концентрациях вируса H1N1 в PBS.

Структурные свойства ПК исследовались с помощью сканирующей (CarlZeiss SUPRA 40 FE-SEM) электронной микроскопии. Спектры полного отражения получены с помощью спектрометра Perkin Elmer Lambda 950, оборудованный интегрирующей сферой.

Спектры полного отражения ПК до и после адсорбции вируса гриппа H1N1 характеризовались наличием интерференционных полос (рис. 1), которые возникают в результате интерференции Фабри-Перо и объясняются

отражением белого света на верхней и нижней границах слоя ПК. Эффективная оптическая толщина слоя ПК определяется уравнением:

$$2dn_{eff} = m\lambda, \quad (1)$$

где m - порядковый номер максимума интерференционного спектра, λ - длина волны света, d - толщина слоя ПК, а n_{eff} - эффективный показатель преломления слоя ПК. После адсорбции вируса расстояние между интерференционными пиками изменялось из-за изменения показателя преломления образцов, что обеспечивает простой и эффективный механизм обнаружения без использования меток. Эффект контролировался с помощью иммуноферментного анализа.

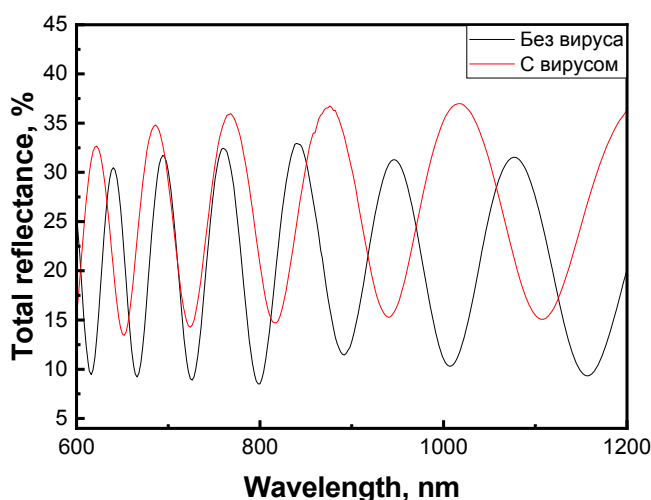


Рис. 1. Спектры полного отражения ПК до и после адсорбции вируса гриппа H1N1.

Таким образом можно сделать вывод, что пленки ПК можно использовать в качестве интерференционного оптического сенсора для диагностики вирусов.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-72-10062, <https://rscf.ru/project/22-72-10062/>.

Литература

- [1] K.A. Gonchar, L.A. Osminkina, R.A. Galkin, M.B. Gongalsky, V.S. Marshov, V.Yu. Timoshenko, M.N. Kulmas, V.V. Solovyev, A.A. Kudryavtsev, V.A. Sivakov. J. Nanoelectronics and Optoelectronics, 7(6), 602 (2012).
- [2] V.V. Doan, M.J. Sailor. Science, 256, 1791 (1992).
- [3] V.S.-Y. Lin, K. Motesharei, K.-P.S. Dancil, M.J. Sailor, M.R. Ghadiri. Science, 278(5339), 840 (1997).
- [4] M.J. Sailor, J.R. Link. Chem. Commun., 11, 1375 (2005).
- [5] N. Massad-Ivanir, G. Shtenberg, N. Raz, C. Gazenbeek, D. Budding, M.P. Bos, E. Segal. Scientific Reports, 6, 38099 (2016).

- [6] V.A. Georgobiani, K.A. Gonchar, E.A. Zvereva, L.A. Osminkina. Phys. Stat. Sol. A, 215(1), 1700565 (2018).
- [7] K.A. Gonchar, S.N. Agafilushkina, D.V. Moiseev, I.V. Bozhev, A.A. Manykin, E.A. Kropotkina, A.S. Gambaryan, L.A. Osminkina. Mater. Res. Express, 7, 035002 (2020).
- [8] M.B. Gongalsky, U.A. Tsurikova, J.V. Samsonova, G.Z. Gvindzhiliiia, K.A. Gonchar, N.Yu. Saushkin, A.A. Kudryavtseva, E.A. Kropotkina, A.S. Gambaryan, L.A. Osminkina. Results in Materials, 6, 100084 (2020).

ВОССТАНОВЛЕНИЕ СПЕКТРА ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО ИЗМЕРЕННЫМ ГЛУБИННЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЯМ ПОГЛОЩЁННОЙ ДОЗЫ

Инж. 1 категории *Золотов С.А.*, зав. каф., проф. *Черняев А.П.*, ст. преп. *Близнюк У.А.*, ассист. *Студеникин Ф.Р.*, асп. *Никитченко А.Д.*, доц. *Борщеговская П.Ю.*, науч. сотр. *Антипина Н.А.* (ФГАУ «НМИЦ Нейрохирургии им. ак. Н.Н. Бурденко» Минздрава России, Отделение радиохирургии и радиотерапии с дневным стационаром), инж.-физик *Николаева А.А.* (ФГАУ «НМИЦ Нейрохирургии им. ак. Н.Н. Бурденко» Минздрава России, Отделение радиохирургии и радиотерапии с дневным стационаром), студ. *Кречетов Н.Д.*, студ. *Соколов С.А.*

В настоящее время значение радиационных технологий существенно возрастает не только в науке, но и в различных отраслях народного хозяйства и медицинской практике. Радиационно-технические установки на базе радиоизотопов и ускорителей электронов находят своё применение в стерилизации объектов трансплантологии, фармацевтических препаратов и медицинских изделий, а также активно внедряются в промышленность и сельское хозяйство для радиационной обработки сырья и пищевой продукции. Сегодня более чем в 70 странах мира действуют центры промышленной радиационной обработки продуктов питания и медицинских изделий [1]. Причём тенденции последних лет показывают всё более частое применение ускорителей электронов, что во многом связано с более высокой мощностью дозы, получаемой объектом, по сравнению с разрешенными радиоактивными источниками, и, как следствие, меньшим временем обработки.

Биологический, химический и физический эффекты, вызываемые радиационной обработкой, зависят от интегральной величины поглощённой дозы и характера её распределения по объёму. Неоднородности распределения поглощённой дозы по объёму влечёт за собой неоднородность распределения эффекта: при облучении с выходом за верхние границы разрешённого диапазона нарушаются физико-химические (и как следствие, органолептические) свойства продукта, а облучение в дозах, меньших ниж-

ней границы диапазона, не оказывает необходимого эффекта [2]. Поэтому распределение поглощённой дозы по объёму обрабатываемого объекта необходимо строго контролировать. Для этого необходимо проводить дозиметрическое планирование облучения (например, с помощью компьютерного моделирования).

Для точного построения распределения поглощённой дозы необходимо знать энергетический спектр пучка электронов. Однако экспериментальное измерение спектра промышленного ускорителя является трудоемким процессом, который, к тому же, необходимо регулярно повторять в связи с возможными изменениями пучка с течением времени. Поэтому разработка методов аналитического расчета энергетических спектров ускорителей электронов является актуальной задачей.

В рамках данной работы был предложен метод восстановления энергетического спектра пучка ускорителя электронов по экспериментально измеренному глубинному распределению поглощённой дозы. Основная идея предлагаемого метода заключается в расчёте такой взвешенной комбинации распределений поглощённой дозы от моноэнергетических пучков электронов в референсном материале, что её сумма будет максимально близка к экспериментально измеренному распределению в данном материале.

Математически задача формулируется как поиск весовых коэффициентов, при которых осуществляется минимизация функционала:

$$\sum_{j=1}^M \left(\sum_{i=1}^N \omega_i D_{ij} - D_{\text{exp}} \right)^2 \rightarrow \text{Min} \quad 1)$$

где $D_{ij} \equiv D(x_j, E_i)$ - поглощенная доза, создаваемая электронами с энергией E_i на глубине x_j , D_{exp} - экспериментально измеренное распределение поглощенной дозы, ω_i – весовые коэффициенты, которые будут представлять собой искомый энергетический спектр пучка электронов. Задачу можно считать успешно решённой, если полученный спектр позволит рассчитать распределение дозы в материале, отличном от референсного, с отклонением от экспериментально измеренных данных не больше чем на 5%.

Экспериментальная часть исследования была проведена на медицинском ускорителе Varian TrueBeam в отделении радиохирургии и радиотерапии с дневным стационаром НМИЦ нейрохирургии им. ак. Н.Н. Бурденко. Ускоритель работал в энергетических режимах с максимальной энергией 6 МэВ и 9 МэВ. Измерение глубинных дозовых распределений проводилось в водном фантоме PTW Beamscan Water Phantom и фантоме твёрдой воды RW3 Slab Phantom с помощью ионизационных камер Semiflex 3D и Ross Chamber соответственно.

Фантом из воды представлял собой куб, наполненный дистиллированной водой (701 мм x 633 мм x 701 мм), со встроенным устройством для

перемещения ионизационной камеры по глубине строго перпендикулярно поверхности воды. Фантом твердой воды состоял из набора пластин из водозэквивалентного материала (полистирол с примесью TiO_2) с толщинами 1 мм, 2 мм, 5 мм и 10 мм, что позволяло добиться шага по глубине при измерении поглощенной дозы в 1 мм. Ионизационная камера располагалась в центре одной из пластин с толщиной 10 мм, что позволяло учесть обратное рассеяние электронов в процессе измерения глубинных распределений поглощенной дозы.

В обоих экспериментах расстояние от поверхности фантома до источника поддерживалось постоянным и равным 100 см, шаг по глубине в процессе измерения составлял 1 мм.

Для построения функционала (1) методом компьютерного моделирования были рассчитаны распределения поглощенной дозы от моноэнергетических пучков электронов рассчитывались методом компьютерного моделирования с помощью инструментария Geant4 [3,4], в основе которого лежит метод Монте Карло. В рамках моделирования была воспроизведена геометрия эксперимента. Фантомы из воды и твердой воды виртуально разбивались по глубине на слои толщиной 1 мм, в которых накапливалась информация о поглощенной дозе. Были рассмотрены 200 конфигураций эксперимента, где от моделирования к моделированию изменялась энергия падающего излучения от 0.1 МэВ до 10 МэВ с шагом 0.1 МэВ. Использовался Reference Physics Lists QBBC с электромагнитной компонентой Livermore. Минимизация функционала (1) выполнялась методом неотрицательных наименьших квадратов [5].

По экспериментально измеренным распределениям поглощенной дозы в твердой воде были восстановлены энергетические спектры ускорителя для режимов работы 6 МэВ и 9 МэВ. Полученные спектры были использованы для расчёта глубинных дозовых распределений в воде для тех же режимов работы ускорителя. Полученные таким образом распределения отличались от экспериментально измеренных не более чем на 1%, что говорит об успешном решении поставленной задачи.

Таким образом, предложенный подход позволяет на основании экспериментальных данных получить энергетический спектр ускорителя электронов, что может заметно упростить задачу дозиметрического планирования.

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

E-mail: zolotov.sa15@physics.msu.ru

Литература

1. Черняев А.П. Ускорители в современном мире. Москва, 2010. 30-32с.

2. Определение микробиологических и химических показателей мясной продукции после обработки электронным излучением / У. А. Близнюк, В. М. Авдюхина, П. Ю. Борщеговская и др. // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. — 2021. — Т. 87, № 6. — С. 5–13.
3. S. Agostinelli et al., "GEANT4 - a simulation toolkit", Nucl. Instr. Meth. A, vol. 506, no. 3, pp. 250-303, 2003.
4. Recent Developments in Geant4, J. Allison et al., Nucl. Instr. Meth. A 835 186-225 (2016)
5. Lawson C., Hanson R.J. Solving Least Squares Problems, SIAM (1987)

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ИЗМЕНЕНИЯ РАДИОАКТИВНОСТИ РАСТИТЕЛЬНОЙ ПРОБЫ ПОСЛЕ ПОДЗЕМНОГО ВЗРЫВА "КРАТОН-3"

Ст. преп. кафедры «Общая и экспериментальная физика» *Игнатьева Г.А.*, мл. науч. сотр. лаб. «Радиационные технологии» *Кононов В.Н.*, доц. кафедры «Физика материалов и технологии сварки» *Яковлева В.Д.*, зав. кафедрой «Общая и экспериментальная физика» *Мамаева С.Н.*, г. Якутск, ФГАОУ ВО «Северо-Восточный федеральный университет имени М.К. Аммосова»

«Кратон-3» - это аварийный подземный ядерный взрыв (ПЯВ), который был произведен 24 августа 1978 г. в Республике Саха (Якутия), где ближайший населенный пункт п. Айхал находится приблизительно в 40 км от места взрыва. В результате аварии произошел выброс радиоактивных продуктов распада в атмосферу и на поверхность почвы. В 2007 году на этом объекте проводились дополнительные реабилитационные работы: была произведена подсыпка старого могильника из местного строительного материала (объемом 1900 м³); произведена гидроизоляция водоотводного вала и могильника единым экраном из геомембраны "Техполимер-0,2" с подкладкой и покрытием геотекстилем "Дронит-250"; был насыпан слой грунта толщиной 0,3 м.

На место ПЯВ «Кратон-3» в 2001 году была организована экспедиция Якутского государственного университета, во время работы которой были отобраны пробы почвы и местной растительности: мха, лишайника, ячменя, кипрея (Иван-чая), листьев ивы на расстояниях от 250 м до 500 м от могильника по оси радиационного следа.

Результаты анализов свидетельствовали о том, что в почве содержались продукты деления (¹³⁷Cs, ¹²⁵Sb, ¹³⁴Cs, ¹⁵⁵Eu), продукты наведенной активности (⁶⁰Co) и продукты неразделившегося ядерного горючего (²⁴¹Am). Так, содержание ¹³⁷Cs составляло от 0,4 до 217,5 Ки/км²; ²⁴¹Am – 0,0021-0,6 Ки/км²; ⁶⁰Co – 0,0005-0,5 Ки/км²; ¹²⁵Sb – 0,05-0,3 Ки/км²; ¹³⁴Cs – 0,0074 Ки/км²; ¹⁵⁵Eu – 0,002-0,02 Ки/км². Причем все перечисленные радионукли-

ды и максимальная концентрация их в почве были отмечены в участках на расстоянии в 170 м на северо-восток от скважины, на границе рекультивационной зоны, площадь пятна составляет примерно 500 м² [1].

Все пробы были измерены на полупроводниковых гамма-спектрометрах Canberra с германиевым полупроводниковым детектором GR3020 и «ORTEC» с детектором из особо чистого германия типа GEM-40 в 2002 году и в 2022 годах соответственно. В частности, в 2022 г. нами была измерена удельная активность (УА) ¹³⁷Cs в почве, лишайнике и мхе. УА мха в данном исследовании оказалась равной 6825,60 Бк/кг, в то время как измерение УА этого же образца, проведенного в 2002 г. показало, что УА ¹³⁷Cs в нем составила 9573,00 Бк/кг [2]. Т.е. в период с 2002 г. по 2022 г. УА снизилась почти в полтора раза, что соответствует закону радиоактивного распада. Измерения УА показали, что максимальный уровень загрязнения ¹³⁷Cs по результатам исследований, проведенных в 2022 г., был обнаружен в образцах почвы и составляет 23289,97 Бк/кг. Растительность на такой почве может иметь также высокий уровень радиоактивности, активность которой выше 1 кБк/кг, являющимся критерием для принятия решений об ограничении потребления загрязненных продуктов питания в первый год после возникновения аварии [3].

Кроме того, известно, что специфической особенностью радиоактивного загрязнения долгоживущим радионуклидом ¹³⁷Cs районов Крайнего Севера является аномально высокое внутреннее облучение жителей за счет пищевых цепей, в том числе "лишайник-олень-человек". На этом примере именно первое звено цепи - лишайник - обладает рядом свойств, определяющих высокий уровень его радиоактивности. Вслед за ним оказываются загрязненными и следующие звенья цепочки: дикие животные и люди, потребляющие их в пищу [4].

В данной работе также проводились оценочные расчеты прогнозируемой дозы внутреннего облучения радионуклидами ¹³⁷Cs для проживающих в близлежащих зонах от мест радиоактивного загрязнения по формуле, в которой используется значение средней плотности загрязнения почвы радионуклидом σ_0^k , зависящей от экспериментально измеряемой активности [3]:

$$\text{ПНЭД}_{\text{вн}}^{\text{инт}} = V_{\text{вн}} \sum_k \sigma_0^k \cdot \text{ИТС}_{\text{вн}}^k \cdot dk_k, \text{ мЗ.}$$

За 44 года с момента аварии при проведении ПЯВ «Кратон-3» радиационная обстановка и состояние природной среды на загрязненных радионуклидами территориях на объекте Кратон-3 заметно улучшились, однако необходимо учитывать миграцию в другие местности радиоактивных элементов в составе, например, подземных водных систем и рек. Поэтому существует необходимость оценки степени возможного радиоактивного воздействия ¹³⁷Cs и других долгоживущих элементов на здоровье населения в

регионах миграции радионуклидов путем расчета дозы внутреннего облучения населения. Это может также способствовать решению важнейшей задачи преодоления последствий аварийного ПЯВ: проведение комплексной радиационной и социально-экономической реабилитации загрязненных территорий.

Литература

1. Яковлева В. Д., Степанов В. Е. Радиоэкологические проблемы мирных подземных ядерных взрывов в Якутии // М.: Спутник. – 2013.
2. Гостюхина В. В., Габышева А. В. Исследование динамики убыли активности искусственных радионуклидов Cs 137 и Am 241 на месте подземного ядерного взрыва "Кратон-3" // Актуальные вопросы в научной работе и образовательной деятельности. – 2013. – С. 35-37.
3. Нормы радиационной безопасности (НРБ-99): СП 2.6.1.758-99. Минздрав России. М., 1999.
4. МУ 2.6.1.2222-07 2.6.1. Ионизирующее излучение, радиационная безопасность. Прогноз доз облучения населения радионуклидами цезия и стронция при их попадании в окружающую среду. Методические указания.

БИОМИМЕТИЧЕСКИЕ КОЛЛОИДНЫЕ МАГНИТНЫЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ АДРЕСНОЙ ДОСТАВКИ И УПРАВЛЯЕМОГО ВЫСВОБОЖДЕНИЯ ЛЕКАРСТВЕННЫХ ПРЕПАРАТОВ В ЦЕЛЕВОЙ ОБЛАСТИ ОРГАНИЗМА ПОСРЕДСТВОМ ВНЕШНИХ ФИЗИЧЕСКИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ

Мл. науч. сотр. Потапенков К.В, студ. Григорян И.В. доц. Спиридонов В.В. (химический факультет МГУ), зав. каф., проф., чл.-корр. РАН Ярославов А.А. (химический факультет МГУ), ст. науч. сотр. Таранов И.В. (ИРЭ РАН), вед. науч. сотр. Вдовин В.А. (ИРЭ РАН), академик РАН Черепенин В. А. (ИРЭ РАН), академик РАН Гуляев Ю.В. (ИРЭ РАН), проф. Хомутов Г.Б.

Разработка новых биосовместимых коллоидных средств капсулирования, адресной доставки и управляемого высвобождения лекарственных веществ в целевых областях организма является в настоящее время актуальным междисциплинарным направлением, важным для создания перспективных высокоэффективных методов лекарственной терапии. В связи с этим большой интерес представляют биомиметические липидные, полимерные и композитные коллоидные системы, способные капсулировать лекарственные препараты различной природы.

В данном докладе описаны разработанные нами два вида магнитных коллоидных систем, которые потенциально могут использоваться в каче-

стве носителей лекарств и иных биологически активных веществ в водных средах, включая биологические жидкости. Первый вид коллоидных систем представляет собой липосомы из фосфатидилхолина, функционализированные неорганическими наночастицами магнетита или золота. В качестве модельных молекулярных соединений, капсулируемых внутри липосомальных носителей, использовались противораковый антибиотик доксорубин и флуоресцентный краситель карбоксифлуоресцеин. Поскольку данные флуорофоры обладают выраженным эффектом концентрационного тушения флуоресценции, это позволяет количественно определять выход капсулированного вещества из носителя.

Исследовалось воздействие внешних наносекундных импульсов электрического поля высокой напряженности на нанокompозитные липидные везикулы, загруженные доксорубицином, мембраны которых содержали гидрофобизованные наночастицы золота. Интенсивность флуоресценции доксорубина измерялась до и после воздействия, что позволяло количественно оценить выход капсулированного доксорубина из липосом. Полученные экспериментальные данные указывают на управляемое увеличение проницаемости нанокompозитных липидных мембран и эффективный выход капсулированного флуорофора из нанокompозитных везикул в результате внешнего импульсного электрического воздействия. Дополнительными независимыми методами, подтверждающими существенные изменения структуры мембран нанокompозитных липидных везикул в результате избирательной электропорации, являлась просвечивающая электронная микроскопия и атомно-силовая микроскопия.

Магнетит обладает полупроводниковыми свойствами, что может обеспечивать восприимчивость везикул, функционализированных наночастицами магнетита, к внешним электрическим полям, как и в случае с золотыми наночастицами. Принципиальным моментом является чувствительность везикул с функциональными магнитными наночастицами к внешнему магнитному полю, что может обеспечить дополнительные возможности управления пространственной локализацией магнитных коллоидных носителей лекарств в целевых областях организма. В экспериментах с нанокompозитными магнитными везикулами, мембраны которых содержали наночастицы магнетита, внешнее импульсное электрическое воздействие также приводило к существенному увеличению проницаемости нанокompозитных липидных мембран для молекул капсулированного флуорофора и к изменениям структуры мембран, как и в случае функционализации липосом золотыми наночастицами.

Вторым видом разработанных коллоидных носителей являются магнитные поликомплексы на основе молекул полиакриловой кислоты, модифицированные биогенным полиамином спермином, содержащие наночастицы магнитных оксидов железа. Для формирования поликомплексов ис-

пользовались методы полимерной и коллоидной химии. Полученные поликомплексы охарактеризованы с использованием ряда физических методов структурно-функциональной диагностики включая метод динамического и статического светорассеяния, измерение электрофоретической подвижности коллоидных частиц поликомплекса. Успешно продемонстрирована возможность включения в такие поликомплексы лекарственных соединений на примере доксорубина.

Полученные результаты указывают на возможности создания новых биомиметических биосовместимых нанокompозитных коллоидных систем капсулирования и доставки лекарственных препаратов, восприимчивых к внешним управляющим физическим воздействиям, представляющим собой импульсные электрические поля (эффект избирательной электропорации) и магнитные поля.

Литература

1. Khomutov G.B., Potapenkov K.V., et.al. Nanocomposite biomimetic vesicles based on interfacial complexes of polyelectrolytes and colloid magnetic nanoparticles, *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*, 532 (2017) P. 26–35
2. Spiridonov V.V., et al. Magnetosensitive Water-Soluble Nanocomposite Based on Sodium Alginate and Fe₂O₃ Nanoparticles // *Macromolecular Symposia*. Vol. 389, № 1, 2020.
3. Koksharov Yu. A., Gubin S.P., Taranov I.V., Khomutov G.B., Gulyaev Yu V. Magnetic Nanoparticles in Medicine: Progress, Problems, and Advances // *Journal of Communications Technology and Electronics*. Volume 67, Number 2. 2022.

ОПТИЧЕСКИЙ И БИОИМПЕДАНСНЫЙ МОНИТОРИНГ ДЫХАНИЯ ДЛЯ ПРОТОННОЙ ТЕРАПИИ

Ассист. *Белихин М.А.*, проф. *Черняев А.П.*

Интрафракционные движения опухоли [1], вызванные дыханием и сердцебиением, могут оказывать значительное влияние на качество лечения с помощью протонной лучевой терапии. Мониторинг движения опухоли в реальном времени необходим для компенсации влияния таких движений на дозовые распределения. Наиболее широкое распространение в клинической практике лучевой терапии имеют системы мониторинга, действие которых основано на отслеживании движения поверхности грудной клетки пациента [2]. Такие системы обычно строятся на оптических или электромагнитных физических принципах. К достоинствам этих систем можно отнести отсутствие нетерапевтической лучевой нагрузки, неинвазивность, комфорт для пациента, а также относительно низкую себестои-

мость. Основным недостатком этих систем является необходимость в корреляции между сигналом, формируемым такой системой и реальным движением опухоли, например, с помощью технологии четырехмерной компьютерной томографии. Несмотря на это, такие системы активно используются в традиционной фотонной терапии и могут быть перенесены в протонную терапию с учетом проведения дополнительных исследований и доработок [2].

В текущей работе были исследованы две новые системы мониторинга, разработанные и оптимизированные под применение в протонной терапии сканирующим пучком. На основе полученных результатов был проведен сравнительный анализ этих систем с существующими коммерчески доступными системами в контексте применения в протонной терапии.

Первая система представляет собой оптический датчик дыхания, осуществляющий мониторинг дыхания по движению поверхности грудной клетки. Вторая система представляет собой датчик на основе измерений малых изменений биологического импеданса грудной клетки в процессе дыхания. Исследование характеристик датчиков проводилось на специализированном стенде с помощью динамического фантома [3], электроизмерительного оборудования и добровольцев.

Оптический датчик дыхания осуществляет мониторинг дыхания с соотношением сигнал-шум 40-15 дБ в диапазоне расстояний 0,4-1,2 м и временной задержкой $1,2 \pm 0,2$ мс без использования маркеров на грудной клетке пациента. Биоимпедансный датчик позволяет получать сигнал дыхания с соотношением сигнал-шум не хуже $9,6 \pm 0,2$ при временной задержке $2,1 \pm 0,3$ мс.

Разработанные системы позволяют эффективно осуществлять мониторинг дыхания пациента с высоким показателем соотношения сигнал-шум и малой временной задержкой сигнала, что обеспечивает высокую точность корреляции с реальным движением опухоли и быструю реакцию на нерегулярные движения. Однако в дальнейшем необходимо исследование корреляции получаемых сигналов с реальным движением опухоли, разработка алгоритма для быстрого анализа сигнала дыхания в реальном времени, а также испытание разработанных систем в условиях клинической практики.

Литература

1. Kubiak T. Particle therapy of moving targets – the strategies for tumour motion monitoring and moving targets irradiation. *Br J Radiol* 2016; 89:20150275. <http://dx.doi.org/10.1259/bjr.20150275>.
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* 54 (2018) 121-130. <https://doi.org/10.1016/j.ejmp.2018.10.002>.

3. Belikhin, M.A., Pryanichnikov, A.A., Chernyaev, A.P. et al. Nonanthropomorphic Dynamic Water Phantom for Spot Scanning Proton Therapy. *Phys. Atom. Nuclei* 85, 1603–1607 (2022). <https://doi.org/10.1134/S1063778822090046>.

ПРИМЕНЕНИЕ ДИФФУЗИОННО-ВЗВЕШЕННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ МРТ В КЛИНИЧЕСКИХ ЗАДАЧАХ РАДИОТЕРАПИИ ИНТРАКРАНИАЛЬНОЙ ПАТОЛОГИИ

Мл. науч. сотр. *Помозова К.А.* (kurazova@nsi.ru), проф. *Черняев А.П.* (a.p.chernyaev@yandex.ru), ст. науч. сотр. *Горлачев Г.Е.* (ggorlachev@outlook.com), член-корр. РАН, д.м.н., профессор, зав. отделения *Голанов А.В.* (ФГАУ НМИЦ нейрохирургии им. акад. Н.Н. Бурденко, golanov@nsi.ru)

Введение

Диффузионно-взвешенные изображения (ДВИ) МРТ являются широко используемой количественной и качественной методикой исследования *in-vivo* структуры и функций компонент центральной нервной системы (ЦНС), основываясь на информации о трехмерной анизотропии диффузии молекул воды в биологических тканях. Несмотря на возможности ДВИ, их влияние на общую радиотерапевтическую практику весьма ограничено по следующим причинам: необходимость дополнительной обработки, при которой описание диффузии молекул воды в воксельном представлении является нетривиальной задачей [1]; разнородность подходов к анализу данных [1]; технические трудности, в частности низкое отношение сигнал/шум [2] и чувствительность к некоторым факторам, приводящим к искажению изображений [3]. Подавляющее большинство ДВИ выполняется с использованием некоторого варианта эхо-планарной (ЭП) визуализации. Известно, что данный тип изображений чувствителен к внерезонансным полям, что приводит к разного рода искажениям, из которых хотелось бы отметить: неоднородности постоянного магнитного поля, приводящие к искажениям порядка 1 см [4], несопоставимым по величине с высокой точностью стереотаксической радиотерапии, а также неоднородности радиочастотного (РЧ) поля, которые приводят к искажениям интенсивности и соответственно дают некорректные количественные данные. Это означает, что ДВИ и селективные количественные распределения физических параметров диффузии не могут быть надежно интерпретированы с точностью, необходимой и достаточной для качественного планирования радиотерапии. Также малоизученным остается использование параметров диффузии молекул воды в качестве визуализирующих биомаркеров, что важно для характеристики радиационного ответа мишеней облучения и реакции нормальных тканей. По этой причине использование данных ДВИ является важным шагом в разработке более совершенных методик для определения

радиационно-индуцированного повреждения головного мозга и обеспечении снижения дозовой нагрузки на критические структуры с потенциалом уменьшения нейрокогнитивных последствий.

Таким образом, актуальным является создание адаптированных физико-математических алгоритмов, позволяющих эффективно корректировать искажения без использования дополнительных измерений, быстро обрабатывать и достоверно визуализировать ДВИ, а также анализировать их для различных задач лучевой терапии интракраниальной патологии. Необходимо отметить, что в радиотерапии описываемая функциональность недоступна в системах дозиметрического планирования [4], а существующие программные пакеты для обработки ДВИ непригодны для клинического применения [4].

Материалы и методы исследования

В рамках разработки инструментов восстановления ДВИ и моделирования диффузии молекул воды в воксельном представлении для индивидуализации планирования радиотерапии были проанализированы материалы 10 пациентов, прошедших курс лучевого лечения в отделении радиотерапии НМИЦ нейрохирургии им. ак. Н.Н. Бурденко Минздрава России по поводу глиобластомы (WHO grade IV) в режиме 30 фракций по 2 Гр, подводившихся с 3 некопланарных арок технологией VMAT (Volumetric Modulated Arc Therapy) на аппарате Varian TrueBeam. В рамках стандартного протокола лучевого лечения данной группы пациентов были выполнены топометрические МРТ (T_1 ВИ с контрастным усилением, T_1 ВИ, T_2 ВИ и FLAIR), ДВИ, диффузионно-тензорные изображения (ДТИ) и компьютерная томография (КТ) для разработки плана лучевого лечения в системе дозиметрического планирования Eclipse. А в качестве измерительной установки использовался томограф GE Signa HDxt 3,0 Тл. ДВИ и ДТИ были измерены с использованием импульсной последовательности SE EPI (spin-echo echo planar imaging) со следующими параметрами: время повторения (TR)/время эхо (TE), мс — 8000,0/72,3 и 15350,0/90,0; $b = 0, 1000$ с/мм²; толщина среза, мм — 5,0 и 3,0; поле обзора, см/размер пикселя, мм² — 24/0,9375 × 0,9375 и 25/0,9375 × 0,9375; количество направлений диффузионного градиента - 33.

Для проведения количественного анализа радиационно-индуцированной реакции белого вещества головного мозга были рассмотрены материалы 812 пациентов, прошедших курс лучевого лечения с января 2018 г. по декабрь 2022 г в отделении радиотерапии по поводу глиобластомы (WHO grade IV). Критериями включения пациентов в исследование служили следующие факторы: 1) гистологическая верификация глиобластомы; 2) первичное лучевое лечение; 3) прохождение курса фракционированной радиотерапии в режиме 30 фракций по 2 Гр; 4) облучение тремя некопланарными арками технологией VMAT на аппарате Varian TrueBeam; 5) наличие данных ДВИ и ИКД, выполненных на одном и том

же томографе (с использованием одного и того же протокола сканирования) до момента лучевого лечения и в последующих временных интервалах: через 2 - 3, 4 – 6 и 9 – 11 месяцев после окончания курса радиотерапии. Таким образом, для исследования из 812 пациентов было отобрано 10.

Результаты

В работе была разработана новая методология применения ДВИ в радиотерапии патологии головного мозга, включающая в себя алгоритмы коррекции искажений, обработки, физической интерпретации, анализа и визуализации данных. Она легла в основу реализации программного пакета «MRDiffusionImaging».

Реализован адаптированный инструмент шумоподавления на ДВИ при использовании алгоритма анизотропной фильтрации, который обеспечивает приемлемый уровень шумоподавления (пиковое отношение сигнал/шум для ДВИ $b = 1000 \text{ с/мм}^2$ - 31,69 (30,76 – 31,99) дБ), который позволяет сохранять значительную часть информации изображения (границ, линий или других деталей структур головного мозга) без потери его высокочастотной составляющей.

Разработан алгоритм деформируемой регистрации с морфологическими сериями МРТ на основе модели деформации В-сплайнов и автокорреляционной функции «локальной структуры», предоставляющий возможность проводить математическую обработку пространственных искажений корректно. В рамках количественной валидации работы алгоритма согласно протоколу ААРМ TG 132 не было обнаружено отрицательных значений Якобиана, а погрешность регистрации не превысила $2,04 \pm 0,03 \text{ мм}$.

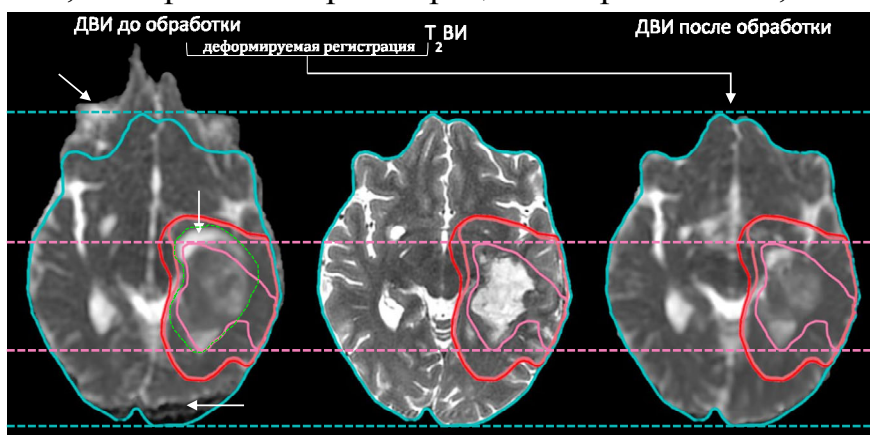


Рисунок 1 – Пример восстановления геометрии ДВИ (ИКД) в случае лучевой терапии пациента с глиобластомой. Красный контур – PTV, оранжевый – CTV, розовый – GTV, голубой контур – головной мозг, зелёный пунктир – область опухоли по ДВИ до восстановления геометрии.

Создан авторский гибридный алгоритм, основанный на методе моделирования Марковского случайного поля и пороговом алгоритме Оцу. Методика позволяет одновременно реализовывать математическую коррекцию искажений интенсивности изображений, вызванных неоднородностью

РЧ-поля, и сегментацию МР-объёма головного мозга. Для 10 пациентов с глиобластомой коэффициент схожести Дайса-Соренсена (DSC) сегментации на белое вещество, серое вещество и спинномозговую жидкость составил 0,83 (0,81 – 0,85).

Проведён анализ реакции областей белого вещества головного мозга на основе динамического изменения измеряемого коэффициента диффузии (ИКД) при облучении 10 пациентов с глиобластомой, прошедших стандартных курс радиотерапии (30 фракций по 2 Гр). Было показано, что статистически значимые изменения в раннем постлучевом периоде (2-3 месяца) наблюдаются в области белого вещества, получившей более 40 Гр. В позднем же периоде (9-11 месяцев) реакция отмечается уже при дозах порядка 10 Гр, что демонстрирует, что даже низкие дозы не могут быть полностью безопасными. Разница в ответной реакции на воздействие ионизирующего излучения между изменениями ИКД с высоким (3000 с/мм²), стандартным (1000 с/мм²) и низким (500 с/мм²) значениями b-фактора достигла статистической значимости для областей, получивших более 20 Гр. Было показано, что диффузия именно во внеклеточном пространстве более чувствительна к реакции белого вещества при воздействии ионизирующим излучением.

Заключение

Диффузионно-взвешенные изображения МРТ, безусловно, являются ценной методикой в клинической практике. Разрабатываемые в данной работе алгоритмы позволяют повысить эффективность лучевой терапии и точность ее планирования.

Литература

1. Bammer R. Basic principles of diffusion-weighted imaging // Radiology and oncology. 2003. –V.45, № 3.–P.169–184.
2. Jones D.K., Cercignani M. Twenty-five pitfalls in the analysis of diffusion MRI data // NMR Biomed. –2010. –V.23, № 7. –P. 803.
3. Eichner C., Paquette M., Mildner T. et al. Increased sensitivity and signal-to-noise ratio in diffusion-weighted MRI using multi-echo acquisitions // NeuroImage. –2020. –V.221. –P.1–9.
4. Le Bihan D., Poupon C., Amadon A., Lethimonnier F. Artifacts and pitfalls in diffusion MRI // J Magn Reson Imaging. -2006. –V.24, №3. –P.478–488

ПОРТАЛЬНАЯ ДОЗИМЕТРИЯ НА АППАРАТЕ ТОМОТHERAPY

Асп. *Д.А. Товмасын*, старший медицинский физик отделения лучевой терапии *А.А. Логинова* (НМИЦ детской гематологии, онкологии и иммунологии им. Дмитрия Рогачева), проф. *А.П. Черняев*

Оценка точности доставки дозы в лучевой терапии является одним из важнейших направлений изучения, так как от неё зависит качество ле-

чения и дальнейшее выздоровление пациентов. Большинство исследований, посвященных оценке точности доставленной дозы происходят на этапах подготовки лечения: оценка робастности плана, проверка работы аппарата и его коллиматора [1-3]. При этом укладка пациента и его положение в процессе лечения могут критично повлиять на точность доставки дозы [4, 5].

В проведенном исследовании показана возможность оценки точности доставки дозы в процессе лечения с помощью встроенных детекторов аппарата TomoTherapy, которые после каждой процедуры хранят в себе информацию о флюенсе излучения, прошедшего через пациента.

Для исследования соответствия между изменениями в геометрии пациента и изменениями сигнала на детекторах, была проведена работа с использованием антропоморфного фантома и ионизационной камеры СС013.

КТ-изображения фантома были последовательно смещены на 3, 6 и 9 мм по каждой из осей X, Y, Z и по всем осям XYZ одновременно. Затем для каждого смещения был посчитан план (всего 12 планов) и полученные дозовые распределения были экспортированы в программное обеспечение MIM Maestro. Для всех заданных смещений был рассчитан гамма-индекс дозы между планом без смещений и исследованным планом с показателями DTA, ΔD – 3 мм и 3% соответственно.

Также были проведены измерения каждого плана на ускорителе TomoTherapy при облучении фантома, и получены данные со встроенных детекторов, соответствующие флюенсу потока фотонов для конкретных планов. Между данными с детекторов также проводился гамма анализ с показателями DTA, ΔD – 3 мм и 3% соответственно в созданном нами программном обеспечении в среде MatLab.

Далее, по найденным результатам были построены графики зависимости гамма-индекса от величины смещения для каждой из осей для флюенса и дозы излучения.

Результаты дают возможность определить возможные смещения пациента при лечении по значениям сигнала со встроенных детекторов. Ось максимального смещения возможно определить, используя гамма-индекс для различных областей плана.

Найденные коэффициенты были применены в программный код, позволяющий сравнивать данные с детекторов друг с другом. Дальнейшее сравнение двух массивов данных со встроенных детекторов позволяет оценить смещения объекта по каждой из осей, что в свою очередь поможет точнее оценить качество доставки дозы в процессе лечения.

Литература

1. V. Hernandez et al. What is plan quality in radiotherapy? The importance of evaluating dose metrics, complexity, and robustness of treatment plans //Radiotherapy and Oncology, 2020.
2. A.J. Vinall et al. Practical guidelines for routine intensity-modulated radiotherapy verification: pre-treatment verification with portal dosimetry and treatment verification with in vivo dosimetry //The British journal of radiology, 2010, № 995, 949-957.
3. M.R. Arnfield et al. A method for determining multileaf collimator transmission and scatter for dynamic intensity modulated radiotherapy //Medical physics, 2000, № 10, 2231-2241.
4. A. Takemura et al. Effect of daily setup errors on individual dose distribution in conventional radiotherapy: an initial study //Radiological physics and technology, 2009, № 2, 151-158.
5. C. Thilmann et al. Correction of patient positioning errors based on in-line cone beam CTs: clinical implementation and first experiences //Radiation Oncology, 2006, № 1, 1-9.

ПЕРСПЕКТИВНЫЕ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИДЕНТИФИКАЦИИ ФАКТА ПРОВЕДЕНИЯ РАДИАЦИОННОЙ ОБРАБОТКИ БИОБЪЕКТОВ

Вед. инж. *Ипатов В.С.*, ст.препод. *Близнюк У.А.*, доцент *Борщеговская П.Ю.*, проф. *Черняев А.П.*, ведущий науч.сотр. *Родин И.А.* (химический факультет МГУ), мл.науч.сотр. *Болотник Т.А.* (химический факультет), ст.науч.сотр. *Юров Д.С.*, студ. *Хмелевский О.Ю.*

Активное развитие радиационных технологий на рубеже XX-XXI вв. привело к повсеместному использованию различных видов ионизирующего излучения не только для решения фундаментальных научных проблем, но и для решения задач промышленности [1]. Наиболее ярким примером использования радиационных технологий в прикладных целях является лучевая терапия, радиационная стерилизация крови, объектов трансплантологии, медицинского оборудования и др., а также обработка излучением пищевых и сельскохозяйственных продуктов с целью обеспечения безопасности и продления сроков хранения продуктов.

Радиационная обработка продуктов питания зарекомендовала себя как экологически безопасный метод, не оставляющий в продукте никаких опасных химических и токсикологических веществ, не приводящий к нагреву и деструкции тканей продуктов. Также данный метод может применяться для продукции в упаковке, что исключает риск ее повторного загрязнения [2, 3]. На сегодняшний день данная технология применяется на

постоянной основе более чем в 55 странах мира. При этом далеко не все производители проводят маркировку облученных продуктов, поэтому актуальным стала разработка методов идентификации, с целью исключения возможного ввоза незадекларированной облученной продукции [4].

Современные методы основаны на выявлении физических, химических, биологических и микробиологических изменений в облученных пищевых продуктах. Однако ни один из доступных методов не может быть эффективно применен ко всем существующим категориям продукции. Так, методики с использованием метода электронного парамагнитного резонанса (ЭПР спектроскопии) хороши для сухих продуктов (специи, зерна и т.п.), а также продуктов, содержащих твердые фракции (например, кости), и неприменимы в отношении продукции, содержащей лишь мышечную ткань. Методы термо- и фотолюминесценции требуют подбора к каждому типу продукции индивидуальных флуорофоров, что является трудоемким и длительным процессом. Для продуктов с повышенным содержанием водной фракции, такой как мясная и рыбная продукция, а также мясо птицы, наиболее подходящим является высокочувствительный метод газовой хроматографии совмещенный с масс-спектрометрией, позволяющий идентифицировать большое количество летучих органических соединений (ЛОС) [5].

Целью исследований являлось определение биохимических маркеров в говядине, обработанной в различных дозах, с использованием метода ГХ-МС в течение периода хранения.

Образцы охлажденной говядины массой 0,5 г помещались в микроцентрифужные пробирки типа Эппендорф объемом 2 мл. Было подготовлено 100 образцов говядины для проведения исследования в трех повторах. Облучение опытных образцов проводилось с использованием ускорителя электронов непрерывного действия УЭЛР-1-25-Т-001 с максимальной энергией электронов 1 МэВ, разработанного в НИИЯФ МГУ им. Д.В. Скобельцына. Средний ток пучка при облучении составлял 0,5 мкА. Дозы облучения составили 250, 500, 1000 и 5000 Гр, мощность дозы – 10 Гр/с. После облучения образцы хранились при температуре 4°C в течение 5 суток после проведения облучения.

В ходе хранения исследовалось изменение концентрации ЛОС в образцах облученной продукции с использованием газового хромато-масс-спектрометра Shimadzu GCMS-QP2010 Ultra («Shimadzu», Япония), снабженного автоматическим устройством ввода паровой фазы HT200N Headspace Autosampler («НТА», Италия).

В ходе исследования были идентифицированы основные классы летучих соединений: спирты, кетоны, альдегиды, алканы и серосодержащие соединения. При этом на 0 сутки хранения было зафиксировано 19 соединений, а на 5 сутки хранения их число возросло до 27. Изменение профиля

ЛОС в течение хранения мясной продукции может быть связано как с окислительными процессами макромолекул продукта (белки, жиры и углеводы) за счет взаимодействия с кислородом и радикальными реакциями, так и с микробиологической активностью, приводящей к ферментации макромолекул.

Установлено, что концентрации различных ЛОС на 0 сутки хранения имели нелинейный характер от дозы облучения. При этом их поведение согласуется с рассуждениями, представленными в работе [6], о наличии двух конкурирующих процессах – распад соединения и его накопление за счет распада других соединений. Следует отметить, что в контрольных необлученных образцах говядины отсутствовали следующие соединения: альдегиды 3-метилбутаналь и октаналь, а также спирт гексанол-1, концентрация которых при увеличении дозы облучения от 250 до 5000 Гр возросла в 5, 1,6 и 1,8 раз соответственно. Таким образом, данные соединения могут быть потенциальными маркерами воздействия ионизирующего излучения на образцы говядины сразу после обработки.

При мониторинге мяса в течение 5 суток наблюдалось различное поведение ЛОС от дозы и времени хранения. Большинство идентифицированных алканов (гексан, гептан и октан) отсутствовали на 0 и 1 сутки хранения для всех контрольных и облученных образцов, а при дальнейшем хранении их концентрация нелинейно увеличивалась. При этом для облученных образцов концентрация данных соединений была выше контрольных показателей во время всего хранения. Для ряда альдегидов (гексаналь, гептаналь, пентаналь, октаналь и нонаналь) установлено, что на 2-4 сутки хранения наблюдался пик их концентраций, при этом с увеличением дозы облучения амплитуда пика возрастала. Соединение 3-метилбутаналь полностью отсутствовало в контрольных образцах на протяжении всех 5 дней хранения, а для облученных в дозе 5 кГр концентрация данного соединения находилась на уровне 0,2-0,4 мг/кг. Таким образом, алканы и альдегиды, в частности 3-метилбутаналь, можно рассматривать как потенциальные маркеры радиационной обработки в течение первых 5 суток хранения мясной продукции.

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

Литература

1. Черняев А.П. Радиационные технологии. Наука. Народное хозяйство. Медицина / Москва: Издательство Московского университета. 2019. 231 с.
2. САС, 2003. CODEX STAN 106-1983, Rev.1-2003. Codex Alimentarius Commission. General Standard for Irradiated Foods. Codex Alimentarius, FAO/WHO, Rome.

3. Statement Summarizing the Conclusions and Recommendations from the Opinions on the Safety of Irradiation of Food adopted by the BIOHAZ and CEF Panels. European Food Safety Authority. EFSA Journal. 2011. Vol. 9(4). 57 p.
4. Tamikazu K., Setsuko T. Food Irradiation in Asia, the European Union and the United States: A Status Update. Radioisotopes Journal. 2013. Vol.62(5). P. 291-299.
5. Akram K., Ahn J.J., Kwon J.H. Analytical methods for the identification of irradiated foods. In: Belotserkovsky E, Ostaltsov Z (eds). Nova Science Publishers, Inc., New York. 2012. pp 1–48.
6. Близнюк У.А., Борщеговская П.Ю., Болотник Т.А. Воздействие ускоренных электронов на летучие органические соединения в мясе птицы и в рыбе // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2023. Т. 89(1). С. 11–19.

РАСЧЕТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОГЛОЩЕННОЙ ДОЗЫ ПО ГЛУБИНЕ В ОДНОРОДНЫХ ОБЪЕКТАХ ПРИ РАДИАЦИОННОЙ ОБРАБОТКЕ УСКОРЕННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Ассистент *Студеникин Ф.Р.*, проф. *Черняев А.П.*, ст. препод. *Близнюк У.А.*, мл. науч. сотр. *Золотов С.А.*, доц. *Борщеговская П.Ю.*, науч. сотр. *Антипина Н.А.* (ФГАУ «НМИЦ Нейрохирургии им. ак. Н.Н.Бурденко»), инженер-физик *Николаева А.А.* (ФГАУ «НМИЦ Нейрохирургии им. ак. Н.Н. Бурденко»), студ. *Кречетов Н.Д.*, студ. *Соколов С.А.*

Применение ускорителей электронов получило широкое распространение в мире, став неотъемлемой частью научного и технологического развития. В настоящее время более чем в 70 странах мира действуют промышленные центры радиационной обработки продуктов питания, биообъектов и медицинских изделий, действующие на базе ускорителей электронов [1]. Для многих категорий объектов облучения определены рекомендуемые диапазоны поглощенных доз. Недостижение нижней границы диапазона не решает поставленную перед радиационной обработкой задачу, например в объеме облучаемого объекта остаются жизнеспособные патогенные микроорганизмы. При этом выход за верхний предел диапазона приводит к физико-химическим изменениям в и разрушению облучаемого объекта. Поэтому важным критерием эффективности применения технологии является однородность распределения поглощенной дозы по объему обрабатываемого объекта [2, 3]. Поэтому актуальным является разработка методов планирования радиационной обработки.

Несмотря на то, что для моделирования взаимодействия ионизирующих излучений с веществом, получили распространение транспортные

коды на основе метода Монте-Карло [1], такие как MCNPX, PENELOPE, GEANT4 (разработчик CERN, Швейцария) [4-7], их использование для планирования радиационной обработки в промышленности имеет некоторые ограничения. Так, например, для работы с транспортным кодом пользователь должен обладать достаточно высокими навыками и компетенциями не только в области ядерной физики, но и в области программирования. Кроме того, для получения точных результатов и набора удовлетворительной статистики событий потребуется компьютерное моделирование, которое может занимать от нескольких часов до нескольких дней в зависимости от расчетной мощности используемого компьютера.

Представляется интересным разработка программы, позволяющей на основе базы данных, подготовленной с использованием предварительно выполненного моделирования, получать за несколько секунд распределение поглощенной дозы по глубине в объекте с заданными размерами и плотностью. Такая программа позволит существенно сократить время и сложность планирования радиационной обработки.

Целью данной работы являлась разработка программы расчета распределения поглощенной дозы по глубине в модельном фантоме при облучения электронами с энергией от 0.1 МэВ до 20 МэВ на основе базы данных, полученной при помощи детального моделирования с использованием GEANT4.

В качестве модельного фантома рассматривается однородный объект в форме куба, однако предложенный подход будет применимым и при разработке базы данных для объектов любой типовой геометрии. В качестве возможных материалов фантома рассмотрены вода, алюминий и полипропилен, так как данные материалы часто используются в изготовлении медицинских и промышленных фантомов для измерения распределения поглощенной дозы [1].

Моделирование было выполнено для возможных условий работы промышленных и медицинских ускорителей электронов, которые генерируют пучки с энергией до 20 МэВ. Поперечный размер пучка составлял 30 см × 30 см, энергия частиц варьировалась в диапазоне от 0.1 МэВ до 20 МэВ с шагом 0.1 МэВ, количество электронов в пучке составляло 10^6 , погрешность моделирования составляла не более 2%. Расстояние между объектом облучения и выходом пучка составляло 1 мм и было заполнено воздухом.

Моделировалось одностороннее облучение куба с ребром 30 см. Рассматривались кубы из воды, алюминия и полипропилена. Для расчета распределений поглощенной дозы по глубине куба вдоль оси X, параллельной первоначальному движению электронов в пучке, в нем выделялся объем в форме параллелепипеда, который разбивался на 3000 слоев толщиной 0.1 мм для фиксации в них поглощенной энергии.

По результатам, полученным в ходе выполнения компьютерного моделирования, была получена база данных, состоящая из значений поглощенной дозы в каждом слое толщиной 0.1 мм в различных материалах при облучении электронами с энергией от 0.1 МэВ до 20 МэВ.

Была разработана программа, позволяющая при задаваемых пользователем значениях начальной энергии электронов (до 20 МэВ), толщины объекта в форме параллелепипеда (до 30 см) и материала объекта (вода, полипропилен или алюминий) получать распределение поглощенной дозы по глубине при одностороннем и двустороннем облучении.

Также программа позволяет получать распределение поглощенной дозы по глубине при облучении не только пучками моноэнергетических электронов, но и пучками с заданным спектром энергии.

Было проведено сравнение значений распределения поглощенной дозы по глубине объекта, полученных в результате работы созданной программы со значениями, полученными путем прямого компьютерного моделирования с использованием GEANT4. Показано, что максимальное отклонение от результатов моделирования составляет не более 3% во всем диапазоне рассматриваемых энергий, толщин и материалов. При этом, расчеты при помощи разработанной программы выполнялись в среднем за 2 секунды, в то время как на расчет при помощи GEANT4 потребовалось около 7 часов с использованием персонального компьютера средней мощности.

E-mail : f.studenikin@gmail.com

Исследование выполнено в рамках Программы развития Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина».

Список литературы:

1. Черняев А.П. Радиационные технологии: наука, народное хозяйство, медицина. М.: КДУ, 2018
2. The Physics of Radiation Therapy / Khan F. M. // 2nd edition, 542 pages.
3. Miller R.B. Electronic Irradiation of Foods: An Introduction to the Technology // Springer - Food engineering series. 2005.
4. The Irradiation Panel, Review of Monte Carlo Modelling Codes, London. (2007)
5. Geant4 - A Simulation Toolkit, S. Agostinelli et al., Nucl. Instrum. Meth. A 506 250-303 (2003).
6. Recent Developments in Geant4, J. Allison et al., Nucl. Instrum. Meth. A 835 186-225 (2016)
7. Anthology of the Development of Radiation Transport Tools as Applied to Single // IEEE Transactions on Nuclear Science 60(3):1876-1911. DOI:10.1109/TNS.2013.2262101.

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ ПР ПРОВЕДЕНИИ
ПРОТОННОЙ ТЕРАПИИ С ЭНЕРГИЕЙ ПУЧКА 160 МЭВ

Асп. *Овсянников А.В.*, ст. науч. сотр. *Желтоножская М. В.*, проф. *Чер-
няев А.П.*

На текущий момент в современных системах планирования протон-ной терапии хорошо описано подведение дозы в областях высокой дозы, однако за пределами лечебного поля на расстояниях более нескольких сан-тиметров точность недостаточна. Низкие дозы облучения могут оказывать вредное воздействие на пациента, поэтому оценка риска поздних осложне-ний от вторичного облучения может быть более актуальна, чем раньше.

Вторичные частицы состоят из заряженных частиц, включая прото-ны, дейтроны, альфа-частицы и нейтральных частиц, таких как нейтроны. Заряженные частицы передают большую часть своей энергии опухоли, но они также передают энергию окружающим нормальным тканям, в резуль-тате чего возникает полутень дозы, а незаряженные частицы могут достав-лять дозу в отдаленные ткани, что может вызывать поздние вторичные опухоли [1]. Во время прохождения высокоэнергетического пучка прото-нов через биологическую ткань протоны могут образовывать от одного до пяти вторичных нейтронов, вносящих примерно 0.5% интегральной дозы от первичного пучка частиц. При этом прохождение протонов через био-логическую ткань не приводит к радиационным потерям энергии, а их ско-рость снижается, увеличивая число образованных ионов [2].

В различных исследованиях были получены данные о потоках вто-ричных частиц на синхротронах, однако данные имеют существенные раз-личия в методах измерения и расчетных моделях, а также не во всех рабо-тах приведены погрешности результатов [3]. Это не позволяет точно уста-новить причину возникновения потоков вторичных частиц и оценить вели-чину дополнительной дозы. Поэтому необходимо учитывать вклад продук-тов ядерных реакций, сечения ядерных реакций с применением различных теоретических моделей и экспериментальных данных.

В представленном эксперименте было проведено исследование обра-зования радиоактивных нуклидов при облучении мишеней металлического кальция и CaCl_2 протонами с энергией 160 МэВ. В гамма-спектрах облу-ченных мишеней выделены активности ^7Be ($T_{1/2}=53$ сут), ^{22}Na ($T_{1/2}=2.6$ г), ^{24}Na ($T_{1/2}=15$ ч), ^{28}Mg ($T_{1/2}=21$ ч), ^{42}K ($T_{1/2}=12.4$ ч), ^{43}K ($T_{1/2}=22.3$ ч), ^{43}Sc ($T_{1/2}=3.89$ ч), ^{44}Sc ($T_{1/2}=3.93$ ч).

Получены экспериментальные значения выходов следующих реак-ций: $^{44}\text{Ca}(p, n)^{44\text{m}}\text{Sc}$, $^{44}\text{Ca}(p, n)^{44}\text{Sc}$, $^{44}\text{Ca}(p, 2n)^{43}\text{Sc}$, $^{44}\text{Ca}(p, 2p)^{43}\text{K}$, $^{44}\text{Ca}(p, 2pn)^{42}\text{K}$, $^{44}\text{Ca}(p, 3pn)^{41}\text{Ar}$, $^{44}\text{Ca}(p, 4p2n)^{39}\text{Cl}$, $^{44}\text{Ca}(p, 5p2n)^{38}\text{Cl}$. Для реакции расщепления измерены экспериментальные выходы для всех нуклидов с погрешностью не выше 10%. Полученные результаты сравнивались с вы-

ходом для ^{22}Na , ранее измеренного для энергии протонов 158 МэВ [4], расхождение оказалось в рамках погрешности измерений. Проводится обсуждение экспериментальных данных.

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

Литература

1. Черняев А.П. Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом. Учебное пособие. Москва: ООП физического факультета МГУ, 2013.
2. Enferadi M. et al. Nuclear reaction cross sections for proton therapy applications // J Radioanal Nucl Chem. 2017. Vol. 314, № 2. P. 1207–1235.
3. Vykydal Z. et al. Measurement of secondary neutrons generated during proton therapy // Radiat Prot Dosimetry. 2016. Vol. 172, № 4. P. 341–345.
4. Baros F., Regnier S. Measurement of cross sections for ^{22}Na , $^{20-22}\text{Ne}$ and $^{36-42}\text{Ar}$ in the spallation of Mg, Al, Si, Ca and Fe. Production ratios of some cosmogenic nuclides in meteorites // Journal de Physique. 1984. Vol. 45, № 5. P. 855–861.

ПРОИЗВОДСТВО ^{89}Zr ДЛЯ ЯДЕРНОЙ МЕДИЦИНЫ НА УСКОРИТЕЛЯХ ЭЛЕКТРОНОВ

Мл.науч.сотр. *Ремизов П.Д.*, ст.науч.сотр. *Желтоножская М.В.*, проф. *Черняев А.П.*, зав. лаб. *Яценко В.Н.* (ФГБУ ГНЦ ФМБЦ имени А.И. Бурназяна ФМБА России)

Фотоядерные реакции могут рассматриваться в качестве источника для производства медицинских радиоизотопов. Реакции вида (γ, n) хорошо изучены, но в таких реакциях трудно достижима нужная для медицины удельная радиоактивность целевого изотопа. Образующиеся в фотонейтронных реакциях радиоизотопы являются изотопами того же химического элемента, что и стабильные изотопы облучаемой мишени.

В этом плане перспективны реакции с испусканием заряженных частиц, так как в них происходит преобразование химических элементов. Образующийся изотоп возможно выделить из облучённой мишени химическими методами. Ведутся исследования по получению различных медицинских изотопов в таких реакциях [1-4].

^{89}Zr – изотоп с наиболее благоприятными свойствами для иммуноПЭТ. Стандартно он производится на ускорителях тяжёлых заряженных частиц. В сравнении с ними ускорители электронов являются менее сложным и дорогим оборудованием. ^{89}Zr может образовываться как напрямую

из изотопов молибдена $^{94, 95}\text{Mo}$ в реакциях (γ , αXn), так и из распада ^{89}Nb , который можно получить в реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, p2n)$.

В экспериментах облучались мишени из природной смеси изотопов молибдена массами 0,044 г (пластинка) и 1,82 г (цилиндр). Облучение мишеней тормозным излучением с граничной энергией 20 МэВ производилось на линейном медицинском ускорителе Varian Trilogy. Его спектр был взят из работы [5]. Облучение спектром 40 МэВ было проведено на ускорителе ЛИНАК-200 (ОИЯИ) с тормозной мишенью из свинца толщиной 3 мм. Источником тормозного излучения 55 МэВ служил разрезной микротрон НИИЯФ МГУ [6] с танталовой мишенью толщиной 2,1 мм.

После 40-минутного облучения молибденовой мишени природного состава массой 1,82 г на ускорителе с энергией электронов 20 МэВ активность ^{89}Zr оказалась равной $\sim 8,8$ Бк. Радионуклидная чистота составила 94,3 %. Доля ^{89}Zr в общем количестве образовавшихся изотопов циркония, вероятно, не превышала 20 % (оценка с помощью TALYS1.96). Такое количество стабильных и радиоактивных изотопов циркония вряд ли было бы приемлемо в ядерной медицине. Поэтому имеет смысл рассматривать наработку ^{89}Zr на обогащённых по ^{94}Mo мишенях. При облучении мишени, обогащённой по изотопу ^{94}Mo (99 %), массой 10 г на ускорителе электронов с энергией 20 МэВ и током пучка 0,1 мА, минимальная для диагностики активность 37 МБк ^{89}Zr [7] может быть достигнута за время $\sim 4,75$ ч.

При облучении обогащённой мишени (36,6 % ^{94}Mo , 63,4 % ^{95}Mo) массой 1 г на ускорителе с током пучка электронов 0,4 мА и энергией 55 МэВ, активность 37 МБк ^{89}Zr наберётся за 20 минут активации. Для оценки выхода реакции (γ , $\alpha 2n$) на изотопе ^{94}Mo использовались данные о выходе аналогичной реакции на изотопе ^{92}Mo . По оценкам, при производстве указанным способом радионуклидная чистота ^{89}Zr будет превышать 99 %. Но в общей смеси изотопов циркония изотоп ^{89}Zr будет составлять менее 34 %.

В эксперименте с облучением молибдена тормозным излучением электронов с энергией 55 МэВ были получены выходы ^{89g}Nb , ^{89m}Nb , ^{90}Nb и ^{90}Mo . Основываясь на этих данных, можно рассчитать, что суммарное количество изотопов ^{89g}Nb , ^{89m}Nb (которые после распада превратятся в ^{89}Zr) превышает количество ^{90}Nb (которые после распада превратятся в ^{90}Zr) только в течение 45 минут с начала облучения.

По нашим оценкам, при облучении 10 г природного молибдена тормозным излучением электронов с энергией 55 МэВ и током пучка 0,4 мА в течение получаса количества ^{89g}Nb и ^{89m}Nb будут таковы, что далее активность их дочернего изотопа ^{89}Zr , равная 37 МБк, образуется уже через 12 мин после окончания облучения. В это время доля ядер ^{89}Zr в смеси $^{89, 90}\text{Zr}$ будет составлять выше 90 %. Такой уровень примеси не сильно скажется на чувствительности и, вероятно, будет приемлем в медицине.

Метод получения ^{89}Zr как продукта распада радиоизотопа ^{89}Nb является наиболее перспективным. Он может обеспечить наивысший уровень чистоты по радионуклидам циркония и минимальное количество стабильных изотопов циркония (около 10 %). Он предполагает двухступенчатое радиохимическое выделение, технологию которого предстоит разработать в дальнейшем. Большим преимуществом указанного метода будет являться возможность использования мишени из природного (необогащённого) молибдена.

Литература

1. Желтоножский В. А., Желтоножская М. В., Саврасов А. В. и др. Исследование активации ^{177}Lu в (γ, pxn) -реакциях // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2020. Т. 84. Вып. 8. С. 1116–1121.
2. Kazakov A. G., Babenya J. S., Ekatoва T. Y. и др. Photonuclear alchemy: Obtaining medical isotopes of gold from Mercury irradiated on electron accelerators // *Molecules*. 2022. Т. 27. вып. 17. С. 5532.
3. Aliev R. A., Belyshev S. S., Furkina E. B. и др. Photonuclear production of medically relevant radionuclide ^{47}Sc // *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*. 2020. Т. 326. с. 1099–1106.
4. Aliev R. A., Belyshev S. S., Kuznetsov A. A. и др. Photonuclear production and radiochemical separation of medically relevant radionuclides: ^{67}Cu // *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*. 2019. Т. 321, вып. 1. с. 125–132.
5. Brualla L., Rodriguez M., Sempau J. и др. Penelope/primо-calculated photon and electron spectra from clinical accelerators // *Radiation Oncology*. 2019. Т. 14. Вып. 1.
6. Ermakov A.N., Ishkhanov B.S., Kamanin A.N. и др. A multipurpose pulse race-track microtron with an energy of 55 MeV // *Instruments and Experimental Techniques*. 2018. Т. 61. Вып. 2. С. 173–191.
7. Deri M.A., Zeglis B.M., Francesconi L.C. и др. PET imaging with ^{89}Zr : From radiochemistry to the clinic // *Nuclear Medicine and Biology*. 2013. Т. 40. Вып. 1. С. 3–14.

ОПТИМИЗАЦИЯ УСЛОВИЙ РАДИАЦИОННОЙ СТЕРИЛИЗАЦИИ КОСТНЫХ ИМПЛАНТАТОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МОДЕЛЬНОГО АНАЛИЗА

Студ. Хуцистова А.О., студ. Кречетов Н.Д., мл. науч. сотр. Золотов С.А., проф. Розанов В.В., гл. науч. сотр. Матвейчук И.В. (ФГБНУ ВИЛАР), проф. Черняев А.П.

Костные имплантаты являются объектом выбора и в ряде случаев оптимальным вариантом лечения пациентов с большими дефектами костей

скелета при травмах, опухолях, осложнениях после эндопротезирования и др. Важным условием их эффективного использования при костной пластике является надежная стерилизация. Существуют различные методы стерилизации костных имплантатов, среди которых особое место занимает радиационная стерилизация с использованием различных видов излучения [1]. Общепринятой величиной поглощенной дозы, необходимой при радиационной стерилизации, является доза в 25 кГр [2]. Однако экспериментальные исследования [1-3] показали, что радиационное воздействие с такой дозой может негативно повлиять на морфомеханические характеристики кортикальной кости.

Учитывая эти результаты, важно обеспечить снижение величины поглощенной дозы при сохранении высокой степени стерильности костно-пластического материала. При этом необходимо учитывать одно из главных условий рассматриваемой технологии - достижение равномерности радиационного воздействия (как поверхностного, так и по объему имплантата) ввиду специфической структуры костной ткани, являющейся уникальным анизотропным природным биокomпозитом [4]. Для анализа равномерности пространственного распределения величины поглощенной дозы эффективным является её оценка с использованием модельных подходов к решению данной задачи [5].

Представленная работа посвящена изучению закономерностей пространственного распределения величины поглощенной дозы в процессе стерилизации костных имплантатов с использованием модельных расчетов на основе применения программного кода GEANT4. В основе постановки задачи лежит реальный эксперимент по облучению образца нативной компактной костной ткани, осуществленный на базе ускорителя электронов непрерывного действия УЭЛР-1-25-Т-001 с энергией 1 МэВ в НИИЯФ МГУ [6]. В процессе моделирования изучаемым объектом является образец кортикальной кости с параметрами из библиотеки GEANT4. При этом учитываются различные физические процессы, сопровождающие радиационное воздействие, с помощью готового физического листа из данного программного комплекса.

Задача данной работы заключается в определении условий, при которых будет обеспечиваться максимально возможная равномерность распределений дозы по глубине изучаемого неоднородного по структуре объекта – образца костной ткани в процессе радиационной стерилизации. В ходе расчетов варьировали не только основные геометрические и энергетические параметры радиационного воздействия, но и виды ионизирующего излучения. Для получения количественной оценки равномерности распределения в костном образце был рассчитан коэффициент однородности, определяемый как отношение минимальной поглощенной дозы к максимальной:

$$K = \frac{D_{\text{пл}}}{D_{\text{тах}}} \quad (1)$$

В первой серии расчетов анализировали вариант с радиационной обработкой пучком ускоренных электронов. Были определены оптимальные условия для получения равномерного распределения дозы для различных толщин мишени. При этом варьировали расстояние от источника облучения до костного фрагмента и энергию источника в диапазоне от 0,5 до 3 МэВ.

В работе был рассмотрен также вариант облучения гамма-квантами от источника Co^{60} . Установлено, что при данном виде излучения поверхностная зона костного фрагмента поглощает значительно меньшее количество энергии. В этой связи для повышения равномерности облучения были смоделированы водные компенсаторы, с помощью которых отсекались наиболее высокоэнергетические фотоны. Данный подход был основан на использовании различных модификаторов, применяемых в лучевой терапии и в работах по повышению равномерности радиационной обработки продуктов питания [7].

Заслуживает внимания серия расчетов, в которой при моделировании было использовано рентгеновское излучение. В настоящее время данный способ стерилизации является новым направлением радиационной технологии, характеризующимся свойствами как гамма-квантов, например, высокой проникающей способностью, так и быстрых электронов, например, короткой экспозицией. В моделировании данного процесса применяли геометрию рентгеновской трубки БСВ-23.

Кроме того, рассматривался и вариант использования тормозного излучения при облучении вольфрамовой мишени электронами с энергией 1 МэВ.

Проведенные расчеты продемонстрировали эффективность использования программного кода GEANT4 в качестве инструмента моделирования для оценки и оптимизации параметров радиационной стерилизации образцов компактной костной ткани. Таким образом возможно определить эффективность и оптимальные условия для использования ионизирующего излучения определенного вида в целях повышения равномерности распределения поглощенной дозы в глубине обрабатываемого объекта при варьировании основных геометрических и энергетических параметров процесса радиационной стерилизации.

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

Литература

1. Розанов, В.В. Современное состояние и перспективные инновационные направления развития способов стерилизации биоимплантатов / В.В.

- Розанов, И.В. Матвейчук // Альманах клинической медицины. – 2019. – 47. – № 7. – С. 634–646. doi: 10.18786/2072-05052019-47-063.
2. Шангина, О.Р. Влияние радиационной стерилизации на структуру и свойства биоматериалов / О.Р. Шангина, Р.Т. Нигматуллин // Морфология. – 2006. – Т. 129. – № 3. – С. 44-47.
 3. Singh, R. Radiation sterilization of tissue allografts: A review / R. Singh, D. Singh, A. Singh // World J. Radiol. – 2016. – Vol. 8. – № 4. – P. 355-369.
 4. Розанов, В.В. Анализ архитектоники костной ткани как объекта стерилизации с использованием озона / В.В. Розанов, И.В. Матвейчук, Ю.Ю. Литвинов, А.А. Уланова, И.В. Пантелеев // Биорадикалы и Антиоксиданты. – 2016. – Том 3. – № 3. – С. 229-230.
 5. Розанов, В.В. Модельный анализ распределения дозы в костном имплантате в процессе радиационной стерилизации / В.В. Розанов, А.О. Хуцистова, И.В. Матвейчук, А.П. Черняев // Известия РАН. Серия физическая. – 2022. – Т. 86. – № 8. – С. 1099–1103
 6. Матвейчук, И.В. Комбинированный способ стерилизации костных имплантатов / И.В. Матвейчук, В.В. Розанов, И.К. Гордонова, З.К. Никитина, Н.И. Сидельников, Ю.Ю. Литвинов, А.А. Николаева, А.П. Черняев, И.В. Пантелеев // Патент РФ № 2630464. – Заявл 29.07.2016. – Опубл. 08.09.2017. – Бюл. № 25. – С. 3.
 7. Студеникин, Ф.Р. Влияние алюминиевых пластин-модификаторов пучка на однородность распределения поглощенной дозы по глубине объекта при обработке ускоренными электронами / Ф.Р. Студеникин, У.А. Близнюк, А.П. Черняев, Ханкин В.В., Крусанов Г.А. // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. – 2022. – № 1. – С. 3–9.

ФЛУОРЕСЦЕНТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОКИСЛИТЕЛЬНОГО ПОВРЕЖДЕНИЯ БЕЛКА ПЛАЗМЫ СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА ДЛЯ АНАЛИЗА УРОВНЯ ОКИСЛИТЕЛЬНОГО СТРЕССА

Ст. препод. *Власова И.М.*, вед. науч. сотр. *Власов А.А.*

Окислительный стресс – состояние избыточного образования в клетках и тканях активных форм кислорода (АФК) – в настоящее время рассматривается в качестве важного патогенетического звена многих заболеваний человека.

К основным активным формам кислорода (АФК) относятся супероксидный радикал ($O_2^{\bullet-}$), гидроксильный радикал (HO^{\bullet}), перекись водорода (H_2O_2), окись азота (NO^{\bullet}) и пероксинитрит ($ONOO^-$).

Перекись водорода H_2O_2 может образовываться из супероксидного радикала под действием супероксиддисмутазы. Нейтральная молекула H_2O_2 наименее реакционноспособна среди АФК, но высокая диффузионная

способность позволяет ей легко преодолевать плазматическую мембрану и участвовать в большом количестве реакций образования АФК.

Бычий сывороточный альбумин (БСА) – это белок из семейства альбуминов, выполняющий транспортные функции в плазме крови. Высокое содержание БСА в крови и его функции в крови объясняют интерес к изучению окислительного повреждения глобул.

В данной работе выполнен анализ тушения собственной триптофановой флуоресценции БСА при добавлении различных концентраций перекиси водорода в растворы, определены константы тушения флуоресценции БСА под действием H_2O_2 и предложена теория окислительного повреждения глобул БСА перекисью водорода.

Исследованы спектры собственной триптофановой флуоресценции БСА при добавлении в белковые растворы перекиси водорода H_2O_2 при pH 3.0–7.0. Построены зависимости интенсивности в максимуме спектра триптофановой флуоресценции БСА от концентрации H_2O_2 в растворах с различными значениями pH (рис. 1). При всех значениях pH происходит тушение триптофановой флуоресценции БСА при добавлении H_2O_2 .

Снижение интенсивности собственной флуоресценции БСА при добавлении перекиси водорода в раствор указывает на два процесса: 1) слабое воздействие низких концентраций H_2O_2 на триптофановые остатки БСА и на их микроокружение, 2) изменение нативного конформационного состояния глобул белка под действием высоких концентраций окислительного агента.

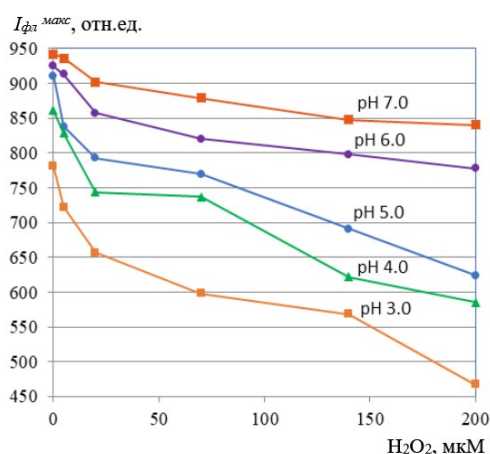


Рис. 1. Интенсивность в максимуме спектра флуоресценции БСА в зависимости от концентрации H_2O_2 в растворах при различных значениях pH.

Более сильное тушение флуоресценции имеет место при более низких значениях pH, это объясняется тем, что H_2O_2 как окислитель действует сильнее в кислой среде.

Для анализа окислительных повреждений БСА перекисью водорода при различных значениях pH в данной работе определены константы ту-

шения флуоресценции БСА с помощью различных математических моделей.

Во-первых, получена по линии тренда эффективная константа $K_{эфф}$ тушения флуоресценции БСА при добавлении H_2O_2 в растворы (табл. 1).

Таблица 1. Эффективные константы тушения собственной флуоресценции БСА при добавлении перекиси водорода H_2O_2 при различных значениях рН.

рН	3.0	4.0	5.0	6.0	7.0
$K_{эфф}, 10^3 M^{-1}$	2.8	2.2	2.0	0.9	0.6

Наибольшие значения эффективная константа тушения флуоресценции БСА имеет при низких значениях рН, меньших изоэлектрической точки БСА, при этих значениях рН происходят существенные окислительные повреждения БСА под действием свободнорадикальных продуктов. Тогда как при высоких значениях рН (> 5.0), больших изоэлектрической точки БСА, константы тушения флуоресценции БСА имеют меньшие значения, что указывает на меньшее окислительное повреждение БСА при этих рН.

Во-вторых, для более точного описания полученные нелинейные зависимости тушения флуоресценции БСА от концентрации перекиси водорода разложены на две составляющие – для низких концентраций окислительного агента ($H_2O_2 < 20$ мкМ) и для высоких концентраций окислительного агента ($H_2O_2 > 20$ мкМ) – и получены две константы (табл. 2) тушения флуоресценции БСА в присутствии перекиси водорода.

Таблица 2. Константы тушения собственной флуоресценции БСА при добавлении перекиси водорода H_2O_2 : K_1 –при $H_2O_2 < 20$ мкМ, K_2 –при $H_2O_2 > 20$ мкМ.

рН	3.0	4.0	5.0	6.0	7.0
$K_1, 10^3 M^{-1}$	8.9	7.9	6.7	4.1	2.3
$K_2, 10^3 M^{-1}$	2.5	1.9	1.8	0.6	0.4

Константа K_1 тушения флуоресценции БСА в присутствии H_2O_2 отражает воздействие низких концентраций H_2O_2 на триптофановые остатки БСА, а также на их микроокружение. Также помимо триптофановых остатков, повреждаются тирозиновые остатки БСА, а из тирозиновых остатков возможно образование фенокси-радикалов, димеризующихся с образованием бифенолов (битирозинов), вызывающих образование белковых сшивок и являющихся одним из маркеров окислительного повреждения белков.

Константа K_2 тушения флуоресценции БСА в присутствии H_2O_2 показывает «дальнодействующее» влияние высоких концентраций перекиси

водорода уже не на ближнее окружение триптофановых остатков БСА, а на глобулу белка в целом: происходит изменение нативного конформационного состояния глобул.

Окислительное повреждение БСА под действием окислительного агента перекиси водорода изучено в работе спектрофлуориметрическим методом. Показано зависимое от концентрации перекиси водорода тушение собственной флуоресценции БСА, объясняемое как окислительным повреждением микроокружения триптофановых остатков БСА, так и изменением нативной конформации белковых глобул при окислительном повреждении.

Зарегистрированное тушение собственной флуоресценции БСА при повреждении окислительным агентом может быть использовано как метод оценки уровня окислительного стресса в организме, что крайне важно для прикладной медицины в качестве контроля окислительного стресса при различных заболеваниях, поскольку свободнорадикальные окислительные повреждения играют в их патогенезе важную роль.

E-mail: vlasova@physics.msu.ru

НАНОМАТЕРИАЛЫ НА ОСНОВЕ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ ДЛЯ СОЗДАНИЯ БИОРАСТВОРИМЫХ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ СИСТЕМ ДИАГНОСТИКИ И ТЕРАПИИ

Мл.научн.сотр. *Цурикова У.А.*, Вед.научн.сотр. *Осминкина Л.А.*

Интерес к исследованию кремниевых наноструктур связан, в первую очередь, со свойством данного материала эффективной фотолюминесценции в видимой области спектра, которая возможна благодаря проявлению квантового размерного эффекта в нанокристаллах кремния с размерами 2-6 нм. Пористый кремний является наиболее широко изученным кремниевым наноматериалом.

В работе изучена динамика растворения наночастиц пористого кремния (НЧ ПК) в модельной жидкости на примере натрий-фосфатного буфера (наночастицы находились в диализном мешке), и в живых клетках с помощью таких оптических методов, как микро-спектроскопия комбинационного рассеяния света (КРС), и люминесцентная микроскопия, а также исследовано свойство полученных НЧ ПК сенсбилизации терапевтического ультразвукового излучения (УЗИ) и его использование для уничтожения клеток.

Водные суспензии НЧ ПК получены ультразвуковой диспергацией пористых нанонитей кремния, которые были синтезированы методом металл-стимулированного химического травления пластин кристаллического кремния.

Микрофотография просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) НЧ ПК представлена на Рис. 1а. НЧ ПК имеют размеры 100-200 нм в диаметре. Наличие ярких колец в дифракционной картине (см вставку Рис.1а) указывает на то, что наночастицы представляют собой агломераты мелких нанокристаллов кремния – квантовых точек (КТ).

Методом спектроскопии КРС показано, что при инкубации НЧ ПК в натрий-фосфатном буфере при температуре 37 °С происходит их полное растворение, на что указывает низкочастотный сдвиг максимума и падение интенсивности сигнала после 6 часов, а затем и полное его исчезновение после 24 часов инкубации (см. Рис 1б). Размер КТ кремния рассчитывался из положения максимума в спектре КРС формуле [1-3]:

$$D = 0.543 \left(\frac{520.3}{\Delta\omega} \right)^{0.69}, \quad (1)$$

где $\Delta\omega$ - сдвиг максимума спектра КРС КТ относительно $520,5 \text{ см}^{-1}$ (максимум сигнала КРС кристаллического кремния). Рассчитанный по формуле (1) размер КТ кремния после одного часа инкубации составлял 4.6 нм, а после 6-ти часов – 3,6 нм.

Изучены цитотоксические свойства НЧ ПК по отношению к клеткам 3Т3 НИН. Показано отсутствие их токсичности вплоть до концентраций 0.2 мг/мл при длительных (до 10 дней) временах инкубации с клетками.

Исследовалось растворение НЧ ПК *in vitro* в клетках 3Т3 НИН с использованием методов КРС и конфокальной люминесцентной микроскопии. Показано тушение фотолюминесценции наночастиц и падение интенсивности их сигнала КРС при длительных временах инкубации, что указывает на полное растворение НЧ ПК в клетках.

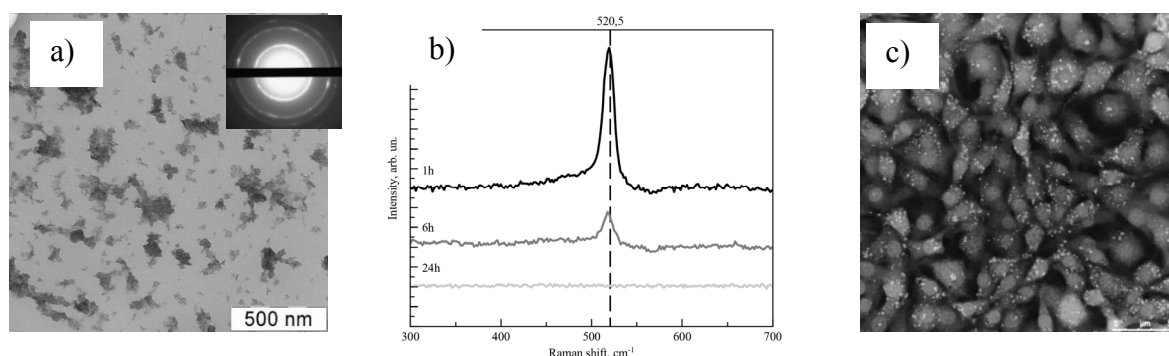


Рис. 1 а) микрофотография НЧ ПК, полученная с помощью ПЭМ, в левом верхнем углу - дифракционная картина электронов от НЧ ПК; **б)** спектры КРС НЧ ПК после инкубации в натрий-фосфатном буфере при температуре 37 °С в течение 1, 6, 24 часов; **с)** конфокальная микроскопия клеток 3Т3 НИН после инкубации 24 часа с НЧ ПК (наночастицы видны как яркие светлые точки).

Изучены соноактивные свойства НЧ ПК. Клетки 3Т3 НИН обрабатывали УЗИ с частотой 1 МГц и интенсивностью 1 Вт/см^2 в течение 1-10 минут без (контроль) и в присутствии НЧ ПК. Показано, что воздействие УЗИ

не влияло на жизнеспособность клеток. В то же время, совместное воздействие ультразвука и НЧ ПК привело к 50% снижению количества живых клеток по сравнению с контролем после 10 мин обработки.

Таким образом, в работе показана возможность использования соноактивных биорастворимых наночастиц пористого кремния для диагностики и уничтожения клеток.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-15-00268.

Литература

1. I. H. Campbell and P. M. Fauchet, *Solid State Commun.*, 1986, 58(10), P739–P741.
2. V. Paillard, P. Puech, M. A. Laguna, R. Carles, B. Kohn and F. Huisken, *J. Appl. Phys.*, 1999, 86, P1921–P1924.
3. M.B. Gongalsky, U.A. Tsurikova, C.J. Storey, Y.V. Evstratova, A.A. Kudryavtsev, L.T. Canham, L.A. Osminkina, *Faraday Discussions*, 2019.

РАСЧЕТ ДОЗОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ С TOPAS MC.

Асп. Трушин М.С., проф. Черняев А.П

Одним из эффективных способов лечения злокачественных новообразований является радиотерапия. Для расчета дозовых распределений для задач радиотерапии все большую популярность получают алгоритмы, использующие результаты расчета взаимодействия излучений с веществом методом Монте-Карло. Topas MC является программой, написанной на языке программирования C++, позволяющая проводить моделирование взаимодействия излучений с веществом на основе библиотеки Geant4[1,2] путем написания макросов - специальных текстовых параметрических файлов, в которых записываются параметры предстоящего моделирования.

Для удобной работы с Topas на языке программирования Python были разработаны программы[3] (рис. 1), позволяющие решать ряд задач. Разработан графический интерфейс для настройки параметров моделирования. На основе алгоритма [4] разработана программа преобразования КТ-данных пациента в материалы для проведения дальнейшего моделирования с выбранными библиотеками Geant4. Разработанный графический интерфейс позволяет производить установку полей облучения с отображением на КТ-данных пациента, подгружаемых в DICOM формате. Разработанная программа позволяет запускать моделирование в Topas как на локальной вычислительной машине, так и на удаленном сервере с использованием SSH соединения. Для отображения результатов моделирования был так же разработан интерфейс, позволяющий отображать дозовые распределения в общепринятых медицинских проекциях.

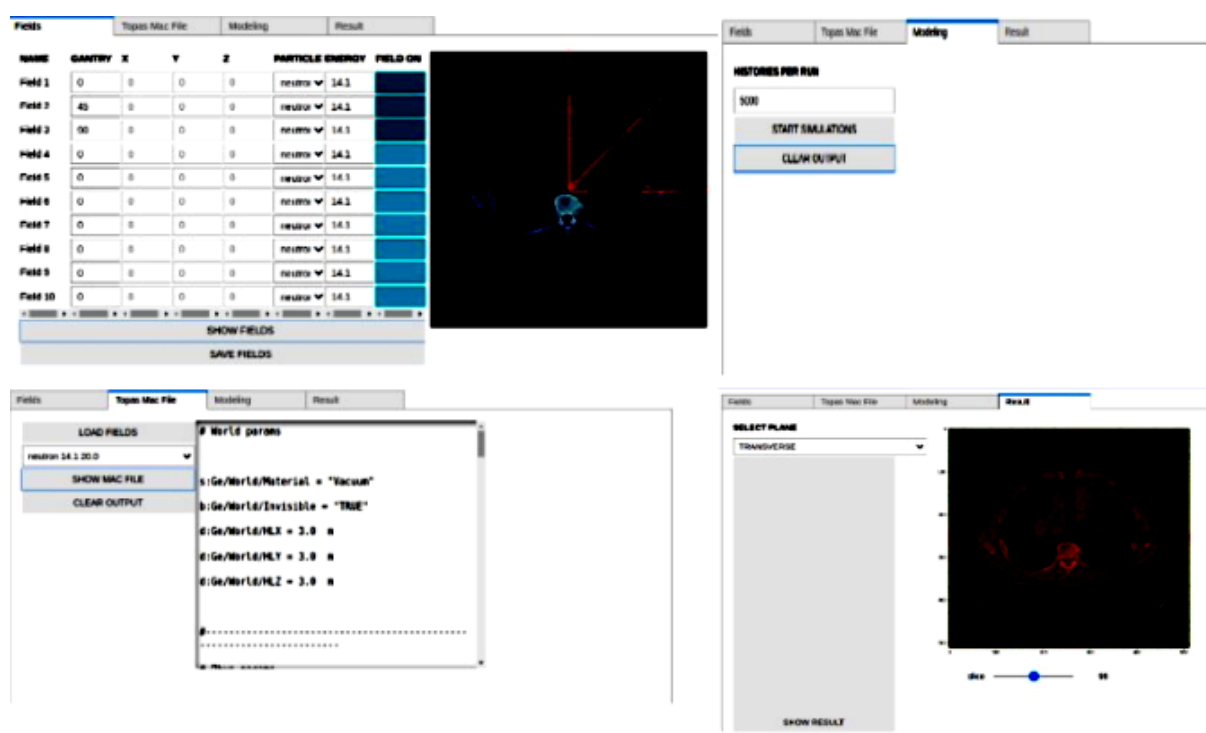


Рисунок 1. Программа с графическим интерфейсом.

trushinms@gmail.com

Литература

1. B Faddegon, J Ramos-Méndez, J Schümann, A McNamara, J Shin, J Perl, H Paganetti. "The TOPAS Tool for Particle Simulation, a Monte Carlo Simulation Tool for Physics, Biology and Clinical Research." *Phys Med.* 2020 Apr 02;
2. J Perl, J Shin, J Schümann, B Faddegon, H Paganetti. "TOPAS: an innovative proton Monte Carlo platform for research and clinical applications." *Med Phys.* 2012
3. Trushin M., Moiseev A. DEVELOPMENT OF SIMPLE TREATMENT PLANNING SYSTEM BASED ON TOPAS MC GEANT4 CODE FOR FAST NEUTRON IRRADIATION, 10.13140/RG.2.2.15332.65920
4. Schneider W, Bortfeld T and Schlegel W. Correlation between CT numbers and tissue parameters needed for Monte Carlo simulations of clinical dose distributions. *Phys. Med. Biol.* 2000

ТАРГЕТНАЯ АЛЬФА-ТЕРАПИЯ ОНКОЛОГИЧЕСКИХ ЗАБОЛЕВАНИЙ

мл. науч. сотр., к.х.н. *Коков К.В.* (НИЦ Курчатовский институт), ст. науч. сотр., к.х.н. *Егорова Б.В.* (Химический факультет МГУ, НИЦ Курчатовский институт), профессор, д.ф.-м.н. *Чувилин Д.Ю.*

Таргетная терапия онкологических заболеваний представляет собой перспективный метод современной фундаментальной и практической он-

кологии. Таргетная терапия — это, по сути, доставка токсических для раковых клеток препаратов к их поверхности с помощью искусственно созданных биохимических конъюгатов, способных избирательно прикрепляться к поверхностным рецепторам раковой клетки, не затрагивая здоровые ткани. Моноклональные антитела и синтетические пептиды, специфичные к различным типам рецепторов, экспрессируемых на поверхности раковых клеток, весьма широко используются в качестве таргетных агентов в радионуклидной терапии, при этом для терапии и диагностики чаще всего используются такие радионуклиды, как ^{177}Lu ($T_{1/2}$ 6,7 сут), ^{90}Y ($T_{1/2}$ 64 ч) и некоторые другие β -эмиттеры [1].

Наряду с β -эмиттерами в радионуклидной терапии для лечения рака используются α -излучающие радионуклиды. Они обладают рядом преимуществ по сравнению с β -эмиттерами: α -частица имеет более короткую длину пробега в ткани и высокую линейную передачу энергии, что с наибольшей вероятностью вызывает двунитевой разрыв ДНК, представляющий собой одновременный разрыв двух комплементарных цепей ДНК в одном и том же месте, что вызывает наиболее токсическое повреждение клетки по сравнению с одонитевым разрывом, создаваемым β -излучением. Поэтому α -эмиттеры особенно эффективны при гематологических заболеваниях, микрометастазах и в условиях гипоксии. В качестве α -эмиттеров в исследованиях таргетной терапии используются следующие радионуклиды: ^{149}Tb ($T_{1/2}$ 4,12 ч), ^{212}Bi ($T_{1/2}$ 60 мин), ^{213}Bi ($T_{1/2}$ 46 мин), ^{225}Ac ($T_{1/2}$ 10 дн), а также ряд других. α -частицы отличаются высокой энергией (5–8 МэВ) и коротким пробегом в ткани (10–100 мкм), поэтому локализация достаточного количества α -эмиттера вблизи опухолевой клетки приводит к избирательному разрушению злокачественных новообразований с минимальным повреждением окружающих тканей. Разработка таргетных препаратов для радионуклидной терапии, меченных различными α -эмиттерами, ведется с конца 1980-х годов и продолжается по настоящее время с еще большей динамикой [2].

В этой связи особый интерес представляет ^{212}Pb ($T_{1/2}$ 10,64 ч). ^{212}Pb является β -эмиттером, однако его непосредственно дочерние нуклиды (^{212}Bi и ^{212}Po) претерпевают α -распад, что позволяет рассматривать ^{212}Pb в качестве так называемого *in vivo* генератора α -частиц. Радионуклид ^{212}Pb относится к радиоактивному ряду долгоживущего родительского ^{228}Th ($T_{1/2}$ 1,9 года) и может быть получен с помощью лабораторного генератора для использования на медицинской площадке, один из вариантов которого рассматривается в предложенной работе.

Литература

1. Xu C., Zhang H. Somatostatin receptor-based imaging and radionuclide therapy // BioMed Res. Int. – 2015. – Vol.2015. – ID e917968.

2. Yong K., Brechbiel M.W. Towards translation of ^{212}Pb as a clinical therapeutic; Getting the lead in! // Dalton Trans. – 2011. – Vol.40. – P. 6068–6076.

ПРИМЕНЕНИЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ИНАКТИВАЦИИ *LISTERIA MONOCYTOGENES* В РАЗЛИЧНЫХ МАТРИЦАХ.

Науч. сотр. *Полякова И.В.* ст. науч. сотр., *Васильева Н.А.*, науч. сотр. *Губина О.А.*, науч. сотр. *Фролова Н.А.*, мл. науч. сотр. *Чиж Т.В.*
(НИЦ «Курчатовский институт», «ВНИИ радиологии и агроэкологии», г. Обнинск, Россия)

Листерииоз – высоколетальное заболевание, которое связано с употреблением в пищу продуктов, заражённых грамположительной палочкой – *Listeria monocytogenes*. Необходим тщательный контроль продуктов питания для того, чтобы не допустить массовых заражений населения. Одним из самых эффективных методов снижения численности микроорганизмов является метод, основанный на применении ионизирующего излучения в качестве бактерицидного агента. Однако для листерии показан довольно широкий диапазон радиочувствительности, связанный с внутривидовой диссоциацией, а также влияние оказывают такие факторы, как температура, количество свободной воды, наличие кислорода и свойства среды (продукта питания), в котором происходит облучение листерий [1-5].

Для изучения влияния состава матрицы пищевого субстрата на радиочувствительность листерий готовили образцы рыбы (пресервы в масле) и листового салата, искусственно инокулированные (10^6 КОЕ/мл) суспензией этих микроорганизмов *in vitro* в лабораторных условиях. Рыбные пресервы и листового салата были приобретены в торговой сети с учетом соблюдения срока годности и условий хранения.

В стерильные колбы объёмом 100 мл вносили соответственно:

- 1) навеску сельди в масляной заливке из упаковки пресервов
- 2) предварительно вымытые и просушенные нарезанные листья салата массой приблизительно 4,5 грамма. Затем добавляли суспензию листерий в количестве $1/10$ V/m.

Колбы с образцами подвергали гамма-облучению на установке ГУР-120 (ФГБНУ ВНИИРАЭ) в дозах 0, 0.117, 0.2, 0.392, 0.647, 1.796, 3.01 кГр. Дозиметрию проводили по плёночным дозиметрам СО ПД(Э)-1/10 (ВНИИФТРИ, Россия) и с помощью универсального дозиметра ДКС-101 (ООО НПП «ДОЗА», Россия).

В каждую колбу добавляли по 50 мл стерильного физиологического раствора, тщательно перемешивали и делали посев на селективные питательные среды на чашки Петри (агар ПАЛ или ПАЛКАМ, ФБУН ГНЦ

ПМБ, Оболенск, Россия). Посевы с салата на питательные среды делали спустя 1 сутки и 5 суток после облучения при условии хранения образцов при температуре +4 °С.

В результате показано (рисунок 1), что в отличие от облучения листерии в суспензии, при облучении в матрице рыбных пресервов дозы порядка 3 кГр не приводят к полному подавлению микроорганизмов. В качестве консерванта в пресервах использована смесь бензоата натрия и сорбата калия в соотношении 1/1.

Также показано, что в процессе хранения в холодильнике происходит восстановление жизнеспособности клеток листерии, и посев образцов салата на 5 сутки после облучения даёт устойчивый рост вплоть до дозы 1,796 кГр. Кроме того, в контрольных образцах отмечается увеличение количества клеток на 1,5 log₁₀ (КОЕ/мл) что доказывает возможность размножения листерии на питательном субстрате при температуре +4 °С.

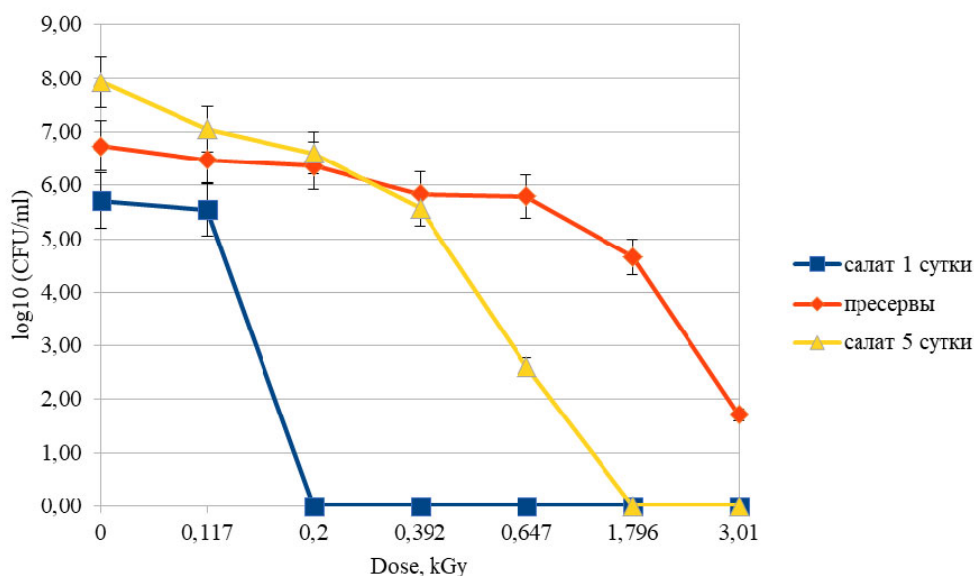


Рисунок 1. Выживаемость *Listeria monocytogenes* в разных пищевых матрицах в зависимости от поглощённой дозы гамма-излучения и срока после облучения.

При оценке изменения органолептических свойств исследуемой пищевой продукции при облучении в дозах 0, 0,117, 0,2, 0,392, 0,647, 1,796, 3,01 кГр было отмечено, что только при дозах 1,796 и 3,01 кГр наблюдается размягчение структуры листьев салата и слабое изменение цвета при дозе в 3,01 кГр.

При облучении рыбных пресервов в тех же дозах изменений в органолептических показателях не замечено.

При облучении в тех же дозах суспензии клеток листерии на основе физиологического раствора было показано, что выживаемость резко снижается на 5-6 порядков при дозах более 0,2 кГр. Данный факт требует дополнительного изучения.

irinaamchenkina@mail.ru

Литература

1. Farber J.M., Peterkin P.I. *Listeria monocytogenes*, a food borne parasite. // *Microbiol Rev.* – 1991. – 55. – P. 476-511.
2. Dion P, Charbonneau R, Thibault C. Effect of ionizing dose rate on the radioresistance of some food pathogenic bacteria. // *Can. J. Microbiol.* – 1994. – 40. – P. 369-374.
3. Prakash A., Inthajak P., Huibregtse H., Caporaso F., Foley D.M. Effects of low-dose gamma irradiation and conventional treatments on shelf life and quality characteristics of diced celery // *J. Food Set.* – 2000. – V. 65, N 6. – P. 1070-1075.
4. Fan X., Sokorai K.J., Sommers C.H., Niemira B.A., Mattheis J.P. b. Effects of calcium ascorbate and ionizing radiation on the survival of *Listeria monocytogenes* and product quality of fresh-cut «gala» apples // *J. Food Sci.* – 2005. – V. 70. – P. 352-358.
5. Endrikat S. et al. A comparative risk assessment for *Listeria monocytogenes* in pre-packaged versus retail-sliced deli meat // *Journal of Food Protection.* – 2010. – Vol. 73. – №. 4. – P. 612-619.

НАУЧНОЕ ОБОСНОВАНИЕ СИСТЕМЫ РАДИАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ В ЯДЕРНОЙ МЕДИЦИНЕ

науч. сотр. *Л.А. Чупига* (ФБУН НИИРГ им. А.В.Рамзаева)

В последние годы ядерная медицина в Российской Федерации интенсивно развивается как за счет повсеместного внедрения позитронной эмиссионной томографии и однофотонной томографии, совмещенных с компьютерной томографией (ПЭТ/КТ и ОФЭКТ/КТ, соответственно), так и за счет использования новых радиофармацевтических лекарственных препаратов (РФЛП) для диагностики и лечения пациентов. В настоящее время в отечественной медицинской практике проводится ряд доклинических и клинических исследований с перспективными РФЛП для дальнейшего внедрения их в практику [1]. За последние пять лет коллективная доза от радионуклидной диагностики у населения Российской Федерации выросло более чем в 3 раза.

Развитие отечественной ядерной медицины требует соответствующего развития и актуализации системы обеспечения радиационной безопасности в ядерной медицине. Отдельные нормативно-методические документы не обновлялись более 15 лет, и не учитывают современное состояние и задачи радиологической практики: современные технологии, новые РФЛП и особенности обеспечения радиационной безопасности при работе с ними. Можно выделить следующие основные направления совершенствования системы радиационной безопасности в ядерной медицине:

1. актуализация федеральной формы статистической отчетности 3-ДОЗ для учета и контроля доз пациентов от радиологических исследований;
2. оптимизация радиационной защиты пациентов в радионуклидной диагностике путем разработки и внедрения программы обеспечения качества исследований, а также референтных диагностических уровней;
3. оценка радиационных рисков у пациентов, проходящих радионуклидные диагностические исследования, для обоснования назначения данных исследований;
4. оптимизация радиационной защиты пациентов в ядерной медицине путем разработки и внедрения программ обеспечения качества и дозиметрического планирования в терапии (оценки поглощенных доз в патологических очагах и критических органах у пациента и перехода к персонализированному подходу к планированию лечения);
5. оптимизация радиационной защиты населения при проведении процедур ядерной медицины путем обоснования дифференцированного подхода к обращению с биологическими отходами пациентов в подразделениях ядерной медицины и радиологических критериев выписки пациентов после радионуклидной терапии (безопасных уровней вводимой активности радионуклидов в радиофармпрепарате пациентам и мощности доз от пациентов, при которых разрешается выписка).

Целью данной работы явилось научное обоснование совершенствования системы радиационной безопасности в ядерной медицине. Для решения поставленной цели были решены следующие задачи:

1. В результате работы был проведен анализ структуры и трендов развития ядерной медицины в Российской Федерации на основании форм статистической отчетности 3-ДОЗ (Сведения о дозах облучения пациентов при проведении медицинских рентгенорадиологических исследований), формы №30 Минздрава России и радиационно-гигиенического паспорта (РГП) [2]. За 2015-2020 года число диагностических радионуклидных исследований в стране находилось на уровне около 530-550 тысяч в год. В 2020 году наблюдалось незначительное снижение числа данных исследований, обусловленное эпидемией коронавирусной инфекции. Наибольшее число исследований в среднем за период 2015-2020 гг. было выполнено в Москве (21%) и Санкт-Петербурге (11%). В этих городах расположены специализированные федеральные центры, оснащенные высокотехнологичным оборудованием, в которых проводят диагностику местным жителям и пациентам из разных регионов страны.

Наиболее распространенным в России является исследование скелета, составляющее около 40% от всех радионуклидных диагностических исследований; наблюдается умеренный рост данного вида исследований.

Отмечается высокое число исследований почек (17%), с тенденцией их снижения с каждым годом. Следующими по частоте проведения являются исследования сердца, щитовидной железы, печени и легких, число которых за период наблюдения снижается. На фоне снижения числа «функциональных» исследований число «прочих» исследований, к которым относятся томографические исследования, с 2015 года возросло в 3,7 раз, что обусловлено развитием современных диагностических технологий, модернизацией аппаратного парка: снижением числа ренографов и сканеров, и ростом числа аппаратов для однофотонной эмиссионной компьютерной томографии, вводом в строй новых отделений ПЭТ-диагностики. На одном ОФЭКТ-аппарате в среднем выполнялось около двух тысяч исследований за год, при этом современных на гибридных ОФЭКТ/КТ проводилось по 0,6 тысяч исследований в год.

С 2015 года годовая коллективная доза от радионуклидной диагностики в стране выросла с 1,2 до 3,7 тыс. чел.-Зв. Данные формы №-ДОЗ показывают, что наибольший вклад в коллективную дозу в России вносят «прочие» исследования, к которым относятся ОФЭКТ/КТ и ПЭТ/КТ-исследования всего тела – 55% (39% в Санкт-Петербурге, 60% в Москве).

В формах статистической отчетности представлена ограниченная информация о процедурах радионуклидной терапии. В форме 3-ДОЗ и РГП данные о терапевтических процедурах отсутствуют, в форме № 30 представлена только численность проводимых исследований. Так, в 2020 году по данным формы №30 в России было выполнено 10 235 процедур радионуклидной терапии, при этом 72% процедур проводились с йодом-131, 25% с введением пациентам остеотропных препаратов.

По результатам анализа формы №3-ДОЗ оценить средние эффективные дозы от отдельных исследований и РФЛП в отдельных организациях. В рамках актуализации действующей формы №3-ДОЗ авторами данной работы был кардинально переработан раздел по радионуклидной диагностике; обновленный вариант формы №3-ДОЗ утвержден Росстатом в 2022 году [3].

2. Для оценки реальных доз у пациентов при проведении радионуклидных диагностических исследований в России был проведен сбор данных. Для разработана анкета, включающая вопросы о штатах отделения и дозах персонала, диагностическом оборудовании, видах и числе проведенных за год исследований, используемых РФЛП, средних вводимых активностях и дозах у пациентов. Для оценки доз от КТ сканирования от совмещенных с КТ исследований дополнительно собирали информацию о дозах рентгеновского излучения. Были собраны данные в 61 отделении радионуклидной диагностики в 19 регионах Российской Федерации [4-6]. На основании полученных данных для оптимизации радиационной защиты пациентов были определены референтные диагностические уровни (РДУ),

как 75-перцентиль распределения активностей радионуклидов в РФЛП и эффективных доз у пациентов (таблица 1) [7]. Они были внедрены в практику в виде документа Роспотребнадзора [8]. Для оценки и контроля эффективных доз пациентов были определены дозовые коэффициенты для перспективных РФЛП, которые также вошли в разработанный документ.

Таблица 1. Значения РДУ для радионуклидных диагностических исследований взрослых пациентов с введением им РФЛП.

Исследуемый орган и РФЛП	Вводимая активность радионуклида в РФЛП, МБк	Эффективная доза, мЗв
Все тело с ^{123}I -метайодбензилгуанидина (МИБГ)	325	4,2
Щитовидная железа $^{99\text{m}}\text{Tc}$ -пертехнетат	150	2,0
Паращитовидная железа $^{99\text{m}}\text{Tc}$ -технетрил	600	5,4
Скелет $^{99\text{m}}\text{Tc}$ -фосфаты и фосфонаты	600	3,4
Почки $^{99\text{m}}\text{Tc}$ -технемек	120	1,0
Почки $^{99\text{m}}\text{Tc}$ -технемаг	150	1,0
Почки $^{99\text{m}}\text{Tc}$ -пентатех	200	1,0
Легкие $^{99\text{m}}\text{Tc}$ -макротех	185	2,0
Печень $^{99\text{m}}\text{Tc}$ -бромезида	130	2,2
Печень $^{99\text{m}}\text{Tc}$ -технефит	140	1,3
Сердце $^{99\text{m}}\text{Tc}$ -технетрил	500	4,5
Все тело ^{18}F -фтордезоксиглюкоза	350	6,6
Головной мозг ^{18}F -фтордезоксиглюкоза	200	3,8
Головной мозг ^{11}C -метионин	500	4,2

3. Для принятия управленческих решений, решения задач радиационной эпидемиологии, обоснования назначения процедур ядерной медицины и риск-коммуникации с пациентами и их законными представителями необходимо определять радиационные риски. При оценке радиационного пожизненного атрибутивного риска возникновения стохастических эффектов «золотым стандартом» считается использование поглощенных доз в органах и соответствующих индивидуальных коэффициентов риска для этих органов с учетом их зависимости от возраста и пола пациента, подвергающегося медицинской процедуре. Для оценки радиационных рисков были использованы типичные значения органных доз, определенные на основании средних значений активностей РФЛП и дозовых коэффициентов для соответствующей возрастной группы пациентов [9,10]. При оценке риска смертности были использованы коэффициенты пожизненного риска смерти с учётом вреда от снижения качества жизни по причине рака различных органов и тканей для российской популяции. Значения

пожизненного радиационного риска смерти от рака при радионуклидных диагностических исследованиях варьируют от пренебрежимого (1 смертельный случай на 10 млн. обследованных), например, при сцинтиграфическом исследовании почек у возрастных пациентов до умеренного (1-2 смертельных случая на 1 тысячу обследованных), например, при ПЭТ/КТ-исследованиях всего тела у детей и подростков. Полученные в результате работы значения радиационных рисков были использованы при разработке документа Роспотребнадзора [11].

4. В соответствии с требованиями международных регулирующих документов практическая реализация радиационной защиты пациентов, населения и персонала в ядерной медицине достигается с помощью программ обеспечения качества. Были разработаны программы обеспечения качества в ОФЭКТ и ПЭТ диагностике, включая, включающая контроль качества диагностического и вспомогательного оборудования, а также методики контроля качества изображения. Были разработаны программы обеспечения качества в ПЭТ-диагностике и однофотонной радионуклидной диагностике, в которых основными разделами являются контроль качества оборудования, контроль качества РФЛП, а также методики выполнения исследований [12]. Программы были внедрены в практику в виде методических документов Роспотребнадзора и общества ядерной медицины [13,14].

Программа обеспечения качества в РНТ также должна включать систему дозиметрического планирования. Эффективность радионуклидной терапии зависит от поглощенной дозы в патологическом очаге и критических органах и тканях пациента. На текущий момент для планирования курса радионуклидной терапии используется введение фиксированной активности радионуклида в РФЛП. Это может приводить к значительным расхождениям между оцененными и реальными поглощенными дозами в здоровых тканях и очагах. Повышение достоверности оценки поглощенных доз при радионуклидной терапии может быть достигнуто за счет применения технических возможностей современных методов медицинской визуализации (главным образом, радионуклидной диагностики) для количественного определения накопленной активности радионуклидов в очагах и критических органах, и распределения РФЛП в здоровых тканях [15,16].

На основании данных о биораспределении РФЛП с использованием специализированного программного обеспечения были проведены оценки доз облучения пациентов при РНТ на основе альфа-излучающих радионуклидов (^{223}Ra и ^{225}Ac) [17,18]. На примере анализа доз при РНТ с ^{225}Ac -ПСМА было получено, что поглощенная доза в критических органах от свободных радионуклидов, включая дочерние радионуклида ^{225}Ac , может возрасти до семи раз, а именно незапланированной дополнительной поглощенной дозе в несколько Грей. Это касается в том числе таких радио-

чувствительных органов, как печень красный костный мозг. Перераспределение радионуклидов в организме человека после их высвобождения из химической связи РФЛП приводит также к снижению дозы в патологическом очаге и снижению эффективности лечения. Поэтому необходимо обеспечивать высокий уровень качества используемых РФЛП и учитывать дозы от дочерних радионуклидов при планировании курсов РНТ.

5. В связи с развитием ядерной медицины, появлением новых для отечественной практики РФЛП, радионуклидов и методов лечения, которые позволяют проводить радионуклидную терапию в режиме дневного стационара. Для успешного увеличения числа объектов ядерной медицины и повышения доступности онкологической помощи населению Российской Федерации необходима актуализация отдельных аспектов системы обеспечения радиационной безопасности в ядерной медицине. В частности, актуальным проблемным вопросом является обращение с биологическими отходами пациентов после введения им РФЛП. Согласно действующему отечественному нормативно-методическому обеспечению, биологические отходы, образовавшиеся в процессе жизнедеятельности пациента после введения ему РФЛП с целью терапии, относятся к жидким радиоактивным отходам. Такие отходы необходимо собирать и выдерживать на распад в медицинских организациях до безопасных уровней до сброса их в хозяйственно-бытовую канализацию, что требует дополнительных затрат от медицинских организаций на спецканализацию. Напротив, в соответствии с нормативно-методическими документами наличие спецканализации в подразделениях радионуклидной диагностики *in vivo* не требуется вне зависимости от их периодов полураспада. Такой подход противоречит новым критериям отнесения к радиоактивным отходам согласно постановлению Правительства от 19.10.2012 №1069. С целью оценки уровней активностей радионуклидов в отходах пациентов и обоснованности требования к наличию спецканализации в подразделениях радионуклидной терапии в работе было изучено выведение следующих терапевтических РФЛП: ^{89}Sr -дихлорид, ^{223}Ra -дихлорид, ^{131}I -МИБГ, ^{177}Lu -ПСМА и ^{225}Ac -ПСМА, ^{153}Sm -оксабифор, а также ряда диагностических РФЛП: $^{99\text{m}}\text{Tc}$ -пирофосфат, ^{123}I -МИБГ и ^{123}I -натрия йодида, ^{18}F -ФДГ и ^{68}Ga -ПСМА-617, ^{124}I -МИБГ и моноклональные антитела, меченные ^{89}Zr и ^{64}Cu [9,20]. На основании проведенных расчетов по выведению радионуклидов в биологические отходы пациентов в отделениях радионуклидной диагностики и терапии была предложена градация РФЛП по возможности сброса жидких отходов от пациентов в хозяйственно-бытовую канализацию (таблица 2).

Таблица 2. Градация РФЛП по возможности освобождения медицинских организаций от сбора и выдержки на распад жидких отходов.

	Диагностические РФЛП	Терапевтические РФЛП
РФЛП, не требующие сбора и выдержки на распад жидких отходов	^{99m}Tc -пирофосфат, ^{18}F -ФДГ, ^{68}Ga -ПСМА, ^{64}Cu -моноклональные антитела	^{89}Sr -дихлорид (при дневном стационаре**) ^{223}Ra -дихлорид (при дневном стационаре**)
РФЛП, требующие сбора и выдержки на распад жидких отходов при большом потоке пациентов*	^{123}I -натрия йодид, ^{123}I -МИБГ, ^{124}I -МИБГ, ^{89}Zr -моноклональные антитела	^{153}Sm -оксабифор ^{89}Sr -дихлорид ^{223}Ra -дихлорид ^{177}Lu -ПСМА ^{225}Ac -ПСМА
РФЛП, требующие сбора и выдержки на распад жидких отходов вне зависимости от потока пациентов	-	^{131}I -МИБГ

*определяется номенклатурой медицинской организации согласно Приказу Минздрава РФ от 06.06.2013 №529н «Об утверждении номенклатуры медицинских организаций», медико-техническим заданием на проектирование и планируемым потоком пациентов при проектировании.

**радионуклидная терапия в условиях дневного стационара подразумевает, что пациент находится в медицинской организации не более 4 часов.

Результаты расчетов показали, что в условиях штатной работы системы канализации медицинских организаций некоторые процедуры ядерной медицины не приведут к образованию жидких радиоактивных отходов на выходе из системы водоотведения медицинских организаций за счет сброса в неё биологических отходов пациентов и спецканализация избыточна.

Особенностью радионуклидной терапии с точки зрения радиационной безопасности населения является то, что пациент после РНТ может облучать окружающих его людей, например, в общественном транспорте, или дома. Согласно общепринятому подходу, обеспечение радиационной безопасности населения и лиц, контактирующих с пациентом после введения радиофармацевтического лекарственного препарата (РФЛП), в частности лиц, обеспечивающих уход, основано на контроле значений мощности дозы от пациента или остаточной активности в теле после введения РФЛП (т.н. радиологические критерии выписки пациента), при которых пациент может быть выписан из медицинской организации. Действующие радиологические критерии выписки пациентов не учитывают ряд перспективных и уже применяемых в отечественной практике радионуклидов, помимо этого

методика их определения основана на упрощенной дозиметрической модели. Используемая модель не учитывает снижение активности в теле пациента за счет биологического выведения РФЛП из организма пациента и соответствующее снижение излучения от пациента, которое является специфичным для каждого РФЛП. Это приводит к излишней консервативности данных критериев.

Для смягчения критериев выписки пациентов был предложен подход, который учитывает эффективный период полувыведения РФЛП из организма пациентов. Обоснование подхода было основано на перспективных и применяемых РФЛП (на примере ^{177}Lu -ПСМА-617 и ^{131}I -МИБГ). Результаты сопоставления радиологических критериев выписки пациентов, основанные на существующем подходе (без учета биовыведения) и на предложенном подходе (с учетом биовыведения), представлены в таблице 3.

Таблица 3. Активности радионуклидов, вводимые пациентам при РНТ, уровни остаточной активности в теле пациента и мощности дозы на расстоянии 1 метр от пациента при выписке, обеспечивающие не превышение годового предела дозы у окружающих лиц.

РФЛП		^{177}Lu -ПСМА-617	^{131}I -МИБГ		
Активность за курс РНТ*, ГБк		6,0-7,4 × 4	3,7-11,2 × 2		
Значения радиологических критериев выписки					
Категория облучаемых лиц	Нормируемый параметр	Без учета биовыведения	С учетом биовыведения	Без учета биовыведения	С учетом биовыведения
Лица, оказывающие помощь и поддержку в уходе за пациентом	Мощность дозы, мкЗв/ч	72	281	60	410
	Активность, ГБк	15	59	1,2	7,9
Население, в т.ч. и дети, проживающие совместно с пациентом	Мощность дозы, мкЗв/ч	29	113	24	165
	Активность, ГБк	6,1	24	0,5	3,2

*данные представлены в формате: вводимая пациентам активность, ГБк × число введений за один курс РНТ.

Учет биологического выведения РФЛП из организма пациента позволяет существенно смягчить радиологические критерии выписки пациентов из отделения РНТ, увеличивая активность в теле пациента при выписке после введения ^{177}Lu -ПСМА-617 до 24 ГБк, что позволит проводить

курс РНТ пациентам в условиях дневного стационара. Подобный подход позволит смягчить действующие радиологические критерии выписки для пациентов, проходящих терапию в стационарных условиях, например, с ^{131}I -МИБГ. Учет биовыведения радионуклида в РФЛП из организма пациента после РНТ позволит смягчить критерий выписки более чем в шесть раз, что позволит раньше выписывать пациента из отделения РНТ. Смягчение радиологических критериев выписки пациентов позволит повысить доступность РНТ, увеличив поток пациентов, которым необходим подобный вид лечения, и обеспечивая радиационную безопасность населения и лиц, проживающих с пациентом после РНТ. Аналогично критерии выписки пациентов были разработаны для других перспективных РФЛП.

Таким образом, решение указанных задач позволит повысить радиационную защиту пациентов, населения и персонала, доступность ядерной медицины и эффективность оказания онкологической помощи. Результаты работы внедряются в нормативно-методические документы, как на федеральном, так и на региональном уровне.

Литература

1. Чипига Л.А. Перспективные направления и проблемы обеспечения радиационной безопасности в ядерной медицине // *Формулы Фармации*. - 2021. - Т. 3. - №1S. - С. 16-20. doi: 10.17816/phf71770
2. Чипига Л.А., Ладанова Е.Р., Водоватов А.В., Звонова И.А., Мосунов А.А., Наурзбаева Л.Т., Рыжов С.А. Тенденции развития ядерной медицины в Российской Федерации за 2015–2020 гг. *Радиационная гигиена*. 2022;15(4):122-133. <https://doi.org/10.21514/1998-426X-2022-15-4-122-133>
3. Приказ Росстата от 30.11.2022 N 880
4. Balonov M., Golikov V., Zvonova I., Chipiga L., Kalnitsky S., Sarycheva S., Vodovatov A. Patient doses from medical examinations in Russia: 2009–2015. *J. Radiol. Prot.* – 2018. – Vol. 38, №1. – P. 121-139.
5. Чипига Л.А., Звонова И. А., Рыжкова Д. В., Меньков М. А., Долгушин М. Б. Уровни облучения пациентов и возможные пути оптимизации ПЭТ-диагностики в России. *Радиационная гигиена*. – 2017. – Т. 10, № 4. – С. 31-43.
6. Чипига Л.А. Научные основы радиационной защиты в современной медицине. Том 1 Лучевая диагностика. Под ред. проф. М.И. Балонова. Санкт-Петербург (2019), 320 с.
7. Звонова И.А., Чипига Л.А., Водоватов А.В., Ладанова Е.Р., Рыжов С.А., Лазебная Г.В., Антуганов Д.О., Лантух З.А., Дружинина Ю.В. Оценка и учет эффективных доз у пациентов при проведении радионуклидных диагностических исследований. *Медицинская физика*. – 2022. – Т. 94 №2. – С. 64-75.
8. Методические указания МУ 2.6.1.3700-21 «Оценка и учет эффективных доз у пациентов при проведении радионуклидных диагностических исследований» Москва, Роспотребнадзор, 2021 г. Утверждены 31.08.2021 г.

9. Чипига Л. А., Звонова И. А., Рыжкова Д. В., Меньков М. А., Долгушин М. Б. Уровни облучения пациентов и возможные пути оптимизации ПЭТ-диагностики в России. Радиационная гигиена. – 2017. – Т. 10, № 4. – С. 31-43.
10. Zvonova I.; Chipiga L.; Balonov M.; Ermolina E. Nuclear Medicine Examinations of Children in Russia. Radiation Protection Dosimetry, Vol. 165 (1-4), 2015, P. 216-219.
11. МР 2.6.1.0215-20 «Оценка радиационного риска у пациентов при проведении рентгенорадиологических исследований». Москва, Роспотребнадзор, 2021 г. Утверждены 21.09.2021 г.
12. Чипига Л. А., Водоватов А.В., Катаева Г.В., Рыжкова Д.В., Долгушин М.Б., Меньков М.А., Костеников Н.А., Ладанова Е.Р., Петрякова А.В. Современные подходы к обеспечению качества диагностики в позитронно-эмиссионной томографии. Медицинская физика- 2019, № 2 - С.78-92.
13. Методические указания МУК 2.6.7.3651-20 «Методы контроля в ПЭТ-диагностике для оптимизации радиационной защиты». Москва, Роспотребнадзор, 2020 г. Утверждены 26.10.2020 г.
14. Обеспечение и контроль качества исследований в радионуклидной диагностике: Методические рекомендации. — М.; СПб.: Издательство РХГА, 2023. — 110 с.
15. Водоватов А.В., Чипига Л.А., Петрякова А.В., Станжевский А.А., Майстренко Д.Н., Важенина Д.А., Сысоев Д.С., Рыжов С.А. Методы дозиметрического планирования при проведении радионуклидной терапии. Часть 1: термины и определения. Лучевая диагностика и терапия. 2022;13(4):9-15. <https://doi.org/10.22328/2079-5343-2022-13-4-9-15>
16. Станжевский А.А., Майстренко Д.Н., Важенина Д.А., Сысоев Д.С., Водоватов А.В., Чипига Л.А., Рыжов С.А., Петрякова А.В. Методы дозиметрического планирования в радионуклидной терапии. Часть 2: уровни планирования. Лучевая диагностика и терапия. 2022;13(4):16-26. <https://doi.org/10.22328/2079-5343-2022-13-4-16-26>
17. Чипига Л.А., Петрова А.Е., Водоватов А.В., Станжевский А.А., Лумпов А.А., Лаврешов Д.Д., Наурзбаева Л.Е., Кушнарченко С.М., Мосунов А.А. Определение органных доз внутреннего облучения пациентов при радионуклидной терапии ^{223}Ra -дихлоридом. Радиационная гигиена. 2020;13(4):6-16. <https://doi.org/10.21514/1998-426X-2020-13-4-6-16>
18. Петрова А.Е., Чипига Л.А., Водоватов А.В., Станжевский А.А., Майстренко Д.Н., Лумпов А.А., Синюхин А.Б., Бойков И.В., Рамешвили Т.Е. Оценка поглощенных доз в органах пациентов от высвобожденного радионуклида-метки при проведении радионуклидной терапии с ^{225}Ac . Радиационная гигиена. 2022;15(1):120-131. <https://doi.org/10.21514/1998-426X-2022-15-1-120-131>
19. Чипига Л.А., Водоватов А.В., Звонова И.А., Станжевский А.А., Петрякова А.В., Анокина Е.Е., Величкина К.С., Рыжов С.А. Обращение с биологическими отходами пациентов после проведения радионуклидной

терапии. Радиационная гигиена. 2022;15(2):19-30.
<https://doi.org/10.21514/1998-426X-2022-15-2-19-30>

20. Чипига Л.А., Водоватов А.В., Петрякова А.В., Звонова И.А., Станжевский А.А., Майстренко Д.Н., Важенина Д.А., Сысоев Д.С. Обоснование дифференцированного подхода к обращению с биологическими отходами пациентов в подразделениях ядерной медицины. Радиационная гигиена. 2022;15(4):34-44. <https://doi.org/10.21514/1998-426X-2022-15-4-34-44>

ДОЗИМЕТРИЯ МАЛЫХ ПОЛЕЙ

Мед. физик *Ю.С. Куртичев* («ООО Медскан», Москва), проф. *А.П. Черняев*, мед. физик *И.П. Петров* («Сердце и Мозг» центр клинической экспертизы, Плевен)

Введение:

В последнее время количество пациентов, которые получают лучевую терапию в стереотаксическом режиме возрастает в геометрической прогрессии в связи с прогрессом в техниках облучения и последних достижениях в системном лечении. Дозиметрия малых полей критична для такого лечения¹. В литературе описано несколько случаев, когда ошибки в такой дозиметрии приводили к серьезному переобучению и даже смерти пациентов^{2,3}. Пространственное разрешение детектора критично для получения данных для моделирования пучка и рутинной верификации планов пациентов⁴. Целью этой работы являлось оценка нового детектора *myQA SRS* на основе *CMOS* двухмерного массива относительно измерений в водном фантоме.

Материалы и методы

Референсные профили были измерены на ускорителе *Elekta Versa HD* в пучках 6 MV, 6 FFF и 10 FFF с помощью *IBA Blue Phantom 2 (BP2)* на глубине 10 см, РИП 90 см для квадратных полей 5, 3, 2 и 1 см. Для измерений использовался диодный детектор *IBA razor* в режиме *step-by-step* с шагом в 1 мм и камера *Stealth* в качестве референсного детектора.

Характеристики двухмерного массива детекторов на основе *CMOS* технологии (*myQA SRS*) оценивались относительно референсных измерений. Для воспроизводства условий измерений двухмерный массив детекторов был расположен в пластинах *RW3* на расстоянии от источника до детектора в 100 см. Так как согласно документации производителя двухмерных массив детекторов имеет встроенный билдап 19.3 мм (1.040 g/cc) – 77 мм пластин *RW3* (1.045 g/cc) были расположены на детекторе чтобы быть как можно ближе к референсным условиям 10 см в эквиваленте воды. Плоскости доз были измерены в программе *myQA Patients*. Программа *myQA Assent* использовалась для постобработки профилей и их сравнения.



Рис1. myQA SRS во время измерения на ускорителе.

Результаты:

MyQA SRS профили, полученные из дозовых плоскостей были сглажены, нормализованы на максимум дозы и сдвинуты на САХ. Профили не были симметризованы с целью не маскировки возможных ошибок. Одномерный глобальный гамма анализ был использован с критериями (1%, 0.5 мм) для оценки без порогового значения, чтобы не отсекал низки дозы. Для оценки полутеней и размеров полей протоколы Elekta и Elekta FFF были использованы, соответственно для пучков с и без выравнивающего фильтра.

Таблица 1. Результаты сравнения профилей

Номинальная энергия	Номинальный размер поля, мм	Полутень BP2, левая – правая, мм	Полутень myQA SRS, левая – правая, мм	Размер поля BP2, мм	Размер поля myQA SRS, мм	Точки прошедшие гамма Анализ, %	Средняя Гамма
6 MV	10	4.2 – 4.2	4.2 – 4.1	10.6	10.8	100.0	0.40
6 MV	20	5.0 – 5.0	4.8 – 4.7	20.6	20.5	100.0	0.23
6 MV	30	5.3 – 5.3	5.0 – 5.0	30.7	30.5	100.0	0.19
6 MV	50	5.9 – 5.7	5.4 – 5.4	50.9	50.5	95.8	0.47
6 FFF	10	5.7 – 5.9	5.9 – 6.0	10.8	11.1	100.0	0.29
6 FFF	20	6.8 – 6.7	6.9 – 6.9	20.3	20.2	100.0	0.08

Номинальная энергия	Номинальный размер поля, мм	Полутень BP2, левая – правая, мм	Полутень муQA SRS, левая – правая, мм	Размер поля BP2, мм	Размер поля муQA SRS, мм	Точки прошедшие гамма Анализ, %	Средняя Гамма
6 FFF	30	7.3 – 7.3	7.3 – 7.3	30.2	30.3	100.0	0.16
6 FFF	50	8.0 – 7.7	7.8 – 7.7	50.2	49.9	97.5	0.47
10 FFF	10	5.8 – 6.2	5.7 – 5.9	10.8	10.7	100.0	0.25
10 FFF	20	7.0 – 7.0	6.6 – 6.6	20.1	20.0	100.0	0.16
10 FFF	30	7.4 – 7.4	6.9 – 6.9	30.0	30.0	100.0	0.17
10 FFF	50	8.0 – 7.9	7.4 – 7.4	50.1	49.8	96.7	0.41

Выводы

Профили, измеренные с помощью муQA SRS сравнимы с референсными измерениями, полученными с помощью диодного детектора IBA Razor, более того для большинства исследуемых профилей полутень была меньше для детектора муQA SRS в связи с лучшим пространственным разрешением. муQA SRS может быть использован для быстрой качественной оценки профилей пучков в дополнении к рутинной верификации планов пациентов.

Список литературы

1. Wilke, L. *et al.* ICRU report 91 on prescribing, recording, and reporting of stereotactic treatments with small photon beams. *Strahlentherapie und Onkologie* **195**, 193–198 (2019).
2. Derreumaux, S., Boisserie, G., Brunet, G., Buchheit, I. & Sarrazin, T. Concerns in France about the dose delivered to the patients in stereotactic radiation therapy (IAEA-CN--182). *International Symposium on Standards, Applications and Quality Assurance in Medical Radiation Dosimetry (IDOS)*. (2010).
3. Bogdanich, W. & Rebecca, R. Radiation Errors Reported in Missouri. *The New York Times* (2010).
4. Palmans, H. *et al.* Dosimetry of small static fields used in external photon beam radiotherapy: Summary of TRS-483, the IAEA–AAPM international Code of Practice for reference and relative dose determination. *Med Phys* **45**, (2018).

ОПТИМИЗАЦИЯ РОТАЦИОННОЙ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ С МОДУЛЯЦИЕЙ ФЛЮЕНСА ФОТОНОВ ДЛЯ МНОЖЕСТВЕННЫХ МИШЕНЕЙ НА ОСНОВЕ РАДИОБИОЛОГИЧЕСКИХ КРИТЕРИЕВ

Доцент *Сухих Е.С.* (НИ Томский политехнический университет),
проф. *Розанов В.В.*, проректор *Сухих Л.Г.* (НИ Томский политехнический университет)

Использование ротационной лучевой терапии с модуляцией интенсивности позволяет реализовать одновременное облучение двух и более мишеней различными по величине фракционными и суммарными дозами. Таким образом, реализуется методика одновременной эскалации дозы или «интегрированного буста» (SIB). С практической точки зрения такой подход позволяет сократить время лучевого лечения по сравнению со стандартной методикой последовательной эскалации дозы (SEQ), что важно для быстро пролифилирующих опухолей с большим значением параметра $\frac{\alpha}{\beta}$, таких как опухоли области головы и шеи (ОГШ), а также гинекологические опухоли.

Режимы облучения с одновременной эскалацией дозы в настоящее время не являются стандартными для клинической практики, так как одновременное облучение множественных мишеней требует более сложного подхода к оптимизации дозового распределения, чем облучение единичной мишени, реализуемое при последовательном облучении мишеней разного объема.

Таким образом, для возможности внедрения SIB в клиническую практику стоит задача исследования подходов к оптимизации планирования одновременного облучения множественных мишеней. В качестве критериев выбора оптимальных планов применяются интегральные радиобиологические критерии вероятности контроля опухоли (TCP) в мишенях и вероятности осложнения для нормальных тканей (NTCP). Для моделирования TCP/NTCP использовали модель А. Нимирко [1,2]. Оптимальный режим облучения зависит от индивидуальных анатомических и радиобиологических параметров пациента, а также физико-технических особенностей и возможностей комплекса оборудования для проведения высокотехнологичной ЛТМИ.

Целью настоящей работы является разработка подходов к планированию одновременного облучения разными дозами двойных и тройных мишеней на примере опухолей области головы и шеи, гинекологических опухолей и опухолей предстательной железы высокого риска, а также максимизация ожидаемого терапевтического эффекта на основе интегральных радиобиологических критериев.

Для внедрения в клиническую практику были разработаны базовые (начальные) алгоритмы и шаблоны для системы дозиметрического планирования (СДП) Monaco, которые позволят уже с первой итерации получать дозовые распределения, близкие к оптимальным.

В результате проведенного численного эксперимента установлены оптимальные наборы функций оптимизации СДП «Монасо», включающие комбинации «физических» и «биологических» функций, а также оптимальные параметры работы ускорительного комплекса для ротационной лучевой терапии с модуляцией флюенса фотонов при одновременном облучении двойной мишени разными дозами (режим SIB). Использование комбинаций только физических функций оптимизации СДП в данном случае не позволяет получить планы, соответствующие требованиям.

Результаты проведенных численных экспериментов и моделирования значений интегральных радиобиологических критериев с учетом неопределенностей основных радиобиологических параметров показали, что проведение одновременного облучения двойных и тройных мишеней разными дозами имеет физико-техническую реализуемость и ожидаемые радиобиологические преимущества над последовательным облучением. Эти результаты создают условия для проведения полноценных клинических испытаний и последующего внедрения новых алгоритмов, шаблонов, методик в клиническую практику для реализации полного спектра возможностей современных ускорительных комплексов на базе ротационной лучевой терапии с модуляцией флюенса фотонов.

Литература

1. Niemierko A. A unified model of tissue response to radiation // *Med. Phys.* 1999. Vol. 26. P. 1100.
2. Gay H.A., Niemierko A. A free program for calculating EUD-based NTCP and TCP in external beam radiotherapy // *Phys. Medica.* 2007. Vol. 23, № 3–4. P. 115–125.

КОНТРОЛЬ КАЧЕСТВА ИЗОБРАЖЕНИЯ В РАДИОНУКЛИДНОЙ ДИАГНОСТИКЕ

Мл. науч. сотр. *Петрякова А.В.*, науч. сотр. *Чипига Л.А.*, «С-Пб. НИИ радиационной гигиены имени профессора П.В. Рамзаева»

В радионуклидной диагностике в основе понятия качество изображения лежит возможность обнаруживать на данном изображении различия в поглощении радиофармацевтического препарата (РФП) патологическим очагом и его окружающими тканями. Качество изображения зависит от множества факторов, которые могут быть связаны со свойствами системы визуализации (пространственное разрешение, энергетическое разрешение, неоднородность), протоколами сканирования и реконструкции, методиками проведения исследования (вводимая активность, время ожидания между введением активности и сканированием, подготовка пациента) [1].

Проведение контроля качества изображения в радионуклидной диагностике является одним из важных аспектов в получении точной диагностической информации и оптимизации радиационной защиты пациента [1-

3]. Качество изображения может быть оценено как по объективным параметрам качества, так и с помощью экспертной оценки [4]. Объективные параметры качества изображения представляют собой его физические характеристики, которые могут быть количественно измерены, например, пространственное разрешение, контрастность, шум, отношение сигнал-шум. Экспертная оценка основана на визуальном анализе характеристик изображения и должна быть взаимосвязана с объективными параметрами качества. Как правило, контроль качества изображения по объективным параметрам проводится с использованием тест-объектов, специализированных фантомов и дополнительных источников. Однако такие методы контроля качества требуют специальных навыков и дополнительного оборудования.

Целью настоящего исследования было проанализировать взаимосвязь между подходами к оценке качества с применением объективных параметров качества изображений и визуальной экспертной оценки качества, используя клинические изображения пациентов.

В работе было оценено 60 клинических изображений пациентов, полученных ретроспективно на двенадцати ПЭТ/КТ-аппаратах в восьми ПЭТ-отделениях. Для оценки отбирали изображения пациентов, прошедших исследование всего тела с ^{18}F -ФДГ, которые имели стандартный вес (75 ± 5 кг) и не имели патологии печени.

В качестве количественных параметров были выбраны шум изображения и отношение сигнал-шум (SNR). Шум изображения был определен как стандартное отклонение значений объемной активности в области интереса в печени. SNR был определен как отношение максимального значения объемной активности к стандартному отклонению в области интереса в печени. Значения объемных активностей и стандартного отклонения были измерены на пяти аксиальных срезах ПЭТ-изображения и усреднены.

Визуальная экспертная оценка была проведена с использованием трех критериев: четкость изображения, наличие артефактов и общее качество изображения. Изображения оценивали по пятибалльной шкале, где 1 б. – очень плохое качество, необходимо повторное исследование, 2 б. – плохое качество, диагностика затруднена; 3 б. – достаточное для диагностики качество; 4 б. – хорошее качество; 5 б. – отличное качество. Изображения были оценены 28 экспертами с различным опытом работы.

Между количественными параметрами и критериями экспертной оценки был проведен корреляционный анализ с использованием коэффициента Спирмена (корреляция считалась слабой при $r_s < 0,3$).

На рисунке 1 представлены зависимости между количественными параметрами и критериями экспертной оценки. При корреляционном анализе были установлены слабые связи между параметром шум изображения и оценками экспертов ($r_s = -0,03$ с четкостью, $r_s = 0,01$ с артефактами, $r_s = -0,13$ с общим качеством изображения); обратные умеренные и сильные свя-

зи между параметром SNR и оценками экспертов ($r_s = -0,58$ с четкостью, $r_s = -0,48$ с артефактами, $r_s = -0,56$ с общим качеством изображения).

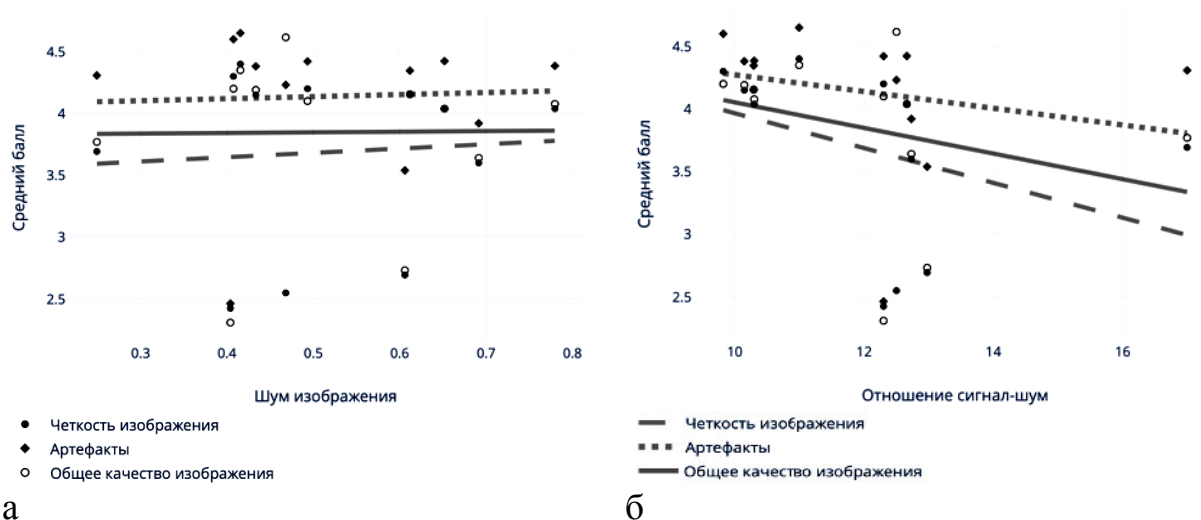


Рис. 1. Зависимость параметров шум изображения (а) и отношение сигнал-шум (б) от критериев экспертной оценки: четкость изображения, артефакты, общее качество изображения

Полученные результаты продемонстрировали несопоставимость между двумя рассмотренными подходами к оценке качества изображений. Характер полученных связей указывает на то, что изображение пациента с высокими значениями параметра SNR по мнению экспертов является низкокачественным, а значения шума изображения не влияет на мнение экспертов о качестве изображения. Таким образом, связь между подходами к оценке качества изображений не установлена должным образом, что может быть результатом различного опыта экспертов и индивидуального восприятия изображения при проведении визуальной экспертной оценки или говорить об ограничении применения параметров шум и отношение сигнал-шум при контроле качества изображения в клинической практике.

Литература

1. European Association of Nuclear Medicine. Quality Control of Nuclear Medicine Instrumentation and Protocol Standardisation. EANM Technologists Guide, 2017.
2. Schaefferkoetter J.D., Osman M., Townsend D.W. The Importance of Quality Control for Clinical PET Imaging. J Nucl Med Technol. 2017; 45(4): 265-266.
3. Чипига Л.А., Водоватов А.В., Катаева Г.В. и др. Современные подходы к обеспечению качества диагностики в позитронно-эмиссионной томографии. Медицинская физика. 2019; 82(2): 78–92.
4. Cherry S., Sorenson J., Phelps M. Image Quality in Nuclear Medicine. In book: Physics in Nuclear Medicine. 2012. pp. 233-251. DOI: 10.1016/B978-1-4160-5198-5.00015-0.

Подсекция:
НАУКИ О ЗЕМЛЕ

Сопредседатели
академик И. И. Мохов, профессор М. А. Носов,
профессор В.Б. Смирнов

АНОМАЛИИ СЕЙСМИЧЕСКОГО РЕЖИМА ПЕРЕД ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯМИ В ВОСТОЧНОЙ ТУРЦИИ

Проф. *Смирнов В. Б.*, магистр. *Петрушов А. А.*, проф. *Михайлов В. О.*

Целью настоящей работы было выяснение вопроса о наличии или отсутствии предвестниковой аномалии сейсмического режима перед произошедшим полтора месяца назад землетрясением в Турции 6 февраля 2023 года с магнитудой $M_w=7.8$ в Восточной Турции. Исследование проводилось в сравнении с аномалиями перед другими сильными землетрясениями Восточной Турции и смежного региона Ирана. В условиях отсутствия открытых региональных сейсмических данных исследования проводились на основе оперативных данных общедоступного каталога ANSS Геологической службы США

(<https://earthquake.usgs.gov/earthquakes/search/>).

Аномалии сейсмического режима относятся к наиболее уверенно обнаруживаемым аномалиям, связанным с процессами подготовки землетрясений. Подавляющее большинство известных в настоящее время прогностических алгоритмов подвергают анализу именно данные каталогов землетрясений. Это обусловлено, с одной стороны, тем, что процессы подготовки очагов сильных землетрясений, как правило, связаны с постепенным развитием разрушения на меньших масштабных уровнях. С другой стороны, сейсмические каталоги повсеместно обеспечивают необходимую пространственную детальность информации в областях сейсмогенерации.

Мировая практика прогностических исследований выявила ряд статистических параметров сейсмического режима, аномальные изменения которых рассматриваются как индикаторы процессов подготовки землетрясений. В настоящей работе использовался комплексный параметр, предложенный Г.А.Соболевым [Соболев и др., 1996] и получивший название RTL. По своей сути параметр RTL представляет собой суммарное «сейсмовыделение», рассчитываемое для каждой выбранной точки пространства и каждого выбранного момента времени, статистически взвешенное с учетом расстояния и времени от произошедшего землетрясения до выбранной точки и выбранного момента времени. Вклад величины произошедшего землетрясения учитывается показателем степени, в которую при суммировании возводится размер его очага (1 – суммирование подвижек в очагах землетрясений, 2 – суммирование площадей разрывов, 3 – суммирование энергий). Учет удаления точки пространства и момента времени, для которых производится расчет, от точки и времени очага произошедшего землетрясения производится с помощью экспоненциальных множителей. «Образ» предвестниковой аномалии: уменьшение RTL (сейсмическое зати-

шье), сменяющееся его увеличением (форшоковая активизация) [Соболев, Пономарев, 2003]. Оба эффекта – затишье и активизация – имеют физическое объяснение в рамках концепции ЛНТ процесса подготовки очага сильного землетрясения [Соболев, 2019]. Параметр RTL можно также рассматривать как характеристику (функцию) влияния землетрясений [Смирнов, Пономарев, 2020].

Анализ пространственно-временного изменения параметра RTL в Восточной Турции и Иране за последние 15 лет выявил характерные аномалии сейсмического режима перед сильными землетрясениями Mw7.1 23.10.2011 (Восточная Турция), Mw7.3 12.11.2017 (Иран) и землетрясением Mw6.7 24.01.2020 на Восточно-Анатолийском разломе. Вблизи очага последнего землетрясения на этом же разломе произошло через три года изучаемое землетрясение Mw7.8 06.02.2023. По своему пространственному размеру и длительности выявленные аномалии вполне соответствуют магнитудам соответствующих землетрясений.

Перед землетрясением Mw7.8 06.02.2023 выявлена аномалия, размер и длительность которой значительно меньше ожидаемых для землетрясения такой магнитуды. Параметры этой аномалии соответствуют землетрясениям с магнитудой около Mw6.

Вопрос почему перед самым сильным землетрясением Mw7.8 06.02.2023, имевшим чрезвычайно большой даже для такой магнитуды очаг (размером около 300 км), требует специального исследования с привлечением дополнительных геофизических данных, еще недоступных спустя полтора месяца после землетрясения. У нас есть лишь предположительная гипотеза на этот счет.

По данным Геологической службы США [USGS, 2023] можно заключить, что землетрясение Mw7.8 06.02.2023 имеет сложную трехсегментную структуру очага и сложную трехэтапную историю его вспарывания. Землетрясение началось со вспарывания в течение первых 10-15 с относительно небольшого сегмента длиной 30-40 км. Этот сегмент примыкает под углом к двум основным сегментам Восточно-Анатолийского разлома длиной по 130 км каждый. Их вспарывание началось на 15-20 с после того, как волна вспарывания первого небольшого сегмента дошла до этих больших сегментов. Если предположить, что вспарывание основных сегментов суммарным размером 260 км, отвечающим землетрясению с магнитудой Mw7.8, было инициировано вспарыванием, небольшого сегмента длиной 30-40 км, то с точки зрения процесса подготовки очага землетрясения следует говорить о подготовке землетрясения с очагом до 40 км, чему соответствует магнитуда около Mw=6. Землетрясению именно такой магнитуды соответствуют параметры обнаруженной нами RTL-аномалии сейсми-

ческого режима. RTL-аномалии отражают развитие трещиноватости, приводящее к образованию в литосфере метастабильной зоны, которая затем разрушается разрывом основного очага. При этом RTL не контролирует непосредственно величину поля напряжений и их близость к критическим значениям. Можно предположить, что основные сегменты Восточно-Анатолийского разлома, составившие основной очаг землетрясения Mw7.8 06.02.2023, находились в критическом напряженном состоянии, и разрушение первого маленького сегмента спровоцировало вспарывание большого 260-километрового очага. А выявленная небольшая аномалия сейсмического режима отразила подготовку только этого «зародышевого» очага размером в 30-40 км.

В заключение отметим, что предложенная нами гипотеза демонстрирует ограниченность построения алгоритмов прогноза землетрясений только по сейсмическим данным. При стандартном анализе, выполняемом для прогноза землетрясений с магнитудой $M_w > 7.5$, выявленная нами апостериорно небольшая аномалия пред землетрясением в Турции 6 февраля 2023 года, безусловно, не была бы замечена, а алгоритм прогноза допустил бы ошибку «пропуск цели». Для прогноза этого землетрясения были бы необходимы геофизические данные, отражающие не только аномалии развития разрушения, но и аномалии напряженно-деформированного состояния, например, информация о размере и локализации области аномальных деформаций в разломной зоне.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант № 23-27-00067.

Литература

1. Смирнов В.Б., Пономарев А.В. Физика переходных режимов сейсмичности. М.: РАН – 2020. – 412 с.
2. Соболев Г. А. Модель лавинно-неустойчивого трещинообразования — ЛНТ // Физика Земли. — 2019. — № 1. — С. 166–179.
3. Соболев Г. А., Пономарёв А. В. Физика землетрясений и предвестники. — М.: Наука, 2003. — 270 с.
4. Соболев Г. А., Тюпкин Ю. С., Смирнов В. Б., Завьялов А. Д. Способ среднесрочного прогноза землетрясений // Докл. РАН. — 1996. — Т. 347. — № 3. — С. 405–407.
5. USGS, 2023, сайт:
https://earthquake.usgs.gov/earthquakes/eventpage/us6000jllz/finite-fault?source=us&code=us6000jllz_1

ПОЛЕ СМЕЩЕНИЙ ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ И МОДЕЛЬ
ПОВЕРХНОСТЕЙ РАЗРЫВОВ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ В ТУРЦИИ
06 ФЕВРАЛЯ 2023 Г. ПО ДАННЫМ СПУТНИКОВОЙ РАДАРНОЙ ИН-
ТЕРФЕРОМЕТРИИ

Проф. *В.О. Михайлов*, науч.сотр. *И.П. Бабаянц* (ИФЗ РАН),
науч. сотр. *М.С. Волкова* (ИФЗ РАН), проф. *В.Б. Смирнов*,
ст.науч.сотр. *Е.П. Тимошкина* (ИФЗ РАН)

Данные спутниковой радарной интерферометрии позволили четко закартировать два сдвиговых разлома, смещения по которым вызвали катастрофические землетрясения 06 февраля 2023 в Турции. По спутниковым данным относительные смещения бортов Восточно-Анатолийской зоны разломов (ВАРЗ), к которой было приурочено первое событие с магнитудой M_w 7.8, превосходили 8 м. Поверхность разрыва простирается от области землетрясения Доганьол-Сиврис 24.01.2020 M_w 6.7 на севере до побережья Средиземного моря на юге, где 20.02.2023 произошло землетрясение магнитудой 6.3. Второе событие с магнитудой 7.5 приурочено к разлому Сюргу-Чардак, относительные смещения бортов которого, согласно спутниковым данным, превосходили 6 м (рис.1).

Полученные поля смещений земной поверхности были использованы для построения модели поверхности сейсмического разрыва. Модель построена на основе решения задачи о смещениях на поверхности сферически расслоенной планеты в результате смещений по падению и простираению на расположенной внутри нее прямоугольной площадке [Pollitz, 1996]. Игнорирование сферической расслоенности планеты приводит к ошибкам до 20%, особенно при наличии большой сдвиговой компоненты [Pollitz, 1996]. Также ошибку вносит и игнорирование сферичности, при использовании решения в рамках идеализации упругого однородного полупространства [Okada, 1985], как это сделано при построении моделей сейсмического разрыва для землетрясений в Турции 2023 г в Геологической службе США.

Отличием нашей модели является детальный учет геометрии разломов. Для этого разломы были аппроксимированы 19-ю плоскостями по простираению, поделенными на два уровня по падению. В построенной модели сдвиговые смещения на центральном сегменте поверхности сейсмического разрыва достигают 12.7 м. На южном сегменте этого разрыва смещения существенно меньше. Следует подчеркнуть, что смещения зарегистрированы нами за период с 29 января по 10 февраля 2023 г, т.е. вместе с косейсмическими включают и постсейсмические смещения за 4 дня после основных сейсмических событий. Сдвиговые смещения на поверхности разрыва вдоль разлома Сюргу-Чардак, на котором произошло землетрясение магнитудой 7.5, достигали 10 м.

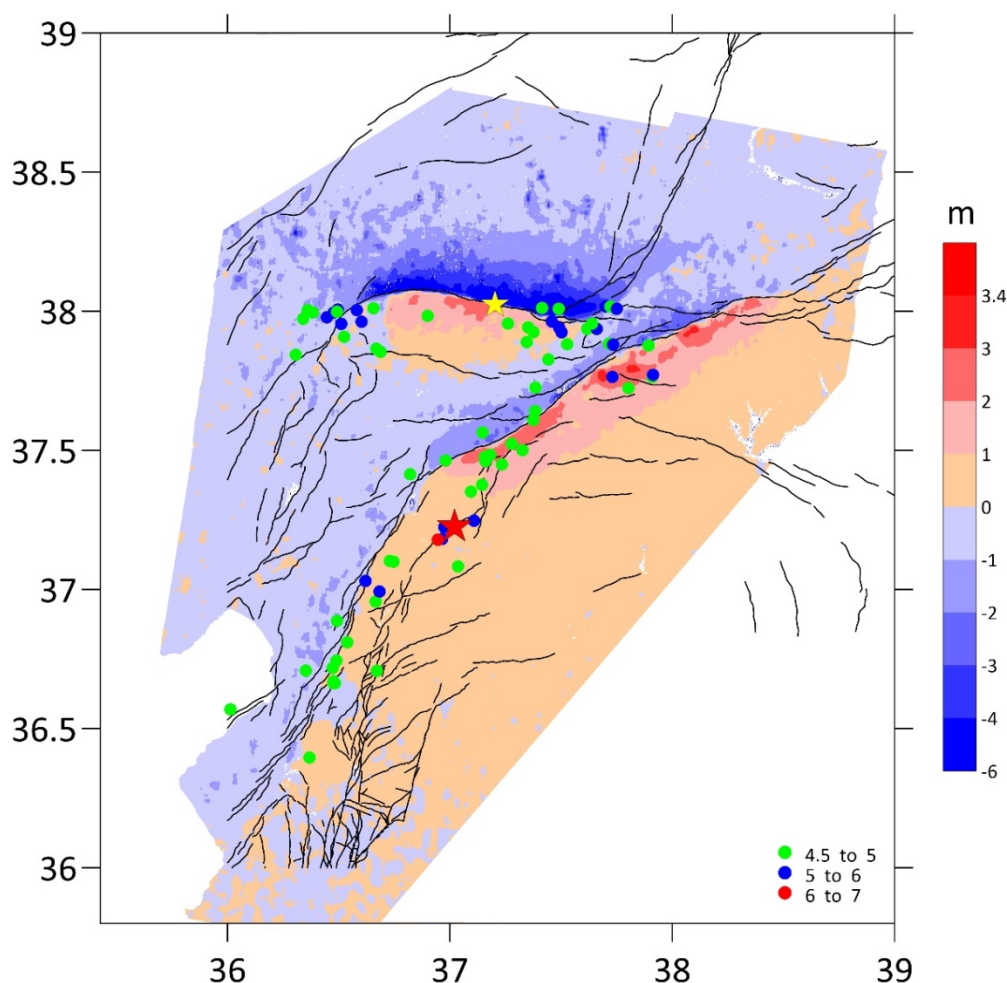


Рис. 1 Поле смещений в направлении перпендикулярно орбите (азимут орбиты 189°). Смещения в метрах, положительные в восточном направлении. Разломы построены по базе данных активных разломов [Бачманов, Кожурин, Трифонов, 2017]. Согласно [Basili et al., 2013] разлом Сюргу-Чардак имеет падение на север, а ВАЗР – на восток с углом падения 80° . Красная звезда – эпицентр землетрясения с магнитудой 7.8, желтая – тоже с Mw 7.5. Цветные круги – афтершоки различной магнитуды.

Полученные результаты демонстрируют эффективность применения спутниковой радарной интерферометрии при оперативном изучении катастрофических геодинамических явлений и процессов. В частности, спутниковые данные позволяют более точно локализовать расположение и геометрию очага землетрясения, которые в отсутствии спутниковой деформометрии определяют гораздо более грубо по макросейсмическим данным. В отличие от наземных наблюдений спутниковые данные позволяют измерить поле деформаций на охваченной снимками территории, а модельная оценка распределения смещений на сейсмических разрывах по деформометрическим данным несет информацию об изменении в результате землетрясения напряженно-деформированного состояния среды, что существенно для прояснения физики сейсмического процесса.

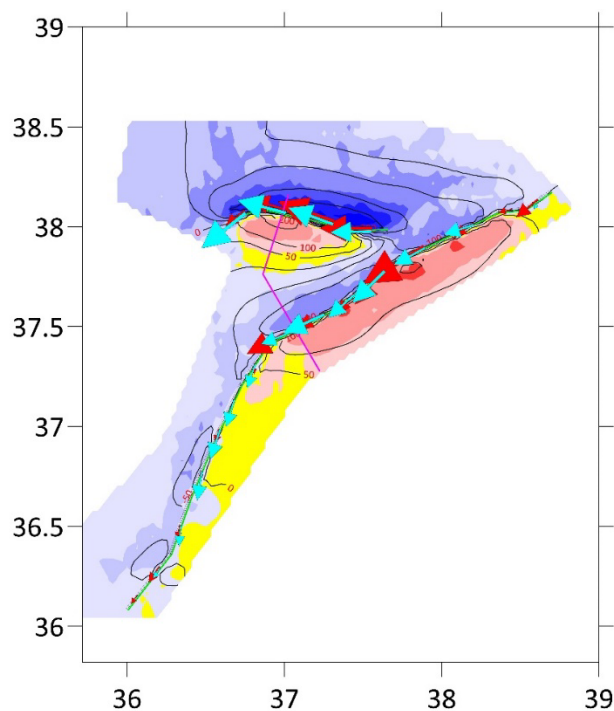


Рис. 2 Модель поверхности разрыва землетрясений 06.02.2023, построенная по данным РСА интерферометрии. Цветовая карта – смещения земной поверхности (в см), определенные методом офсетов по снимкам спутника Сентинель1-А (рис. 1). Черные изолинии – рассчитанные по модели смещения земной поверхности. Черные прямоугольники показывают поверхность разрыва в вертикальном разрезе, со смещениями на верхнем (голубые стрелки) и нижнем (красные стрелки) уровне. Максимальная длина стрелки 12.7 м в средней части разлома ВАР.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бачманов Д.М., Кожурин А.И., Трифонов В.Г. База данных активных разломов Евразии // Геодинамика и тектонофизика. 2017. Т. 8. № 4. С. 711-736.
2. Basili R., et al., 2013. The European Database of Seismogenic Faults (EDSF) compiled in the framework of the Project SHARE, doi:10.6092/INGV.IT-SHARE-EDSF
3. Pollitz F.F. Coseismic deformation from earthquake faulting on a layered spherical Earth // Geophysical Journal International. 1996. Vol. 125 (1). P. 1-14.
4. Okada Y. Surface deformation due to shear and tensile faults in a half-space // BSSA. 1985. Vol. 75 (4). P. 1135-1154.

СЕЙСМОТЕКТОНИКА РОССИЙСКОГО СЕГМЕНТА АРКТИКИ.

Доц. Воронина Е.В.

СейсмоTECTоника изучает связь сейсмической активности региона с его строением. Она включает в себя анализ полей напряжений и деформаций, относящихся к тем или иным тектоническим структурам. В российском сегменте Арктики самыми сейсмически активными тектоническими структурами являются рифтовая долина хребта Гаккеля и шельфовая часть моря Лаптевых. Хребет Гаккеля отождествляется с границей между Североамериканской и Евразийской литосферными плитами и является продолжением Срединно-Атлантического хребта [3]. Очаги 81 землетрясения с магни-

тудой 5 и более, произошедших с 1976 года по настоящий момент, показаны на рис.1. За рассматриваемый временной период в регионе произошло только два землетрясения с магнитудой более 6.

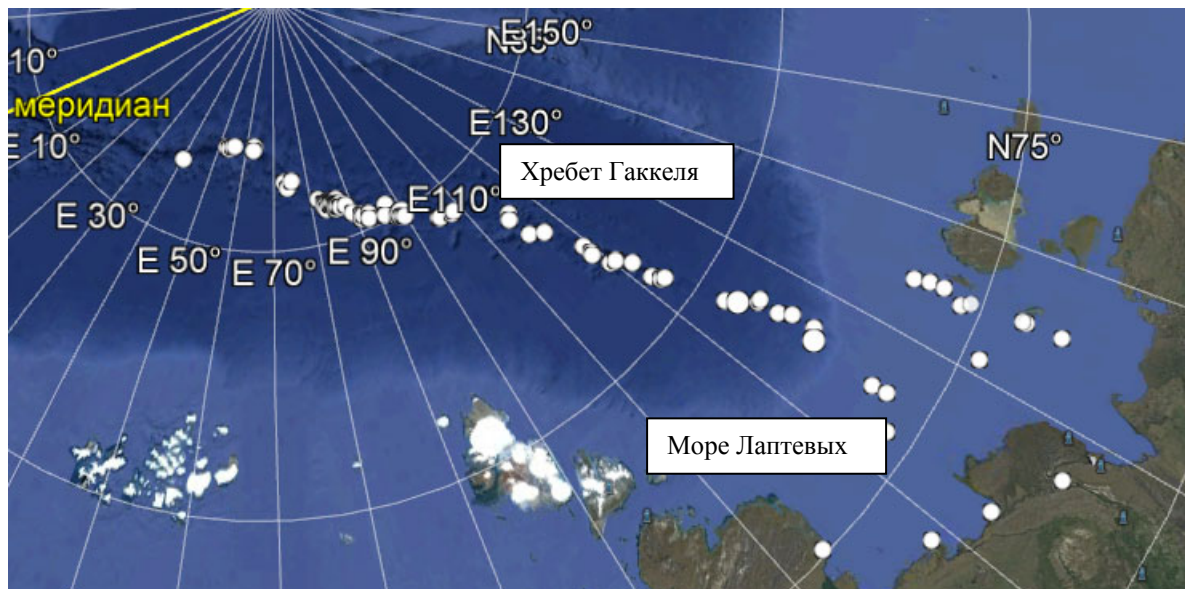


Рис.1. Эпицентры наиболее крупных землетрясений Арктики.

Изучение полей напряжений и деформаций проводилось путем анализа тензора сейсмического момента зарегистрированных землетрясений. Тензор сейсмического момента характеризуется тремя собственными значениями и ориентацией главных осей деформаций и напряжений.

Вид напряженного состояния очаговых зон землетрясений определяется из собственных значений тензора напряжений коэффициентом Лоде-Надаи [4,5]:

$$\mu_{\sigma} = \frac{(\sigma_2 - \sigma_3) - (\sigma_1 - \sigma_2)}{(\sigma_1 - \sigma_3)} = \frac{2\sigma_2 - \sigma_1 - \sigma_3}{(\sigma_1 - \sigma_3)} = \frac{3\sigma_2}{(\sigma_1 - \sigma_3)} \quad (1)$$

где: σ_1 -собственные значения главной оси растяжения, σ_2 -собственные значения промежуточной оси, σ_3 - собственные значения главной оси сжатия. Считается, что: $\sigma_1 > \sigma_2 > \sigma_3$. При этом, если коэффициент Лоде-Надаи равен $0,96 \div 1$ -имеет место двухосное горизонтальное сжатие; $0,71 \div 0,96$ – тип очага взброс; $0,26 \div 0,7$ - одноосное горизонтальное сжатие; $0,26 \div -0,26$ - тип очага сдвиг; $-0,26 \div -0,71$ - одноосное горизонтальное растяжение; $-0,71 \div -0,96$ – тип очага сброс; $-0,96 \div -1$ -двухосное горизонтальное растяжение.

Современное распределение коэффициента Лоде-Надаи в изучаемом регионе показаны на рис.2. Толстой линией показано разделение среды на области сжатия и растяжения.

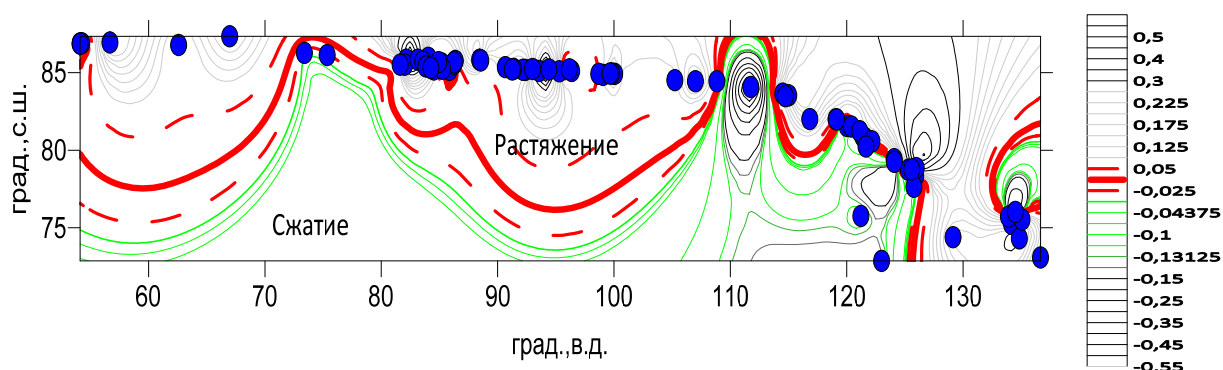


Рис.2. Распределение коэффициента Лове-Надаи и вид напряженного состояния региона.

Большинство зарегистрированных землетрясений произошло в условиях горизонтального растяжения среды. Механизмы очагов этих землетрясений являются сбросами. Чистых сдвиговых механизмов практически нет, а в западной части моря Лаптевых у побережья Таймыра, произошло несколько событий типа взброса, это свидетельствует о том, что в данной части региона наблюдается горизонтальное сжатие.

Ориентация главных осей напряжений в полярных координатах показана на рис.3

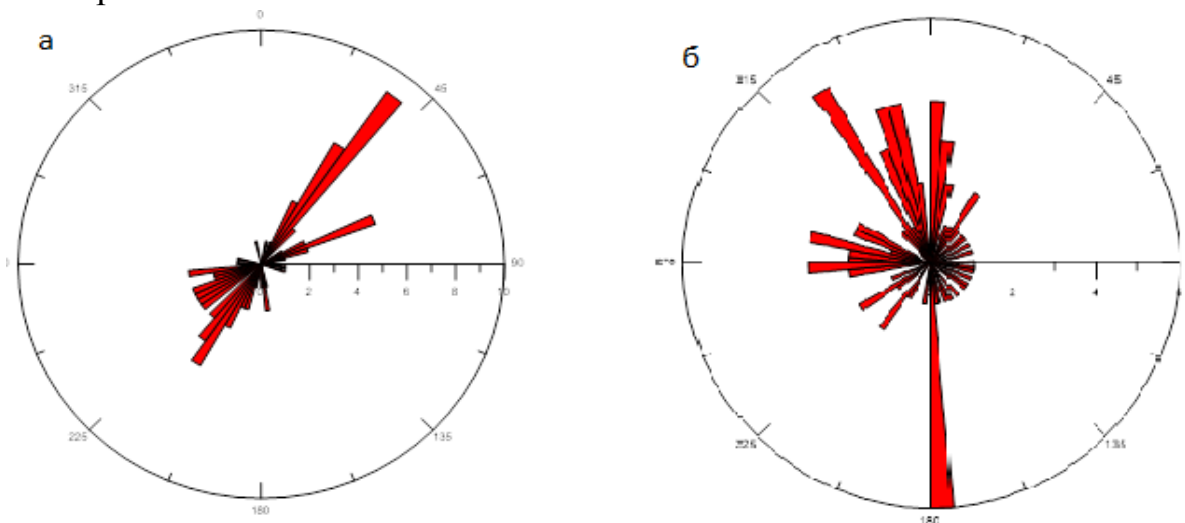


Рис.3. а) азимут осей растяжения; б) азимут осей сжатия.

Растяжение строго ориентировано в направлении с юго-востока на северо-запад, ортогонально простиранию хребта Гаккеля. Сжатие хаотично, но, главным образом, направлено с юга на север.

Тензор скорости сеймотектонической деформации определялся по формуле Б.В.Кострова [1,2]:

$$\varepsilon_{ij}^* = \frac{\sum_{i=0}^n M_{ki}}{2\mu\Delta V\Delta T} \quad (2)$$

где: M_{Σ} - суммарный сейсмический момент п землетрясений, произошедших в выделенном сейсмогенном объеме ΔV за период наблюдений ΔT , μ - модуль сдвига в среде. Сейсмогенный объем рассчитывался для ячеек площадью $1^\circ \times 1^\circ$ сетки, умноженной на глубину землетрясений, попавших в каждую ячейку. Период наблюдений определялся из разности вступлений самого позднего и самого раннего события в соответствующей ячейке. Средний модуль сдвига принимался равным 3×10^{10} Па. Пространственное распределение скоростей сейсмостектонических деформаций показано на рис.4.

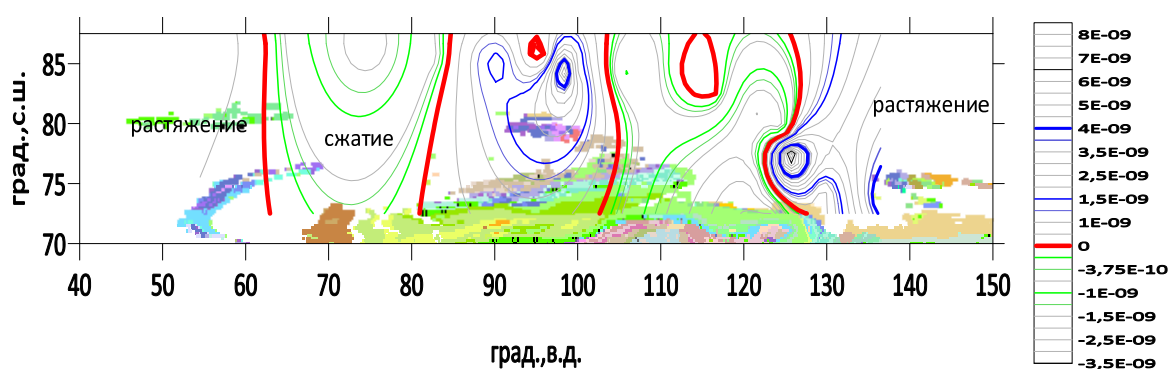


Рис.4. Пространственное распределение скоростей деформаций.

Здесь имеет место чередование областей деформаций сжатия и растяжения, согласующееся с распределением коэффициентов Лоде-Надаи, а также – выделены области сейсмического затишья и высоких градиентов скоростей сейсмостектонической деформации, которые могут быть областями последующих в будущем землетрясений. Эти области расположены в центральной части хребта Гаккеля и в западной части моря Лаптевых, вблизи с побережьем полуострова Таймыр. Среднее значение полученных значений скорости, равное 3×10^{-9} 1/год, соответствует литературным данным [5].

По полученным результатам могут быть сделаны следующие выводы:

Сейсмичность Российского сегмента Арктики характеризуется землетрясениями средней силы в районах хребта Гаккеля и окраин моря Лаптевых.

Спрединг хребта Гаккеля происходит со скоростями сейсмостектонической деформации существенно меньшими, чем это наблюдается на других срединно-океанических хребтах.

Структура хребта Гаккеля представляет собой области с чередующимися режимами нагружения. Наиболее опасными являются области затишья в условиях растяжения. Вдоль всего протяжения хребет Гаккеля не нарушен трансформными разломами.

Море Лаптевых представляет собой отдельную микроплиту, западная часть которой является наиболее сейсмоопасной. Детализация сейсмической ситуации требует дополнительной установки сейсмических станций.

Литература

1. Воронина Е.В. Физика очага землетрясения. М., Физический факультет МГУ, 116 стр. 2010г.
2. Костров Б.В. Механика очага тектонического землетрясения. М.: Наука, 1975г.
3. Пискарев А.Л., Аветисов Г.П. и др. Строение зоны перехода: шельф моря Лаптевых – Евразийский бассейн (Северный Ледовитый океан). Геотектоника, №6, с.3-24, 2018г.
4. Юнга С. Л. О механизме деформирования сейсмоактивного объема земной коры // Изв. АН СССР. Физика Земли., 1979 г., № 10., с. 14—23.
5. Itaeva L.P. et al., Geodynamic activity of modern structures and tectonic stress field in Northeast Asia., Geodynamics and tectonophysics., vol 8, № 4., p.737-768., 2017.

СОПОСТАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ФЛЮИДНОЙ ИНИЦИАЦИИ СЕЙСМИЧЕСКИХ И АКУСТИЧЕСКИХ РОЁВ

Ассист. Потанина М. Г., проф. Смирнов В. Б.,
зав. лаб. Пономарев А. В. (ИФЗ им. О. Ю. Шмидта РАН)

Эффект инициации сейсмичности флюидом был смоделирован в ряде лабораторных экспериментов. В докладе представлены результаты сопоставления параметров сейсмичности и акустических режимов.

Сейсмическая активность и наклон графика повторяемости в сейсмических роях Коринфского залива 2004 года, предположительно инициированных флюидом, находятся в противофазе [1]. Смоделированная в лаборатории акустическая активность внесением воды на верхнюю грань образца, и b-value также изменяются противофазно: при увеличении активности, b-value уменьшается и наоборот [2]. В последующем эксперименте повторное внесение воды вызвало такой же эффект, только меньшей величины.

Сейсмическая активность и наклон графика повторяемости в наведенной сейсмичности в области водохранилищ Койна-Варна за 1983-2015, построенных методом накопления эпох, демонстрируют противофазное поведение активности и b-value для немедленного отклика [3]. Смоделированная в лаборатории акустическая активность при периодической подаче в образец флюида под давлением и наклон графика повторяемости изменяются также противофазно [3].

Однако эксперименты по инициации акустики в обводнённых образцах электрическим током, нагревающим флюид и повышающим таким образом его давление, не показали противофазного изменения акустики и наклона графика повторяемости [4]. Не были обнаружены значимые изменения *b*-value при росте или падении акустической активности. Подобное поведение наклона графика повторяемости отмечалось в работах П.Н. Шебалина для афтершоковых последовательностей. Оно также известно и в вулканических сейсмических роях.

Сопоставление времен задержек активности - параметра флюидной инициации активности, равного разнице во времени между возникновением активности (откликом среды на воздействие) и временем максимума инициирующего воздействия – показало, что после миграции сейсмичности в области водохранилищ Койна-Варна на Юг, по разлому Доначивада, сезонный режим наведенной сейсмичности возобновился через 2 года, при этом пики сезонной активности в последствии сдвинуты относительно времени максимума воды в водохранилище на 0,5 года [5]. И в моделирующих это явление лабораторных экспериментах также получена большая разница во временах задержек активности между первым инициированием, когда образец был сухой, и последующими, уже по мокрому образцу [5].

Кроме перечисленных параметров, в разных лабораториях мира смоделирован эффект синхронизации акустики и периодического воздействия (механического или электрического) [6, 7], сопоставимый с сезонными вариациями сейсмичности при сезонном изменении уровня воды в водохранилищах.

Обобщение полученных натуральных и лабораторных результатов позволяет сделать следующие заключения и выводы.

По характеру изменения наклона графика повторяемости при увеличении активности наблюдаются два эффекта:

1 эффект. Разный тип активизации активности приводит к одинаковому противофазному изменению активности и наклона графика повторяемости. При увеличении активности *b*-value уменьшается, что характеризует перераспределение размера трещин от более мелких к более крупным, запускается лавина разрушения – это триггерный механизм, где вода является триггером разрушения.

11 эффект. В экспериментах при сильном воздействии сразу на весь образец, при увеличении активности *b*-value не изменяется, то есть не меняется распределение размера трещин, увеличивается только их количество, разрушение происходит на всех энергетических уровнях одновременно. Это, вероятно, не триггерный механизм. Это механизм прямого разрушения. Возможно, данный механизм работает при гидроразрыве и в вулканических сейсмических роях, когда сильное быстрое воздействие больше,

чем предел прочности пород; для афтершоковых последовательностей, когда главное событие оказывает сильное быстрое воздействие на большой радиус среды вокруг себя.

Задержки активности обнаруживают также два механизма:

1 механизм – Задержанный отклик среды на первичное инициирующее внесение флюида, волна диффузии по сухой среде распространяется сравнительно медленнее, работает эффект поршня. В.Б. Смирновым и А.В. Исаевой в [5] этот эффект поясняется моделированием. Возможно предположить и две ситуации: сухая неразрушенная напряженная среда «медленно» смачивается флюидом – работает эффект Ребиндера – возникают разрушения (трещины). Здесь стоит пояснить, что речь идёт о «медленном» промокании, а не о медленной реакции на промокание. Реакция на смачивание мгновенная, где попала вода, там сразу же появляется трещина, конечно, если энергетически это выгодно, если среда находится в напряженном состоянии. Далее в эти трещины проникает следующая порция флюида – и как раз это проникание и распространяется «медленно» - и может привести как к следующему разрушению (в этой области), так и нет, распространяется волна диффузии. Вторая ситуация, когда волна смачивания или диффузии запускает быструю волну «сухого» разрушения и она распространяется далее без флюида, с большой скоростью. Различить эти ситуации – предмет дальнейшего исследования.

2 механизм – Быстрый отклик среды на дополнительное или периодическое внесение флюида в уже обводнённую среду - дополнительное давление флюида в источнике (снаружи) быстро передается через заполненные флюидом трещины (поры) к среде на глубине. В случае насыщенного образца распространение фронта давления жидкости происходит быстрее. Разница скоростей обусловлена разницей свободного порового пространства в сухих и обводненных образцах [5].

Таким образом, лабораторное моделирование, проведенное при контролируемых условиях и разных сценариях инициации, позволило подтвердить гипотезы, выявить механизмы и свойства инициации разрушения среды флюидом, путем качественного сопоставления параметров флюидной инициации сейсмических и акустических роев.

Литература

1. Потанина М.П., Смирнов В.Б., Бернар П. Развитие роевой активности в Коринфском рифте в 2000–2005 гг. // Физика Земли. 2011 No 7. С. 54–66.
2. Потанина М.Г., Смирнов В.Б., Пономарев А., Бернар П., Любушин А., Шозиёв Ш. Особенности акустической эмиссии при флюидной инициации разрушения по данным лабораторного моделирования // Физика Земли. 2015. No 2. С. 126–138.

3. Смирнов В.Б., Потанина М.П., Карцева Т.И., Пономарев А.В., Патонин А.В., Михайлов В.О., Сергеев Д.С.. Сезонные вариации наклона графика повторяемости землетрясений в наведенной сейсмичности в области Койна–Варна, Западная Индия // Физика Земли. 2022. No 3. С. 76–91.

4. Лапшин В.Б., Патонин А.В., Пономарев А.В., Потанина М.Г., Смирнов В.Б., Строганова С.М. Инициация акустической эмиссии в обводненных образцах песчаника. Доклады академии наук. 2016. Том 469. No 1. С. 97–101

5. Смирнов В.Б., Пономарев А.В., Исаева А.В., Бондаренко Н.Б., Патонин А.В., Казначеев П.А., Строганова С.М., Потанина М.Г., Chadha R.K., Агога К. Флюидная инициация разрушения в сухих и водонасыщенных горных породах // Физика Земли. 2020. No 6. С. 86–105.

6. Лапшин В.Б., Смирнов В.Б., Скубачевский А.А., Пономарев А.В., Патонин А.В., Хромов А.А., Потанина М.Г. Численные и лабораторные эксперименты по разрушению конструкционных материалов под воздействием электромагнитного поля. ВМУ. Серия 3. Физика. Астрономия. 2018. No 5. С. 90–95.

7. Chelidze T., Matcharashvili T., Mepharidze E., Dovgal N. Complexity in Geophysical Time Series of Strain/Fracture at Laboratory and Large Dam Scales: Review. Entropy 2023, 25, 467.

ПРОБЛЕМЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАЛЕОНАПРЯЖЕННОСТИ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ПО МАГМАТИЧЕСКИМ ПОРОДАМ, СФОРМИРОВАННЫМ В УСЛОВИЯХ НАПРЯЖЕНИЙ СЖАТИЯ.

Проф. *Максимочкин В.И.*

Информацию о величине древнего магнитного поля получают по магматическим породам, которые при остывании приобретают намагниченность термоостаточной природы, пропорциональную напряженности поля. Определение палеонапряженности основано на сравнении свойств природной остаточной намагниченности (NRM) с создаваемой в лаборатории термоостаточной намагниченностью (TRM). В методах Телье-Кое [1] и Вилсона-Буракова [2], используемых в настоящее время, лабораторную TRM создают при нормальном давлении, поэтому такое сравнение правомерно для эффузивных изверженных пород, которые формируются при давлениях близких к атмосферному. Для изверженных пород, которые формировались в стрессовых условиях, такое сравнение может быть неправомерным и давать ложный результат.

Для проверки этого предположения на базальтах с вулкана Толбачик извержения ТТИ-50 (K17/14) и со дна Красного моря (П72/2) путем экспериментального моделирования изучено образование термоостаточной

намагниченности TRM_p при квазиодноосном сжатии и ее свойства. Показано, что при повышенном давлении по оси сжатия формируется TRM_p меньшей величины, чем при нормальном давлении. Степень влияния давления на величину TRM_p в базальтах зависит от доменной структуры магнитных зерен: TRM_p/TRM=0.63 при P=142-150 МПа в базальте K17/14, содержащем однодоменные зерна титаномагнетита, и TRM_p/TRM=0.5-0.52 при наличии псевдооднодоменных и многодоменных зерен. Зависимость TRM_p=f(P) в первом случае линейная, во втором - нелинейная. Метод Телье-Кое дает заниженное значение величины магнитного поля по TRM_p, сформированной при повышенных давлениях по оси квазиодноосного сжатия. Эффект занижения достигает 1.8-2.2 раза при давлениях P= (142-150) МПа, и в меньшей степени зависит от преобладания однодоменных или псевдооднодоменных магнитных зерен в базальте. Для термоостаточной намагниченности, сформированной при перпендикулярной ориентации магнитного поля относительно оси преимущественного сжатия, эффект занижения палеонапряженности может быть значительно меньше: всего 10-15% при P=100 МПа.

СВОЙСТВА ТИТАНОМАГНЕТИТА ПИЛЛОУ-БАЗАЛЬТА КРАСНОГО МОРЯ

*А. Н. Целебровский, В. И. Максимочкин, А. А. Татаринцев,
Ю. А. Алехина, Р. А. Грачев*

Изучены магнитные свойства и минералогия титаномагнетита в пиллоу-базальте Красного моря голоценового возраста на различном расстоянии от поверхности контакта с водой. Выявлено, что состав титаномагнетита в пиллоу-базальте меняется от корки вглубь подушки: содержание титана в титаномагнетите растет, а магния и алюминия – уменьшается. Титаномагнетит в поверхностном слое пиллоу-базальта (0–2 см) однофазно окислен, максимальная степень окисления 0.13, а на расстоянии более 3 см от корки имеет стехиометрический состав. По росту магнитной восприимчивости от 0.2 до 1.8 · 10⁻² СИ, намагниченности насыщения от 0.026 до 0.895 А·м²/кг и остаточной намагниченности насыщения от 0.014 до 0.296 А·м²/кг, уменьшению коэрцитивности (H_c от 90 до 15 мТл, H_{cr} от 153 до 20 мТл), а также наблюдениями электронной и магнитно-силовой микроскопии показано, что при удалении от корки растет концентрация титаномагнетита в базальте и размер зерен от однодоменного состояния до псевдооднодоменного. Установлено, что магнитная жесткость зерен титаномагнетита коррелирует с максимальной скоростью охлаждения базальта. Естественная остаточная намагниченность базальта с удалением от поверхности контакта с водой

изменяется немонотонно: до глубины примерно 3 см выявлен ее рост, обусловленный ростом концентрации титаномагнетита, далее уменьшение, обусловленное уменьшением магнитной жесткости зерен. Несмотря на довольно сильную вариацию магнитных свойств пиллоу-базальта от корки до глубины в 7 см, на образцах из этого интервала значения палеонапряжённости, определённой по методике Телье-Коэ, оказались достаточно близки (62.5-66.0 мкТл) при высоком коэффициенте качества (11-45).

ВЛИЯНИЕ ЕСТЕСТВЕННОЙ ПЛЁНКИ В ВОДЕ НА ПАРАМЕТРЫ ВЕТРОВЫХ ВОЛН В КАНАЛЕ.

Ст. преп. *Плаксина Ю.Ю.*, науч. сотр. *Пуштаев А.В.*,
доц. *Винниченко Н.А.*, проф. *Уваров А.В.*

Для воды характерно наличие плёнки из растворимых и нерастворимых примесей на её поверхности. Как правило, такие примеси присутствуют на поверхности любой воды, за исключением воды очень высокой степени очистки – деионизированной. Как показали наши более ранние исследования [1], и этого количества примесей достаточно для того, чтобы повлиять на граничные условия на поверхности и теплообмен. В данной работе исследовалось влияние слабых примесей на образующиеся в канале волны под действием обдува с разной скоростью. Измерения проводились в обычной водопроводной воде и в воде, содержащей небольшое количество растворимого поверхностно-активного вещества — додецилсульфата натрия (SDS), с концентрациями до 0.1 mM (миллимоль на литр), что составляет порядка 1,25 % от ККМ (критической концентрации мицеллообразования). Волны создавались в ветровом Т - образном канале шириной 20 см, глубиной 30 см и полной длиной 133 см (с шириной 47 см и длиной 19 см широкой части канала). Т-образная форма канала использовалась для гашения обратных волн. Скорость обдува регулировалась с помощью изменения мощности вентилятора.

Под воздействием ветра плёнка на поверхности может прорываться и смещаться, образуя свободную поверхность. Одним из способов отследить наличие или отсутствие пленки на поверхности воды является ИК-термография. С помощью тепловизора FLIR SC 7700, работающего в диапазоне длин волн 3.7-4.8 мкм, с разрешением матрицы 640x512 пикселей, измерялись поля температуры поверхности, и по термической структуре можно было определить наличие плёнки. При наличии плёнки теплообмен поверхности с объёмом затруднён и более тёплые слои жидкости снизу не выходят на поверхность. При наличии свободной поверхности такой массообмен происходит и мы наблюдаем конвективные структуры с более вы-

сокой температурой, чем для плёнки. Также можно определить наличие или отсутствие плёнки по характеру расплывания теплового пятна на поверхности, полученного с помощью импульсного нагрева ИК-лазером. В случае свободной поверхности тепловое пятно быстро расплывается под действием конвекции Марангони, а в случае плёнки пятно может деформироваться, двигаться и его время жизни существенно возрастает.

Одной из базовых характеристик волнения является рельеф поверхности. Для его измерения мы использовали новый метод, в основу которого легла схема, впервые предложенная в [2], с некоторыми модификациями. Мы будем называть его модифицированным цветным шпирен-методом. Этот метод позволяет получать мгновенный рельеф поверхности на достаточно большой площади. Пример измерения рельефов поверхности приведен на рис. 1.

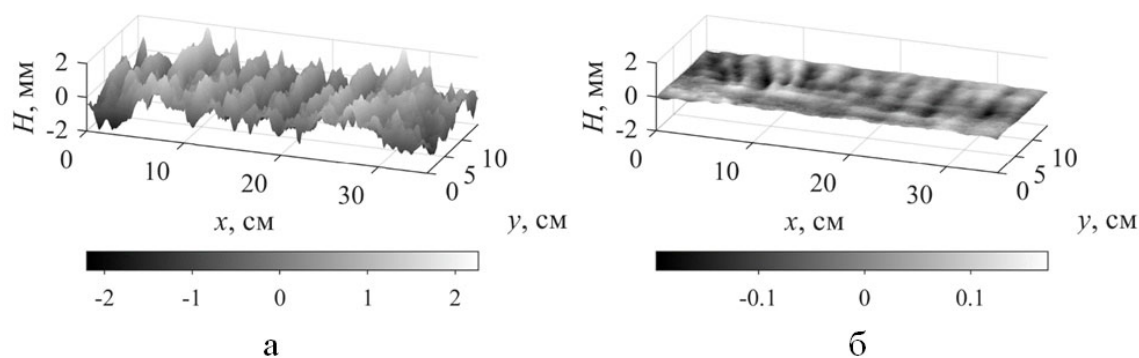


Рис. 1. Рельеф поверхности: а – в воде, б – в воде с 0.1 mM SDS при скорости ветра 3.35 м/с

Поля скорости в вертикальной плоскости в воде вблизи поверхности измерялись методом цифровой трассерной визуализации [3] до скоростей обдува порядка 5 м/с, то есть основное внимание уделялось процессу зарождения волн. В рассматриваемом диапазоне скоростей в воде оказалось достаточным использование видеокамеры с частотой съёмки 500 кадров/с и двух непрерывных зелёных лазеров мощностью по 1 Вт.

Проведённые измерения показали резкий рост амплитуды волн после разрыва поверхностной плёнки. Причём, при добавлении SDS скорость, при которой рвётся поверхностная плёнка, увеличивается, и, чем больше концентрация SDS на поверхности, тем выше эта скорость. При наличии растворимой примеси в достаточных количествах плёнка может восстанавливаться из объёма. Также было показано, что добавление SDS приводит к существенному снижению амплитуды волн (см. рис. 1).

Исследование полей скорости и вертикальных профилей позволяет сделать вывод, что наличие SDS на поверхности приводит к уменьшению скорости движения поверхности, но, с увеличением скорости ветра разность в скоростях движения поверхности воды и воды с добавлением SDS

уменьшается, что может быть связано с существенно меньшим ростом амплитуды волн в воде с SDS по сравнению с чистой водой.

Было использовано оборудование, приобретённое за счёт средств Программы развития Московского университета.

Литература

1. Vinnichenko N.A., Plaksina Yu.Yu., Baranova K.M., Pushtaeв A.V., Uvarov A.V. Mobility of free surface in different liquids and its influence on water striders locomotion // Environ. Fluid Mech. 2018. Vol. 18. P. 1045-1056.
2. Zhang X., Cox C. Measuring the two-dimensional structure of wavy water surface optically: A surface gradient detector // Exp. Fluids 1994. Vol. 7. P. 225-237.
3. Raffel M., Willert C.E., Scarano F., Kähler C.J., Wereley S.T., Kompenhans J. Particle image velocimetry: a practical guide. Third edition. Springer: Berlin, 2018. 669 p.

ДРЕЙФОВОЕ ТЕЧЕНИЕ В ЗОНЕ УСИЛЕНИЯ ВЕТРОВЫХ ВОЛН НА ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ С ПЛЕНКОЙ ГИДРОФОБНЫХ ЧАСТИЦ ПЫЛИ

Ст. научн. сотр. *И.Н. Иванова*, доц. *О.Н. Мельникова*

В работе исследуется влияние гидрофобных частиц естественной пыли, осажденных из воздуха, на развитие поверхностного ветрового течения в замедляющемся потоке воздуха. В [1] показано, что в таком потоке происходит генерация поверхностных ветровых волн за счет формирования цепочки цилиндрических вихрей вблизи границы вязкого слоя. Вихри возникают при потере устойчивости ламинарного течения в зонах торможения потока [2] Атмосферный перенос и осаждение гидрофобных частиц на поверхность воды увеличивают поверхностное натяжение и шероховатость поверхности [3], влияя на процесс генерации, развитие ветровых волн и поверхностное дрейфовое течение.

Ветровое дрейфовое течение состоит из двух составляющих: волнового дрейфа, связанного с нелинейностью волн, и дрейфового течения, обусловленного действием сил вязкости. Целью настоящей работы является исследование дрейфового течения, возникающего в области генерации и развития ветровых волн. Задача решалась экспериментально.

Эксперименты проводились на кафедре физики моря и вод суши физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова в прямом канале с прозрачными стенками с размерами 3.5x0.15x0.3 м. На выходе канал имеет резкое расширение, которое обеспечивает гашение волн. На входе ветрового потока в канал установлена решетка параллельных ячеек длиной 0.03 м и сечением 1x1 см. Решетка, формировала плоскопараллельное течение воз-

душного потока на начальном участке канала. Волновая поверхность воды фиксировались видеокамерой HDR-XR550E, с частотой записи 25 кадров в секунду. Скорость потока воды определялась по смещению частиц нейтральной плавучести от кадра к кадру видеозаписи. Скорость воздушного потока на рабочем участке измерялась с помощью анемометра. Измерения проводились при значениях скорости ветра на входе в канал от 235 см/с до 700 см/с.

Влияние пленки пыли на характеристики ветрового дрейфа исследовалось в серии экспериментов, проводимых один раз в сутки в течение 6 суток. Вода в канале не менялась, в результате, на поверхности воды увеличивалась концентрация частиц пыли.

В ближней зоне у входа в канал происходит генерация коротких волн малой амплитуды. Под действием потока воздуха происходит усиление волн, растет их крутизна (рис.1).

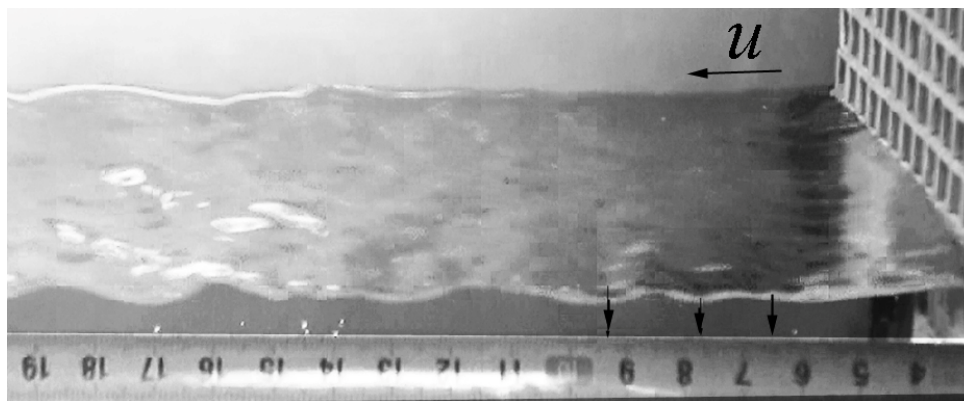


Рис.1. Усиление ветровых волн в зоне генерации $u = 3.9$ м/с

В [4] исследовано усиление ветровых волн ветром вдоль разгона, показано, что при достижении крутизны волны значения 0.31 происходит распад крутой волны на более длинные линейные волны. Эксперименты показали, что пока крутизна волн мала $ak \approx 0.1$ на начальном участке $x < 0.1$ м, скорость дрейфового течения не отличается от вязкой составляющей U_{dr} (рис. 2). Зависимость $U_{dr}(x)$ получена в экспериментах с однородным потоком воздуха в отсутствие волн, при той же скорости ветра 3.9 м/с. На участке $0.1 < x < 0.25$ м крутизна волны увеличивается до значения $ak \approx 0.2$, а суммарная скорость дрейфового течения U_{sum} уменьшается.

Уменьшение суммарной скорости дрейфового течения ниже скорости вязкого дрейфа в зоне слабо нелинейных волн с крутизной $ak < 0.2$ связано с особенностями обтекания волн ветром. В [5] показано, что на переднем склоне волны сечение потока воздуха увеличивается вдоль разгона, а скорость, соответственно, падает. В таком замедляющемся потоке у границы вязкого слоя периодически формируются цилиндрические вихри, нару-

шающие структуру пограничного слоя, что приводит к уменьшению вязкой составляющей скорости на переднем склоне волны. При этом чисто волновая скорость дрейфа для волн такой крутизны может быть оценена приближением Стокса $U_w = (ak)^2 \sqrt{g/k}$ и составляет примерно 0.003 м/с, т.е. не превышает 10% от снижения суммарной скорости дрейфа относительно скорости вязкой составляющей.

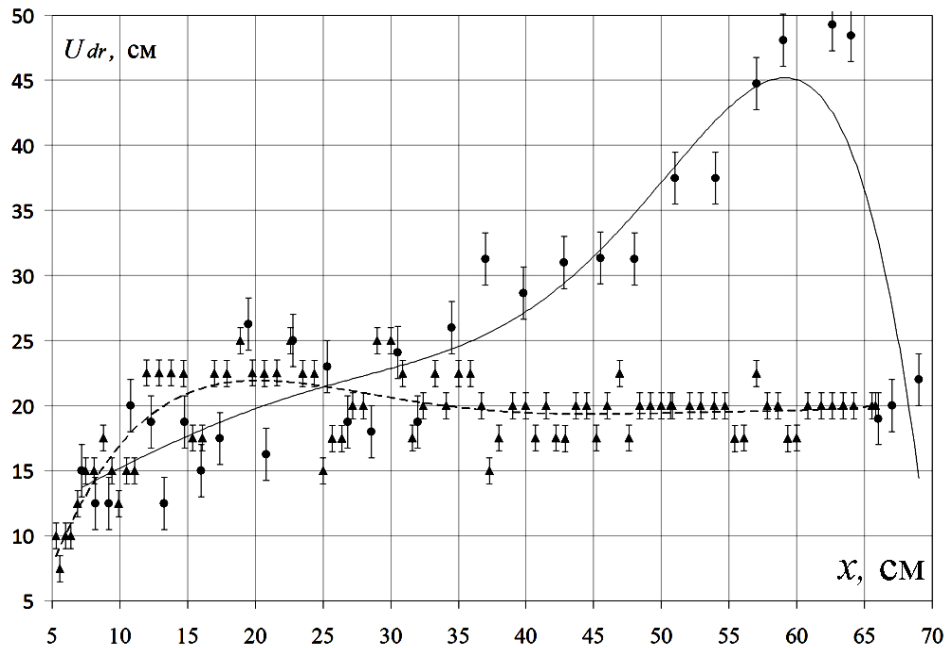


Рис.2. Экспериментальные зависимости $U_{dr}(x)$ (штриховая линия тренда) и $U_{sum}(x)$ (сплошная линия тренда) в потоке воздуха $u = 3.9$ м/с

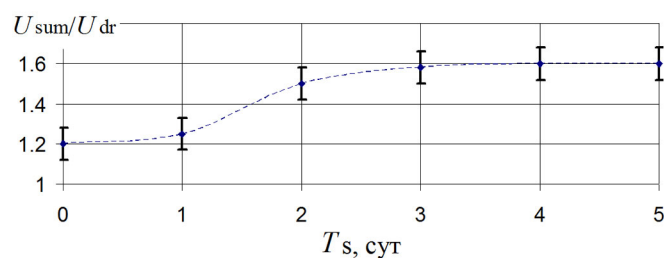


Рис. 3 Отношение суммарной дрейфовой скорости к вязкой составляющей как функция времени осаждения пыли

На участке $0.25 < x < 0.55$ крутизна волны возрастает до критического значения 0.31, при котором происходит распад крутой волны на линейные волны. Суммарная дрейфовая скорость максимальна перед распадом волн и падает до значения скорости вязкого дрейфа после распада. Эксперименты показали, что с увеличением времени осаждения пыли T_s , отношение максимального значения суммарной дрейфовой скорости к вязкой составляющей растет и через 3 суток перестает меняться. Рост этого отношения-

обусловлен уменьшением длины волны в зоне генерации при увеличении концентрации пыли и силы трения, что приводит к сокращению участка, на котором происходит рост крутизны волны до ее распада. Кроме того, сокращается длина переднего склона волны, на котором уменьшается скорость воздушного потока и формируются вихри, подавляющие дрейфовое течение.

E-mail, ^a ivair@yandex.ru: ^b olamel@yandex.ru

Список литературы

1. Мельникова О. Н. и др. // Изв. РАН. Серия физическая. 2017. Т. 81. № 1. С. 102.
2. Мельникова О. Н., Ян Х. // Изв. РАН. Серия физическая. 2022. Т. 86. № 2. С. 247.
3. Mazurek A. Z., Pogorzelski S. J. // Int. J. Oceanography. 2012. Article ID 638240. P. 14.
4. Иванова И.Н. и др. // Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2012. №1. С. 146.
5. Мельникова О.Н. и др. // Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2013. Т. 68. №4. С. 55

ОБ ИДЕНТИФИКАЦИИ ВИХРЕЙ В ЗАДАЧАХ ОКЕАНОЛОГИИ

Асп. *Елистратов С.А.* (Институт системного программирования им. В.П. Иванникова РАН, Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН), ст. науч. сотр. *Сибгатуллин И.Н.* (Институт системного программирования им. В.П. Иванникова РАН, Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН), доц. *Михайлов Е.А.*

Важным классом океанологических проблем являются задачи теории гидродинамической устойчивости, которые можно исследовать с помощью уравнений движения сплошной среды. Очень часто решением такой задачи оказывается турбулентное течение, при котором возникают разномасштабные вихри.

Для анализа возникающих при таком течении гидродинамических структур и их визуализации среди прочих применяются методы идентификации вихрей.

В качестве модельной задачи использовалась задача течения жидкости с волновым аттрактором, которая имеет прямое приложение в задачах динамики океана. Подобные структуры возникают при периодическом воздействии (аттракторы внутренних гравитационных волн) или во вращающейся среде (аттракторы инерционных волн) в стратифицированной жидкости в области с наклонной стенкой. Важным фактом является то, что в

такой системе при достаточно интенсивном внешнем воздействии возникает каскад триадных резонансов, что ведёт к образованию турбулентности.

Применительно к такому течению разные методы идентификации вихрей выделяют волновой аттрактор, вдоль лучей которого распространяются плоские волны. При этом, численные значения величины получаемого поля не имеет явной физической интерпретации, что осложняет сравнение таких полей для решений задач при различных параметрах.

Учитывая это, мы считаем целесообразным предложить альтернативный способ описания вихревых течений: изучение поля кривизны линий тока. Такой метод имеет явное обоснование (поскольку вихрь является вращательным движением жидкости) и имеет физически интерпретируемое значение, что позволяет сравнивать полученные таким способом картины течений для разных задач.

Литература

1. Internal wave attractors: different scenarios of instability // C. Brouzet et al. // JFM – 2017. – Vol. 811 – pp. 544-568.
2. On the identification of a vortex / J. Jeong, F. Hussain // JFM – 1995. – Vol. 285. – P. 69–94.
3. Stretching and shearing contamination analysis for Liutex and other vortex identification methods / Advanced in Aerodynamics – 2021. – no. 3(8).

ВОЗМУЩЕНИЯ ВОДНОГО СЛОЯ, ИНИЦИИРУЕМЫЕ АТМОСФЕРНОЙ ВОЛНОЙ ЛЭМБА ОТ ВУЛКАНИЧЕСКОГО ВЗРЫВА

Проф. *Носов М.А.*, ст. научн. сотр *Колесов С.В.*

Ключевые слова: вулканический взрыв, волна Лэмба, длинные волны в океане

Произошедшее 15.01.2022 катастрофическое извержение вулкана Хунга-Тонга-Хунга-Хаапай привело к образованию бегущей волны возмущения атмосферного давления, так называемой волны Лэмба. Эта волна была зарегистрирована не только наземными барографами, но и глубоководных станций уровня моря DART, как вариации придонного давления.

Атмосферная волна Лэмба способна возбуждать волновые движения в океане: вынужденное возмущение и свободные гравитационные волны. Этот процесс имеет много общего с формированием метеоцунами. При близости значений скорости распространения атмосферного возмущения и скорости свободных гравитационных волн в океане будет наблюдаться наиболее эффективная генерация вынужденного волнового возмущения в океане (резонанс Праудмена). Установлено, что максимальные амплитуды вынужденного возмущения достигаются за время, пропорциональное от-

ношению длины атмосферной волны к разнице скоростей волны Лэмба и длинных волн в океане.

Выполнены теоретические оценки амплитуды свободных поверхностных гравитационных волн, возбуждаемых в океане бегущим атмосферным возмущением на скачке глубин. Исследовано влияние крутизны подводного склона на параметры формируемых волн. Выполненные теоретические оценки подтверждены двумерным численным моделированием.

Проанализировано проявление волны Лэмба в вариациях придонного давления. Показано, что в глубоком океане амплитуда вариаций придонного давления может существенно превосходить амплитуду колебаний давления в атмосфере, что подтверждается по данным донных обсерваторий.

АКУСТИЧЕСКИЙ МОНИТОРИНГ ПУЗЫРЬКОВЫХ МЕТАНОВЫХ ГАЗОВЫДЕЛЕНИЙ В БУХТЕ ЛАСПИ (КРЫМ)

Ст.науч.сотр. *Будников А.А.*, ст.науч.сотр. *Иванова И.Н.*, вед. инж.
Хурчак А.И., ст.науч.сотр. *Малахова Т.В.*

(Институт биологии южных морей имени А.О. Ковалевского РАН)

Впервые в бухте Ласпи (44.42099° N; 33.70766° E, Южное побережье Крыма) поднимающиеся со дна моря пузырьки отметил в своей работе Шик Н.В. [1]. В августе 2004 года в 20 - 30 метрах от берега автор наблюдал струйки газовых пузырьков, поднимающиеся с глубины 1.5 - 2 метра. На площади 100 - 200 м² было отмечено 8 точек выхода газа с частотой испускания от 2 - 3 пузырьков в секунду до одного пузырька за 1 - 2 секунды. Данная картина газовыделений сохранялась ежедневно в течение всего 3-х недельного срока наблюдений автора. Летом 2005 года наблюдения были продолжены. Автором было отмечено, что на участке появились дополнительные песчаные наносы, из-за чего конкретные точки выхода газа сместились, а их количество увеличилось до 12-ти. Наличие пузырьковой разгрузки в бухте Ласпи было подтверждено полевыми исследованиями, проведенными с июля по октябрь 2014 года группой ученых из ИМБИ РАН (Севастополь) и ИНМИ РАН (Москва) [2]. На расстоянии 15 - 20 м от береговой линии наблюдалось более 20 отдельных точек струйных выходов газа, как из скальных образований, так и из песка. Пузырьковый поток из отдельного сипа по данным выполненной видеосъемки был оценен авторами в диапазоне от 30 до 120 пузырьков размером от 5 до 30 мм в минуту. Анализ газового состава показал преобладание метана (92% от объема) с признаками, характерными для термогенного генезиса [2].

Термогенное происхождение выделяющегося газа дает основание полагать, что наблюдающаяся пузырьковая разгрузка в бухте Ласпи обладает

сезонной устойчивостью по сравнению с сипами биогенного происхождения, прекращающими свою деятельность с понижением температуры. Сезонная устойчивость Ласпинского сипа подтверждалась несколькими визуальными наблюдениями в зимний период, в том числе авторами данной статьи в декабре 2015 года. Начиная с 2016 года, авторами были начаты ежегодные измерения гидрологических параметров непосредственно в районе газовыделяющей площадки с целью мониторинга характеристик морской среды и оценки возможного воздействия на них выделяющегося метана. Летом 2018 года, для количественной оценки величины газового потока, дополнительно к уже применяемым методам оценки по подводным видеозаписям и измерению скорости наполнения мерных сосудов, был впервые применен пассивный акустический метод [3]. Результаты измерений показали возможность применения данного метода в мелководной зоне, не смотря на высокую подверженность данной зоны различным шумам. Начиная с 2019 года, пассивный акустический метод использовался авторами при проведении измерений постоянно.

Для записи акустических сигналов, производимых пузырьковым газом, использовался широкополосный гидрофон, размещаемый в непосредственной близости от одного из активных источников пузырьков на расстоянии 5–15 см. Анализ акустических записей проводился с помощью бесплатного, открытого, кросс-платформенного программного обеспечения Audacity. Запись проводилась летом 2019, 2020 и 2021 гг., а также в феврале 2023 г. Продолжительность записи зависела от технических возможностей записывающего устройства и погодных условий. В 2019 году была получена запись продолжительностью 44 минуты. В 2020 году – запись продолжительностью 7 часов, в 2021 году продолжительность записи составила 25 минут, в 2023 году – два часа. Методические особенности оценки размерных характеристик пузырьков и расчета объемов подробно описаны в работе [3]. Во все указанные периоды общая картина газовыделений сохранялась: наблюдалось около 20 точек устойчивого выхода пузырьков диаметром от 2 до 5 мм. Точки газовыделений находились преимущественно у поверхности скального образования. Наблюдались отдельные спорадические выходы пузырей диаметром около 1 см из песчаного дна.

В 2019 году пузырьковый газ из источника выходил практически непрерывно: истечение пузырьков тонкой непрерывающейся по 10–15 минут струйкой чередовалось паузами в несколько минут. Частотный спектр акустического сигнала, производимого пузырьками показал наличие ярко выраженного максимума на частоте около 1200 Гц, соответствующего по Миннарту диаметру пузырьков порядка 5–6 мм, что совпадало с визуальными наблюдениями. Оценка газового потока с площадки составляет порядка 2000 л/сут.

В 2020 году за время 7-часовой записи характер выхода газа изменялся. В первые три часа записи регистрировались одиночные пузырьки и непродолжительные (1–3 секунды) пузырьковые кластеры из 3–5 пузырьков с максимумом частотного спектра сигнала на частоте 596 Гц (расчетный диаметр пузырька 11.6 мм). Начиная с третьего часа записи, количество пузырьков в кластере увеличилось до 14 – 83 шт. Количество выходов кластеров в минуту сохранилось таким же, как и в первые три часа и составляло примерно 4 – 8 шт. Максимум частотного спектра сигнала от пузырьков приходился на 1333 Гц (расчетный диаметр пузырька 5.2 мм). Оценка газового потока с площадки составляет порядка 500 л/сут.

В 2021 году в точке выхода регистрировались кластеры со средней скоростью выхода 13 кластеров в минуту и продолжительностью одного кластера 3–4 с. Количество пузырьков в кластере было порядка 100 шт. Максимум частотного спектра пузырьков составлял 2375 Гц (расчетный диаметр пузырька 3 мм). Оценка газового потока с площадки составляет порядка 530 л/сут.

В феврале 2023 года за время записи также отмечена кластерная разгрузка пузырькового газа, с длительностью одного кластера от 1 до 12.5 с. Средняя скорость выхода кластеров составляла 11 кластеров в минуту. Средняя продолжительность одного кластера – 3.7 с. Среднее количество пузырьков в кластере – порядка 90 шт (расчетный диаметр пузырька 6 мм). Оценка газового потока с площадки составляет порядка 3300 л/сут, однако, эта оценка требует уточнения, поскольку из-за погодных условий общее количество сипов на площадке определить не удалось.

Основные результаты.

1. Показано, что пузырьковая разгрузка в бухте Ласпи сохраняется с момента обнаружения в 2004 году по настоящее время, в том числе, и в зимний период.

2. Интенсивность отдельного сипа и периодичность выхода из него пузырькового газа может изменяться в течение суток и от сезона к сезону.

3. На площадке наблюдается постоянный выход пузырьков метана из точечных источников, которых насчитывается порядка 20 шт. Пузырьковые выходы связаны с каменистыми выступами из песчаного дна. Газ выделяется в виде пузырьковых кластеров, в которых насчитывается от нескольких штук до нескольких десятков пузырьков. Диаметр пузырьков не превышает полутора сантиметров. Из песка, покрывающего дно, изредка могут выделяться более крупные пузыри газа.

4. По данным измерений, выполненных при помощи пассивного акустического метода летом 2019, 2020 и 2021 гг., а также в феврале 2023 г., получена оценка газового потока с площадки – от 300 до 3300 л/сут.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 23-27-00379, <https://rscf.ru/project/23-27-00379/>)

Литература

1. Шик Н. В. // Геология и полезные ископаемые мирового океана. 2006. № 1. С.135–136.
2. Малахова Т.В., Канапацкий Т.А., Егоров В.Н. и др. // Микробиология. 2015. Т.84. №6. С.743–752. DOI: [10.7868/S0026365615060063](https://doi.org/10.7868/S0026365615060063)
3. Будников А.А., Малахова Т.В., Иванова И.Н., Личенко Е.В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2019. №6. С.106–112.

ДРЕЙФОВОЕ ТЕЧЕНИЕ НА ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ С ПЛЕНКОЙ ГИДРОФОБНОЙ ПЫЛИ В РАВНОМЕРНОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА.

Ст. научн. сотр. *И.Н. Иванова*, доц. *О.Н. Мельникова*

E-mail, ^aivair@yandex.ru: ^bolamel@yandex.ru

В работе исследуется влияние гидрофобных частиц естественной пыли, осажденных из воздуха, на развитие поверхностного ветрового течения в равномерном потоке воздуха. Атмосферный перенос и осаждение минеральных частиц на поверхность воды сильно влияют на параметры сред на поверхности раздела воздух-вода. В отличие от пленок поверхностно-активных веществ, которые увеличивают эластичность поверхности, снижая коэффициент поверхностного натяжения, пыль, наоборот, увеличивает его.

Ветровое дрейфовое течение состоит из двух составляющих: чисто волнового дрейфа, связанного с взаимодействием нелинейных волн, и ветрового сдвигового течения [1], обусловленного действием сил вязкости. Результаты многочисленных теоретических и экспериментальных исследований, посвященных определению относительного вклада этих компонент в общее дрейфовое течение, сильно отличаются друг от друга. Значительное отличие данных могло быть обусловлено наличием различных поверхностных пленок, в том числе, и пленки естественной пыли. Кроме того, требуется экспериментальная проверка оценок отдельных вкладов вязкой и волновой составляющих дрейфовой скорости. Трудность задачи связана с тем, что в ветровом потоке существуют одновременно ветровые волны и дрейфовое течение, которые влияют друг на друга. Для того, чтобы выделить вклад вязких сил в дрейфовое течение, необходимо создать такие условия, при которых ветровые волны на поверхности воды не возникают.

Цель настоящей работы – изучение влияния поверхностной пленки гидрофобных частиц естественной пыли на развитие вязкого дрейфового течения на плоской поверхности воды в однородном потоке воздуха. Задача решалась экспериментально.

Эксперименты проводились на кафедре физики моря и вод суши физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова в прямом канале из прозрачного оргстекла. Длина канала – 3.5 м, ширина смачиваемой области – 0.15 м, толщина слоя воды 0.3 м. На выходе канал имеет резкое расширение, которое обеспечивает гашение волн. На входе ветрового потока в канал установлена решетка параллельных прямоугольных ячеек сечением $1 \times 1 \text{ м}^2$, длиной 0.03 м. Решетка, формировала плоскопараллельное течение воздушного потока на начальном участке канала. Высота решетки составляла 0.1 м, ширина – 0.15 м.

Отклонения поверхности воды фиксировались видеокамерой HDR-XR550E, с частотой записи 25 кадров в секунду. Скорость потока воды определялась по смещению частиц нейтральной плавучести от кадра к кадру видеозаписи. Скорость воздушного потока на рабочем участке измерялась с помощью анемометра. Измерения проводились при значениях скорости ветра на входе в канал от 2.3 м/с до 7 м/с.

Влияние пленки пыли на характеристики ветрового дрейфа исследовалось в серии экспериментов, проводимых ежедневно – один раз в сутки в течение 6 суток. Вода в канале не менялась, в результате, на поверхности воды концентрация частиц пыли увеличивалась за счет осаждения частиц из воздуха.

В соответствии с [2] ветровые волны возникают на поверхности воды только в том случае, если скорость потока воздуха убывает в направлении движения. В сужающемся канале под наклонной крышей можно создать ускоряющийся или равномерный поток воздуха. Экспериментально показано, что в ускоряющемся потоке воздуха вязкая составляющая дрейфовой скорости на гладкой поверхности воды определяется выражением [3]:

$$\frac{U_{dr}}{u} = \left(1,33 + \frac{\mu_w}{\mu_a} \frac{\delta_a}{\delta_w} \right)^{-1} \quad (1)$$

где U_{dr} – дрейфовая скорость, u – скорость потока воздуха, μ_w , μ_a вязкость воды и воздуха, δ_w , δ_a толщина вязкого слоя воды и воздуха экспериментально установленная в [3]. Используя данные [3] были построены зависимости скорости вязкого дрейфа от скорости ветра для чистой воды для условий эксперимента. Данные полученные в воде с пленкой и на чистой воде отличаются от теоретической зависимости в пределах ошибки измерений (рис. 1).

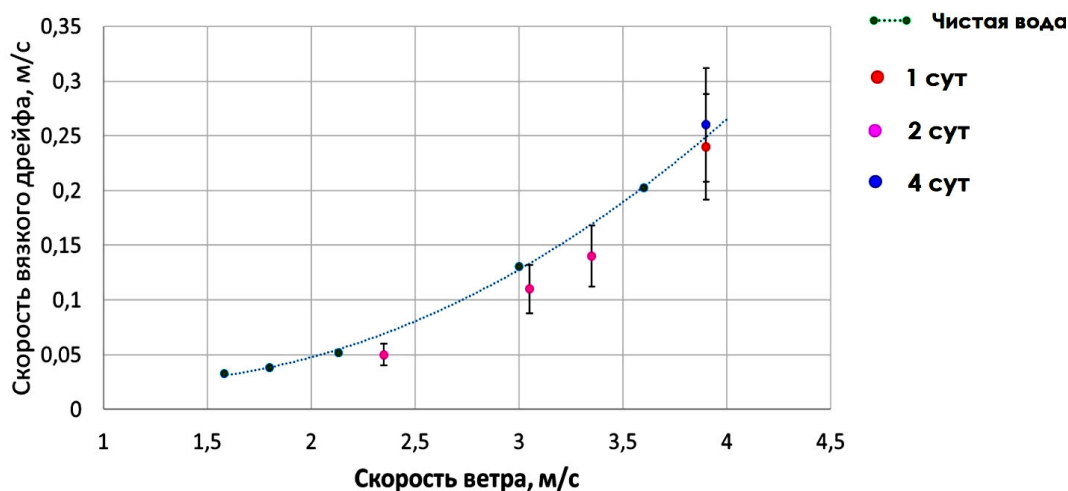
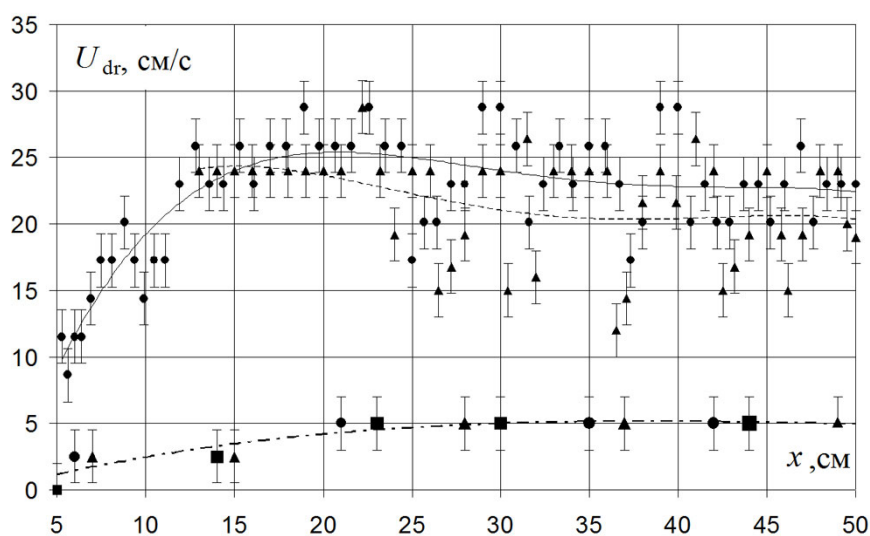


Рис. 1.

На рис. 2 приведены зависимости дрейфовой скорости течения в канале под крышей от расстояния до входа в канал x . На рисунке приведены линии тренда, аппроксимирующие данные: сплошная и штриховая для времени осаждения пыли $T_s = 2$ и 4 суток при $u = 3.9$ м/с. Штрихпунктирная линия относится к данным, полученным при $u = 2.35$ м/с. Маркеры (кружки, прямоугольники и треугольники) на рисунке определяют время осаждения пыли $T_s = 1, 2$ и 4 суток.

Рис.2. Экспериментальная зависимость $U_{dr}(x)$

При $u = 2.35$ м/с дрейфовая скорость монотонно увеличивается вдоль разгона. Данные, полученные в экспериментах с пленкой пыли, отличаются от линии тренда в пределах доверительного интервала для вероятности 0.67. Это позволяет заключить, что при такой скорости ветра пленка пыли не влияет на дрейфовую скорость, а ее максимальное значение может быть рассчитано по (1).

Для скорости ветра 3.9 м/с зависимости $U_{dr}(x)$ имеют максимумы, которые сдвигаются вдоль разгона при уменьшении T_s , а максимальное значение дрейфовой скорости увеличивается. Можно предположить, что отмеченные особенности связаны с увеличением шероховатости поверхности раздела с ростом T_s : при увеличении силы трения на поверхности воды скорость ветра убывает вдоль разгона быстрее, что приводит к уменьшению дрейфовой скорости.

Снижение дрейфовой скорости вдоль разгона для $x > 0.2$ м наблюдается в зоне, где зафиксировано появление стационарных синусоидальных волн на поверхности воды (рис. 3).

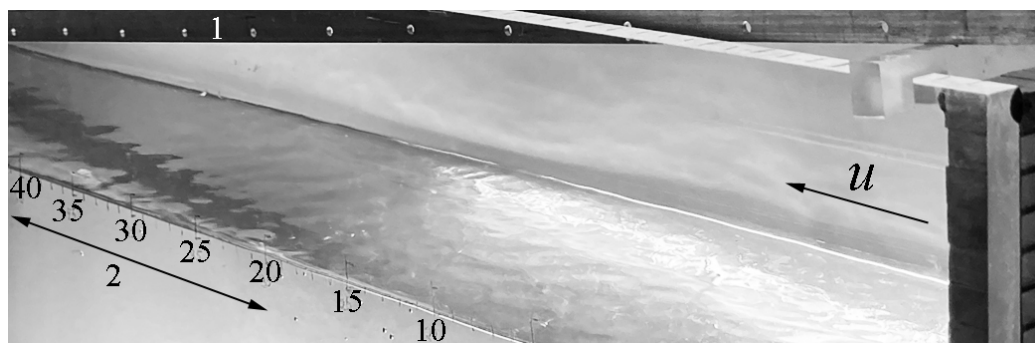


Рис. 3. Поверхность воды в канале с наклонной крышей (1). 2 – участок со стационарными волнами

Кадр, полученный в канале с наклонной крышей при $T_s = 4$ суток. Ветровые волны в этих условиях не возникают, но появляются стационарные волны при выполнении двух условий: изменении скорости течения в направлении движения и $U_{dr} < 2.31$ м/с [4]. Гребни волн не перемещаются, так как волны бегут навстречу потоку жидкости с фазовой скоростью равной скорости самого потока. В соответствии с дисперсионным соотношением фазовая скорость волн имеет минимальное значение 2.31 м/с, соответствующее длине волны 0.017 м. В соответствии с данными рис. 1-2 стационарные волны появляются на дрейфовом течении на участке $x > 0.2$ м, где дрейфовая скорость достигает значения $U_{dr} = 2.31$ м/с, а длина волны равна 0.017 м. Расчеты показали, что максимальное значение дрейфовой скорости может быть рассчитано по (1). Появление стационарных волн приводит к снижению скорости дрейфового течения примерно на 10%. Можно предположить, что снижение обусловлено затратами энергии потока на формирование волн. Следует отметить, что стационарные волны на потоке жидкости были исследованы ранее [4, 5], однако стационарные волны на дрейфовом течении ранее исследованы не были.

Список литературы

1. J. Wu. // *J. Phys. Oceanogr.* 1983. V.13. P. 1441
2. Мельникова О. Н., Показеев К.В., Шабров М.Н. // Изв. РАН. Серия физическая. 2017. Т. 81. № 1. С. 102.
3. Мельникова О.Н., Показеев К.В., Рожновская А.А. // Изв. РАН. Сер. физическая. 2012Т. 76. № 12. С.1515.
4. Лайтхилл Дж. Волны в жидкости. М.: Мир. 1981. 598 с.
5. Иванова И.Н., и др. / Известия АН, ФАО. 1996. Т. 32. №1. С.141.

Подсекция:
ГАЗОДИНАМИКА, ТЕРМОДИНАМИКА
И УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

Сопредседатели
профессор Н.Н. Сысоев, профессор И.А. Знаменская,
профессор В.М. Шибков

ИССЛЕДОВАНИЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДОВ
ИСКУССТВЕННОГО ИНТЕЛЛЕКТА
НЕСТАЦИОНАРНОГО ОБТЕКАНИЯ ЗАТУПЛЕННОЙ МОДЕЛИ
СВЕРХЗВУКОВОЙ НЕДОРАСШИРЕННОЙ СТРУЕЙ

Науч. сотр. *И.А. Дорощенко*, проф. *И.А. Знаменская*,
проф. *Н.Н. Сысоев*, доц. *В.А. Черников*

В связи с увеличившимся во много раз объемом цифровой информации как в вычислительной, так и в экспериментальной газодинамике, в работах последнего десятилетия в фокусе - методы компьютерной обработки, анализа и распознавания изображений панорамных полей ряда газодинамических параметров, в первую очередь - скорости, температуры [1].

В данной работе на базе высокоскоростной теневой визуализации, цифровой регистрации панорамных изображений и современных технологий обработки изображений получены новые данные в области экспериментальной сверхзвуковой плазмо-газодинамики. На основе методов панорамной цифровой визуализации исследовано обтекание затупленной модели – магнитоплазменного компрессора - сверхзвуковой струей – в течение нескольких секунд. Головная ударная волна фиксировалась на передней кромке магнитоплазменного компрессора (МП) в набегающей из сверхзвукового сопла струе. Панорамная теневая съемка осуществлялась цифровым высокоскоростным регистратором. С помощью скоростной регистрирующей техники и компьютерного зрения на основе визуальных данных исследовано сложное обтекание сверхзвуковой струей (число Маха 2,4 – 2,5) затупленной модели (МП), состоящей из цилиндра диаметром 16 мм и усеченного конуса. Скорость распознавания объектов на теневых изображениях (ударных волн, частиц-трассеров в потоке) нейронной сетью составила 15 к / с. Таким образом, было значительно ускорено получение новой информации и стало возможно анализировать большие временные масштабы [2]. Частота кадров записи достигала 775 000 кадров в секунду.

Физические задачи заключались в исследовании количественных пульсационных характеристик набегающей сверхзвуковой струи, обтекающей тело, а также пульсаций головной ударной волны как в осесимметричном, так и в несимметричном течениях. Анализировались положение головного скачка перед обтекаемой сверхзвуковой струей моделью и колебания набегающего струйного потока во времени. Спектры пульсаций головной ударной волны при нулевом угле атаки сравнивались со спектрами при малом угле атаки. Наклон спектров при нулевом угле атаки – горизонтальный, а спектры при малом угле атаки имели наклон, близкий к $-5/3$.

Также исследовалась задача воздействия долгоживущего плазменного образования на сверхзвуковое обтекание модели; получены зависимости положения головной ударной волны и вторичных скачков плотности от времени – результаты обработки нескольких сотен теневых последовательных кадров течения. Исследовалась также генерация звука сверхзвуковой недорасширенной струей воздуха – зависимость амплитуды пульсаций от расстояния до сопла и эволюция во времени и пространстве.

Компьютерное зрение и различные подходы к машинному обучению использовались для обработки большого количества теневых изображений. Также использовался метод беззасевого трассирования для анализа поля скоростей в потоке.

Выделение границ методом Кэнни и преобразование Хафа были применены для автоматического отслеживания положения ударной волны. Свёрточная нейронная сеть на основе архитектуры YOLOv2 использовалась для отслеживания расстояния отступа ударной волны от тела. Описанный подход позволяет получить характеристики газодинамического течения в любой выбранной точке при достаточном пространственном и временном разрешении покадровой теневой анимации нестационарного процесса. При этом доступное для анализа время исследуемого нестационарного течения может быть многократно увеличено. Получены новые количественные результаты – пространственно-временные, пульсационные, спектральные характеристики газо-плазмодинамических течений. Для решения задач компьютерного зрения, в том числе с помощью машинного обучения, глубокого обучения, можно использовать как известные библиотеки с открытым исходным кодом, (такие как OpenCV, Pytorch, Scikit-learn и другие), так и коммерческое программное обеспечение (например, Matlab). Кроме того, существуют и активно развиваются решения, позволяющие автоматизировать и ускорить процесс разработки модели машинного обучения подбора гиперпараметров. Говоря о машинном обучении, стоит иметь в виду, что значительные ресурсы затрачиваются на сбор данных, необходимых для обучения моделей и их разметку.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 22-79-00054.

Литература

1. Знаменская И. А. Научная визуализация. — 2021. — Т. 13, № 3. — С. 125–158.
2. И. А. Знаменская, И. А. Дорощенко, Н. Н. Сысоев, Д. И. Татаренкова // Доклады Академии наук. — 2021. — Т. 497, № 1. — С. 16–20

СРАВНЕНИЕ ТОЧНОСТИ И ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ ТЕНЕВЫМ ФОНОВЫМ МЕТОДОМ С РАЗЛИЧНЫМИ ТИПАМИ ФОНОВ И МЕТОДАМИ ОБРАБОТКИ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Доц. Винниченко Н.А., науч. сотр. Пуштаев А.В., ст. преп. Плаксина Ю.Ю., проф. Уваров А.В.

Теневой фоновый метод [1] (ТФМ) — современный бесконтактный метод количественной визуализации, основанный на сравнении двух фотографий фонового узора, одна из которых снята через оптически однородную среду (опорный снимок), а вторая — через исследуемое течение (рабочий снимок). Видимые смещения элементов фона в рабочем снимке по сравнению с опорным пропорциональны градиенту показателя преломления, усредненному вдоль пути луча, что позволяет измерять мгновенные двумерные или осесимметричные распределения величин, связанных с показателем преломления: плотности, температуры, концентрации примеси. Традиционно в ТФМ используются кросскорреляционная обработка изображений, заимствованная из цифровой трассерной визуализации (Particle Image Velocimetry, PIV), и фоны, состоящие из мелких пятен, хаотично размещенных на контрастном фоне, похожие на PIV-снимки. Ранее было показано [2], что кросскорреляционная обработка дает неверные значения смещения, если градиент смещения, связанный со второй пространственной производной показателя преломления, превышает 0.4-0.5 пикс/пикс. Это приводит к занижению перепада показателя преломления при измерениях течений, содержащих ударные волны, а также при измерениях тонких тепловых или концентрационных слоев в жидкостях. В настоящей работе с помощью синтетических изображений выполнен анализ точности, пространственного разрешения и достоверности при больших градиентах смещения для различных методов обработки ТФМ-изображений: многопроходной прямой кросскорреляции, методов оптического потока Лукаса-Канаде и Хорна-Шунка, а также заимствованного из интерферометрии и трехмерного сканирования метода Фурье-профилометрии [3] (Fourier Transform Profilometry, FTP). При этом для разных методов использовались различные фоны: фон из случайных точек (Рис. 1а) для кросскорреляции и методов оптического потока, фон из вейвлетного шума [4] (Рис. 1б), содержащий детали разного размера — для методов оптического потока, и периодический фон с синусоидальным профилем яркости (Рис. 1в), либо его черно-белый вариант (Рис. 1г), который намного проще создать в реальном эксперименте — для FTP.

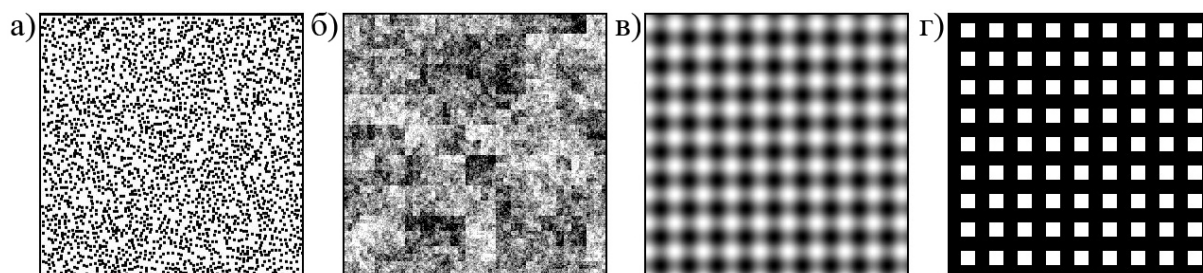


Рис. 1. Различные типы фоновых изображений для разных методов определения смещения: а) фон из случайных точек, б) вейвлет-шум, в) FTP, г) BWFTP.

Были проведены тесты для изображений, созданных с тремя типами распределения смещения: постоянным смещением для анализа точности, синусоидальным профилем смещения для определения пространственного разрешения и треугольным профилем смещения для проверки способности алгоритма получать достоверные значения смещения в областях с большим градиентом смещения. На Рис. 2 показаны результаты тестов с синусоидальным и треугольным профилем смещения. Минимальная длина волны возмущения, которое способна разрешить многопроходная кросскорреляция, равна 23 пикс, тогда как метод оптического потока Хорна-Шунка в сочетании с вейвлетным фоном может разрешить 15 пикс, а FTP и BWFTP с периодом фона 10 пикс — 13 пикс, причем рост погрешности для малых длин волн FTP обусловлен не длиной волны возмущения, а градиентом смещения, приближающимся к 1. Для меньших амплитуд возмущения FTP способна разрешить возмущения с длиной волны, превышающей период фона более, чем в $\sqrt{2}$ раз. FTP позволяет получать достоверные значения интеграла от смещения (т.е. перепада показателя преломления), если градиент смещения не превышает 0.8-0.9 пикс/пикс, тогда как для кросскорреляции предел составляет 0.35 пикс/пикс, а для метода Хорна-Шунка — 0.65 пикс/пикс. Фурье-профилометрия с черно-белым фоном (BWFTP) демонстрирует схожие результаты с FTP. При этом Фурье-профилометрия в несколько раз быстрее кросскорреляционной обработки и в десятки-сотни раз быстрее методов оптического потока. Полученные результаты, демонстрирующие превосходство Фурье-профилометрии с черно-белым фоном над общепринятым кросскорреляционным методом, подтверждены их прямым сравнением в реальном эксперименте по измерению полей температуры при естественной конвекции в воде вблизи вертикальной нагреваемой пластины.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-79-00135.

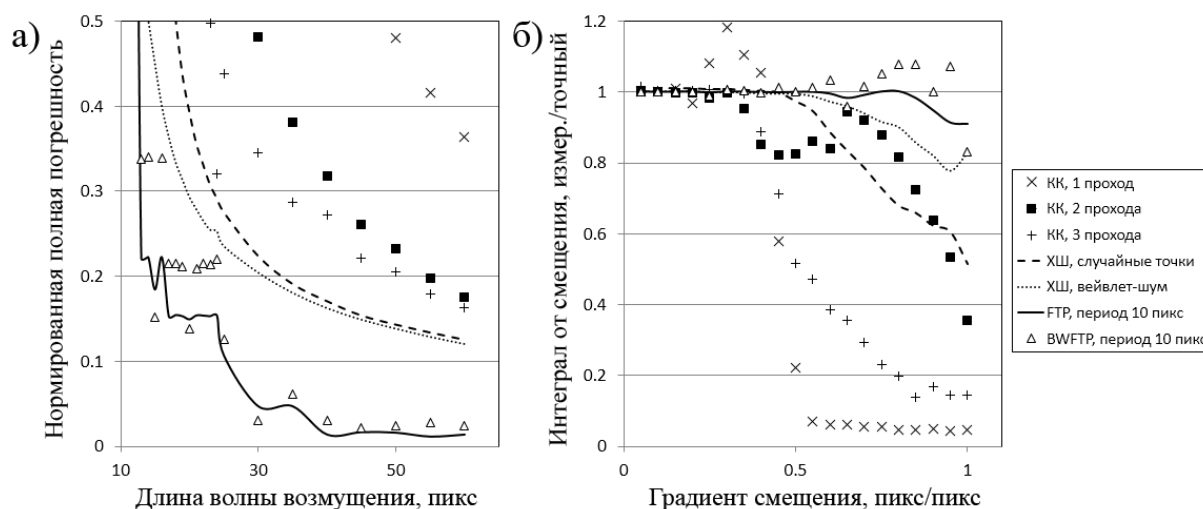


Рис. 2. Результаты тестов: а) зависимость нормированной погрешности от длины волны заданного синусоидального профиля смещения (амплитуда равна 2 пикс), б) зависимость точности определения интеграла от смещения от величины градиента смещения в тестах с треугольным профилем смещения.

Литература

1. Raffel M. Background-oriented schlieren (BOS) techniques // Exp. Fluids. 2015. Vol. 56. № 3. 60.
2. Vinnichenko N.A., Uvarov A.V., Plaksina Y.Y. Accuracy of Background Oriented Schlieren for different background patterns and means of refraction index reconstruction // The 15th International Symposium on Flow Visualization (ISFV-15). 2012. Minsk. 086.
3. Takeda M., Mutoh K. Fourier transform profilometry for the automatic measurement of 3-D object shapes // Appl. Opt. 1983. Vol. 22, № 24. P. 3977-3982.
4. Atcheson B., Heidrich W., Ihrke I. An evaluation of optical flow algorithms for background oriented schlieren imaging // Exp. Fluids. 2009. Vol. 46, № 3. P. 467-476.

РАЗЛИЧНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ УДАРНО-НАГРЕТЫХ ГАЗОВ

Ст. науч. сотр. Козлов П.В. (НИИ механики), науч. сотр. Быкова Н.Г. (НИИ механики), Забелинский И.Е. (НИИ механики), зав. лаб. Левашов В.Ю. (НИИ механики), вед. науч. сотр. Герасимов Г.Я. (НИИ механики)

Экспериментальные исследования, проводимые в ударно-нагретых газах, позволяют решать самые разнообразные задачи, связанные с проблемами газодинамики и теплообмена летательных аппаратов; течений

в соплах и струях ракетных двигателей, моделировании процессов в двигателях внутреннего сгорания. Для получения и исследования ударных волн (УВ) применяются ударные трубы (УТ) [0]. Важным преимуществом ударных труб перед такими способами нагрева газа, как плазмотроны, пламёна и мощные световые облучатели, является относительная пространственная однородность нагреваемого ударной волной газа, а также отсутствие посторонних примесей, образующихся, например, в плазмотронах и пламёнах. Кратковременность существования УВ успешно компенсируется развитием методов диагностики, позволяющих осуществить регистрацию всех необходимых величин за время действия ударной трубы.

В лаборатории кинетических процессов в газах НИИ механики МГУ действует экспериментальный комплекс "Ударная труба" (ЭКУД) предназначенный для изучения физико-химических процессов в чистых газах и различных газовых смесях при высоких температурах и давлениях. В настоящий момент ЭКУД состоит из 3 ударных труб: ударная труба средняя (УТС), ударная труба метрологическая (УТМ) и ударная труба двух-диафрагменная (УТД). ЭКУД позволяет исследовать УВ в диапазоне скоростей 0.5 – 11.4 км/с.

Экспериментальные исследования на ЭКУД проводятся в трёх основных направлениях.

Исследование радиационных свойства различных газов в широком диапазоне скоростей и давлений УВ.

Исследование процессов колебательной релаксации, диссоциации молекул в термически неравновесных условиях.

Исследования процессов горения и детонации.

Одним из основных методов исследования на ударных трубах являются оптические методы. Прежде всего, это эмиссионные и абсорбционные позволяющие изучать отдельные молекулы и атомы и даже их конкретные энергетические состояния. Широкая область спектра, доступная для измерений от вакуумного ультрафиолета до инфракрасной, расширяет круг задач для исследования высокотемпературной среды. Регистрация измеряемых характеристик с помощью спектра анализаторов, фотоумножителей и других устройств даёт возможность исследовать развитие во времени физико-химических процессов в ударной волне и получать кинетические характеристики газа - скорости процессов.

Традиционно при регистрации радиационных свойств ударно нагретого газа конструкцию спектрографа выбирают так, чтобы получать как пространственное, так и спектральное разложение излучения пробки УВ. Пространственная картина проецируется на выходную плоскость спектрографа, таким путём регистрируются спектры в нескольких пространственных точках одновременно. Спектральное и

пространственное изображение в выходной плоскости спектрографа записывается стробируемой ICCD камерой за короткий промежуток времени (0,1-1 мкс). Это позволяет получить мгновенную картину спектрального распределения излучения в абсолютных единицах светимости ударной волны в различных сечениях. Такой называется методом спектроскопии изображения или 2-D спектроскопии. Эта методика реализована в экспериментах на ударных трубах в Исследовательском центре NASA Ames [0]

В наших экспериментах регистрируется интегральное распределение интенсивности излучения в абсолютных единицах светимости ударной волны в широком спектральном диапазоне (115-1100нм) прошедшей мимо измерительного сечения [0]. Интегрирование (суммирование, накопление) совершается фоточувствительными ячейками (пикселям) CCD приёмника, которые чувствительны к падающему излучению на время экспозиции большее, чем время прохождения ударной волны в измерительном сечении. В интересующих областях спектра регистрируется временное распределение спектральной плотности с высоким временным и спектральным разрешением фотоэлектронными умножителями. Временное разрешение Δt (или пространственное $\Delta x = \Delta t \times V_{sw}$) ограничено только кривизной фронта ударной волны. Следовательно, при проведении кинетических измерений необходимо, чтобы протяжённость неравновесных процессов была больше кривизны фронта ударной волны.

В сильных ударных волнах в условиях термической неравновесности протекают химические процессы диссоциации и обмена, в условиях незавершённой колебательной релаксации. Существует большая база теоретических моделей, которая позволяет рассчитывать константы скорости химических реакций на разных уровнях описания - в модовом (двух температурном) и уровне приближения. Экспериментальные данные для проверки этих моделей берутся сопоставлении абсорбционных характеристик детальных спектров поглощения, вычисленных для набора колебательных и поступательных температур. Чтобы измеренные сечения были адекватной характеристикой необходимо, выбирались такие концентрационные условия в газе за фронтом ударной волны, чтобы выполнялся закон Бэра. В экспериментах [0] было показано, что пропорциональность величины поглощения и концентрации поглощающих молекул выполняется при $\sigma nl < 0,4$. В этом случае измеряемая абсорбционная характеристика может служить объектом для кинетической обработки, в частности, для достоверного определения колебательной температуры.

Экспериментальные данные по излучению высокотемпературных газов используются также для определения характеристик воспламенения ударно нагретых горючих смесей. Самовоспламенение углеводородных

топлив в различных условиях (температура, давление, отношение топливо/окислитель и т.д.) является критически важным процессом, лежащем в основе работы реактивных двигателей. Регистрация параметров процесса воспламенения горючих смесей в ударных трубах осуществляется с помощью различных средств измерения, обладающих высоким временным разрешением и способных работать в агрессивных газодинамических средах. Использование быстродействующих датчиков давления совместно с применением средств визуальной и спектроскопической регистрации позволяет не только измерять время задержки воспламенения смеси за падающей или отражённой ударной волной, но и оценивать пространственно-временные характеристики процесса [0].

В лаборатории кинетических процессов в газах с 1982 до 2000 года проводились исследования процессов колебательного энергообмена методом когерентного антистоксова рассеяния света (КАРС) [0]. Проведённые исследования позволили сделать вывод о широких экспериментальных возможностях метода КАРС для диагностики ударных волн и высокотемпературных газовых потоков, таких как избирательность, локальность, быстродействие и высокая информативность

Для корректного описания радиационных процессов за фронтом сильной ударной волны, образующейся перед головной частью спускаемого космического аппарата, необходима информация о концентрации и температуре электронного газа перед УВ. Присутствующие в газовой среде прекурсорные электроны могут существенно влиять на параметры среды за фронтом ударной волны. Возникновение электронов перед ударной волной объясняется двумя конкурирующими процессами: фотоионизацией молекул и диффузией электронов из послееударной области. В последнее время на установке УТД проводятся исследования прекурсорных электронов зондовыми методами. Синхронизация излучения УВ с зондовыми измерениями позволяет выделить причины изменения потенциала зонда, связанные с процессами фотоэффекта и фотоионизации, а также даёт возможность определить момент начала процесса образования электронов перед фронтом ударной волны за счёт излучения газа из высокотемпературной области за УВ.

Литература

1. Козлов П. В., Лосев С. А. Техника ударных труб // *Энциклопедия низкотемпературной плазмы*. — 2000. — Т. 2. — С. 363–366.
2. Cruden B. A. Absolute Radiation Measurements in Earth and Mars Entry Conditions *NATO TR RTO-EN-AVT-218* 2014 Von Karman Institute for Fluid Dynamics, Rhodes Saint Genese, Belgium pp. 1-40.

3. Г. Н. Залогин, П. В. Козлов, Л. А. Кузнецова, С. А. Лосев, В. Н. Макаров, Ю. В. Романенко, and С. Т. Суржиков. Излучение смеси $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-Ar}$ в ударных волнах: эксперимент и теория. *Препринт Института механики МГУ №40-98*, сс. 1–85. МГУ МГУ, 1998.
4. L.B. Ibragimova, A.L. Sergievskaya, V.Yu Levashov, O.P. Shatalov, Yu V. Tunik, I.E. Zabelinskii. Investigation of oxygen dissociation and vibrational relaxation at temperatures 4000–10 800 k. *Journal of Chemical Physics*, 139(3):034317–1–034317–10, 2013.
5. Козлов П.В., Забелинский И.Е., Быкова Н.Г., Герасимов Г.Я., Левашов В.Ю. Воспламенение пропан-воздушных смесей в ударной трубе при давлении 30 атм // *Физ.-хим. кинет. газ. динам.* – 2021. - Т.22 (3). – С. 1-12.
6. Kozlov P.V., Makarov V.N., Pavlov V.A., Shatalov O.P. Experimental investigation of CO vibrational deactivation in a supersonic cooling gas flow // *Shock Waves*. – 2000. –V.10. -No3.- P.191-195.

ВОЗДЕЙСТВИЕ НАНОСЕКУНДНОГО ОБЪЕМНОГО РАЗРЯДА НА НЕСТАЦИОНАРНОЕ ВЫСОКОСКОРОСТНОЕ ТЕЧЕНИЕ В КАНАЛЕ

Асп. Долбня Д.И., проф. Знаменская И.А.

Одно из актуальных направлений плазменной аэродинамики – изучение возможности энергетического воздействия на различные высокоскоростные потоки газа с использованием современных плазменных технологий. Такие исследования имеют большое значение для решения практических вопросов, связанных с созданием новых методов управления обтеканием летательных аппаратов, а именно уменьшение зоны отрыва, воздействие на газодинамические структуры и управление конфигурациями ударных волн, а также с оптимизацией воспламенения и сгорания топлива в камерах внутреннего сгорания [1]. Инициирование стационарной слабоионизированной плазменной области в канале способно приводить к воздействию на падающую ударную волну с образованием новой ударно-волновой конфигурации.

Экспериментальная установка представляла собой ударную трубу с разрядной секцией, где реализуется импульсный объемный разряд с предыонизацией ультрафиолетовым излучением от плазменных электродов на участке потока протяженностью 100 мм. Для измерения скорости падающей ударной волны в канал трубы были вмонтированы два пьезодатчика давления. Сигнал от второго – запускал осциллограф и высокоскоростную камеру. Инициирование импульсного разряда на разных участках потока за ударной волной достигалось изменением временной задержки между запускающим сигналом, поступающим от второго пьезодатчика давления, и моментом инициирования разряда. Ток

объемного разряда в газодинамическом потоке измерялся с помощью малоиндуктивного шунта. Визуализация и анализ нестационарных плазменных и газодинамических процессов осуществлялась на основе оптических методов в микро- и наносекундном диапазонах. В частности, была задействована цифровая камера для интегральной регистрации свечения импульсного объемного разряда, высокоскоростная камера с наносекундным разрешением (экспозиция/пауза – 100/100 нс), высокоскоростная камера (частота съемки 75 – 150 кГц).

Методом трассирования получен профиль скорости течения в ударной трубе длительностью 20 мс за ударными волнами. Показано, что на отрезке до 600 мкс (в точке наблюдения) скорость течения постоянна, т.е. газодинамические параметры рассчитываются из соотношений Ренкина-Гюгонио; но затем наблюдается ее плавное снижение [2]. На основе интегральной регистрации свечения импульсного объемного разряда получены изображения пограничного слоя вдоль боковых стенок на различных стадиях его развития.

С целью изучения воздействия, контролируемого сверхбыстрого локального энергоподвода на высокоскоростное течение в профилированном канале, в разрядную секцию было установлено препятствие, представляющее собой диэлектрический параллелепипед размерами $6 \times 2 \times 48$ мм на поверхность зоны плазменного слоя. Ввод мгновенной энергии осуществляется посредством инициирования импульсного объемного разряда на участке потока.

Исследованы качественные и количественные характеристики обнаруженного эффекта перераспределения энергии импульсного разряда вблизи диалектического выступа в неподвижном газе и в потоке. В неподвижном газе импульсный ввод энергии (как в поверхностном, так и в объемном с предыонизацией) приводит к образованию сложной конфигурации ударных волн, включая симметричные криволинейные ударные волны, которые инициируются из области повышенного свечения вблизи уступа [3].

Было обнаружено, что в потоке за ударной волной с числами Маха $M = 2,8-3,5$, область локализации плазмы объемного разряда в канале с уступом зависит от режима обтекания и числа Маха набегающего течения. Плазма импульсного объемного разряда с предыонизацией при инициировании на участке газодинамического канала с уступом самолокализуется в виде короткоживущих сильноточных плазменных каналов в трех конфигурациях в зонах отрыва около уступа [2]. Перераспределение разряда происходит по мере эволюции течения в канале (снижение скорости и турбулизация потока).

Показано что процесс воздействия импульсного локализованного объемного разряда на газодинамический поток приводит, к образованию

взрывных волн, а также к распаду разрыва на косом скачке. Сравнение с результатами численного моделирования показало, что локализация энергии разряда и инициирование взрывных волн происходит в зонах низкой плотности: отрыва на препятствии (при малых скоростях потока) и в подветренной зоне препятствия (при больших скоростях потока), куда и происходит локализация значительной части энергии разряда. Результатом локализации разряда в подветренную область препятствия является инициирование полуцилиндрических взрывных конфигураций. Они деформируются и сносятся потоком, ослабляясь в течение 25 – 120 мкс (в зависимости от скорости основного потока в канале). Начальная скорость взрывных волн от локального энергоподвода достигает значений от 900 до 1100 м/с и зависит от ширины зоны отрыва, куда локализуется наносекундный разряд. Длительность воздействия разряда увеличивается по мере уменьшения скорости течения от 850 до 300 м/с.

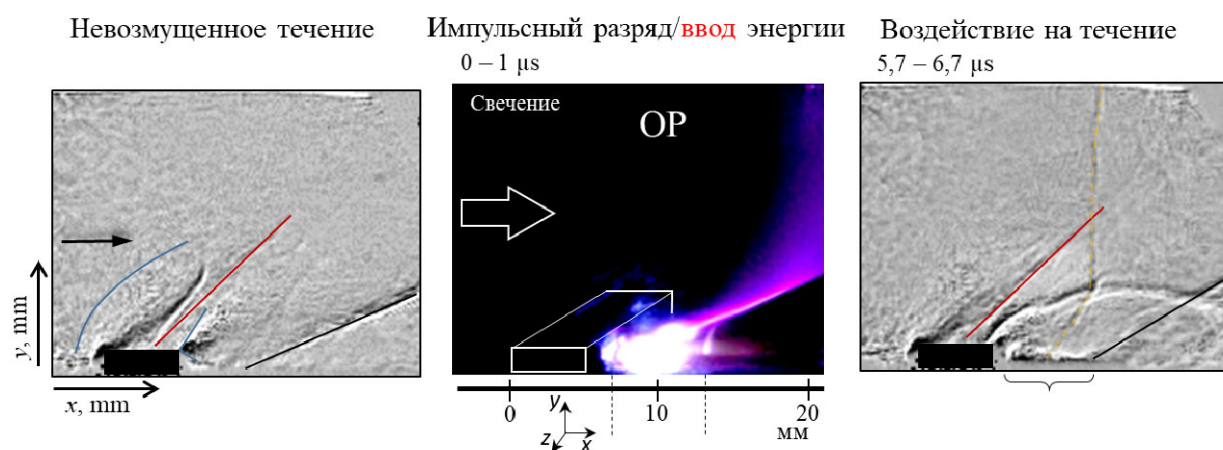


Рис. 1.

Таким образом, показано, что на базе рассмотренных эффектов возможно контролируемое плазменное воздействие на высокоскоростное течение газа при наличии изменения в окрестности обтекаемого профиля. Воздействие происходит как за счет эффекта импульсной локализации плазмы, так и результирующего ударно-волнового течения вблизи препятствия.

Долбня Дарья является стипендиатом фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС”.

Литература

1. А. Стариковский, Н. Александров. Управление газодинамическими потоками с помощью сверхбыстрого локального нагрева в сильнонеравновесной импульсной плазме // Низкотемпературная плазма. 47(2). 126-192. 2021.

2. Д. Долбня, И. Знаменская, А. Луцкий, Н. Сысоев. Формирование ударно-волнового течения при локализации наносекундных разрядов в нестационарном потоке в канале с препятствием // Изв. РАН. МЖГ. (1). 144-150. 2023.
3. D. I. Tatarenkova, E. Y. Koroteeva, T. Kuli-zade, et. al. Pulsed discharge-induced high-speed flow near a dielectric ledge // Experiments in Fluids. 62(7). 493-501. 2021.

ИССЛЕДОВАНИЯ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПОТОКОВ В ЖИДКОСТИ НА ОСНОВЕ ИНФРАКРАСНОЙ ТЕРМОГРАФИИ

Магистрант *Чурич В.*, проф. *Знаменская И.А.*

Инфракрасная термография с высоким пространственно-временным разрешением позволяет использовать новый и многообещающий подход к изучению теплообмена и турбулентных характеристик неизотермических потоков жидкости, поглощающих инфракрасное излучение [1]. Подход основан на отслеживании динамики тепловых пятен — температурных неоднородностей, вызванных турбулентным перемешиванием, — которые служат пассивными трассерами неизотермического потока.

В данной работе тепловизионная регистрация изображения пристеночных течений жидкости с частотой кадров до 900 Гц позволяет количественно исследовать свойства струйных пристенных турбулентных неизотермических течений различных конфигураций. Исследовалась затопленная струя воды из трубки с круглым соплом диаметром $D = 2$ мм или $D = 3$ мм. Трубка была помещена в большой кубический стеклянный резервуар, наполненный водой комнатной температуры. Сопло располагалось на расстоянии H (от $2D$ до $4D$) от прозрачного для инфракрасного излучения окна из пластины фторида кальция (CaF_2) толщиной 2 мм и диаметром 50 мм. Окно также служило поверхностью импакта струи. Прямоугольная вставка длиной 7 см (высота $h = 1$ мм, ширина $d = 2,5$ мм) располагалась в области торможения неизотермического потока при $R = 0$. В экспериментах струя падала нормально или наклонно на поверхность пластины с вставкой. Числа Рейнольдса Re на выходе струи составляли от 5000 до 25000.

Тепловизионная регистрация изображения процесса взаимодействия струи с поверхностью проводилась через окно CaF_2 с помощью тепловизионной камеры FLIR SC7700, оснащенной охлаждаемым фотонным детектором, чувствительным в диапазоне длин волн 3,7–4,8 мкм. Частота съемки составляла 300 Гц (при пространственном разрешении 300×300

пикселей). При ограниченном пространственном разрешении (около 300x20 пикселей) камера позволяла увеличить частоту кадров до 900 Гц. Контраст на тепловизионных изображениях достигался поддержанием температуры струи на 5-10 °С выше температуры окружающей воды. Температура воды в резервуаре и нагревателе измерялась и регулировалась перед каждым измерением с помощью термопары и термометра.

Получены мгновенные тепловизионные изображения круглой затопленной струи, натекающей нормально на поверхность при $R = 0$ и $R = 1D$ от вставки или наклонно (угол 25°) к вставке при $R = 0$. Вокруг точки торможения неизотермического потока визуализируется теплое ядро струи. Исследована зависимость размера области итыва потока от угла наклона и от параметров струи. Получены распределения среднеквадратичных значений пульсирующей кажущейся температуры. Они демонстрируют, как наличие препятствия на гладкой стенке меняет распределение турбулентных пульсаций в зависимости от геометрии неизотермического потока – выделены пристеночные области с минимальным возмущением потока (вокруг точки торможения неизотермического потока) и области с интенсивным турбулентным перемешиванием. С увеличением радиального расстояния от геометрического центра амплитуда среднеквадратичных пульсаций достигает максимального значения, после чего затухает при дальнейшем распространении по неизотермическому потоку. Увеличение скорости струи и, соответственно, числа Рейнольдса ведет к формированию более протяженной области флуктуаций

В результате импорта серии изображений в программу Lavision Davis и последующей кросс-корреляционной обработки были получены последовательности мгновенных полей скоростей для каждой из конфигураций. Для каждой из таких последовательностей было проведено усреднение и получены средние поля скоростей, которые затем использовались для анализа полученных результатов. Усредненные поля векторов скоростей дают количественную информацию о пристеночном неизотермическом потоке и являются отличным визуальным инструментом его анализа. Течение, исследуемое в работе симметрично относительно горизонтали. С увеличением числа Рейнольдса максимальная скорость и ее положение изменяются. Значение максимума скорости растет с увеличением числа Рейнольдса, а его положение смещается в сторону от центра. Положение минимума скорости не изменяется.

Предлагаемая методика измерения позволяет исследовать турбулентные свойства пристеночного течения, возникающего при взаимодействии импактной струи с ребристой поверхностью, и облегчает прогнозирование теплопередачи на стенку при воздействии струи.

E-mail: ciricvova@gmail.com

Литература

1. *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.

МОДЕЛИРОВАНИЕ В ГИДРОДИНАМИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ ПРОДОЛЬНО-ПОПЕРЕЧНОГО РАЗРЯДА В ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ВОЗДУШНЫХ ПОТОКАХ.

Инж. *Корнев К.Н.*, мл. науч. сотр. *Логунов А.А.*, проф. *Шибков В.М.*

Для эффективной работы высокоскоростного прямоточного воздушно-реактивного двигателя необходимо поддержание постоянной сверхзвуковой скорости потока топливовоздушной смеси на всех участках своего пути [1]. Активно разрабатываются способы повышения эффективности работы прямоточного двигателя со сверхзвуковой скоростью потока в камере сгорания без применения застойных зон и других пассивных устройств. Одним из таких способов является применение плазмы электрических разрядов. В данной работе исследуется пульсирующий продольно-поперечный дуговой разряд (скользящая дуга) постоянного тока, создаваемый в высокоскоростных газовых потоках [2,3]. Моделирование в области плазменно-стимулированного горения является крайне востребованной задачей. Расчеты электрических разрядов в газовом потоке уже проводились ранее с использованием различных электродинамических моделей. Например, в работе [4] исследуются характеристики разряда постоянного тока в поперечном потоке газа. Работа [5] посвящена моделированию продольного дугового разряда постоянного тока в сверхзвуковом потоке при числе Маха $M = 2$ с использованием пакетов FlowVision и Plasmaego.

В данной работе проведено моделирование газового разряда постоянного тока величиной 10А, который рассматривался в рамках канальной модели в гидродинамическом приближении. Аэродинамические условия симуляции приближены к экспериментальным. Были получены трехмерные распределения скорости, температуры и давления в сверхзвуковом воздушном потоке, а также плотности тока в иницируемом в нем разряде при числе Маха $M=2$. Рассмотрено развитие продольно-поперечного разряда в диапазоне времени t до 20мкс. Он инициировался с помощью ручной установки в начальный момент времени электропроводящей зоны газа с температурой $T \sim 10000\text{K}$ между электродами без необходимости в моделировании процессов пробоя.

Показано, что в данных условиях разряд движется практически со скоростью основного сверхзвукового воздушного потока, достаточно слабо его возмущая. По полученным в расчетах характерным значениям плотности тока и температуры газа 8000-10000К в разрядном канале сделаны оценки концентрации электронов $n_e \sim 10^{16} \text{см}^{-3}$. Оценена напряженность поля $E \sim 125 \text{В/см}$ и приведенная напряженность поля в канале разряда E/N около 30Тд. В конфигурации аэродинамической модели с укороченными электродами показан переход к закрепленной на их концах фазе разряда. Рассмотренный в работе продольно-поперечный разряд может быть использован, например, с целью быстрого объемного воспламенения топлив в камерах сгорания прямоточных двигателей благодаря высокой достигаемой в нем температуре газа.

Корнев К.Н. является стипендиатом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» и благодарит его за финансовую поддержку. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-00233

Литература

1. *Абрамович Г.Н.* Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1976.
2. *Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А.* // Физика плазмы. 2018. Т. 44. № 8. С. 661.
3. *Шибков В.М., Шибкова Л.В., Логунов А.А.* // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика. Астрономия. 2017. № 3. С. 75.
4. *Двинин С.А., Ершов А.П., Тимофеев И.Б., Черников В.А., Шибков В.М.* // Теплофизика высоких температур. 2004. Т. 42, № 2. С. 181–191.
5. *A. Firsov, V. Bityurin, D. Tarasov, A. Dobrovolskaya, R. Troshkin, A. Bocharov* // Energies. 2022. Т. 15. №. 19. С. 7015.

Подсекция:
МЕТОДИКА ПРЕПОДАВАНИЯ

Сопредседатели
доцент А.А. Якута,
ст. преподаватель А.В. Селиверстов

УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ И ФАЗОВЫЕ ДИАГРАММЫ

Профессор Николаев П.Н.

Согласно второму постулату термодинамики (или нулевому началу) существует температура как особая функция состояния равновесной системы. Отсюда следует, что состояние термодинамической системы определяется совокупностью внешних параметров и температурой [1]. Это приводит к существованию термических и калорических уравнений состояния системы. Часто термические уравнения состояния называются просто уравнениями состояния.

Эмпирическая температура t определяется по изменению какого-либо параметра термометрического вещества. Но, вообще говоря, температуры, определенные с использованием различных термометрических веществ, не совпадают. Второе начало термодинамики позволяет установить термометрическую шкалу температур, температура по которой не зависит от термометрического вещества. Она называется абсолютной. За единицу термодинамической температуры принят Кельвин (1 K). До 1968 года единица именовалась как градус Кельвина.

20 мая 2019 года четыре базовые единицы системы СИ были переопределены путем фиксации четырех фундаментальных физических постоянных. Среди них и основная единица термодинамической температуры была определена путем фиксирования значения постоянной Больцмана [2].

Общее число термических и калорического уравнений состояния системы равно числу ее степеней свободы. При этом между калорическим и каждым из термических уравнений состояний имеется связь в виде дифференциального уравнения в частных производных. Они получаются из основного уравнения термодинамики [1].

Для реальных газов эмпирически установлено большое количество термических уравнений состояния. Среди них выделяется уравнение Ван-дер-Ваальса, установленное сто пятьдесят лет назад. При своей крайне простой форме данное уравнение описывает все характерные особенности изотропной фазы вещества – фазовый переход жидкость – газ, наличие метастабильных состояний, критическое и сверхкритическое состояния вещества.

При построении своего уравнения Ван-дер-Ваальс использовал результаты экспериментов Эндрюса для углекислого газа, который в течение почти двенадцати лет исследовал поведение вещества в газообразном и жидком состояниях [3,4]. В уравнении Ван-дер-Ваальса постоянные a и b учитывают соответственно наличие собственного объема у молекул и притяжение между ними. В 70-х годах XIX века постоянная R рассматривалась как дополнительный параметр. Для

температур ниже критической данное уравнение было дополнено правилом Максвелла, полученным, как отмечал А.Г.Столетов, почти одновременно Максвеллом и Клаузиусом [5]. В результате данное уравнение стало описывать и двухфазную гетерогенную систему жидкость – газ.

По известным термическим и калорическим уравнениям состояния с помощью начал термодинамики можно определить все термодинамические свойства системы. Сами уравнения состояния устанавливаются из опыта, либо находятся методами статистической физики [1,6]. В последнем случае используется либо метод Гиббса [7], либо строится статистическая термодинамика по методу Боголюбова [8], который является развитием метода Гиббса. Для построения термодинамики по методу Боголюбова необходимо определить младшие функции распределения (или младшие матрицы плотности в квантовой области), а затем найти термическое и калорическое уравнения состояния.

На основе найденных уравнений состояния мы можем найти химический потенциал [1,6], который играет ключевую роль в определении равновесия и устойчивости как в гомогенной, так и в гетерогенной системе [7]. Гиббс впервые ввел четко определенное понятия химического потенциала, определения фазы и компонента. Он создал метод термодинамических потенциалов, позволяющий не только найти условия термодинамического равновесия, но и исследовать устойчивость равновесных гомогенных и гетерогенных систем, а также определить границы устойчивости [7].

Метод фазовых диаграмм [6] (или диаграмм состояния [9]) Гиббс использовал уже в первых термодинамических работах «Графические методы в термодинамике жидкостей» и «Метод геометрического представления термодинамических свойств вещества при помощи поверхностей». Здесь были разработаны удобные и наглядные диаграммные методы представления термодинамических соотношений на плоскости и в пространстве.

Особенно полезно использование фазовых диаграмм в общем случае многофазной и многокомпонентной системы. Этим вопросам посвящена основополагающая работа Гиббса «О равновесии гетерогенных веществ» [7].

Обладание информацией о термодинамической стабильности материалов при различных условиях, которое наиболее наглядно представляется на фазовых диаграммах, имеет большое практическое значение в многочисленных технологических приложениях. Кроме того, знание границ областей стабильности, а также метастабильных состояний, может помочь в разработке оптимальных экспериментальных путей к новым фазам с потенциально интересными свойствами.

Термодинамическое фазовое поведение может быть определено на основе целого ряда способов: экспериментально (на основе данных термического анализа, рентгеновского структурного анализа, оптической и электронной микроскопии, нейтронографии и других методов [9]), на основе методов машинного эксперимента, путем прямых теоретических расчетов. В последнем случае можно использовать либо непосредственно метод канонических распределений Гиббса, либо другие производные от него методы. Например, метод интегральных уравнений.

Если для простых веществ проблема определения уравнений состояния и построения фазовых диаграмм практически решена, то для сложных веществ необходимо использовать все доступные средства. При этом, несмотря на возросшие возможности вычислительной техники, приходится оптимизировать процесс вычислений, используя для этого наиболее подходящую стратегию [6].

Литература

1. *Базаров И.П.* Термодинамика. Санкт-Петербург – Москва – Краснодар: Лань, 2010.
2. *Gaiser C., Fellmuth B., Gaviolo R.M., Kalemci M., Kytin V., Nakano T., Pokhodun A., Rourke P.M.C., Rusby R., Sparasci F. and others* // *J. Phys. Chem. Ref. Data* 2022. **51**. 043105.
3. *Andrews T.* // *Phil. Trans. Royal Soc.* 1869. **159**. Part 2. P. 575.
4. *Николаев П.Н.* // Ученые записки физического факультета Московского университета. 2019. № 3. 1931101.
5. *Столетов А.Г.* Избранные сочинения. М.-Л.: ГИТТЛ, 1950, с. 270.
6. *Chew P.Y., Reinhardt A.* // *J. Chem. Phys.* 2023. **158**. 030902.
7. *Гиббс Дж.В.* Термодинамика. Статистическая физика. М.: Наука, 1982.
8. *Боголюбов Н.Н.* Избранные университетские лекции. М.: изд-во Моск. ун-та, 2009.
9. Физический энциклопедический словарь. М.: Советская энциклопедия, 1983. С. 156.

МЕТОДИКА ОРГАНИЗАЦИИ ОЧНОГО, ОЧНО-ЗАОЧНОГО И ДИСТАНЦИОННОГО ОБУЧЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРОГРАММНОГО ПРОДУКТА «ПРАКТИКУМ»

Доцент Колотинский Н.В.

В данной работе рассматриваются методические аспекты внедрения программного продукта «Практикум» [1], являющегося средством и формой эффективной организации учебного процесса на примере его использования в процессе преподавания лабораторного курса «Общий атомный практикум» физического факультета МГУ.

Функционал программного продукта «Практикум» позволяет преподавателю своевременно и оперативно управлять учебным процессом. Основные возможности программы обеспечивают:

- создание индивидуального расписания занятий для студентов;
- контроль за загрузкой рабочих мест;
- мониторинг успеваемости студентов (включая онлайн-контроль);
- обеспечение возможности выполнения лабораторных работ как очно, так и в дистанционном режиме;
- предоставление текущей информации студентам;
- сохранение истории выполнения;
- формирование отчетных материалов.

Программный продукт «Практикум» успешно прошел апробацию, в том числе при смешанном, гибридном режиме работы (очно-заочном) во время эпидемиологических ограничений. Возможность гибридного выполнения и приема задач, а также возможность гибкой корректировки расписания позволяют избежать проблем, связанных с неполным выполнением студентами учебного плана. Кроме того, использование программного продукта позволило сохранить индивидуальное обсуждение результатов каждого студента.

В настоящее время программный продукт «Практикум» полностью внедрен в процесс обучения в рамках лабораторного курса «Общий атомный практикум» физического факультета МГУ и осуществляется его адаптация для использования при преподавании лабораторного курса «Общий ядерный практикум».

Литература

1. Свидетельство на программу для ЭВМ "Практикум": RU 2023613057 / Колотинский Н.В. - Опубл. 10.02.2023.

ЧАСТНЫЙ СЛУЧАЙ ЗАДАЧИ ТРЕХ ТЕЛ - ОСНОВА ДЛЯ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЫ ШКОЛЬНИКОВ

Доцент Рыжиков С.Б., ведущий науч. сотр. Рыжикова Ю.В.

В настоящее время изучение в средней школе небесной механики ограничивается расчетом только круговых траекторий. Это связано с тем, что математический аппарат школьников не позволяет рассчитывать эллиптические орбиты. Однако расчёт подобных орбит возможен с помощью схемы Эйлера как описано в [1, 2]. Схема Эйлера интуитивно понятна школьникам и позволяет проверить справедливость законов Кеплера.

Вместе с тем схема Эйлера недостаточно точна. Рассчитанный по схеме Эйлера радиус орбиты постоянно растет. Более точные результаты можно

получить методом Рунге-Кутты, но поскольку математический аппарат школьников еще слаб, то мы предлагаем корректировать движения на основе закона сохранения энергии.

Вначале программа рассчитывает энергию тела, приведённую на 1 кг тела:

$$E_0 = \frac{v_0^2}{2} - \frac{GM_S}{r_0},$$

где v_0 и r_0 – начальная скорость тела и расстояние до Солнца. Далее эта величина не меняется.

Эту формулу школьникам можно дать без вывода. В дальнейшем эта энергия не должна меняться. После вычисления скоростей (v_x, v_y, v_z) и координат тела (x, y, z) по схеме Эйлера их можно скорректировать.

I-ый способ – коррекция скорости.

Вычисляем модуль скорости тела $v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}$ и скорость u , которую должно иметь тело, чтобы выполнялся закон сохранения энергии:

$$u = \sqrt{2(E_0 + \frac{GM_S}{r})}.$$

Затем изменяем проекции скорости: v'_x, v'_y, v'_z , чтобы новое значение скорости v' , было равно u :

$$v'_x = v_x \frac{u}{v}, v'_y = v_y \frac{u}{v}, v'_z = v_z \frac{u}{v}.$$

II-ой способ – коррекция координат.

Находим расстояние r , которое должно было бы иметь тело, чтобы выполнялся закон сохранения энергии:

$$r = \frac{GM_S}{\frac{v_0^2}{2} - E_0}.$$

Затем пропорционально изменяем координаты x, y, z , чтобы новое расстояние до Солнца, было равно r .

Указанные алгоритмы могут быть реализованы на любом языке программирования.

Нами было промоделировано 200000 оборотов планеты, стартовавшей вблизи Земли (1,33 а.е.) по орбите, близкой к круговой ($v_0 = 5,66$ а.е./год). За 200000 оборотов параметры орбиты изменились менее, чем на 1%.

Достигнутая точность расчётов достаточна для исследования задачи трех тел, т.е. можно рассчитывать движение небесных тел с учётом их притяжения не только к Солнцу, но и к другим планетам, например, к Юпитеру.

Для учёта влияния Юпитера в закон всемирного тяготения нужно внести поправку:

$$\mathbf{a}_x = -G \frac{M_S}{r^3} \mathbf{x} - G \frac{M_J}{r_J^3} (\mathbf{x} - \mathbf{x}_J),$$

где M_J – масса Юпитера, x_P, y_P, z_P – его координаты, а r_J – расстояние от тела до Юпитера.

Также изменится формула для расчета приведённой энергии.

Координаты Юпитера можно рассчитывать исходя из закона всемирного тяготения, но для простоты можно принять, что малое небесное тело не влияет на движение Юпитера, а само движение Юпитера считать круговым и равномерным.

Расчеты показывают, что если орбита небесного тела наклонена по отношению к плоскости движения Юпитера, то она начинает прецессировать. Например, если орбита тела близка к круговой, имеет большую полуось 2,23 а.е. и наклонена к плоскости обращения Юпитера под углом 26° , то период прецессии составляет около 50 000 лет. Если наклон орбиты увеличивается или небесное тело подходит ближе к Юпитеру, то движение носит аперриодический характер.

При желании школьники могут рассчитать движения тел с учетом взаимодействия с Сатурном и др. большими планетами.

Подобная работа была представлена на конференции школьных проектных работ «Потенциал» в 2023 году.

Литература

1. Рыжиков С.Б. Развитие исследовательских компетенций школьников при выполнении исследовательских работ по физике с использованием численного моделирования: монография. – М.: Школа будущего. 2012. – 232 с.

2. Рыжиков С.Б. Беседы и компьютерные расчеты, касающиеся нескольких занимательных задач механики. Часть 2. Учебное пособие. – М.: МГДД(Ю)Т. 2008. – 76 с.

ЕЩЕ РАЗ О ЗАДАЧАХ В КУРСЕ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ

Т.А.Бушина

Обсуждаются пути повышения качества проработки курса общей физики студентами 1 и 2 курсов в рамках проведения семинарских занятий и занятий общего физического практикума. Обсуждаются некоторые типы задач, отличных от стандартных, при рассмотрении которых на семинарских занятиях и занятиях общего физического практикума можно было бы достичь данной цели.

Ключевые слова: педагогика высшей школы, общая физика, методика преподавания физики, задачи в курсе общей физики.

УДК: 531, 372.853, 378.046.2

РАС: 01.40.–d, 01.40.gb, 01.55.+b

Курс общей физики – один из основополагающих курсов, которые изучают студенты физического факультета МГУ. Безусловно,

немаловажную роль он играет и для образования студентов-физиков других вузов, а также будущих инженеров. Для преподавания курса общей физики педагогами издавна использовались классические учебники и задачники, такие, как, например, [1 – 4]. В связи с бурным развитием физики, техники и информационных технологий требования к преподаванию курса общей физики с течением времени изменялись, лучшими учеными-педагогами создавались новые учебные пособия, которые выдержали множество изданий, как, например, учебники [5 – 13], на которых было воспитано много поколений студентов-физиков. Но неизменным оставалось одно: при изложении общего курса физики широко использовались экспериментальные обоснования излагаемых теорий, обсуждались классические и современные эксперименты, от студента требовалось глубокое понимание физического смысла обсуждаемых понятий, формировался навык решения и постановки физических задач – именно то, что необходимо для современного ученого и образованного человека.

Однако, как показала практика преподавания курса общей физики для студентов 1 и 2 курсов физического факультета МГУ, а также в филиале физического факультета МГУ в г. Баку, в последние годы курс общей физики все больше и больше теоретизируется, становится все дальше от практики, от экспериментальной физики.

Наблюдения, которые проводились автором в нескольких московских школах, а также в Университетской гимназии МГУ, показывают, что уже со времени старшей школы многими преподавателями не уделяется должного внимания обсуждению сведений о классических физических экспериментах, а также сведений из истории физики, о связи изучаемых явлений и процессов с происходящим в окружающем мире и в мире современной техники, не воспитывается привычка задумываться о порядках тех или иных физических величин. Причины, с которыми это связано, могут явиться предметом другого исследования, и здесь мы их обсуждать не будем. Но в результате такого подхода имена ученых, названия физических законов, важнейшие физические открытия зачастую ни о чем не говорят школьнику, а затем – и студенту младших курсов вуза. В лучшем случае эти сведения будут получены им незадолго до экзамена и вскоре забыты. Кроме того, зачастую студенты не могут привести примеры того, о чем их спрашивают, что говорит о том, что выученное никак не ассоциируется у них с чем-то конкретным, реально существующим. Так, при беседе со студентами второго курса физического факультета во время экзамена по электромагнетизму большинство из опрошенных не смогли привести примеров диамагнитного или парамагнитного вещества, проводящего вещества, полупроводника, не представляли себе порядки обсуждаемых

физических величин. Однако почти все из них с большим или меньшим успехом записывали уравнения Максвелла и тензор диэлектрической проницаемости. То же было подтверждено и при работе со студентами в рамках курса по методике преподавания физико-математических дисциплин [14 – 16]: даже студенты шестого курса зачастую не владеют такого рода знаниями.

Такие примеры можно было бы приводить и далее, но идея данного доклада состоит не в том, чтобы обидеть студентов или преподавателей, а чтобы предложить рассмотреть доступные нам пути борьбы с обсуждаемым явлением. Речь идет о том, что в рамках семинарских занятий в курсе общей физики, а также при работе в общем физическом практикуме стоило бы больше внимания уделять не только стандартным задачам с абстрактным содержанием, но и задачам, «приземленным» к эксперименту, окружающей жизни, истории развития физики и техники. При должном желании любой преподаватель общей физики сможет придумать, каким образом организовать такую работу, я же здесь приведу несколько примеров того, при помощи каких заданий можно было бы добиться желаемого результата.

При всем огромном разнообразии задач их можно классифицировать различными способами. Поскольку наша цель – наиболее эффективное обучение студента, то приведем разделим задачи по их педагогической направленности.

По педагогической направленности задачи можно разделить на обучающие и задачи для оценки знаний студента. К обучающим можно отнести:

- стандартные задачи;
- качественные задачи;
- задачи – «капканы»;
- обратные задачи;
- задачи на работу с графиками;
- занимательные задачи;
- задачи с историческим содержанием;
- задачи с техническим содержанием;
- оценочные задачи;
- задачи повышенной сложности;
- экспериментальные задачи;
- исследовательские задачи.

Задачи для оценки знаний также нужны нам постоянно. Вот их, вероятно не полный список:

- рейтинговые задачи для проведения так называемых «пятиминуток»;
- задачи-тесты для проведения компьютерного тестирования или тестирования в какой-либо другой форме;

задачи для контрольных работ
задачи для проведения зачета
олимпиадные задачи.

Как видим, разнообразие задач огромно. Формат данной работы не предполагает рассмотрение всех их типов, однако приведем несколько примеров того, как можно разнообразить занятие, не ограничивая себя и студента рассмотрением только стандартных задач (что, естественно, несколько не делает меньшим их дидактическое значение). Так, не стоит игнорировать подробное рассмотрение задач с историческим содержанием – таких, где рассматриваются сведения из истории физики и на этом сюжете строится вопрос. В качестве примера рассмотрим задачу из [2], которая формулируется следующим образом: «В опыте Л. Физо, осуществленном в 1851 г., в лабораторной системе отсчета определялась скорость света в воде, текущей со скоростью V . Луч света от источника проходил через текущую в трубах воду в одном случае по направлению её движения, а другом – против направления её движения. Получить выражение для скорости света в этом опыте с точностью до $2(V/c)$ ». В этой задаче ничего не сказано о том, для чего проводился этот опыт, не сообщается идея эксперимента, не приводится схема экспериментальной установки и не упоминается, какой же получилась определенная в данном опыте скорость света. (Кстати, эта задача предлагается в разделе «Основы специальной теории относительности», хотя, по сути, идея, которая лежала в основе экспериментальной установки, связана с явлением «интерференция света», поэтому эту задачу можно было бы рассматривать и в этой связи.) Подобного рода задач можно найти множество в классических сборниках. Но, вероятно, автор сборника, предлагая эту задачу, рассчитывал на то, что преподаватель будет готов обсудить эти вопросы и тем самым принести существенно большую пользу студентам, чем просто получение формулы на доске и сравнение ее с ответом из задачника.

При беседах со студентами как на семинарах, так и в общем физическом практикуме, не следует игнорировать так называемые «оценочные» задачи. Эти задачи помогают развить навык получения численных оценок физических величин, не прибегая к громоздким вычислениям. Такого рода задачи еще относят к «качественным» и они хороши для беседы для студентом как для целей обучения, так и для целей проверки знаний. Пример можно привести из сборника [17]: «Оценить расстояние между ближайшими ионами натрия и хлора в кристалле поваренной соли. Плотность поваренной соли 2.17 кг/см^3 , кристаллическая решетка — кубическая». Казалось бы, ничего сложного? Однако для студента такого рода задачи вызывают трудности: для решения данной задачи необходимо не только оценить массу одной кубической ячейки

кристалла, но и научиться определять, сколько атомов приходится на одну ячейку (в данном случае — «половина» иона натрия и «половина» иона хлора).

Важное значение имеет для студента также и навык работать с абстрактной моделью при решении задач. Часто абстрактная модель выбирается автором при формулировке условия задачи, но гораздо более эффективно предложить выбрать абстрактную модель студенту самостоятельно, а еще лучше – предложить решить одну и ту же задачу, используя различные абстрактные модели. В качестве примера можно привести простую задачу: «Тело сбросили с высоты h с нулевой начальной скоростью. Найдите время падения τ на землю в трех случаях: а) сопротивлением воздуха можно пренебречь; б) считать силу сопротивления воздуха пропорциональной скорости с коэффициентом k ; считать силу сопротивления воздуха пропорциональной квадрату скорости с коэффициентом k . Найдите время падения τ на землю».

Вероятно, кому-то рассмотренные задачи покажутся «школьными», но стоит их предложить студенту 1 или 2 курса, становится понятно, что их недостаток еще со школьных времен обедняет его образование, а также общий культурный уровень. Автор надеется, что коллеги, ведущие семинарские занятия, а также занятия общего физического практикума, примут к сведению сказанное здесь, а также будет признателен новым предложениям на этот счет.

Литература

1. Хайкин С.Э. Физические основы механики. // М., 1971.
2. Стрелков С.П., Сивухин Д.В., Угаров В.А., Яковлев И.А. Сборник задач по общему курсу физики. Механика. // М. 1977.
3. Кикоин А.К., Кикоин И.К. Молекулярная физика. // М.: Наука. 1976.
4. Калашников С.Г. Электричество. // Наука. М.: 1985.
5. Матвеев А.Н. Механика и теория относительности. Учебное пособие для студентов вузов. // М.: Издательский дом «ОНИКС 21 век». М.: 2003.
6. Матвеев А.Н. Молекулярная физика. Учебное пособие для студентов вузов. // Санкт-Петербург, Москва, Краснодар. Лань. 2010.
7. Матвеев А.Н. Электричество и магнетизм. Учебное пособие для студентов вузов. // М.: Высшая школа. 1983.
8. Матвеев А.Н. Оптика. Учебное пособие для студентов вузов. // М.: Высшая школа. 1985.
9. Сивухин Д.В. Курс общей физики. Учебное пособие для вузов. Механика. // М.: Физматлит. 2005.
10. Сивухин Д.В. Курс общей физики. Учебное пособие для вузов. Термодинамика и молекулярная физика // М.: Физматлит. 2005.
11. Сивухин Д.В. Курс общей физики. Учебное пособие для вузов. Электричество // М.: Физматлит. 2004.

12. Сивухин Д.В. Курс общей физики. Учебное пособие для вузов. Оптика // М.: Физматлит. 2005.

13. Сивухин Д.В. Курс общей физики. Учебное пособие для вузов. Атомная и ядерная физика // М.: Физматлит. 2002.

14. 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.

15. 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.

16. Бушина Т.А. Об организации самостоятельной работы студентов в рамках курса «Общие вопросы преподавания физико-математических дисциплин». // Ученые записки физического факультета Московского университета. 2022, №5, с. 2250603–1 – 2250603–7.

17. Бабаджан Е.И., Гервидс В.И., Дубовик В.М., Нерсесов Э.А. Сборник качественных вопросов и задач по общей физике. Учебное пособие для втузов. М.: Наука. 1990.

ОСНОВАНИЕ И НАЧАЛО РАБОТЫ ФИЗИЧЕСКОГО ПРАКТИКУМА В МОСКОВСКОМ УНИВЕРСИТЕТЕ (1873–1882 ГГ.)

Доцент Якута А. А.

В 2023 году исполняется 150 лет с момента основания и начала работы в Московском университете физического практикума.

Вопрос о необходимости организации практических занятий для студентов физико-математического факультета Императорского Московского университета (ИМУ) был впервые поставлен заведующим кафедрой физики ИМУ Н. А. Любимовым в декабре 1870 г. Он предложил учредить при физическом кабинете университета должность сверхштатного лаборанта, который должен был руководить практическими занятиями студентов [1, лл. 4об–5]. На эту должность с 1 января 1871 г. был принят кандидат Н. Н. Шиллер. Однако, хотя к тому моменту в физическом кабинете находилось около 500 различных приборов, развернуть практикум на его базе было невозможно из-за большой тесноты. Поэтому в марте 1871 г. доцентом А. Г. Столетовым было представлено письменное «мнение», в котором содержалось предложение о необходимости создания отдельной физической лаборатории для проведения практических занятий со студентами и о выделении для нее отдельного помещения [2, лл. 642об–643об].

Факультет поддержал это предложение и ходатайствовал перед Советом ИМУ о выделении для физической лаборатории четырех или пяти комнат [3, л. 1]. Будучи уверенным в успехе, А. Г. Столетов сразу же

предложил декану ФМФ ввести в следующем учебном году вместо лекций по физической географии практические занятия по физике [1, л. 10об]. Однако, дело затянулось: Совет ИМУ создал для рассмотрения вопроса специальную комиссию, которая сначала планировала разместить физическую лабораторию в квартире помощника инспектора студентов, затем – в бывшей канцелярии попечителя университета. Оба варианта были по техническим соображениям отвергнуты и А. Г. Столетовым, и Н. А. Любимов, который в январе 1872 г. предложил использовать для нужд лаборатории часть второго этажа так называемого «ректорского дома» [4, с. 32].

Это предложение было поддержано Советом, но окончательное решение о создании физической лаборатории было принято лишь осенью 1872 г. Для нее были выделены три комнаты, а заведование было поручено А. Г. Столетову. Для первоначального оснащения лаборатории были использованы некоторые приборы из физического кабинета, но уже в 1873 г. у нее появился независимый бюджет [5, л. 12–12об], что позволяло закупать необходимое оборудование.

В конце 1872 г. в физическую лабораторию начали допускать лучших студентов старших курсов факультета, желавших приобрести навыки производства физических измерений [4, с. 32]. Но для того, чтобы наладить систематические практические занятия с большим числом студентов, был необходим отдельный лаборант. С 28 апреля 1873 г. по предложению А. Г. Столетова в указанной должности был утвержден кандидат Р. А. Колли [6, л. 1], под руководством которого эти занятия и начались (к тому моменту Н. Н. Шиллер уехал в научную командировку за границу). Таким образом, в 1873 г. было положено начало физическому практикуму ИМУ [7, л. 1об], а Р. А. Колли был первым лаборантом этого практикума.

Осенью того же года по предложению А. Г. Столетов к новой физической лаборатории были присоединены несколько смежных с нею комнат, которые не подошли для размещения биологического кабинета [8, л. 2–2об]. В апреле 1874 г. он же предложил перевести Р. А. Колли на должность штатного лаборанта, но этого сделать не удалось из-за материальных затруднений, которые испытывал университет. Продолжалось развитие материальной базы физической лаборатории – с 1875 г. она отдельно упоминалась в ежегодных отчетах ИМУ среди других кабинетов и лабораторий. По этим отчетам можно составить представление о том, как возрастало количество физических «инструментов» в лаборатории за первые 8 лет ее существования (таблица 1).

Таблица 1.

Год	1874	1875	1876	1877	1878	1879	1880	1881
Кол-во	28	37	43	61	63	100	104	114

В 1876 г. темами для измерительных работ, выполнявшихся студентами, служили: «определение элементов земного магнетизма, удельных теплоемкостей, гальванических сопротивлений, показателей преломления, числа колебаний камертонов, длины секундного маятника и проч.» [9, с. 239–240]. В качестве учебного пособия студенты использовали «Руководство для практических занятий по физике» Ф. Кольрауша. Студенты занимались в лаборатории физическими измерениями «в часы свободные от лекций» между 10 и 16 часами [10, с. 20]. Первоначально в лаборатории практиковались только отдельные студенты старших курсов (например, в 1877 г. их было всего лишь 18 человек) [4, с. 38]. В феврале 1886 г. А. Г. Столетов и А. П. Соколов в составленной ими записке отмечали, что «наша физическая лаборатория, основанная 12 лет тому назад в скромных размерах и первоначально имевшая в виду пять–десять практикантов (“желающих”, из студентов третьего и четвертого курсов), совершенно не позволяет распространить практические занятия на всех учащихся» [4, с. 35].

Главной причиной этого являлась малость площадей помещений новой физической лаборатории (она занимала около 230 кв. м.) [4, с. 36]. В 1887 г. А. Г. Столетову удалось добиться удвоения размера лаборатории, но кардинально эта проблема была решена только в 1903 г., когда был открыт вновь построенный отдельный физический институт.

Исследование, проведенное автором с привлечением литературных источников и архивных материалов, приводит к следующим выводам: 1) физический практикум в Императорском Московском университете создавался в 1870–1872 гг.; 2) инициатором его создания и первым заведующим был профессор А. Г. Столетов; 3) первые систематические практические занятия со студентами-физиками ИМУ были начаты в 1873 г. на базе вновь учрежденной физической лаборатории; 4) эти занятия первоначально не были массовыми – к ним допускались только лучшие студенты 3-го и 4-го (выпускного) курсов, специализирующиеся в области физики (в первые годы – не более 20 человек в семестр), т.е. практикум не являлся «общим».

Литература

1. Журнал заседаний физико-математического факультета 1870 г. // ЦГА Москвы. Ф. 418. Оп. 461. Д. 32.
2. Журнал Совета Университета за 1870 год. // ЦГА Москвы. Ф. 418. Оп. 249. Д. 58.
3. О расширении помещения для физической лаборатории. // ЦГА Москвы. Ф. 418. Оп. 40. Д. 73.
4. *Быкова Е. Г.* Борьба Столетова за создание физического института и организация физической лаборатории // Учен. запис. Тамбовского гос. пед. ин-та. 1955. Вып. 8. С. 31–41.

5. Журнал заседаний физико-математического факультета 1872–1874 гг. // ЦГА Москвы. Ф. 418. Оп. 461. Д. 34.

6. Об утверждении Кандидата Колли сверхштатным лаборантом физической лаборатории. // ЦГА Москвы. Ф. 418. Оп. 204. Д. 27.

7. Об учреждении при кафедре опытной физики Московского У-та должности препаратора. // ЦГА Москвы. Ф. 459. Оп. 2. Д. 4003.

8. О присоединении к физической лаборатории комнат, предполагавшихся для помещения Ботанического кабинета. // ЦГА Москвы. Ф. 418. Оп. 42. Д. 242.

9. Кононков А. Ф. Физический кабинет в 1859–1882 гг. // Иван Филиппович Усагин. 1855–1919 / Под ред. А. С. Предводителя. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1959. С. 232–241.

10. Речь и отчет, читанные в торжественном собрании Императорского Московского университета 12-го января 1881 года. М., Унив. тип., 1881.

КОМПЬЮТЕРНОЕ ОБУЧЕНИЕ ФИЗИКЕ: ГИДРОСТАТИКА И ГИДРОДИНАМИКА

Доцент В.Ю.Иванов, ст.преподаватель И.Б.Иванова,
ст.научный сотрудник М.А.Терентьев

Настоящий доклад посвящён дальнейшему развитию программы дистанционного обучения физике на примере классических задач механики [1, 2]. На конференциях «Ломоносовские чтения» 2016, 2018 - 2022 мы представили основные принципы построения обучающей программы по физике на примере решения классических задач механики и шесть разделов программы: кинематика материальной точки, динамика материальной точки, законы сохранения механической энергии и импульса, механические колебания и волны, кинематика твёрдого тела, динамика твёрдого тела. Четыре первых раздела касаются основных тем, изучаемых в школьном курсе общей физики в разделе механика. Пятый и шестой разделы программы касаются уже университетского курса общей физики. Обсуждаемый в настоящей работе седьмой раздел программы – гидростатика и гидродинамика – также в большей степени относится к университетскому курсу общей физики. Этот важный раздел механики является сложным для понимания студентами первого курса, поскольку в нём речь идет о новом для студентов понятии – сплошная среда. В физике существует особый раздел – теория сплошных сред. Для математического описания поведения сплошных сред чаще всего используются обыкновенные дифференциальные уравнения, и этот математический аппарат студенты первого курса знают плохо. Как и в любом другом разделе, появляется новая абстрактная модель, а именно, идеальная жидкость. Среди известных со школы законов гидростатики можно назвать законы Паскаля и Архимеда, формулу для гидростатического давления столба жидкости. Студенты кое-что знают о принципе работы

гидравлического пресса, сообщающихся сосудах, условия плавания тел. Что касается гидродинамики, то в случае идеальной жидкости важнейшую роль в решении задач играет уравнение Бернулли, а в случае вязкой жидкости – формула Пуазейля. Можно также упомянуть число Рейнольдса и принцип гидродинамического подобия. Все это изучается в университетском курсе общей физики. В данном разделе нашей программы мы коснулись лишь двух классических задач: задачи о гидростатическом давлении жидкости на стенку сосуда и задачи о течении идеальной жидкости по трубе переменного сечения. Формулировки указанных задач даны ниже.

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 незакрепленной 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 твёрдого стержня по гладкой горизонтальной поверхности); **раздел 6** – Динамика твёрдого тела (задача о движении так называемого маятника Максвелла под действием силы тяжести). Решая поставленные 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 к более сложной задаче. Если же ответ неверный, то студент должен найти ошибку, в чём ему поможет компьютер, задавая наводящие вопросы или давая подсказки. Предусмотрены два вида подсказок: совет и прямое указание. Сначала компьютер даёт советы по решению задачи, а, если они 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.

Исследуемыми задачами в разделе **гидростатика и гидродинамика** являются следующие: 1) задача о гидростатическом давлении жидкости на стенку сосуда; 2) задача о течении идеальной жидкости по трубе переменного сечения. Задачи формулируются так:

Найти силу давления F воды на квадратную стенку сосуда (сторона равна a). На какой высоте h от дна находится точка приложения равнодействующей сил давления на стенку?

По горизонтальной трубе переменного сечения протекает вода. Определить расход воды Q по разности уровней воды Δh в двух манометрических трубках, если сечения трубы у оснований трубок известны и равны S_1 и S_2 , соответственно.

Как было сказано выше, при неверном решении задачи компьютер выдаёт подсказки разной степени: от наводящих вопросов до прямого указания. Подсказок может быть несколько. Ниже приведён пример подсказок при решении задачи о гидростатическом давлении жидкости на стенку сосуда.

Подсказка 1. Запишите формулу для гидростатического давления воды на глубине x и найдите силу давления на площадку шириной Δx .

Подсказка 2. Сила гидростатического давления на площадку шириной Δx на глубине x равна: $\Delta F = \rho g x a \Delta x$. Равнодействующая сил давления воды на квадратную стенку сосуда получается путем интегрирования силы ΔF в пределах от 0 до a .

Подсказка 3. Запишите формулу для момента силы гидростатического давления воды на площадку шириной Δx на глубине x относительно оси, проходящей через нижнее ребро сосуда.

Подсказка 4. Момент силы гидростатического давления на площадку шириной Δx на глубине x относительно оси, проходящей через нижнее ребро сосуда, равен: $\Delta M = \rho g x a \Delta x (a - x)$. Суммарный момент силы давления воды на квадратную стенку сосуда относительно указанной оси получается путем интегрирования момента ΔM в пределах от 0 до a .

Подсказка 5. Воспользуйтесь определением момента силы: суммарный момент силы давления воды на стенку сосуда относительно оси, проходящей через нижнее ребро сосуда, равен произведению равнодействующей сил давления воды на стенку сосуда на плечо h .

Подсказка 6. Точка приложения равнодействующей сил давления на стенку находится на высоте $h = a/3$ от дна сосуда.

Литература

1. Иванов В.Ю., Иванова И.Б., Терентьев М.А. Компьютерное обучение физике: кинематика и динамика материальной точки, законы сохранения импульса и механической энергии. Учёные записки физического факультета Московского Университета. №3, с.1931103, 2019.

2. Иванов В.Ю., Иванова И.Б., Терентьев М.А. Компьютерное обучение физике: механические колебания и волны, кинематика и динамика твёрдого тела. Учёные записки физического факультета Московского Университета. №5, с.2250601, 2022.

ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПРИЛОЖЕНИЯ RHYRHOX В РАБОТАХ ЛАБОРАТОРНОГО ПРАКТИКУМА

Директор Боков П. Ю. (Московская школа на Юго-Западе № 1543),
ст. преподаватель Селиверстов А. В., учитель Кречетов А.П (Москов-
ская школа на Юго-Западе № 1543)

С каждым годом интерес к сдаче ЕГЭ по физике при поступлении в ВУЗ падает. Об этом говорят многочисленные опросы, проводимые среди абитуриентов технических факультетов. Кроме того, падает интерес к получению высшего образования по профилю «Физика». Все это говорит о незаинтересованности абитуриентов в предмете, сложности сдачи ЕГЭ и перенасыщенности школьной программы. Обучение перестает казаться старшим школьникам перспективным и интересным, из-за чего их мотивированность к изучению предмета падает. При этом выпускник технического вуза обладает всеми необходимыми навыками для успешной карьеры в различных областях: от банковского до IT сегментов. Дело в том, что при обучении студент знакомится с различными способами обработки информации и данных, что очень ценится в современном мире. Демонстрация подобных перспектив могла бы дать повод абитуриентам задуматься о возможности получения профильного физического образования по (в частности).

Одним из вариантов данной демонстрации является использование современных технологий во время учебных занятий, как на школьных уроках, так и на лабораторных занятиях на младших курсах ВУЗа. Современные смартфоны обладают широким функционалом и богатым набором датчиков для сбора различной информации: от акселерометра до магнитометра. На данный момент существует множество программ для обработки и счета данных. Одним из них является приложение для смартфонов rhyrphox [1].

В приложении существует не только готовый пакет лабораторных работ (в основном по механике и акустике), но и возможность конструирования собственных экспериментов. В частности, в работах [2], [3], [4] используются готовые паки для сбора информации с датчиков, но в оригинальных работах. В [2] предлагается классическая работа по измерению атмосферного давления с помощью особо чувствительного датчика телефона; в [3-4] – измерение кинематических характеристик при движении тела по наклонной плоскости. В одном из них используется чувствительный оптический датчик, реагирующий на лампы гирлянды, размещенной вдоль наклонной поверхности на равных расстояниях: таймер засекает промежутки времени, за которые тело проходит их, исходя из чего можно сделать выводы о движении тела. В другом аналогичном исследовании для максимально точного измерения изменений магнитного поля использовались магниты и встроенный в смартфон магнитометр.

Данные опыты позволяют школьнику соотнести результаты, полученные при выводе теоретических зависимостей с экспериментальными данными, и убедиться в верности выдвинутой гипотезы.

Использование подобных программ для измерения экспериментальных данных может также открыть нечто новое для студентов младших курсов технических ВУЗов при работе лабораторного практикума по механике. Имеющийся функционал программы *rhurphox* может быть использован в имеющихся работах лабораторного практикума, например:

- «изучение работы машины Атвуда» – определение с помощью акселерометра ускорения, приобретаемого телом;

- «изучение равномерного движение» - определение скорости тела при равномерном движении;

- «измерение колебаний твердого тела» - более точное определение частоты колебаний и возможность проверки теоремы Гюйгенса-Штейнера по определению расположения акселерометра в смартфоне;

- «измерение колебаний связанных маятников» - смартфон позволяет определить все интересующие кинематические характеристики вдоль каждой из осей и т. д.

Кроме того, использование приложения поможет студентам младших курсов освоить навык обработки данных, поскольку *rhurphox* обладает возможностью экспортировать данные, полученные в ходе эксперимента, в формате текстового файла или электронных таблиц (Excel). Эта возможность упрощает перенос данных на компьютер для дальнейшей обработки результатов, что позволяет сократить время выполнения самой работы, избавляя от рутины сбора информации.

Авторами статьи была проведена серия экспериментов с использованием приложения *rhurphox* на выездной учебной смене со школьниками 10 классов. Наиболее удачным оказался эксперимент по измерению кинематических характеристик при броске тела под углом к горизонту. Ознакомившись с интерфейсом программы, учащиеся сами находили новые функции смартфона, позволявшие определить данные более точно: определение угла наклона пистолета с помощью акселерометра смартфона, а также акустический секундомер, позволивший проверить зависимость времени полета от угла наклона. В результате данных лабораторных работ было отмечено заметное повышение мотивированности и активное участие школьников в работе. Простота использования приложения позволяла не перегружать занятие и открывала новые возможности смартфона для учащихся.

Таким образом, использование приложения *rhurphox* в лабораторном практикуме не только повышает интерес к изучаемому предмету у учащихся, но и учит навыкам обработки результатов эксперимента и работе с данными, а также позволяет сократить время проведения лабораторных задач. Тем самым, использование смартфона как

измерительного прибора может упростить первичный опыт работы с физическим экспериментом и открывает новые возможности для создания интересных задач.

Список литературы:

1. phyphox – Physical Phone Experiments. [Электронный ресурс] URL: <https://phyphox.org/> (дата обращения: 01.02.2023).
2. Ryan Caroll. Phyphox app in the physics classroom / Ryan Caroll, James Lincoln // The Physics Teacher. – 2020. – 58(8). – 606-607.
3. Theodoros Pierratos. Utilizing the phyphox app for measuring kinematics variables with a smartphone / Theodoros Pierratos, Hariton M. Polatoglou // Phys. Educ. – 2020(025019). – 55. – 6pp.
4. Mustafa Coramik. Calculation of kinetic friction coefficient with Phyphox, Tracker and Algodoo / Mustafa Coramik, Handan Ürek // Phys. Educ. -- 2021(065019). – 56. – 10pp.

СИСТЕМАТИЗАЦИЯ ЭЛЕМЕНТОВ КВАНТОВОЙ ФИЗИКИ В КУРСЕ «МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА И ТЕРМОДИНАМИКА»

Ассистент Жданова Н.Г., ст. преподаватель Селиверстов А.В.,
ассистент Старокуров Ю.В

Принятая в настоящее время схема преподавания курса «Молекулярная физика и термодинамика» во втором семестре состоит из двух частей [1–4]. Первая часть посвящена изучению статистических закономерностей систем, содержащих большое число частиц (порядка числа Авогадро). Во второй части студенты знакомятся с основами термодинамики: особенности поведения тех же термодинамических систем изучаются на основе эмпирических и полуэмпирических законов. Объединение обеих частей в единый курс возможно благодаря своего рода «сшивкам» – закономерностям в поведении термодинамических систем, которые могут быть получены как методами статистической механики, так и с помощью эмпирического термодинамического подхода. На лекциях и семинарах материал излагается последовательно в соответствии с программой курса. В отличие от них, последовательность выполнения работ практикума более произвольная и не опирается на разобранный на занятиях материал. Студенты вынуждены самостоятельно осваивать новые области знаний, методы, а иногда и концепции.

В школьном курсе физики [5] круг явлений, описываемых законами квантовой механики, рассматривается на ознакомительном уровне, поэтому эта тема является одной из сложных для восприятия. В курсе «Молекулярная физика и термодинамика» используются модели квантовых систем, основанные их свойствах, но сами свойства в рамках этого курса практи-

чески не обсуждаются [6–11]. Построение моделей производится догматически, что ещё больше затрудняет освоение материала студентами. Тем не менее, базовое понимание статистических закономерностей в квантовых системах необходимо в курсе «Молекулярная физика и термодинамика».

В настоящей работе авторы предлагают иную схему рассмотрения материала, связанного с основными статистическими закономерностями для простейших квантовых систем. При построении этой схемы авторы столкнулись с рядом ограничений. С одной стороны, на первом курсе студентам ещё недоступен математический аппарат, необходимый для решения уравнений квантовой механики и получения соответствующих закономерностей. С другой стороны, подробное рассмотрение квантовых систем во втором семестре и не нужно: курс «Молекулярная физика и термодинамика» призван дать общие представления о строении и свойствах вещества, которые потом углубляются в других курсах.

В основе предлагаемой схемы изложения лежит каноническое распределение Гиббса, которое изучается в курсе «Молекулярная физика и термодинамика». В частности, в текущей программе из него выводятся распределения Максвелла и Больцмана, а также другие следствия. Согласно распределению Гиббса, для взаимодействующей с термостатом системы вероятность попадания её энергии в окрестность некоторого значения E экспоненциально уменьшается с увеличением E ($P \sim \exp\{-E/(kT)\}$). Для этого в англоязычной литературе используется термин «Boltzmann factor» – «больцмановский множитель» [12]. Также для получения статистических закономерностей для квантовых систем необходимо дать базовое объяснение появления дискретности уровней энергии в рассматриваемых системах и оценить степень их вырождения. Для этого авторы предлагают дополнить методы классической механики соотношением неопределённостей, в результате чего можно продемонстрировать возможность получения дискретного спектра физических величин (энергии и импульса) в простейших физических модельных системах: (1) частица в бесконечной потенциальной яме (ящике), (2) гармонический осциллятор, (3) модель центральных сил (электрон в атоме). Введение соотношения неопределённостей для первокурсников в предлагаемой авторами схеме заключается в рассмотрении измерения координаты или импульса (энергии или времени) идеальным прибором, не вносящим искажений. Тогда погрешность измерений обуславливается статистическим характером измеряемой величины. Величины, совпадающие в пределах погрешности измерений, считаются равными. Авторы также предлагают перенести в статистическую часть курса изучение энергетических характеристик газов (объяснение включения степеней свободы молекул и твёрдых тел (основы зонной теории, модели теплоёмкости)).

За счёт сохранения большей части материала текущей программы её реструктуризация не приводит к увеличению числа семинаров по данному курсу, облегчает студентам понимание статистических закономерностей квантовых систем, даёт основу для последующих курсов и обеспечивает преемственность подачи материала.

В дальнейшем авторы планируют апробировать разработанную схему подачи материала и провести оценку её эффективности. Для этого планируется провести два тестирования среди студентов первого курса физического факультета, а между тестированиями предоставить студентам возможность ознакомиться с материалом по разработанной авторами схеме изучения раздела.

Литература

1. План изучения раздела «Молекулярная физика и термодинамика» курса общей физики, 2023 (http://genphys.phys.msu.ru/rus/edu/mol/I_2/plan_mol_I_2_2023.pdf).
2. Васильева О. Н., Салецкий А. М. Молекулярная физика и термодинамика. Сборник задач. М. – 2018.
3. Миронова Г. А. и др. Молекулярная физика и термодинамика. Разработка семинарских занятий. М //М.: Физический факультет МГУ. – 2014.
4. Миронова Г. А., Брандт Н. Н. Молекулярная физика и термодинамика. Методика решения задач. – 2011.
5. Кодификатор проверяемых требований к результатам освоения основной образовательной программы среднего общего образования и элементов содержания для проведения единого государственного экзамена по ФИЗИКЕ, 2022 (<https://fipi.ru/>).
6. Караваев В. А., Осипов А. И., Уваров А. В. Молекулярная физика и термодинамика. Лекции. – 2022.
7. Киров С. А. и др. Измерение теплоемкости и теплоты плавления методом охлаждения //Учебное пособие–М.: ООП Физ. фак-т МГУ. – 2012.
8. Киров С. А., Панчишин И. М., Салецкий А. М. Определение отношения удельных теплоёмкостей $\gamma = C_p/C_V$ воздуха методом адиабатического расширения// Учебное пособие – М.: ООП физ. ф-та МГУ, 2013-2016, 21 с
9. Митин И. В. и др. Изучение оптического квантового генератора света – лазера. 2012
10. Эффект Холла. Описание работы общего физического практикума. http://genphys.phys.msu.ru/rus/lab/elmag/Lab308_2021.pdf
11. Киров С. А. и др. Изучение pn -перехода и выпрямительных схем на полупроводниковых диодах//Учебное пособие – М.: ООП физ. фак-та МГУ, 2015.
12. Blundell S. J., Blundell K. M. Concepts in thermal physics. – Oxford University Press on Demand, 2010.

СОДЕРЖАНИЕ

ОПТИКА И ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

ГЕНЕРАЦИЯ КОГЕРЕНТНОГО ПРОИЗВОЛЬНО ПОЛЯРИЗОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АНСАМБЛЕМ АТОМОВ В ИНТЕНСИВНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПОЛЯХ Доц. <i>Стремоухов С.Ю.</i>	5
О ДВУХ ПОДХОДАХ К ОПИСАНИЮ РАВВИГТ-СПЕКТРОСКОПИИ Асп. <i>Попова М.М.</i> , науч.сотр. <i>Юдин С.Н.</i> (НИИЯФ МГУ), Асп. <i>Киселев М.Д.</i> ст.науч.сотр. <i>Грызлова Е.В.</i> (НИИЯФ МГУ) вед. науч.сотр. <i>Грум-Гржимайло А.Н.</i> (НИИЯФ МГУ).....	14
СПЕКТРЫ ФОТО- И ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СВЕТОДИОДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР СО МНОЖЕСТВЕННЫМИ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ $IN_xGA_{1-x}N/GAN$ Проф. <i>Авакянц Л.П.</i> , асп. <i>Бурмистров Е.Р.</i>	17
КВАНТОВЫЕ ФАЗОВЫЕ ПОРТРЕТЫ ПРИ РЕАЛИЗАЦИИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА И ГЕНЕРАЦИИ СУММАРНЫХ ЧАСТОТВ РДС-КРИСТАЛЛЕ Физик <i>Сингх Р.</i> , вед. науч. сотр. <i>Белинский А. В.</i>	21

ФОТОННЫЕ И КВАНТОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ. ЦИФРОВАЯ МЕДИЦИНА

ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ В БИОФОТНИКЕ КРЕМНИЕВЫХ НАНОЧАСТИЦ, ИЗГОТАВЛИВАЕМЫХ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ Доц. <i>Заботнов С.В.</i> , науч.сотр. <i>Шулейко Д.В.</i> , вед. инж. <i>Соколовская О.И.</i> , проф. <i>Головань Л.А.</i> , мл.науч.сотр. <i>Хилов А.В.</i> (ИПФ РАН), мл.науч.сотр. <i>Куракина Д.А.</i> (ИПФ РАН), доц. <i>Агрба П.Д.</i> (ННГУ им. Н.И. Лобачевского), ст. науч.сотр. <i>Сергеева Е.А.</i> (ИПФ РАН), ст.науч.сотр. <i>Кириллин М.Ю.</i> (ИПФ РАН).....	25
ДВУХМОДАЛЬНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ СЕНСОР НА ОСНОВЕ НАНОСТРУКТУР КРЕМНИЯ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ БАКТЕРИЙ Вед. науч. сотр. <i>Л.А. Осминкина</i> , асп. <i>Д.А. Назаровская</i> , асп. <i>П.А. Домнин</i> (Биологический факультет МГУ), студ. <i>О.Д. Гюппенен</i> , зав. лаб. <i>С.А. Ермолаева</i> (НИИ эпидемиологии и микробиологии им. Н. Ф. Гамалеи РАМН), науч. сотр. <i>К.А. Гончар</i>	28
ТАРГЕТНАЯ ТЕРАПИЯ ОНКОЛОГИЧЕСКИХ ЗАБОЛЕВАНИЙ НА ОСНОВЕ ПЕРСПЕКТИВНЫХ АДРЕСНЫХ ВЕКТОРОВ Мл. науч. сотр., к.х.н. <i>Коков К.В.</i> (НИЦ Курчатовский институт) ст. науч. сотр., к.х.н. <i>Егорова Б.В.</i> (Химический факультет МГУ) проф., д.ф.-м.н. <i>Чувиллин Д.Ю.</i>	31
ПОСТРОЕНИЕ R-ОДНОРОДНЫХ МНОГОЧАСТИЧНЫХ СОСТОЯНИЙ ДЛЯ ГЕТЕРОГЕННЫХ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ Науч. сотр. <i>Антипин К. В.</i>	33
ПОЛИМЕРНЫЕ СТРУКТУРЫ С НАНОЧАСТИЦАМИ СЕРЕБРА ДЛЯ НЕЙРОМОРФНЫХ ПРИМЕНЕНИЙ Доц. <i>Фориш П.А.</i> , ст. препод. <i>Ильин А.С.</i> , доц. <i>Мартышов М.Н.</i> , асп. <i>Мацукатова А.Н.</i>	33

РАДИОФИЗИКА, ЭЛЕКТРОНИКА И АКУСТИКА**ЭЛЕКТРИЧЕСКИ МАЛЫЕ АНТЕННЫ ДЛЯ ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННЫХ ПРИМЕНЕНИЙ**

Доц. *Колотинский Н.В.*, проф. *Корнев В.К.*.....37

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЦЕПИ ПРОДОЛЬНО-ПОПЕРЕЧНОГО РАЗРЯДА В ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ГАЗОВЫХ ПОТОКАХ

Инж. *Корнев В.К.*, мл.науч.сотр. *Логунов А.А.*, проф. *Шибков В.М.*38

О ВЛИЯНИИ ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ НА СВОЙСТВА СПИН-ЭЛЕКТРОН-АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ВЫРОЖДЕННЫХ ПЛАЗМОПОДОБНЫХ СРЕДАХ

Доц. *Андреев П.А.*39

ПУЧКОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ПЛАЗМЕННОМ СВЧ-УСИЛИТЕЛЕ ПРИ НАЛИЧИИ ПОГЛОТИТЕЛЯ

Доц. *Карташов И.Н.*, проф. *Кузелев М.В.*, студ. *Туманова А.В.*42

ФИЗИКА КОНДЕСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ**ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ОСАЖДЕНИЯ НАНОЧАСТИЦ МЕДИ НА ПОВЕРХНОСТЬ НАНОТРУБОК TiO_2 НА ИХ ФОТОЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА**

Доц. *Павликов А. В.*, мл. науч. сотр. *Савчук Т. П.*, доц. *Зайцев В. Б.*, студ. *Кытина Е. В.*, проф. *Константинова Е. А.*47

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ФОКУСИРОВКИ СОСТАВНЫМИ ПРЕЛОМЛЯЮЩИМИ РЕНТГЕНОВСКИМИ ЛИНЗАМИ

Проф. *Бушуев В.А.* 51

ГЕОМЕТРИЧЕСКИЙ ПОДХОД К ПОИСКУ ГАБИТУСНОЙ ПЛОСКОСТИ В МАРТЕНСИТНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Доц. *Володин Б.А.*, проф. *Хунджа А.Г.*, доц. *Бровкина Е.А.*, студ. *Джавадов Р.Р.*..... 54

АРХИМЕДОВЫ И ПЛАТОНОВЫ ТЕЛА КАК ОСНОВА АРХИТЕКТУРЫ САМОАККОМОДАЦИОННЫХ КОМПЛЕКСОВ КРИСТАЛЛОВ МАРТЕНСИТА

Проф. *Хунджа А.Г.*, доц. *Бровкина Е.А.*57

НАНОМЕХАНИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ С ПЕРЕСТРАИВАЕМОЙ ЧАСТОТОЙ НА ОСНОВЕ ПОДВЕШЕННЫХ НАНОПРОВОДОВ ИЗ НИТРИДА КРЕМНИЯ

Мл. науч. сотр. *Дорофеев А.А.*, студ. *Михайлов П.О.*, студ. *Попов А.А.*, ст. науч. сотр. *Преснов Д.Е.*, ст. науч. сотр. *Трифонов А.С.*, проф. *Снигирев О.В.*, вед. науч.сотр. *Крупенин В.А.*.....60

МАГНИТНЫЕ И МАГНИТОУПРУГИЕ СВОЙСТВА РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ИНТЕРМЕТАЛЛИДОВ С КОБАЛЬТОМ И ЖЕЛЕЗОМ

Ст. препод. *Панкратова Н.Ю.*, ст.науч.сотр. *Политова Г.А.* (Институт металлургии и материаловедения им. А. А.Байкова РАН, С-Пб. ПУ Петра Великого), вед. науч. сотр. *Терёшина И.С.*, проф. *Никитин С.А.*61

ОСОБЕННОСТИ МИКРОСТРУКТУРЫ ПЕРСПЕКТИВНОГО СПЛАВА Pd–Ru

Науч. сотр. *Акимова О.В.*, науч. сотр. *Овчаров А.В.*, (НИЦ «Курчатовский институт»), ст. науч. сотр. *Рошан Н.Р.* (Институт металлургии и материаловедения имени А. А. Байкова).64

БИОФИЗИКА

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ И БИОМЕХАНИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ РЕГУЛЯЦИИ СТРУКТУРООБРАЗОВАНИЯ В СИСТЕМЕ ТРОМБОЦИТАРНОГО ГЕМОСТАЗА Ст. науч. сотр. <i>Беляев А. В.</i>	69.
АСКОРБИНОВАЯ КИСЛОТА В СЕРДЕЧНО-СОСУДИСТОЙ СИСТЕМЕ, ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С МЕМБРАНАМИ МИТОХОНДРИЙ Проф. <i>Рууге Э.К.</i> , асп. <i>Медведева В.А.</i> , ст. научн. сотр. <i>Иванова М.В.</i> (ФГБУ «НМИЦК им. ак. Е.И. Чазова» Минздрава России), ст. научн. сотр. <i>Шумаев К.Б.</i> (ФИЦ «Фундаментальные основы биотехнологии» РАН)	70
ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЭЛЕКТРОПОРАЦИИ МЕМБРАН КЛЕТОК Ст. науч. сотр. <i>Яковенко С. А.</i>	74

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

ТЕПЛОЕМКОСТЬ КРИСТАЛЛОВ ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ Проф. <i>Николаев П.Н.</i>	77
НЕОБХОДИМОСТЬ ПЕРЕСМОТРА ПРЕДСТАВЛЕНИЙ ОБ ОСНОВАНИЯХ ФИЗИКИ Проф. <i>Владимиров Ю.С.</i>	80
ОБ ЭЛЕМЕНТАХ ОБЪЕМА, ПОРОЖДАЕМЫХ НЕРИМАНОВЫМИ МЕТРИКАМИ Доц. <i>Соловьев А.В.</i>	86.
СТРУКТУРА КОНСТАНТ ПЕРЕНОРМИРОВКИ В HD+MSL СХЕМЕ Асс. <i>Шаталова В.В.</i> (СУНЦ МГУ)	87
О МЕТОДЕ ВЫВОДА УРАВНЕНИЙ ГИДРОДИНАМИКИ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ПЛАЗМЫ ИСХОДЯ ИЗ МИКРОСКОПИЧЕСКОЙ ДИНАМИКИ ЧАСТИЦ Доц. <i>Андреев П.А.</i>	91
ПОРОГОВЫЙ РЕЖИМ ТУРБУЛЕНТНОГО МАГНИТНОГО ДИНАМО В РАМКАХ КАСКАДНОГО ПОДХОДА Доц. <i>Е.В. Юшков</i> , проф. <i>Д.Д. Соколов</i>	94

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

СУЩЕСТВОВАНИЕ, АСИМПТОТИКА И УСТОЙЧИВОСТЬ ПО ЛЯПУНОВУ РЕШЕНИЙ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ПАРАБОЛИЧЕСКИХ КРАЕВЫХ ЗАДАЧ ДЛЯ СИСТЕМ ТИХОНОВСКОГО ТИПА Проф. <i>Нефедов Н. Н.</i>	97
О РАЗРУШЕНИИ И ГЛОБАЛЬНОМ СУЩЕСТВОВАНИИ СЛАБЫХ РЕШЕНИЙ ЗАДАЧИ КОШИ ДЛЯ ОДНОГО НЕЛИНЕЙНОГО УРАВНЕНИЯ Доц. <i>Панин А. А.</i> , проф. <i>Корпусов М. О.</i> , асп. <i>Каташева И. К.</i>	97
СУЩЕСТВОВАНИЕ И АСИМПТОТИЧЕСКАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ РЕШЕНИЙ С ВНУТРЕННИМ ПЕРЕХОДНЫМ СЛОЕМ УРАВНЕНИЯ РЕАКЦИЯ–ДИФфуЗИЯ–АДВЕКЦИЯ С КРЗ-НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ Науч. сотр. <i>Орлов А.О.</i> , проф. <i>Нефедов Н.Н.</i>	98

ПОСТРОЕНИЕ СЦЕПЛЕННЫХ ПОДПРОСТРАНСТВ ГИЛЬБЕРТОВА ПРОСТРАНСТВА МНОГОЧАСТИЧНЫХ КВАНТОВЫХ СОСТОЯНИЙ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА ИЗОМЕТРИЧЕСКИХ ОТОБРАЖЕНИЙ Науч. сотр. <i>Антопина К.В.</i>	99
АВТОМОДЕЛЬНЫЕ РЕШЕНИЯ ТИПА КОНТРАСТНЫХ СТРУКТУР ДВУМЕРНОГО УРАВНЕНИЯ РЕАКЦИИ-АДВЕКЦИИ-ДИФФУЗИИ В НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ Проф. <i>Быков А.А.</i>	101
ПОГРАНСЛОЙНЫЕ РЕШЕНИЯ КРАЕВОЙ ЗАДАЧИ ДЛЯ ИНТЕГРОДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО УРАВНЕНИЯ С СИНГУЛЯРНО ВОЗМУЩЕННЫМИ ГРАНИЧНЫМИ УСЛОВИЯМИ Вед. науч. сотр. <i>Никитин А.Г.</i> , проф. <i>Нефедов Н. Н.</i> , ст. науч. сотр. <i>Никулин Е.И.</i>	102.
АСИМПТОТИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ ГРАНИЧНОГО И РАСПРЕДЕЛЕННОГО УПРАВЛЕНИЯ ДВИЖЕНИЕМ ФРОНТА ДЛЯ УРАВНЕНИЙ ТИПА БЮРГЕРСА Доц. <i>Волков В.Т.</i> , проф. <i>Нефедов Н.Н.</i>	103
ПРИКЛАДНАЯ МАТЕМАТИКА И МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ	
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОГОСЛОЙНЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ РЕШЕТОК Вед. программист <i>Петухов А.А.</i> , проф. <i>Боголюбов А.Н.</i>	107
ПРИМЕНЕНИЕ НЕПОЛНОГО МЕТОДА ГАЛЕРКИНА ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ ОПТИМИЗАЦИИ ВОЛНОВОДНОГО ТРАНСФОРМАТОРА Проф. <i>Быков А.А.</i>	108
ИССЛЕДОВАНИЕ УСКОРЕНИЯ ЧАСТИЦ НА ЛОКАЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ В СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ <i>Левашов Н.Н.</i> , <i>Попов В. Ю.</i> (ИКИ РАН), <i>Малова Х. В.</i> (ИКИ РАН), <i>Зеленый Л. М.</i> (ИКИ РАН)	110
ЗАДАЧИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ДИФРАКЦИИ НА ТЕЛАХ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТИПАХ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ Проф. <i>Боголюбов А.Н.</i> , доц. <i>Могилевский И.Е.</i> , студ. <i>Шушарин М.М.</i>	111
ОПТИМИЗАЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ОБРАБОТКИ БОЛЬШИХ ДАННЫХ: АЛГЕБРАИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ И ПОНЯТИЕ ИНФОРМАЦИИ Проф. <i>Голубцов П.В.</i>	112
ПИД-РЕГУЛЯТОР С АДАПТАЦИЕЙ ПОСРЕДСТВОМ НЕЙРОННОЙ СЕТИ ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ ВЕРТИКАЛЬНЫМ ПОЛОЖЕНИЕМ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М2 Мл. науч. сотр. <i>Кружков В.И.</i> (ИПУ РАН им. В.А. Трапезникова), проф. <i>Митришкин Ю.В.</i> (ИПУ РАН им. В.А. Трапезникова)	116
ЗАДАЧА НА СОБСТВЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ДЛЯ ОПЕРАТОРА, ОПИСЫВАЮЩЕГО ДИНАМО В «ТОЛСТОМ» ДИСКЕ Доц. <i>Михайлов Е.А.</i> , студ. магистратуры <i>Пашенцева М.В.</i>	118.
ПОВЫШЕНИЕ НАДЕЖНОСТИ СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ НЕУСТОЙЧИВЫМ ВЕРТИКАЛЬНЫМ ПОЛОЖЕНИЕМ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ Асп. <i>Мухтаров К.С.</i> (ИПУ РАН им. В.А. Трапезникова), проф. <i>Митришкин Ю.В.</i>	121

ОТВЕТВИТЕЛЬ КОНФИГУРАЦИИ ОТТО С НЕПАРАЛЛЕЛЬНЫМИ СЛОЯМИ Проф. <i>Боголюбов А.Н.</i> , мл. науч. сотр. <i>Домбровская Ж.О.</i> , асп. <i>Никитченко А.Д.</i>	126
ГЛУБОКОЕ ОБУЧЕНИЕ В ЗАДАЧЕ УПРАВЛЕНИЯ ЛИНЕЙНОЙ ХОРДОВОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М2 Асп. <i>Овсянников Н.Е.</i> (ИПУ РАН им. В.А. Трапезникова), проф. <i>Митришкин Ю.В.</i> (ИПУ РАН им. В.А. Трапезникова)	128
СИСТЕМЫ ОБМОТОК ПОЛОИДАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ВЫТЯНУТЫХ ПО ВЕРТИКАЛИ ТОКАМАКАХ Науч. сотр. <i>Павлова Е.А.</i> (ИПУ РАН им. В.А. Трапезникова), проф. <i>Митришкин Ю.В.</i> (ИПУ РАН им. В.А. Трапезникова).....	131
О СТАТИСТИЧЕСКОМ ГЕНЕРАТОРЕ РЕШЕНИЙ УРАВНЕНИЯ ШРЕДИНГЕРА НА ПРИМЕРЕ ОПИСАНИЯ КЛАСТЕРОВ ВОДЫ <i>К.Э. Плехотников</i>	134
ТРУДНО ИНТЕРПРЕТИРУЕМЫЕ ОБЪЕКТЫ ЦИВИЛИЗАЦИЙ 2-ГО И 3-ГО ТИПОВ Ст. препод. <i>Терентьев Е.Н.</i> , проф. <i>Шугаев Ф.В.</i> ,.....	136
ТОНКИЕ СТРУКТУРЫ ОКРЕСТНОСТЕЙ ЧЕРНЫХ ДЫР И ПРОТОПЛАНЕТНЫХ ДИСКОВ Ст. препод. <i>Терентьев Е.Н.</i> , проф. <i>Шугаев Ф.В.</i>	139
НАСТРОЙКИ МЕТОДОВ ГРАДИЕНТНОЙ МОРФОЛОГИИ Ст. препод. <i>Терентьев Е.Н.</i> , асп. <i>Приходько И.Н.</i> , студ. <i>Алешин П.Е.</i> , студ. <i>Романов Д.Р.</i> , студ. <i>Шацков И.А.</i>	142
ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА ДИФРАКЦИИ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА ПРОТЯЖЁННОМ ИМПЕДАНСНОМ КОЛЛИМАТОРЕ СО СКРУГЛЁННЫМИ КРАЯМИ Вед. программист <i>Хлебников Ф.Б.</i> , проф. <i>Боголюбов А.Н.</i> доц. <i>Шапкина Н.Е.</i> (ИТПЭ РАН), науч. сотр. <i>Коняев Д.А.</i> (ИТПЭ РАН).....	145
МОДЕЛИРОВАНИЕ РАДИАЦИОННОГО ФОНА В АТМОСФЕРЕ В МОМЕНТ ГЕОМАГНИТНОЙ ИНВЕРСИИ <i>Царева О.О.</i> , <i>Левашиов Н.Н.</i> , <i>Попов В.Ю.</i> (ИКИ РАН).....	148

МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА

ДИАГНОСТИКА ВИРУСА H1N1 С ПОМОЩЬЮ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО ОПТИ- ЧЕСКОГО СЕНСОРА НА ОСНОВЕ ПОРИСТЫХ НАНОСТРУКТУР КРЕМНИЯ Науч. сотр. <i>К.А. Гончар</i> ; мл. науч. сотр. <i>Н.Ю. Саушкин</i> (Химический факультет МГУ); асп. <i>И.И. Циняйкин</i> ; доц. <i>А.А. Елисеев</i> (Факультет наук о материалах МГУ); ст. науч. сотр. <i>Ж.В. Самсонова</i> (Химфак МГУ); вед. науч. сотр. <i>Л.А. Осминкина</i>	151
ВОССТАНОВЛЕНИЕ СПЕКТРА ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО ИЗМЕРЕННЫМ ГЛУБИННЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЯМ ПОГЛОЩЁННОЙ ДОЗЫ Инж. <i>Золотов С.А.</i> , проф. <i>Черняев А.П.</i> , ст. преп. <i>Близнюк У.А.</i> , ассист. <i>Студеникин Ф.Р.</i> , асп. <i>Никитченко А.Д.</i> , доц. <i>Борщеговская П.Ю.</i> , науч. сотр. <i>Антипина Н.А.</i> (НМИЦ Нейрохирургии им. ак. Н.Н. Бурденко), инж.-физик <i>Николаева А.А.</i> (НМИЦ Нейрохирургии им. ак. Н.Н. Бурденко), студ. <i>Кречетов Н.Д.</i> , студ. <i>Соколов С.А.</i>	153

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ИЗМЕНЕНИЯ РАДИОАКТИВНОСТИ РАСТИТЕЛЬНОЙ ПРОБЫ ПОСЛЕ ПОДЗЕМНОГО ВЗРЫВА "КРАТОН-3"

Ст. преп. *Игнатьева Г.А.*, мл. науч. сотр. *Кононов В.Н.*, доц. *Яковлева В.Д.*, зав. кафедрой *Мамаева С.Н.*, г. Якутск, Северо-Восточный федеральный университет имени М.К. Аммосова156

БИОМИМЕТИЧЕСКИЕ КОЛЛОИДНЫЕ МАГНИТНЫЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ АДРЕСНОЙ ДОСТАВКИ И УПРАВЛЯЕМОГО ВЫСВОБОЖДЕНИЯ ЛЕКАРСТВЕННЫХ ПРЕПАРАТОВ В ЦЕЛЕВОЙ ОБЛАСТИ ОРГАНИЗМА ПОСРЕДСТВОМ ВНЕШНИХ ФИЗИЧЕСКИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ

Мл. науч. сотр. *Потапенков К.В.*, студ. *Григорян И.В.* доц. *Спиридонов В.В.* (химический факультет МГУ), зав. каф., проф., чл.-корр. РАН *Ярославов А.А.* (химический факультет МГУ), ст. науч. сотр. *Таранов И.В.* (ИРЭ РАН), вед. науч. сотр. *Вдовин В.А.* (ИРЭ РАН), академик РАН *Черепенин В. А.* (ИРЭ РАН), академик РАН *Гуляев Ю.В.* (ИРЭ РАН), проф. *Хомутов Г.Б.*158

ОПТИЧЕСКИЙ И БИОИМПЕДАНСНЫЙ МОНИТОРИНГ ДЫХАНИЯ ДЛЯ ПРОТОННОЙ ТЕРАПИИ

Ассист. *Белихин М.А.*, проф. *Черняев А.П.*160

ПРИМЕНЕНИЕ ДИФФУЗИОННО-ВЗВЕШЕННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ МРТ В КЛИНИЧЕСКИХ ЗАДАЧАХ РАДИОТЕРАПИИ ИНТРАКРАНИАЛЬНОЙ ПАТОЛОГИИ

Мл. науч. сотр. *Помозова К.А.*, проф. *Черняев А.П.*, ст. науч. сотр. *Горлачев Г.Е.*, член-корр. РАН, д.м.н., профессор, зав. отделения *Голанов А.В.* (НМИЦ нейрохирургии им. акад. Н.Н. Бурденко)162

ПОРТАЛЬНАЯ ДОЗИМЕТРИЯ НА АППАРАТЕ ТОМОТHERAPY

Асп. *Д.А. Товмасын*, ст. мед. физик отделения лучевой терапии *А.А. Логинова* (НМИЦ детской гематологии, онк. и иммунол.им. Дмитрия Рогачева), проф. *А.П. Черняев*.....166

ПЕРСПЕКТИВНЫЕ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИДЕНТИФИКАЦИИ ФАКТА ПРОВЕДЕНИЯ РАДИАЦИОННОЙ ОБРАБОТКИ БИОБЪЕКТОВ

Вед. инж. *Ипатов В.С.*, ст.препод. *Близнюк У.А.*, доц. *Борщеговская П.Ю.*, проф. *Черняев А.П.*, вед. науч.сотр. *Родин И.А.* (химический факультет МГУ), мл.науч.сотр. *Болотник Т.А.* (химический факультет), ст.науч.сотр. *Юров Д.С.*, студ. *Хмелевский О.Ю.*168.

РАСЧЕТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОГЛОЩЕННОЙ ДОЗЫ ПО ГЛУБИНЕ В ОДНОРОДНЫХ ОБЪЕКТАХ ПРИ РАДИАЦИОННОЙ ОБРАБОТКЕ УСКОРЕННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Ассист. *Студеникин Ф.Р.*, проф. *Черняев А.П.*, ст. препод. *Близнюк У.А.*, мл. науч. сотр. *Золотов С.А.*, доц. *Борщеговская П.Ю.*, науч. сотр. *Антипина Н.А.* (ФГАУ «НМИЦ Нейрохирургии им. ак. Н.Н.Бурденко»), инженер-физик *Николаева А.А.* (ФГАУ «НМИЦ Нейрохирургии им. ак. Н.Н. Бурденко»), студ. *Кречетов Н.Д.*, студ. *Соколов С.А.*171

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ ПРИ ПРОВЕДЕНИИ ПРОТОННОЙ ТЕРАПИИ С ЭНЕРГИЕЙ ПУЧКА 160 МЭВ

Асп. *Овсянников А.В.*, ст. науч. сотр. *Желтоножская М. В.*, проф. *Черняев А.П.*173

ПРОИЗВОДСТВО ⁸⁹Zr ДЛЯ ЯДЕРНОЙ МЕДИЦИНЫ НА УСКОРИТЕЛЯХ ЭЛЕКТРОНОВ

Мл.науч.сотр. *Ремизов П.Д.*, ст.науч.сотр. *Желтоножская М.В.*, проф. *Черняев А.П.*, зав. лаб. *Яценко В.Н.* (ФГБУ ГНЦ ФМБЦ имени А.И. Бурназяна ФМБА России).....175

ОПТИМИЗАЦИЯ УСЛОВИЙ РАДИАЦИОННОЙ СТЕРИЛИЗАЦИИ КОСТНЫХ ИМПЛАНТАТОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МОДЕЛЬНОГО АНАЛИЗА

Студ. *Хуцистова А.О.*, студ. *Кречетов Н.Д.*, мл. науч. сотр. *Золотов С.А.*, проф. *Розанов В.В.*, гл. науч. сотр. *Матвейчук И.В.* (ФГБНУ ВИЛАР), проф. *Черняев А.П.*177

ФЛУОРЕСЦЕНТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОКИСЛИТЕЛЬНОГО ПОВРЕЖДЕНИЯ БЕЛКА ПЛАЗМЫ СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА ДЛЯ АНАЛИЗА УРОВНЯ ОКИСЛИТЕЛЬНОГО СТРЕССА

Ст. препод. *Власова И.М.*, вед. науч. сотр. *Власов А.А.*180

НАНОМАТЕРИАЛЫ НА ОСНОВЕ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ ДЛЯ СОЗДАНИЯ БИОРАСТВОРИМЫХ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ СИСТЕМ ДИАГНОСТИКИ И ТЕРАПИИ

Мл.научн.сотр. *Цурикова У.А.*, Вед.научн.сотр. *Осминкина Л.А.*183

РАСЧЕТ ДОЗОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ С TOPAS MC

Асп. *Трушин М.С.*, проф. *Черняев.П.*185

ТАРГЕТНАЯ АЛЬФА-ТЕРАПИЯ ОНКОЛОГИЧЕСКИХ ЗАБОЛЕВАНИЙ

мл. науч. сотр., к.х.н. *Коков К.В.* (НИЦ Курчатовский институт), ст. науч. сотр., к.х.н. *Егорова Б.В.* (Химический факультет МГУ, НИЦ Курчатовский институт), профессор, д.ф.-м.н. *Чувиллин Д.Ю.*.....186

ПРИМЕНЕНИЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ИНАКТИВАЦИИ LISTERIA MONOCYTOGENES В РАЗЛИЧНЫХ МАТРИЦАХ

Науч. сотр. *Полякова И.В.* ст. науч. сотр., *Васильева Н.А.*, науч. сотр. *Губина О.А.*, науч. сотр. *Фролова Н.А.*, мл. науч. сотр. *Чиж Т.В.* (НИЦ«Курчатовский институт», «ВНИИ радиологии и агроэкологии», г. Обнинск, Россия)188.

НАУЧНОЕ ОБОСНОВАНИЕ СИСТЕМЫ РАДИАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ В ЯДЕРНОЙ МЕДИЦИНЕ

Науч. сотр. *Л.А. Чипига* (ФБУН НИИРГ им. А.В.Рамзаева)190.

ДОЗИМЕТРИЯ МАЛЫХ ПОЛЕЙ

Мед. физик *Ю.С. Кирпичев* («ООО Медскан», Москва), проф. *А.П. Черняев*, мед. физик *И.П. Петров* («Сердце и Мозг» центр клинической экспертизы, Плевен).....200

ОПТИМИЗАЦИЯ РОТАЦИОННОЙ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ С МОДУЛЯЦИЕЙ ФЛЮЕНСА ФОТОНОВ ДЛЯ МНОЖЕСТВЕННЫХ МИШЕНЕЙ НА ОСНОВЕ РАДИОБИОЛОГИЧЕСКИХ КРИТЕРИЕВ

Доц. *Сухих Е.С.* (НИ Томский политехнический университет), проф. *Розанов В.В.*, проректор *Сухих Л.Г.* (НИ Томский политехнический университет)203

КОНТРОЛЬ КАЧЕСТВА ИЗОБРАЖЕНИЯ В РАДИОНУКЛИДНОЙ ДИАГНОСТИКЕ

Мл. науч. сотр. *Петрякова А.В.*, науч. сотр. *Чипига Л.А.*, «С-Пб. НИИ радиационной гигиены имени профессора П.В. Рамзаева»205

НАУКИ О ЗЕМЛЕ

АНОМАЛИИ СЕЙСМИЧЕСКОГО РЕЖИМА ПЕРЕД ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯМИ В ВОСТОЧНОЙ ТУРЦИИ

Проф. *Смирнов В. Б.*, магистр. *Петрушов А. А.*, проф. *Михайлов В. О.*207

ПОЛЕ СМЕЩЕНИЙ ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ И МОДЕЛЬ ПОВЕРХНОСТЕЙ РАЗРЫВОВ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ В ТУРЦИИ 06 ФЕВРАЛЯ 2023 Г. ПО ДАННЫМ СПУТНИКОВОЙ РАДАРНОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

Проф. *В.О. Михайлов*, науч.сотр. *И.П. Бабаянц* (ИФЗ РАН), науч. сотр. *М.С. Волкова* (ИФЗ РАН), проф. *В.Б. Смирнов*, ст.науч.сотр. *Е.П. Тимошкина* (ИФЗ РАН)210

СЕЙСМОТЕКТОНИКА РОССИЙСКОГО СЕГМЕНТА АРКТИКИ

- Доц. *Воронина В.*212
- СОПОСТАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ФЛЮИДНОЙ ИНИЦИАЦИИ СЕЙСМИЧЕСКИХ И АКУСТИЧЕСКИХ РОЁВ
- Ассист. *Потанина М. Г.*, проф. *Смирнов В. Б.*, зав. лаб. *Пономарев А. В.* (ИФЗ им. О. Ю. Шмидта РАН)216
- ПРОБЛЕМЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАЛЕОНАПРЯЖЕННОСТИ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ПО МАГМАТИЧЕСКИМ ПОРОДАМ, СФОРМИРОВАННЫМ В УСЛОВИЯХ НАПРЯЖЕНИЙ СЖАТИЯ
- Проф. *Максимочкин В.И.*219
- СВОЙСТВА ТИТАНОМАГНЕТИТА ПИЛЛОУ-БАЗАЛЬТА КРАСНОГО МОРЯ
- А. Н. Целебровский, В. И. Максимочкин, А. А. Татаринцев, Ю. А. Алехина, Р. А. Грачев*220
- ВЛИЯНИЕ ЕСТЕСТВЕННОЙ ПЛЁНКИ В ВОДЕ НА ПАРАМЕТРЫ ВЕТРОВЫХ ВОЛН В КАНАЛЕ
- Ст. преп. *Плаксина Ю.Ю.*, науч. сотр. *Пуштаев А.В.*, доц. *Винниченко Н.А.*, проф. *Уваров А.В.*221
- ДРЕЙФОВОЕ ТЕЧЕНИЕ В ЗОНЕ УСИЛЕНИЯ ВЕТРОВЫХ ВОЛН НА ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ С ПЛЕНКОЙ ГИДРОФОБНЫХ ЧАСТИЦ ПЫЛИ
- Ст. научн. сотр. *И.Н. Иванова*, доц. *О.Н. Мельникова*.....223
- ОБ ИДЕНТИФИКАЦИИ ВИХРЕЙ В ЗАДАЧАХ ОКЕАНОЛОГИИ
- Асп. *Елистратов С.А.* (Институт системного программирования РАН, Институт океанологии РАН), ст. науч. сотр. *Сибгатуллин И.Н.* (Институт системного программирования РАН, Институт океанологии РАН), доц. *Михайлов Е.А.*226
- ВОЗМУЩЕНИЯ ВОДНОГО СЛОЯ, ИНИЦИИРУЕМЫЕ АТМОСФЕРНОЙ ВОЛНОЙ ЛЭМБА ОТ ВУЛКАНИЧЕСКОГО ВЗРЫВА
- Проф. *Носов М.А.*, ст. научн. сотр. *Колесов С.В.*227
- АКУСТИЧЕСКИЙ МОНИТОРИНГ ПУЗЫРЬКОВЫХ МЕТАНОВЫХ ГАЗОВЫДЕЛЕНИЙ В БУХТЕ ЛАСПИ (КРЫМ)
- Ст.науч.сотр. *Будников А.А.*, ст.науч.сотр. *Иванова И.Н.*, вед. инж. *Хурчак А.И.*, ст.науч.сотр. *Малахова Т.В.* (Институт биологии южных морей РАН)228
- ДРЕЙФОВОЕ ТЕЧЕНИЕ НА ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ С ПЛЕНКОЙ ГИДРОФОБНОЙ ПЫЛИ В РАВНОМЕРНОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА
- Ст. научн. сотр. *И.Н. Иванова*, доц. *О.Н. Мельникова*.....231

ГАЗОДИНАМИКА, ТЕРМОДИНАМИКА И УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

- ИССЛЕДОВАНИЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДОВ ИСКУССТВЕННОГО ИНТЕЛЛЕКТА НЕСТАЦИОНАРНОГО ОБТЕКАНИЯ ЗАТУПЛЕННОЙ МОДЕЛИ СВЕРХЗВУКОВОЙ НЕДОРАСШИРЕННОЙ СТРУЕЙ
- Науч. сотр. *И.А. Дорощенко*, проф. *И.А. Знаменская*, проф. *Н.Н. Сысоев*, доц. *В.А. Черников*237
- СРАВНЕНИЕ ТОЧНОСТИ И ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ ТЕНЕВЫМ ФОНОВЫМ МЕТОДОМ С РАЗЛИЧНЫМИ ТИПАМИ ФОНОВ И МЕТОДАМИ ОБРАБОТКИ ИЗОБРАЖЕНИЙ
- Доц. *Винниченко Н.А.*, науч. сотр. *Пуштаев А.В.*, ст. преп. *Плаксина Ю.Ю.*, проф. *Уваров А.В.*239

РАЗЛИЧНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ УДАРНО-НАГРЕТЫХ ГАЗОВ Ст. науч. сотр. Козлов П.В. (НИИ механики), науч. сотр. Быкова Н.Г. (НИИ механики), Забелинский И.Е. (НИИ механики), зав. лаб. Левашов В.Ю. (НИИ механики), вед. науч. сотр. Герасимов Г.Я. (НИИ механики)	241.
ВОЗДЕЙСТВИЕ НАНОСЕКУНДНОГО ОБЪЕМНОГО РАЗРЯДА НА НЕСТАЦИОНАРНОЕ ВЫСОКОСКОРОСТНОЕ ТЕЧЕНИЕ В КАНАЛЕ Асп. Долбня Д.И., проф. Знаменская И.А.	245
ИССЛЕДОВАНИЯ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПОТОКОВ В ЖИДКОСТИ НА ОСНОВЕ ИНФРАКРАСНОЙ ТЕРМОГРАФИИ Магистрант Чирич В., проф. Знаменская И.А.	248
МОДЕЛИРОВАНИЕ В ГИДРОДИНАМИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ ПРОДОЛЬНО- ПОПЕРЕЧНОГО РАЗРЯДА В ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ВОЗДУШНЫХ ПОТОКАХ Инж. Корнев К.Н., мл. науч. сотр. Логунов А.А., проф. Шибков В.М.	250

МЕТОДИКА ПРЕПОДАВАНИЯ

УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ И ФАЗОВЫЕ ДИАГРАММЫ Проф. Николаев П.Н.	253
МЕТОДИКА ОРГАНИЗАЦИИ ОЧНОГО, ОЧНО-ЗАОЧНОГО И ДИСТАНЦИОННОГО ОБУЧЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРОГРАММНОГО ПРОДУКТА «ПРАКТИКУМ» Доцент Колотинский Н.В.	255
ЧАСТНЫЙ СЛУЧАЙ ЗАДАЧИ ТРЕХ ТЕЛ - ОСНОВА ДЛЯ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЫ ШКОЛЬНИКОВ Доцент Рыжиков С.Б., вед. науч. сотр. Рыжикова Ю.В.	256
ЕЩЕ РАЗ О ЗАДАЧАХ В КУРСЕ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ Т.А.Бушина	258
ОСНОВАНИЕ И НАЧАЛО РАБОТЫ ФИЗИЧЕСКОГО ПРАКТИКУМА В МОСКОВСКОМ УНИВЕРСИТЕТЕ (1873–1882 гг.) Доцент Якута А. А.	263
КОМПЬЮТЕРНОЕ ОБУЧЕНИЕ ФИЗИКЕ: ГИДРОСТАТИКА И ГИДРОДИНАМИКА Доцент В.Ю.Иванов, ст.преподаватель И.Б.Иванова, ст.научн. сотр.М.А.Терентьев	266
ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПРИЛОЖЕНИЯ RНУРНОХ В РАБОТАХ ЛАБОРАТОРНОГО ПРАКТИКУМА Директор Боков П. Ю. (Московская школа на Юго-Западе № 1543), ст. преподаватель Селиверстов А.В., учитель Кречетов А.П (Московская школа на Юго-Западе № 1543)	269
СИСТЕМАТИЗАЦИЯ ЭЛЕМЕНТОВ КВАНТОВОЙ ФИЗИКИ В КУРСЕ "МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА И ТЕРМОДИНАМИКА" Ассистент Жданова Н.Г., ст. препод. Селиверстов А.В., ассистент Старокуров Ю.В.	271

**НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ
Секция физики
2023г.**

Сборник тезисов докладов

Подписано в печать 03.04.2023 г.
Формат А5. Объем 17,5 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

