

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова
Физический факультет



НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ

Секция физики

Октябрь 2020 года

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
Физический факультет

НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ
Секция физики

Октябрь 2020 года

Сборник тезисов докладов
Под редакцией профессора Н.Н. Сыроева

Москва
Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова
2020

Научная конференция «ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ».
Секция физики. Октябрь 2020. Сборник тезисов докладов / Под ред.
Н.Н. Сысоева. — М., Физический факультет МГУ, 2020 г. 252 с.
ISBN 978-5-8279-0196-9

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

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

2020 год – круглая дата издания на физическом факультете сборника тезисов докладов конференции «Ломоносовские чтения» - 20 лет.

В этом году в программу конференции включено 93 доклада. Образованы три новые подсекции: “Биофизика”, “Медицинская физика”, “Атомная, ядерная физика и физика космоса”. Конференция прошла в нестандартном варианте – заочной форме. Каждая подсекция организовывала свою работу самостоятельно с учётом имеющихся моральных и технических возможностей.

Наиболее глубокие по научному содержанию доклады были представлены на университетские премии имени М.В. Ломоносова и имени И.И. Шувалова.

В программу конференции также были включены доклады, подготовленные на основе недавно защищенных или готовых к защите докторских диссертаций, что позволило ознакомиться с самыми актуальными научными исследованиями, проводимыми в стенах физического факультета.

Отдельный выпуск электронного журнала “Учёные записки физического факультета” был подготовлен на базе докладов, сделанных на конференции “Ломоносовские чтения – 2020. Секция Физики”.

Сборник составлен научным отделом физического факультета МГУ.

.
.

Декан физического факультета МГУ
Профессор

Н.Н.Сысоев



Подсекция

ОПТИКА И ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

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

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ЭКСТИНКЦИИ СВЕТА В ФЕРРОМАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЯХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЛАЗЕРНОГО ОПТИКО- АКУСТИЧЕСКОГО МЕТОДА	5
Мех. Соколовская Ю.Г., ст. преп. Подымова Н.Б., проф. Карабутов А.А.....	5
ВЛИЯНИЕ МАТРИЦЫ ОДНОМЕРНОГО ПОЛИМЕРНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА НА ИЗЛУЧЕНИЕ МОЛЕКУЛ ОРГАНИЧЕСКИХ КРАСИТЕЛЕЙ	8
Вед. инж., Строкова Ю.А., проф., Салецкий А.М.	8
ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРИРОВАНИЯ ДЕНДРИТНЫХ НАНООБЪЕКТОВ	10
В.н.с. Рыжикова Ю.В., проф. Ковальчук М.В., проф. Короленко П.В., студ. Косырев А.В.....	10

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ЭКСТИНКЦИИ СВЕТА В ФЕРРОМАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЯХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЛАЗЕРНОГО ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКОГО МЕТОДА

Мех. Соколовская Ю.Г., ст. преп. Подымова Н.Б., проф. Карабутов А.А.

Магнитные жидкости представляют собой сложную коллоидную систему, состоящую из частиц магнетита, несущей жидкости и стабилизатора. Благодаря своей особенной структуре и физическим свойствам они находят широкое применение в науке и технике [1]. Такие жидкости используются при создании оптических модуляторов и оптических затворов, оптических фильтров с управляемым коэффициентом пропускания света, а также герметизаторов, гидростатических сепараторов, демпферов, центробежных датчиков и датчиков углов наклона, акселерометров [1].

Для применения магнитных жидкостей в оптических устройствах (модуляторы, затворы, фильтры) актуальна проблема исследования оптических свойств этих жидкостей и их структурных особенностей, в частности, неоднородностей пространственного распределения частиц и граничных эффектов. В настоящей работе для исследования оптических свойств ферромагнитных жидкостей и их структуры предлагается использовать оптико-акустический (ОА) метод [2]. Целью работы является демонстрация возможности применения ОА-метода для исследования пространственной неоднородности распределения коэффициента экстинкции света в ферромагнитных жидкостях. Основная идея работы заключается в том, что использование ОА-метода позволяет проводить диагностику оптических свойств магнитной жидкости с высоким пространственным разрешением, что дает возможность обнаружения неоднородности распределения частиц в приповерхностном слое жидкости толщиной в десятки-сотни микрон.

При поглощении в среде короткого лазерного импульса ($\mu_{\text{eff}} c_0 \tau_L \ll 1$, где μ_{eff} – коэффициент экстинкции света в исследуемой среде, определяемый коэффициентами поглощения и рассеяния, c_0 – скорость звука в этой среде, τ_L – длительность лазерного импульса) передний фронт давления ОА-сигнала $p(\tau < 0)$ повторяет пространственное распределение интенсивности света в этой среде, и его временной профиль определяется коэффициентом экстинкции света μ_{eff} [3]. (Здесь $\tau = t - z/c_0$ – время в системе координат, бегущей со скоростью распространения акустической волны в исследуемой среде.) В ферромагнитных жидкостях часто присутствует пространственная неоднородность коэффициента экстинкции света, которая выразится в его зависимости от глубины исследуемой среды. Если характерный радиус лазерного пучка a много больше глубины проникновения света в среду $z_L \approx \mu_{\text{eff}}^{-1}$, то можно считать лазерный пучок коллимированным, что позволяет ограничиться одномерной задачей термооптического

возбуждения звука [3]. Тогда можно рассматривать распределение экстинкции только по глубине z исследуемой среды и формула для переднего фронта ОА-сигнала будет выглядеть следующим образом [2, 3]:

$$p(\tau) \sim \mu_{\text{eff}}(-c_0\tau) \exp\left(-\int_0^{-c_0\tau} \mu_{\text{eff}}(\xi) d\xi\right). \quad (1)$$

В настоящей работе были исследованы окисные магнитные жидкости с различной концентрацией частиц магнетита Fe_3O_4 , изготовленные на основе двух различных несущих жидкостей – воды и керосина. В качестве начальной исследуемой концентрации были взяты жидкости, разбавленные до объемной концентрации магнетита 3.5%. Для исследования зависимости μ_{eff} от концентрации частиц магнетита эти разбавленные магнитные жидкости дополнительно разводили несущей жидкостью в необходимых пропорциях, в полученных растворах объемная концентрация магнетита варьировалась от 0.35% до 3.5% с шагом 0.35%.

Восстановление пространственных распределений коэффициента экстинкции света по глубине зондирования $\mu_{\text{eff}}(z)$ проводилось с использованием формулы (1). Полученные зависимости (и их аппроксимации гладкими функциями) для шести выбранных объемных концентраций (0.35%, 0.7%, 1.05%, 1.4%, 2.45%, 3.5%) магнитных жидкостей в случае акустически жесткой границы представлены на рис. 1. Для получения связи между объемной концентрацией магнетита и изменением коэффициента экстинкции с глубиной было проанализировано его относительное изменение $\Delta\mu_{\text{eff}}/\mu_{\text{eff}}^{\text{max}} = (\mu_{\text{eff}}^{\text{max}} - \mu_{\text{eff}}^{\text{min}})/\mu_{\text{eff}}^{\text{max}}$, где $\mu_{\text{eff}}^{\text{min}}$ и $\mu_{\text{eff}}^{\text{max}}$ – минимальная и максимальная величина коэффициента экстинкции в исследуемом диапазоне глубин для данной концентрации. Рассчитанные зависимости $\Delta\mu_{\text{eff}}/\mu_{\text{eff}}^{\text{max}}(n)$ для двух типов жидкости в случаях жесткой и свободной границ приведены на рис. 2. Видно, что при жесткой границе для обоих типов жидкостей возрастание μ_{eff} глубиной наблюдается во всем исследуемом диапазоне концентраций, причем для малых концентраций (0.35%–1.4%) этот эффект проявляется сильнее, чем для высоких концентраций. Это означает, что объемная концентрация магнетита в жидкости также будет существенно влиять на пространственное изменение μ_{eff} в случае жесткой границы.

Таким образом, использование ОА-метода позволяет выявлять и количественно анализировать неоднородность распределения частиц в приповерхностном слое магнитной жидкости с высоким пространственным разрешением.

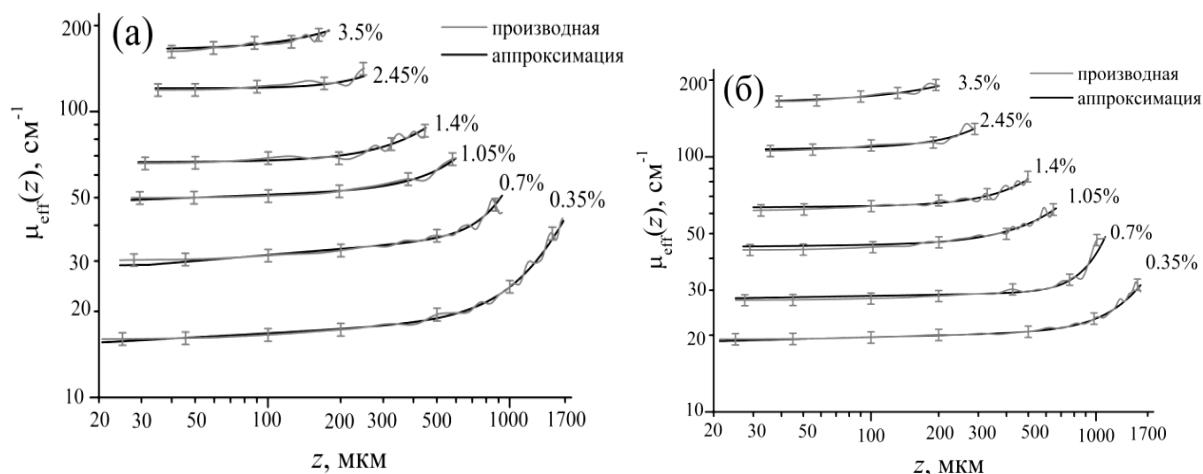


Рис. 1. Распределение коэффициента экстинкции света по глубине для магнитных жидкостей на основе воды (а) и керосина (б) при акустически жесткой границе.

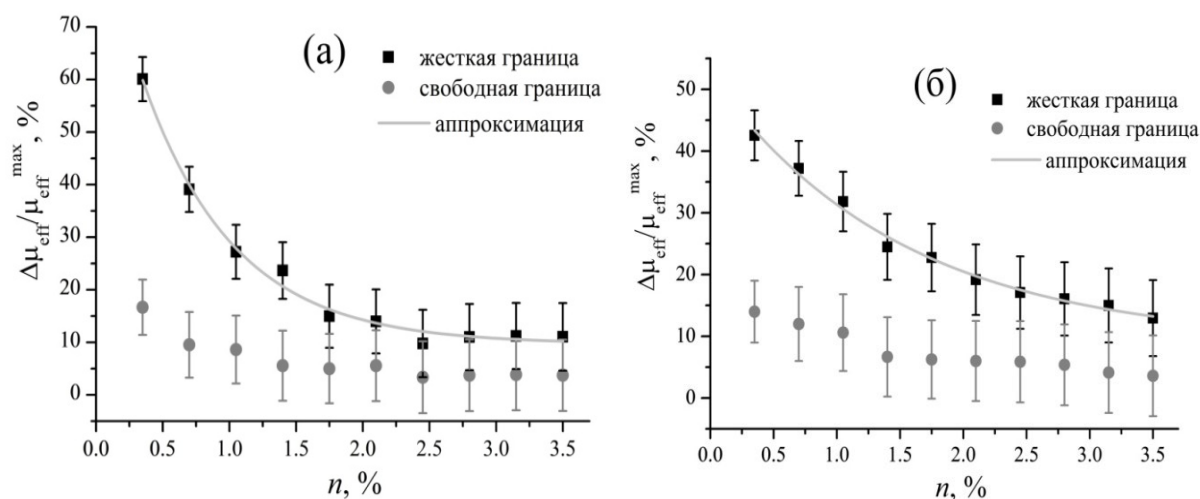


Рис. 2. Зависимости относительного изменения коэффициента экстинкции света от объемной концентрации магнетита в магнитных жидкостях на основе воды (а) и керосина (б).

Литература

1. Такетоми С., Тикадзуми С. Магнитные жидкости. Пер. с японск. М.: Мир, 1993, 272 с.
2. Гусев В.Э., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1991. 304 с.
3. Карабутов А.А., Пеливанов И.М., Подымова Н.Б, Скипетров С.Е. // Квантовая электроника. 1999. Т.29. №3. С. 215-220.

ВЛИЯНИЕ МАТРИЦЫ ОДНОМЕРНОГО ПОЛИМЕРНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА НА ИЗЛУЧЕНИЕ МОЛЕКУЛ ОРГАНИЧЕСКИХ КРАСИТЕЛЕЙ

Вед. инж., *Строкова Ю.А.*, проф., *Салецкий А.М.*

В недавних работах было показано [1,2], что матрица фотонного кристалла (ФК) оказывает существенное влияние на процессы излучения и поглощения света молекулами, а также на безызлучательный перенос энергии между ними. Объяснение этого влияния дается в терминах локальной плотности электромагнитных (ЭМ) мод, от которой непосредственно зависит скорость электронных переходов. Локальная плотность ЭМ мод в ФК зависит от многих переменных: длины волны излучения, координаты и ориентации диполя внутри ФК, от угла направления излучения. Это обуславливает наличие аналогичных зависимостей для скорости спонтанной релаксации молекул, что приводит к изменениям также и интенсивности излучения. Изменение спектральных свойств органических люминофоров посредством матрицы ФК значительно расширяет область их применения, делает возможным разработку новых перспективных светоизлучающих и светособирающих устройств.

В настоящей работе исследуется влияние одномерного полимерного ФК на излучение молекул органических красителей. Методом центрифугирования были послойно нанесены из растворов полимеры: поливинил карбазол (ПВК) и целлюлозы ацетат (ЦА). Была изготовлена структура (ПВК/ЦА)₉ПВК, в которой слои ЦА допированы красителем Родамин 6Ж (Р6Ж). Толщина слоев составила 50 и 150 нм, показатель преломления 1,683 и 1,475 для ПВК и ЦА соответственно.

На рис. 1 приведен спектр пропускания ФК с Р6Ж: провал с $\lambda_{\min}=532$ нм обусловлен полосой поглощения Р6Ж, а провал с $\lambda_{\min}=622$ нм – фотонной псевдозапрещенной зоной (ФЗЗ).

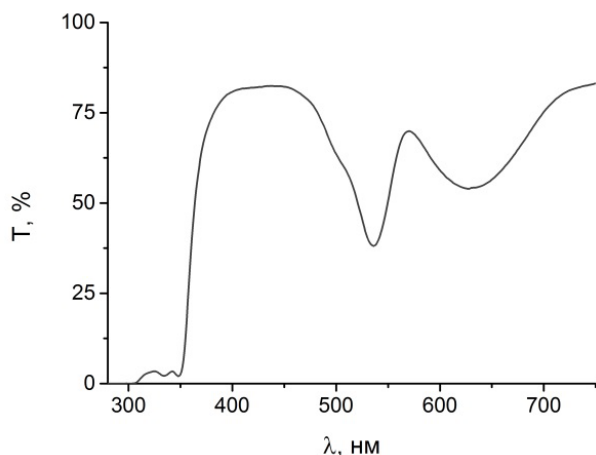


Рис. 1 Спектр пропускания ФК, допированного Р6Ж

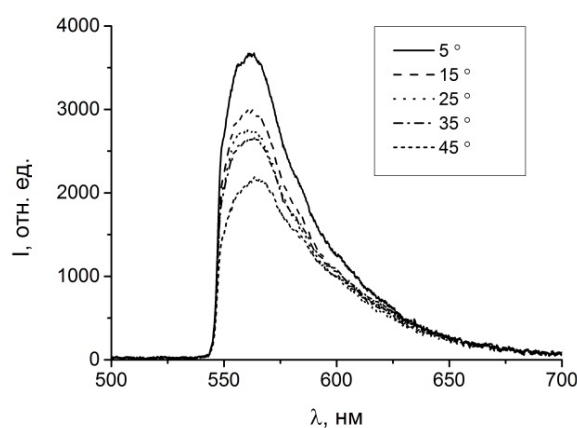


Рис. 2 Спектры люминесценции Р6Ж в ФК при различных углах регистрации

Спектры люминесценции при различном угле регистрации измерялись с помощью установки, состоящей из поворотного столика, позволяющего вращать торец оптоволокна вокруг образца. Возбуждение образца осуществлялось светодиодным лазером с длиной волны 505 нм. Длина волны возбуждения блокировалась длинноволновым светофильтром с длиной волны пропускания 550 нм. Люминесценция регистрировалась с помощью спектрофотометра на основе ПЗС матрицы (3B Scientific GmbH).

На рис. 2 приведены спектры люминесценции Р6Ж в ФК при различных углах регистрации. С увеличением угла регистрации ФЗЗ испытывает коротковолновый сдвиг, и в большей степени подавляет спектр излучения Р6Ж, что можно наблюдать на рис. 2. Также можно отметить изменение формы спектра люминесценции при передвижении ФЗЗ.

ФК модифицируют локальную плотность ЭМ мод следующим образом: в центре ФЗЗ локальная плотность ЭМ мод стремится к нулю, в слоях с низким показателем преломления локальная плотность ЭМ мод усиливается на длинах волн, соответствующих коротковолновому краю ФЗЗ, а в слоях с высоким показателем преломления - усиливается на длинах волн, соответствующих длинноволновому краю ФЗЗ. Отметим, что в эксперименте (рис. 2) усиления на коротковолновом краю пока не наблюдается. Это связано с тем, что происходит не только усиление люминесценции молекул, но также усиление их поглощения на краю зоны, а, следовательно, и процесса миграции энергии.

В проведенных ранее исследованиях [1] с ФК на основе мезопористого кварца, допированным молекулами донора (Кумарин 7) и акцептора (Родамин Б), усиление люминесценции донора на длинноволновом краю зоны пропадало при концентрациях акцептора $5,4 \cdot 10^{-4}$ моль/л. Происходит это за счет многократного увеличения спектрального перекрытия излучения донора и поглощения акцептора на краю ФЗЗ.

Таким образом, экспериментальные исследования подтверждают значительное модифицирование спектральных свойств люминофоров в одномерных ФК. В свою очередь измерение спектров люминесценции позволяет визуализировать локальную плотность ЭМ мод.

Литература

1. Строкова Ю.А., Свяховский С.Е., Салецкий А.М. // Оптика и спектроскопия. 2018. Т.125(8). С.200-203.
2. Строкова Ю.А., Свяховский С.Е., Салецкий А.М. // Журнал прикладной спектроскопии. 2018. Т.85(6). С.886-890.

ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРИРОВАНИЯ ДЕНДРИТНЫХ НАНООБЪЕКТОВ

В.н.с. *Рыжикова Ю.В.*, проф. *Ковальчук М.В.*,
проф. *Короленко П.В.*, студ. *Косырев А.В.*

В настоящее время активно ведется изучение различных свойств фракталоподобных объектов дендритной геометрии [1-3]. Обусловлено это тем, что элементы такой формы стали широко использоваться в различных областях науки и техники. В частности, в биомедицине при диагностике различных заболеваний и разработке новых лекарственных веществ, при изучении глобальной общетеоретической проблемы возникновения жизни на Земле, при исследовании особенностей структурирования нанообъектов в результате процесса самоорганизации. Находят они также применение в арт-терапии, при создании фрактальных антенн, при синтезе гиперболических метаматериалов, в нанотехнологиях при проектировке микросхем фотолитографическими методами, при разработке природоподобных систем и др.

Несмотря на большое количество работ в данной области [2-6], недостаточно изученными оказались вопросы, связанные с изучением особенностей формирования дендритных структур со стохастически образующимися центрами роста. В частности, не изученными оказались их критические фрактальные характеристики.

В данной работе указанные выше вопросы рассмотрены на основе численного моделирования применительно к дендритным системам разной симметрии. В частности, предложены ряд новых алгоритмов и программная реализация формирования дендритных структур в процессе их самоорганизации. Разработан комплекс новых оригинальных программ, позволяющий проводить анализ структур дендритов и их спектральных, корреляционных и фрактальных характеристик.

При построении исследуемых систем дендритной формы в процессе их самоорганизации использовались различные разработанные нами двумерные агрегационные стохастические и детерминированные алгоритмы, в частности [7-8].

Предложен простой способ построения 2D-фрактального кластера нанодендритов, сформированного в процессе самоорганизации наночастиц с использованием агрегационных моделей частица-кластер. Реализованный алгоритм основывается на задании частично упорядоченного движения частиц с возможностью выбора их траектории движения. Рассматриваемым прямолинейным траекториям движения частиц (с задаваемым преимущественным направлением движения) соответствует процесс их самоорганизации в рамках модели «баллистическая агрегация – кластер».

Реализован алгоритм формирования дендритных кластеров, представляющих собой модификацию классической модели Т. Виттена и Л. Сандера «диффузия, ограниченная агрегацией (ДОА)». В предложенной нами модификации ДОА частицы передвигаются в произвольном направлении, задаваемым генератором случайных чисел. Впервые полученные пространственные распределения частиц дендритов были представлены в виде совокупности рассеивающих центров с бинарной функцией пропускания, что существенно упростило изучение свойств фурье-образа дендритоподобных распределений частиц.

Анализ смоделированных дендритных систем проводился путем привлечения элементов фрактальной параметризации. Количественная оценка самоподобных свойств дендритов осуществлялась на основе определения фрактальной размерности [9-10]. При формировании двумерных фрактальных объектов дендритной формы разными способами предельное значение кластерной фрактальной размерности часто принимает значение близкое $D = 1,71$. В настоящей работе изучалась динамика изменения фрактальной размерности отдельных кластеров дендритных образований с разной симметрией в зависимости от числа составляющих их частиц. На рис. 1 приведен пример 2D дендритной системы со стохастически образованными центрами роста в процессе самоорганизации.

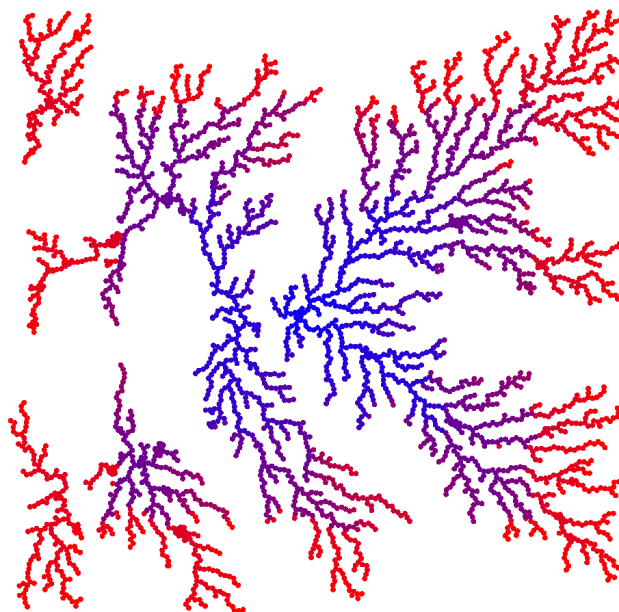


Рис. 1. Пример 2D дендритной системы со стохастически образованными центрами роста в процессе самоорганизации.

Полученные результаты моделирования согласуются с литературными данными [2, 5-6], что свидетельствует о корректном уточнении известных моделей фрактального роста кластеров дендритной формы.

Разработанные новые и модифицированные модели агрегации, ограниченной диффузией, могут найти применение в качестве имитационных моделей морфогенеза биологических объектов. Они также найдут применение при разработке практических подходов к решению важной проблемы фрактальной оптики, относящейся к установлению количественной связи между характеристиками зондирующих световых пучков и структурными особенностями дендритных систем.

Литература

1. Хакен Г., Плат П., Эбелинг В., Романовский Ю. Общие принципы самоорганизации в природе и в обществе. Об истории синергетики. – Москва – Ижевск. Институт компьютерных исследований, 2018.
2. Каретин Ю.А. Самоорганизация живых систем. Краткий курс синергетики для биологов. – Владивосток: Мор. гос. ун-т., 2017.
3. Краевой С.А., Колтовой Н.А. Диагностика по капле крови. Кристаллизация биожидкостей. Книга 3. Тезиография. Кристаллизация тестовых растворов. – Москва – Смоленск. // Электронный математический и медико-биологический журнал «Математическая морфология», 2016.
4. Смирнов Б.М. // УФН. 1986. 149(2). С. 177–219.
5. Brune H., Romainczyk C., Roder H., Kern K. // Nature. 1994. V. 369. P. 469-471.
6. Nicolás-Carlock J. R., et. al. // Scientific reports. 2016. V. 6. P. 19505.
7. Ружицкая Д.Д., Рыжиков С.Б., Рыжикова Ю.В. // Вестник Моск. Ун-та. Серия 3. Физика, астрономия. 2018. №3. С. 69-73.
8. Ковальчук М.В., Короленко П.В., Рыжикова Ю.В. // Ученые записки физического факультета МГУ. 2015. №1. С. 151401.
9. Мандельброт Б. Фрактальная геометрия природы. – М.: «Институт компьютерных исследований», 2002.
10. Федер Е. Фракталы. – М.: Мир, 1991.

Подсекция
РАДИОФИЗИКА,
ФИЗИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОНИКА
И АКУСТИКА

Сопредседатели
профессор А. И. Коробов, доцент А. Ф. Королев,
профессор А. Ф. Александров

О ДИНАМИКЕ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ В ПЛАЗМЕННОМ СВЧ УСИЛИТЕЛЕ	14
Доц. И. Н. Карташов, проф. М. В. Кузелев	14
РЕШЕНИЕ СИСТЕМЫ НЕЛИНЕЙНЫХ УРАВНЕНИЙ КОЛЕБАНИЙ В СЛУЧАЕ НЕВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ АНАЛИТИЧЕСКОЙ ФОРМУЛЫ ДЛЯ МОМЕНТА ВОЗВРАЩАЮЩЕЙ СИЛЫ	17
Вед. электроник В.М. Шахпаронов.....	17
ОБНАРУЖЕНИЕ СЛАБЫХ СИГНАЛОВ ПОСРЕДСТВОМ НЕПАРАМЕТРИЧЕСКОГО АНАЛИЗА СПЕКТРАЛЬНЫХ ВЫБОРОК	20
В.н.с. Потапов А.А.....	20

О ДИНАМИКЕ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ В ПЛАЗМЕННОМ СВЧ УСИЛИТЕЛЕ

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

Амплитуда усиливаемой электромагнитной волны в плазменном СВЧ усилителе нарастает от входа усилителя ($z = 0$) к его выходу ($z = L$). Со стороны поля неоднородной электромагнитной волны на электроны плазмы действует средняя сила (сила Миллера), выталкивающая частицы в область слабого поля. При начальной плотности электронов плазмы $n_0 = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, в зависимости от режима работы усилителя (линейный или режим насыщения) смещение плазмы имеет различный характер. В случае линейного режима (малая длина системы или малый уровень входного сигнала) вблизи выходной границы может сформироваться разрыв плазмы за счет ухода частиц по направлению к входу усилителя и произойти срыв излучения (рис. 1). При работе усилителя в режиме насыщения смещение плазмы имеет разнонаправленный характер, и разрыв плотности не формируется (рис. 2). Область пониженной плотности плазмы не препятствует распространению волны при значениях плотности выше критической.

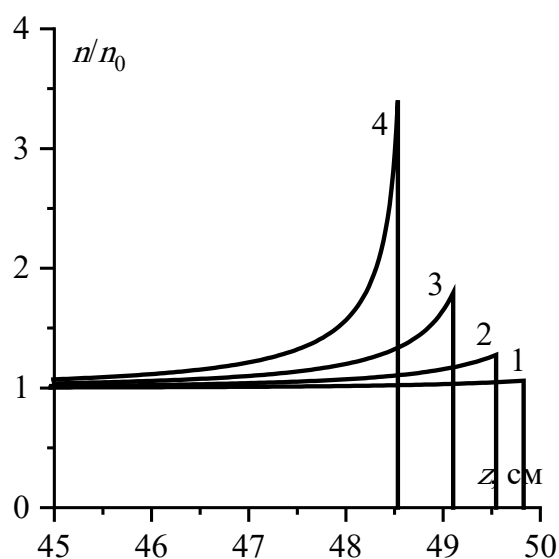


Рис. 1. Пространственное распределение плотности плазмы в усилителе в линейном режиме работы для различных моментов времени: $t = 100 \text{ нс}$ (кривая 1), $t = 200 \text{ нс}$ (2), $t = 300 \text{ нс}$ (3), $t = 400 \text{ нс}$ (4).

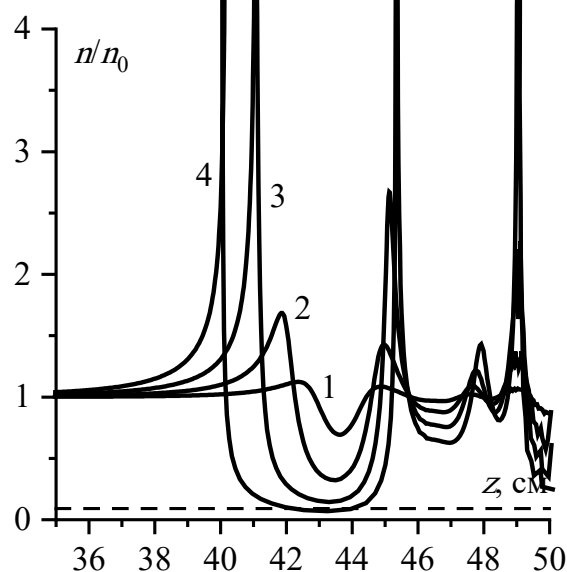


Рис. 2. Пространственное распределение плотности плазмы в усилителе в режиме насыщения для различных моментов времени: $t = 100 \text{ нс}$ (кривая 1), $t = 200 \text{ нс}$ (2), $t = 300 \text{ нс}$ (3), $t = 400 \text{ нс}$ (4). Штриховой линией указана критическая плотность плазмы для рассматриваемой частоты.

При больших значениях плотности плазмы n_0 (порядка $2 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$), уровень насыщения по продольной компоненте электрического поля сни-

жается примерно в 2 раза. Ввиду квадратичной зависимости от поля в силе Миллера это приводит к ее уменьшению в 4 раза. Дополнительно уменьшение силы Миллера вызывается и снижением инкремента неустойчивости δk . Таким образом, смещение плазмы происходит существенно медленней и это не приводит к значительной модуляции плотности плазмы.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-08-00625.

ТВЕРДОТЕЛЬНЫЙ НАНОПРОВОД КАК ОСНОВА НАНОЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА

М.н.с. Дорофеев А. А.

В последние десятилетия Нанoeлектромеханические системы (НЭМС) нашли широкие спектр применения как в фундаментальных исследованиях [1], так и для решения чисто прикладных задач [2]. Подвешенные твердотельные наноструктуры активно применяются в качестве высокочувствительных детекторов массы, силы и смещения. Особую роль нанoeлектромеханические резонаторы играют при изучении свойств сверхтекучих жидкостей [3], в качестве одного из немногочисленных и эффективных инструментов для исследования.

Данная работа посвящена разработке метода изготовления твердотельного подвешенного нанопровода, использующегося в качестве основы для наномеханического резонатора и изучению резонансных характеристик полученных систем. За основу структуры взята типичная для полупроводниковой промышленности пластина кремния на изоляторе (КНИ) с толщиной верхнего слоя кремния 110нм. Метод изготовления включает в себя ряд стандартных КМОП-технологических процессов, таких как электронно-лучевая и оптическая литографии, реактивно-ионное травления, жидкостное травления, термическое напыления тонких металлических пленок. С использованием разработанного метода удалось изготовить ряд наномеханических резонаторов с геометрическими размерами: длина $L = 1 - 5\text{мкм}$, ширина $w = 80 - 130\text{нм}$, и высота $h \sim 130\text{нм}$ (с учетом проводящей металлической пленки на поверхности подвешенного нанопровода).

Резонансные характеристики резонаторов исследованы в вакууме с использованием магнитодвижущего метода при полях до 5Тл, температуре 20мК, в диапазоне частот до 500 МГц с полосой измерений 200Гц. Удалось определить резонансные частоты нанопроводов длиной 2, 3 и 5мкм, которые оказались равными 150.25, 71.99 и 32.46МГц соответственно. Полученные значения с погрешностью в 2-3% согласуются с теоретическими

значениями, определенными из теории Эйлера-Бернулли. Подробнее свойства изготовленных структур описаны в работах [4] [5].

Разработан метод изготовления резонатор на основе подвешенного нанопровода из нитрида кремния длиной 70мкм, шириной ~200нм, высотой 100нм, покрытого слоем алюминия толщиной 30нм. Для полученного нанорезонатора произведен теоретический расчет резонансных частот. Согласно теории Эйлера –Бернулли резонансная частота провода должна составить приблизительно 500КГц. При низких температурах резонансная частота такой системы сильно зависит от силы натяжения провода, возникающего в результате различия коэффициентов термического расширения для материалов провода и подложки. С учетом этого натяжения теоретическое значения резонансной частоты [6] составляет порядка 5МГц.

Литература

1. K. Harrabi, Yu.A. Pashkin, O.V. Astafiev, S. Kafanov, T. F. Li, and J. S. Tsai, "Fabrication and characterization of Al nanomechanical resonators for coupling to nanoelectronic de", Appl. Phys. A 108(1), 7 (2012); <https://doi.org/10.1007/s00339-012-6981-8>.
2. W.-M. Zhang, K.-M. Hu, Z.K. Peng, and G. Meng, "Tunable Micro- and Nanomechanical Resonators", Sensors 15, 26478 (2015); <https://doi.org/10.3390/s151026478>.
3. D. I. Bradley, R. George, A.M. Gu'enault, R.P. Haley, S. Kafanov, M.T. Noble, Yu.A. Pashkin, G.R. Pickett, M. Poole, J.R. Prance, M. Sarsby, R. Schanen, V. Tsepelin, T. Wilcox, D.E. Zmeev, Sci.Rep.7, 4876(2017); <https://doi.org/10.1038/s41598-017-04842-y>
4. High quality factor mechanical resonance in a silicon nanowire. Presnov D.E., Kafanov S., Dorofeev A.A., Bozhev I.V., Trifonov A.S., Pashkin Yu A., Krupenin V.A. в журнале JETP Letters, издательство Maik Nauka/Interperiodica Publishing (Russian Federation), том 108, № 7, с. 492-497 <http://dx.doi.org/10.1134/s0021364018190037>
5. Silicon nanobridge as a high quality mechanical resonator. Presnov D.E., Dorofeev A.A., Bozhev I.V., Trifonov A.S., Kafanov S.G., Pashkin Yu A., Krupenin V.A. Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering, SPIE, the International Society for Optical Engineering (Bellingham, WA, United States), том 11022, с. 110220V <http://dx.doi.org/10.1117/12.2521034>
6. Dynamic range of nanotube- and nanowire-based electromechanical systems. H. W. Ch. Postma, I. Kozinsky, A. Husain, and M. L. Roukes, Appl. Phys. Lett. 86, 223105, 2005. doiHYPERLINK "doi/10.1063/1.1929098"/10.1063/1.1929098

РЕШЕНИЕ СИСТЕМЫ НЕЛИНЕЙНЫХ УРАВНЕНИЙ КОЛЕБАНИЙ В СЛУЧАЕ НЕВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ АНАЛИТИЧЕСКОЙ ФОРМУЛЫ ДЛЯ МОМЕНТА ВОЗВРАЩАЮЩЕЙ СИЛЫ

Вед. электроник *В.М. Шахпаронов*

Радиофизические методы, основанные на анализе колебаний, широко применяются для проведения самых различных измерений. В частности, для измерения гравитационной постоянной применяются высокодобротные колебательные системы, среди которых одну из ведущих позиций занимают крутильные весы. В этом случае анализируются периоды и амплитуды колебаний рабочего тела крутильных весов в зависимости от расстояния между рабочим телом и притягивающими телами. Численное значение гравитационной постоянной получается, как результат решения системы нелинейных уравнений колебаний.

Самый простой для вычисления результата случай получается при шаровой форме всех взаимодействующих тел.

В некоторых экспериментах по измерению гравитационной постоянной G вместо шаровых используются цилиндрические тела, что приводит к чрезвычайно трудоёмким расчётам. В распоряжении авторов [1] не было удовлетворительных инструментов для столь сложных вычислений. С появлением современных быстродействующих компьютеров появилась возможность вернуться к более тщательному анализу подобных работ. Но это стало возможно лишь в тех случаях, если были сохранены протоколы измерений, в которых содержатся все необходимые для расчётов исходные данные.

Рассмотрим вариант [1–6], где грузы коромысла и притягивающие тела выполнены в виде цилиндров. Программа, реализующая расчёт моментов притяжения рабочего тела весов, усложнилась. Рабочее тело весов и притягивающие тела были разбиты на малые ячейки. Возникло огромное количество комбинаций, вклады которых суммировались [2, 3]. Общее количество комбинаций взаимодействующих ячеек составило 4.3 миллиарда. При стандартном значении гравитационной постоянной $G_0 = 6.673 \cdot 10^{-11}$ Нм²/кг² были рассчитаны моменты притяжения рабочего тела весов K_1, K_2, K_3, K_4 в диапазоне φ от 0.1 до 18 мрад при размещении центров масс притягивающих цилиндров на расстояниях $L_1 = 28.99845$, $L_2 = 30.99860$, $L_3 = 33.99805$, $L_4 = 38.99795$ см. Это позволило создать модельные системы, обеспеченные программой для расчёта гравитационной постоянной [2, 3]. Аналогичные моменты притяжения в модельной системе получались при расстояниях $L_{1m} = 29.950268$, $L_{2m} = 31.789970$, $L_{3m} = 34.611969$, $L_{4m} = 39.432426$ см от оси. В дальнейшем вместо модельных систем удалось использовать модельные формулы [4], что ещё более упростило расчёты. Момент сил

притяжения K_i в позиции i между рабочим телом весов и двумя цилиндрическими притягивающими телами массой M были представлены в виде двух членов [4]:

$$K_i = a_i \varphi_i - b_i \varphi_i^3.$$

Члены более высокого порядка по углу отклонения весов φ в данном случае не требуются. При наличии аналитической формулы для моментов притяжения K_i и K_j в позициях i и j в методике 1 определяют величину половины периода ангармонических колебаний весов интегрированием двух дифференциальных уравнений движения:

$$d^2 \varphi_i / dt^2 + \omega_0^2 \varphi_i + K_i / J = 0,$$

$$d^2 \varphi_j / dt^2 + \omega_0^2 \varphi_j + K_j / J = 0.$$

Здесь жёсткость крутильной нити постоянна, а нелинейная часть возвращающей силы обусловлена моментами притяжения K_i и K_j .

Методика 2 предусматривает операции по аналитическим формулам. Гравитационная постоянная выражается соотношением:

$$G_{ij} = 4\pi^2 J (T_i^{-2} - T_j^{-2}) / (q_i - q_j),$$

где $q_i = a_i \varphi - 0.75 b_i \varphi_{0i}^2$, $q_j = a_j \varphi - 0.75 b_j \varphi_{0j}^2$, φ_{0i} , φ_{0j} – амплитуды колебаний. Коэффициенты a_i и b_i , a_j и b_j вводятся в файл используемых при расчёте констант. Это позволяет при любой величине угла φ определить величины q_i и q_j по простым формулам. Трудоемкие вычисления были уже проведены при определении коэффициентов a_i и b_i .

При расчётах учитывалось влияние перемещающихся кареток. Сначала поправки вводились в периоды колебаний. В дальнейшем они были введены в моменты сил притяжения [5]. При этом был вычислен период колебаний при отсутствии перемещающихся кареток. В дальнейшем эта дополнительная пятая позиция кареток была использована для совершенствования вариантов [3, 4].

Во всех четырёх вариантах расчёта расстояния до притягивающих тел пришлось уменьшить на 217 мкм. Анализировались различные дестабилизирующие факторы, связанные с наличием дополнительного магнитного взаимодействия, неравновесных потоков разреженного газа или погрешностью измерений расстояний до притягивающих цилиндров. После коррекции периодов колебаний в 3 и 4 позициях для уравнивания всех значений G_{ij} следует уменьшить среднее значение периодов колебаний в третьей позиции на 12.7 мс, а в четвёртой позиции – увеличить на 42 мс. Такую коррекцию можно объяснить погрешностью измерений периодов T_{ki} , обусловленной наличием конвективных и неравновесных газовых потоков. Результаты расчётов G_{ij} по четырём вариантам [3–6] и двум методикам приведены в табл. 1 и 2.

Таблица 1. Сравнение результатов расчётов G_{ij} в четырёх вариантах расчёта после коррекции периодов по методике 2

-	1	2	3	4
$10^{11} G_{ij}, \text{Нм}^2/\text{кг}^2$	1 вариант	2 вариант	3 вариант	4 вариант
$10^{11} G_{12}, \text{Нм}^2/\text{кг}^2$	6.6728746	6.6728764	6.6728881	6.6730081
$10^{11} G_{13}, \text{Нм}^2/\text{кг}^2$	6.6728794	6.6728798	6.6728558	6.6729973
$10^{11} G_{14}, \text{Нм}^2/\text{кг}^2$	6.6728780	6.6728781	6.6728480	6.6729983
$10^{11} G_{23}, \text{Нм}^2/\text{кг}^2$	6.6728854	6.6728840	6.6728185	6.6729849
$10^{11} G_{24}, \text{Нм}^2/\text{кг}^2$	6.6728804	6.6728793	6.6728221	6.6729920
$10^{11} G_{34}, \text{Нм}^2/\text{кг}^2$	6.6728739	6.6728732	6.6728266	6.6730010

Таблица 2. Сравнение результатов расчётов G_{ij} в четырёх вариантах расчёта после коррекции периодов по методике 1

-	1	2	3	4
$10^{11} G_{ij}, \text{Нм}^2/\text{кг}^2$	1 вариант	2 вариант	3 вариант	4 вариант
$10^{11} G_{12}, \text{Нм}^2/\text{кг}^2$	6.6728768	6.6728755	6.6728871	6.6730075
$10^{11} G_{13}, \text{Нм}^2/\text{кг}^2$	6.6728812	6.6728791	6.6728550	6.6729966
$10^{11} G_{14}, \text{Нм}^2/\text{кг}^2$	6.6728794	6.6728776	6.6728475	6.6729979
$10^{11} G_{23}, \text{Нм}^2/\text{кг}^2$	6.6728869	6.6728837	6.6728178	6.6729844
$10^{11} G_{24}, \text{Нм}^2/\text{кг}^2$	6.6728812	6.6728794	6.6728218	6.6729920
$10^{11} G_{34}, \text{Нм}^2/\text{кг}^2$	6.6728744	6.6728730	6.6728271	6.6730007

В итоге получим значение гравитационной постоянной

$$G = (6.6729 \pm 0.0008) \cdot 10^{-11} \text{ Н} \cdot \text{м}^2/\text{кг}^2.$$

Наличие двух независимых вариантов расчёта значений G_{ij} позволяет объективно оценить качества каждого варианта и каждой методики. Следует отдать предпочтение методикам 2. В них нет погрешности, связанной с занулением реального диаметра коромысла. Вариант 2 можно считать более надёжным по сравнению с вариантом 1. В нём отсутствуют достаточно сложные преобразования реальной системы в модельную. Трудности связаны, в частности, с коромыслом, имеющим сложную геометрическую форму. В модельной системе появляются два коромысла, при этом используется имеющееся программное обеспечение.

При сравнении результатов расчётов G_{ij} трудно отдать предпочтение какому-либо одному из четырёх столбцов в таблицах. В них разность между максимальным и минимальным значением G_{ij} составляет всего лишь 20 ppm. Отклонение заявленного авторами значения G_{14} [1] от данных табл. 1

и 2 составляет 240 ppm. Отклонение G_{14} без коррекции расстояния до притягивающих цилиндров достигает 4556 ppm.

Литература

1. Сагитов М.У., Милюков В.К., Монахов Е.А., Назаренко В.С., Таджитдинов К.Г. Новое определение кавендишевой гравитационной постоянной. // ДАН СССР. – 1979. – 245. – 3. – 567–569.
2. Шахпаронов В.М. Методики решения системы нелинейных уравнений колебаний для определения гравитационной постоянной. // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. – 2014. – 2. – 60–66.
3. Карагиоз О.В., Измайлов В.П., Шахпаронов В.М. Патент РФ №2581765. Способ определения гравитационной постоянной. // Приоритет изобретения 27.03.2015. Дата государственной регистрации в Государственном реестре изобретений РФ 28.03.2016.
4. Карагиоз О.В., Измайлов В.П., Шахпаронов В.М. Патент РФ №2644437. Способ определения гравитационной постоянной. // Приоритет изобретения 13.12.2016. Дата государственной регистрации в Государственном реестре изобретений РФ 12.02.2018.
5. Карагиоз О.В., Измайлов В.П., Шахпаронов В.М. Патент РФ №2691622. Способ определения гравитационной постоянной с учётом вклада кареток в моменты притяжения. // Приоритет изобретения 01.08.2018. Дата государственной регистрации в Государственном реестре изобретений РФ 17.06.2019.
6. Карагиоз О.В., Измайлов В.П., Шахпаронов В.М. Патент РФ №2714518. Способ определения гравитационной постоянной с добавлением периода колебаний при отсутствии кареток. // Приоритет изобретения 01.07.2019. Дата государственной регистрации в Государственном реестре изобретений РФ 18.02.2020.

ОБНАРУЖЕНИЕ СЛАБЫХ СИГНАЛОВ ПОСРЕДСТВОМ НЕПАРАМЕТРИЧЕСКОГО АНАЛИЗА СПЕКТРАЛЬНЫХ ВЫБОРОК

В.н.с. *Потанов А.А.*

Обнаружение слабых радиосигналов – с низким или отрицательным отношением сигнал/шум (далее – S/N), является актуальной проблемой для широкого круга прикладных задач. Наиболее активно данное направление развивается в качестве одного из компонентов динамического управления спектром – мониторинга радиочастотного спектра (*spectrum sensing*) в системах когнитивного радио, а также в задачах контроля параметров элек-

тромагнитной совместимости технических средств и радиомониторинга общего назначения [1].

Одним из универсальных методов, не требующих наличия системы взаимосвязанных технических средств мониторинга радиосигналов (*non-cooperative spectrum sensing*), является метод т.н. энергетического детектора (*energy detection*) [1-2]. Преимуществом энергетического детектора (далее – ЭД) является то, что для его использования не требуется априорной информации о характеристиках детектируемого сигнала (ширина полосы частот и используемая сигнально-кодовая конструкция).

Практическая реализация ЭД при обработке сигналов сводится к оценке средней мощности P_{avg} в искомой полосе частот и сравнении ее с пороговым значением P_{Tr} . Решение о наличии сигнала принимается при $P_{avg} > P_{Tr}$. Чувствительность ЭД определяется величиной порога P_{Tr} .

Стандартная практика расчета необходимой величины P_{Tr} основана на аналитических оценках пороговых статистик, учитывающих функцию распределения шумов, и величину необходимой вероятности детектирования искомого сигнала (обычно, не менее 0.9). Основными недостатками сложившейся практики аналитических оценок чувствительности ЭД является использование априорных предположений о соответствии функций распределения шума и сигнала тому или иному стандартному распределению (Гаусса, Релея) и упрощенный (не основанный на эксперименте) учет возможных вариаций дисперсии шумов, что значимым образом влияет на величину P_{Tr} , а соответственно на численно оцениваемую чувствительность метода [3-4]. Таким образом, используемые методы расчета величины P_{Tr} не дают в полной мере оценить возможности ЭД как сигнало-независимого метода из-за частного и трудно сравнимого между собой характера соответствующих аналитических оценок.

Преодолеть сложившиеся ограничения, а также учесть свойства конкретных аппаратных платформ, на которых проводится детектирование радиосигналов, может применение непараметрических (*distribution-free*) статистик. Одним из путей реализации непараметрических методов для расчета искомых значений P_{Tr} является использование следующих статистик для каждой i -ой частотной полосы сканируемого диапазона:

- набора значений *верхних* (Q_{UPj}) доверительных границ (с вероятностью P_c) квантилей экспериментально установленного распределения мощности шумов используемого оборудования в условиях изоляции приемного тракта от внешних шумов и сигналов – $Q_{UP1}, Q_{UP5}, Q_{UP10} \dots Q_{UP95}, Q_{UP99}$ (где Q – верхняя доверительная граница UP_j квантиля эмпирического распределения на данной частоте);
- набора значений *нижних* (Q_{Lj}) доверительных границ (с вероятностью P_c) L_j квантилей экспериментально установленного распределения

мощности фиксируемого оборудованием сигнала – $Q_{L1}, Q_{L5}, Q_{L10} \dots Q_{L95}, Q_{L99}$.

Решение о наличии сигнала в i -ой частотной полосе принимается при выполнении условия $Q_{Lj} > Q_{UPj}$ не менее чем для одного значения j , по данным соответствующих упорядоченных по возрастанию выборок $L_1 \dots L_N$ длиной N , где L_i – значения уровня мощности сигнала (шума) на i -ой частоте, поступивших с используемого измерительного оборудования в виде периодических спектральных выборок по искомому частотному диапазону. Значения вышеуказанных верхних и нижних доверительных границ вычисляются с помощью следующих соотношений [5]:

$$N_{UPj} = F_{icdf}(P_c, N, UP_j) + 1 \quad (1)$$

$$N_{lowj} = N - F_{icdf}(P_c, N, 1 - L_j), \quad (2)$$

где N_{UPj} и N_{lowj} – номера позиций в упорядоченных по возрастанию выборках $L_1 \dots L_N$ шумов и сигнала соответственно, значения в которых равны доверительным границам Q_{UPj} и Q_{Lj} , а F_{icdf} – обратная функция распределения биномиального распределения.

Для минимизации вероятности ложных срабатываний ЭД P_{Trj} для i -ой частотной полосы определяется на основе опорной выборки значений шумов оборудования N_M длиной $M > 20N$; P_{Trj} принимается равным максимальному значению Q_{UPj} из последовательности, полученной с помощью скользящего окна длиной N по выборке N_M :

$$P_{Trj} = \max(Q_{UPj}^{i \dots (i+(N-1))}), \quad (3)$$

где $i=1 \dots M-(N-1)$, а $(Q_{UPj}^{i \dots (i+(N-1))})$ – скользящее окно, включающие элементы от i до $i+(N-1)$ последовательности N_M , по которым определяется значение Q_{UPj} посредством (1).

Была проведена экспериментальная проверка предложенного метода ЭД с применением анализатора спектра. В ходе нее для полосы 40 МГц (центральная частота 2,64 ГГц, RBW 100 кГц) на основе выборки в $3 \cdot 10^6$ спектров для каждой из 400 частот были определены значения P_{Trj} для 21 значения j (0.01, 0.05 ... 0.95, 0.99). Источником сигнала был аналоговый генератор белого шума с опорным средним по полосе $S/N = +32$ дБ. Применением программно-управляемого аттенюатора были получены выборки длиной $12 \cdot 10^4$ спектров для 30 значений ослабления сигнала, обеспечивших его реализации с S/N от +20 до -35 дБ. Эффективность ЭД оценивалась как вероятность обнаружения сигнала, определяемая отношением количества частотных полос, для которых $Q_{Lj} > P_{Trj}$ ($P_c = 0.99$), к общему количеству полос с данным S/N для выборок длиной от $30 \cdot 10^3$ до $1,88 \cdot 10^3$ спектров, соответствующие результаты приведены на рис. 1.

Как видно из рис. 1, предлагаемая реализация ЭД обеспечивает вероятность детектирования сигнала более 0.9 для S/N от -11 до -4,5 дБ по данным спектральных выборок длиной от $30 \cdot 10^3$ до $1,88 \cdot 10^3$ спектров, что близко к диапазонам численных оценок [3-4].

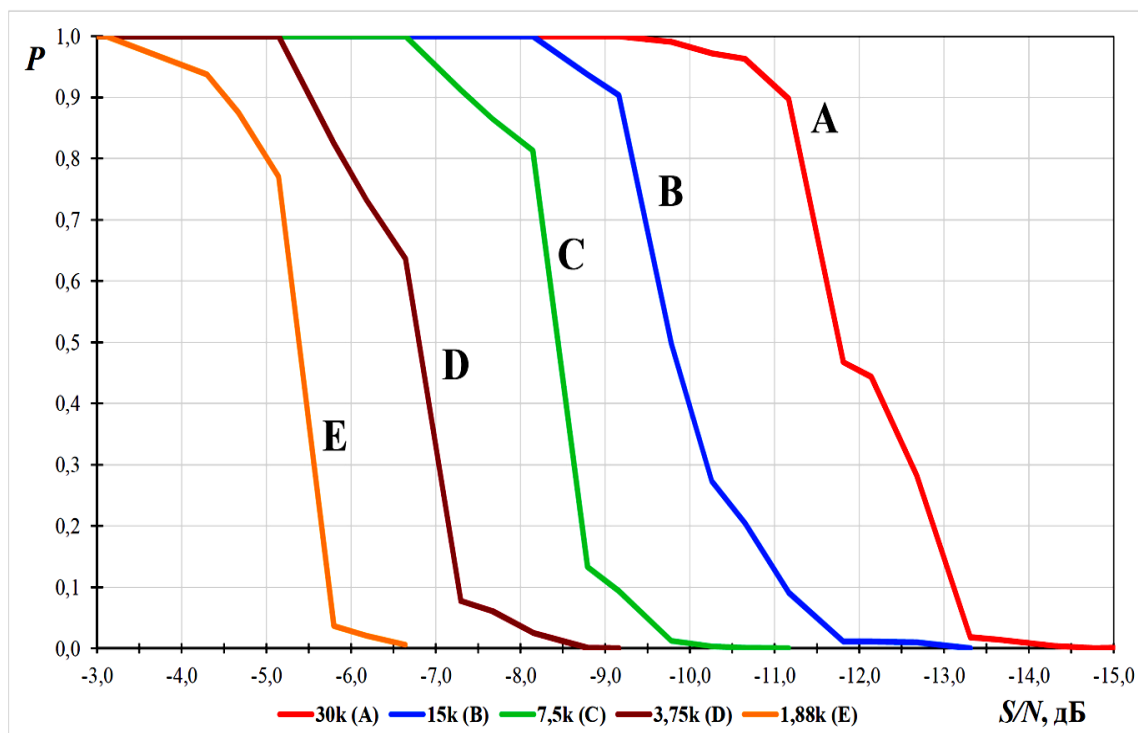


Рис. 1. Зависимость вероятности обнаружения (P) шумового сигнала от значения S/N при разной длине спектральной выборки (от $30 \cdot 10^3$ (A) до $1,88 \cdot 10^3$ (E) спектров).

Литература

1. Liang Y-C. Dynamic Spectrum Management: From Cognitive Radio to Blockchain and Artificial Intelligence. Singapore: Springer Open, 2020. – 166 p.
2. 5G and Beyond Wireless Systems: PHY Layer Perspective /Mandloi M., Gurjar D., Pattanayak P., Nguyen H. – Eds. Singapore: Springer Nature, 2021. – 410 p.
3. Kumar A., Thakur P., Pandit S., Singh G. Analysis of optimal threshold selection for spectrum sensing in a cognitive radio network: an energy detection approach //Wireless Networks. – 2019. – № 25. – P. 3917–3931.
4. Mahendru G., Shukla A., Banerjee P. A Novel Mathematical Model for Energy Detection Based Spectrum Sensing in Cognitive Radio Networks //Wireless Personal Communications. – 2020. – № 110. – P. 1237–1249.
5. Meeker W.Q., Hahn G.J., Escobar L.A. Statistical Intervals: A Guide for Practitioners and Researchers – 2nd. Ed. Hoboken: John Wiley & Sons, Ltd, 2017. – 592 p.

Подсекция:

ФИЗИКА

КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

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

ИЗУЧЕНИЕ ПРИРОДЫ, ЛОКАЛЬНОГО ОКРУЖЕНИЯ И ОСНОВНЫХ СВОЙСТВ РАДИКАЛОВ В НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ МИКРОСФЕРАХ, СОСТОЯЩИХ ИЗ РАЗЛИЧНЫХ ОКСИДОВ МЕТАЛЛОВ	25
Проф. Константинова Е.А., доц. Зайцев В.Б., доц. Кыгин В.Г.	25
РОЛЬ ДВОЙНИКОВАНИЯ В СОПРЯЖЕНИИ АНИЗОТРОПНЫХ СТРУКТУР.....	28
Проф. Хунджуа А.Г., доц. Бровкина Е.А., доц. Володин Б.А.	28
РАСЧЕТ ЭНЕРГИЙ УПОРЯДОЧЕНИЯ.....	30
МЕТОДОМ МОДЕЛЬНОГО ПОТЕНЦИАЛА С УЧЕТОМ ЛИНЕЙНОГО РАЗМЕРНОГО ЭФФЕКТА В СПЛАВЕ NI-14AT.%PT.....	30
Гл. н.с. Силонов В. М., проф. Энхтор Л.	30
СОЕДИНЕНИЯ В СИСТЕМАХ $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-Ln}_2\text{O}_3\text{-MeO}_3$ ($\text{Ln} = \text{Pr, Nd}$; $\text{Me} = \text{Mo, W}$): ФАЗООБРАЗОВАНИЕ, ПОЛИМОРФИЗМ, ИОННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ	32
ст.н.с. Харитонова Е.П., н.с. Орлова Е.И., в.н.с. Воронкова В.И.....	32
ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕМБРАННЫХ СПЛАВОВ С ВОДОРОДОМ	35
н.с. Акимова О.В., в.н.с. Терешина И.С.	35
ТЕРМИЧЕСКАЯ И ФОТОИНДУЦИРОВАННАЯ АКТИВАЦИЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ КОМПОЗИТНЫХ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МЕТАЛЛОКСИДНЫХ ПЛЕНОК К ВОДОРОДУ	37
Н.с. Ильин А.С., с.н.с. Иким М.И. (ФИЦ ХФ РАН), н.с. Королева А.В., доц. Форш П.А., проф. Кашикаров П.К.	37
СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ И ФУНКЦИОНАЛЬНОЕ ПОВЕДЕНИЕ ВАКУУМНЫХ ПОКРЫТИЙ, ПОЛУЧЕННЫХ РЕАКТИВНЫМ МАГНЕТРОННЫМ РАСПЫЛЕНИЕМ КРЕМНИЯ.....	40
Доц. Авдюхина В.М., в. н. с. Хруцов М.М., н. с. Левин И.С., студент Кашиуркин Е.В., студент Суляндзига Д.А.	40

ИЗУЧЕНИЕ ПРИРОДЫ, ЛОКАЛЬНОГО ОКРУЖЕНИЯ И ОСНОВНЫХ СВОЙСТВ РАДИКАЛОВ В НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ МИКРОСФЕРАХ, СОСТОЯЩИХ ИЗ РАЗЛИЧНЫХ ОКСИДОВ МЕТАЛЛОВ

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

В настоящее время нанокристаллические оксиды переходных металлов опять находятся в центре внимания исследователей. Это обусловлено присущими им уникальными физико-химическими свойствами и возможностью создавать на их основе комбинированные структуры, которые, в свою очередь, характеризуются новыми интересными свойствами. К указанным объектам относятся диоксид титана (TiO_2) и ряд других нанооксидов металлов: MoO_3 , WO_3 , V_2O_5 . Они весьма перспективны в качестве фотокатализаторов окислительно-восстановительных реакций и во многих других областях науки и техники [1,2]. Наногетероструктуры на основе указанных оксидов характеризуются способностью сохранять фотоиндуцированный заряд длительное время вследствие пространственного разделения фотовозбужденных электронов и дырок [2,3]. Это приводит к пролонгированному протеканию окислительно-восстановительных реакций на их поверхности – и после прекращения освещения, что в свою очередь обеспечивает длительный эффект очистки и обеззараживания окружающей среды [2,3]. Указанные реакции протекают с участием дефектов, большинство из которых находится в парамагнитном состоянии (т.н. радикалы). Поэтому для изучения их свойств наиболее эффективным методом является спектроскопия электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) [4,5]. Основной целью данной работы было изучение природы, ближайшего локального окружения и основных параметров радикалов в наноструктурированных микросферах, полученных модифицированным методом пиролиза аэрозолей, и состоящих из комбинации TiO_2 с различными оксидами металлов (MoO_3 , WO_3 , V_2O_5). Полученные нами образцы являются новыми, характеризуются высокой скоростью фотокатализа и проявляют высокую каталитическую активность после выключения освещения, а потому представляют несомненный интерес для исследования.

Общая схема процесса синтеза образцов изложена в работе [6]. Были получены следующие микросферы, легированные азотом: N-TiO_2 , N-MoO_3 , N-WO_3 , $\text{N-V}_2\text{O}_5$, $\text{N-TiO}_2/\text{N-MoO}_3$, $\text{N-TiO}_2/\text{N-WO}_3$, $\text{N-TiO}_2/\text{N-V}_2\text{O}_5$, $\text{N-TiO}_2/\text{N-MoO}_3/\text{N-V}_2\text{O}_5$, $\text{N-TiO}_2/\text{N-WO}_3/\text{N-V}_2\text{O}_5$, $\text{N-TiO}_2/\text{N-MoO}_3/\text{N-WO}_3$, $\text{N-TiO}_2/\text{N-MoO}_3/\text{N-WO}_3/\text{N-V}_2\text{O}_5$. Согласно данным по рентгеновской дифракции средний размер наночастиц, составляющих микросферы, варьировался от 10 до 30 нм. Изучение радикалов было выполнено с использованием ЭПР-спектрометра фирмы Bruker ELEXSYS-500 (рабочая частота 9.5 ГГц, чувствительность прибора $5 \cdot 10^{10}$ спин/Гс). Температура измере-

ний составляла 20-300 К. Моделирование спектров ЭПР для определения значений g-факторов и констант сверхтонкого расщепления проводилось с использованием программного пакета EasySpin MATLAB [6].

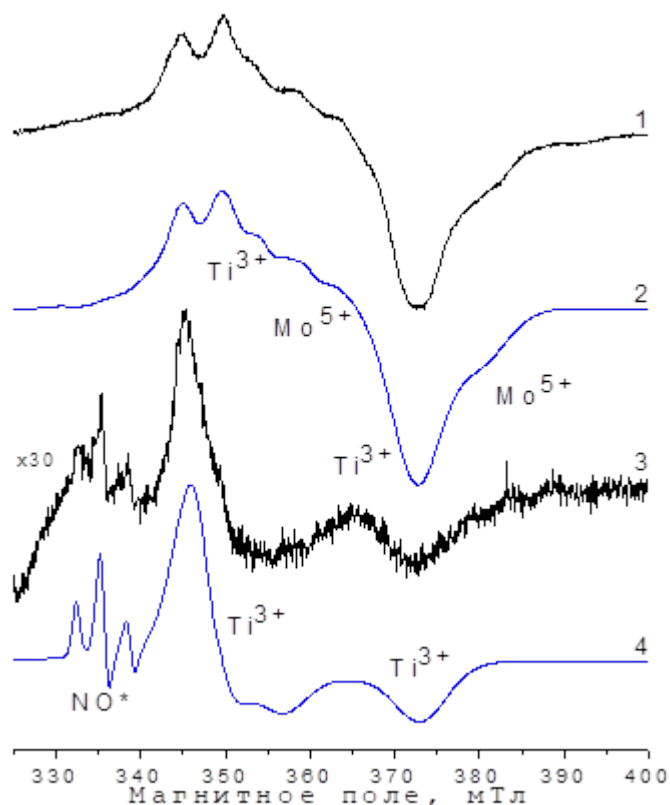


Рис.1. Экспериментальные спектры ЭПР нанокomпозитных микросфер (1) $\text{TiO}_2/\text{MoO}_3$ и (3) TiO_2/WO_3 , а также их компьютерное моделирование (2) и (4), соответственно. Температура измерения 20 К.

Наблюдаемые радикалы были идентифицированы путем сравнения параметров спин-гамильтониана, полученных из спектров ЭПР, с литературными данными [4,5]. Таким образом, было установлено, что в микросферах N- TiO_2 присутствуют $\text{N}^\bullet$ -радикалы ($g_1 = 2.0061$, $g_2 = 2.0049$, $g_3 = 2.0038$ и $A_1 = 0.17$ мТл, $A_2 = 0.36$ мТл, $A_3 = 3.21$ мТл); в N- MoO_3 – $\text{N}^\bullet$ -, $\text{NO}^\bullet$ -радикалы ($g_1 = 1.999$, $g_2 = 1.9985$, $g_3 = 1.927$), Mo^{5+} центры с различным локальным окружением (атомы азота, кислородные вакансии, O^- центры), в образцах N- WO_3 – $\text{NO}^\bullet$ -радикалы, в N- V_2O_5 – V^{4+} центры. В комбинированных образцах обнаружены азотные радикалы и ионы соответствующих металлов – Ti^{3+} ($g_1 = 1.915$, $g_2 = 1.917$, $g_3 = 1.902$) Mo^{5+} ($g_1 = 1.933$, $g_2 = 1.935$, $g_3 = 1.910$), V^{4+} ($g_1 = 1.993$, $g_2 = 1.995$, $g_3 = 1.949$). Отметим, что ионы W^{5+} мы не наблюдали, т.е. в образцах не обнаружено ионов вольфрама в парамагнитном состоянии.

Полученные нами микросферы, состоящие из нескольких оксидов металлов, демонстрировали высокую фотокаталитическую активность при освещении видимым светом, которая продолжалась до 48 часов после

предварительной экспозиции. Такой пролонгированный катализ можно объяснить тем, что скорость рекомбинации фотогенерированных носителей заряда уменьшается вследствие их пространственного разделения: дырки остаются в TiO_2 , а электроны быстро переходят в другие металлооксиды, где могут быть захвачены радикалами. Кроме того, электроны и дырки также могут быть захвачены адсорбированными на поверхности наноструктур молекулами воды и кислорода с образованием активных пероксидных форм.

Таким образом, данная работа является новым оригинальным исследованием структуры, локального окружения и параметров радикалов в наноструктурированных микросферах, состоящих из различных оксидов металлов, характеризующихся высокой степенью фотокаталитической активности и пролонгированным катализом.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-29-23051.

Литература

1. J. Schneider, M. Matsuoka, M. Takeuchi, J. Zhang, Y. Horiuchi, M. Anpo, D. W. Bahnemann. [Understanding \$\text{TiO}_2\$ photocatalysis: Mechanisms and materials](#). Chemical reviews 114 (2014) 9919-9986.
2. Т. В. Свиридова, Л. Ю. Садовская, А. И. Кокорин, Е. А. Константинова, В. Е. Агабеков, Д. В. Свиридов. Фотоаккумулирующие пленочные системы на основе наногетероструктур $\text{TiO}_2/\text{MoO}_3$ и $\text{TiO}_2/\text{MoO}_3:\text{V}_2\text{O}_5$. Химическая физика, 36 (4) (2017) 81–87.
3. T.V. Sviridova, L.Yu. Sadovskaya, E.M. Shchukina, A.S. Logvinovich, D.G. Shchukin, D.V. Sviridov. Nanoengineered thin-film $\text{TiO}_2/\text{h-MoO}_3$ photocatalysts capable to accumulate photoinduced charge. J Photochem Photobiol A. 327 (2016) 44–50.
4. A. I. Kokorin, in: Chemical Physics of Nanostructured Semiconductors, eds. A. I. Kokorin, D.W. Bahnemann (VSP–Brill Acad. Publ., Utrecht, Boston, 2003) pp 203–263.
5. C. Di Valentin, G. Pacchionni, A. Selloni, S. Livraghi, E. Giamello. [Characterization of paramagnetic species in N-doped \$\text{TiO}_2\$ powders by EPR spectroscopy and DFT calculations](#). J. Phys. Chem. B 109 (2005) 11414–11419.
6. Е.А. Константинова, М.П. Кушников, В.Б. Зайцев, В.Г. Кытин, А.В. Марикуца, Г.В. Трусков, А.С. Седегов, П.К. Кашкаров. Наноматериалы на основе диоксида титана с высокой фотокаталитической активностью. Российские нанотехнологии. 14 (2019) 8-15.
7. S. Stoll, A. Schweiger. EasySpin, a comprehensive software package for spectral simulation and analysis in EPR. J Magn Reson. 178 (2006) 42–55.

РОЛЬ ДВОЙНИКОВАНИЯ В СОПРЯЖЕНИИ АНИЗОТРОПНЫХ СТРУКТУР

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

В сплавах с эффектами памяти формы мартенситные кристаллы (МК), сформированные в процессе охлаждения в отсутствие внешних напряжений, имеют вполне определённую внешнюю огранку и внутреннее строение. Речь идет, прежде всего, о самоаккомодационных комплексах (СК) – системах доменов мартенситных кристаллов, разделенных плоскостями двойникования. Вышеупомянутые домены представляют собой кристаллографически эквивалентные варианты единого ориентационного соотношения (ОС) между решетками аустенита и мартенсита. Причиной формирования комплексов является самоаккомодация упругих напряжений, компенсирующая деформацию формы в масштабах СК в целом.

Строение СК определяется числом входящих в него доменов и конфигурацией междоменных границ, т.е. задействованными плоскостями двойникования. Число возможных вариантов доменной структуры СК ограничено, поддается прогнозированию и классификации, так как аустенит в сплавах с ЭПФ всегда имеет кубическую решетку, что определяет число кристаллографически эквивалентных вариантов ОС (число различных доменов) – от 3-х до 24-х.

Математический подход позволяет строить замкнутые комплексы из 3-х, 4-х, 6-ти, 8-ми, 12-ти или даже 24 доменов, но имеет существенный недостаток – он связан с минимизацией деформации при двойниковании только опосредованно: из соображений симметрии. По-видимому, именно из-за этого далеко не все предсказанные математически СК наблюдаются экспериментально. Фактически неоднократно наблюдались СК трех типов:

1. 4-х доменные комплексы ромбоэдрического R-мартенсита в сплавах на основе NiTi;
2. 4-х комплексы моноклинного 18R-мартенсита в сплавах на основе меди (Cu–Al–Ni, Cu–Al–Mn) ;
3. 6-ти доменные комплексы моноклинного мартенсита B19' в сплавах на основе NiTi.

Для моноклинного мартенсита $m18R$ в сплавах на основе меди деформацию решетки проще описывать не в базисе ОЦК решетки аустенита, а в орторомбическом базисе, переход к которому описывается матрицей $\hat{B}$. Тогда однородная деформация может быть учтена с помощью трех преобразований: переход в орторомбический базис, деформация, переход к исходному кубическому базису: $|r'\rangle = \hat{B} \hat{\mathcal{R}}_{mon}^{-1} \hat{B}^{-1} |r\rangle$,

где $\hat{\mathcal{R}}_{mon} = \begin{vmatrix} 1+\varepsilon_1 & 0 & (1+\varepsilon_3)\sin\beta \\ 0 & 1+\varepsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & (1+\varepsilon_3)\cos\beta \end{vmatrix}$ – тензор деформации,

$$\hat{B} = \begin{vmatrix} 0 & 1/2 & n/4 \\ 0 & -1/2 & n/4 \\ 1 & 0 & 0 \end{vmatrix}, \quad n - \text{число атомных слоев в элементарной ячейке мартенсита.}$$

Для данного варианта ОС уравнение эллипсоида деформации можно получить, подставляя преобразованные координаты $|x', y', z'\rangle = \hat{G}_1^{mon} |x, y, z\rangle$, в уравнение сферы. Для других вариантов ОС

уравнение эллипсоида получается заменой матрицы $\hat{G}_1^{mon}$ на $\hat{G}_i^{mon} = \hat{S}_i \hat{G}_1^{mon} \hat{S}_i^{-1}$. Группа операторов симметрии $\hat{S}_i$ содержит 24 оператора, но различных уравнений эллипсоидов – 12 пар. Анализ показывает, что самоаккомодация достигается только в комплексе из 12 разных доменов, т.е. СК должен содержать **все** варианты ОС. Такие же рассуждения справедливы и в отношении СК кристаллов моноклинного мартенсита в никелиде титана, ОС для которого практически совпадает с ОС для мартенсита 18R, а структура B19' также является моноклинной и отличается лишь количеством плотноупакованных слоев. В тоже время СК типа четверик и шестерик наблюдались экспериментально в сплавах Ni-Ti, Cu-Al-Ni и Cu-Al-Mn. Расхождение эксперимента с теоретическим расчетом должно иметь объяснение.

Следует обратить внимание на то, что наблюдаемые в электронном микроскопе комплексы лежат не в толще кристалла аустенита, а выходят на его поверхность. При этом минимизация упругой энергии, связанная с несоответствием решеток в направлении, перпендикулярном внешней поверхности, менее существенна, чем в других направлениях, т.к. открытая поверхность мартенситного кристалла не испытывает воздействия со стороны аустенитной матрицы. В первом приближении это условие математически означает, что расчет упругой деформации по комплексу может ограничиться двумя направлениями, перпендикулярными нормали, т.е. к замене системы эллипсоидов деформации на систему эллипсов.

Таким образом, причина существования комплексов, содержащих не все возможные варианты ОС, видится в частичной самоаккомодации, связанной с выходом кристалла мартенсита на внешнюю поверхность. Здесь следует отметить, что огранка комплекса в целом также регулируется энергией межфазной границы. При этом, ввиду того, что внешняя поверхность комплекса является многогранником, его симметрия должна "вписываться" в симметрию решетки аустенита.

Симметрия СК как целого связана исключительно с кубической симметрией решетки аустенита – при сопряжении комплекса с решеткой

аустенита хотя бы одна из осей симметрии решетки аустенита 2-го, 3-го и 4-го порядка должна совпадать с осями симметрии СК – многогранника, составленного из мартенситных доменов. При этом сами экспериментально наблюдаемые СК мартенситных кристаллов должны иметь форму многогранника с осями симметрии 2-го, 3-го или 4-го порядка.

Вопрос о частичной аккомодации примыкает к задаче о внешней границе кристаллов мартенсита – задаче достаточно сложной, и в общем случае пока далекой от решения. Если кристаллы мартенсита находятся внутри аустенитной матрицы, они обычно имеют линзообразную форму, и вопрос о внешней границе ведет к поиску габитусных плоскостей, прогнозирование которых редко бывает успешным, т.к. требует рассмотрения баланса упругой и поверхностной энергии. Но есть и частные случаи, для которых можно более оптимистично смотреть на возможность расчета габитусных плоскостей.

Простейшим является случай кристаллов мартенсита, имеющих форму плоскопараллельной пластины, пронизывающей кристалл аустенита с выходом на его внешнюю поверхность. Для такого объекта можно пренебречь упругой энергией и сосредоточиться на энергии когерентной межфазной границы "мартенсит – аустенит", минимизация которой может указать путь поиска габитусной плоскости.

Подобные соображения справедливы и для граней СК. Причиной формирования СК является именно минимизация упругой энергии, т.е. граница регулируется энергией межфазной границы. Однако для СК ситуация несколько усложняется, ввиду того, что его внешняя поверхность является многогранником, симметрия которого должна "вписываться" в анизотропию кристаллической решетки аустенита. Во всяком случае, соображения симметрии подсказывают, что оси симметрии кубической решетки аустенита должны совпадать с осями симметрии многогранника, составленного из мартенситных кристаллов – СК. Поскольку экспериментально наблюдаемые СК лежат не в толще кристалла аустенита, а выходят на его поверхность, то и минимизация упругой энергии необходима лишь в двух измерениях (исключается направление, перпендикулярное поверхности).

РАСЧЕТ ЭНЕРГИЙ УПОРЯДОЧЕНИЯ МЕТОДОМ МОДЕЛЬНОГО ПОТЕНЦИАЛА С УЧЕТОМ ЛИНЕЙНОГО РАЗМЕРНОГО ЭФФЕКТА В СПЛАВЕ NI-14AT.%PT

Гл. н.с. *Силонов В. М.*, проф. *Энхтор Л.*

Ранее с использованием квантово – механического метода модельного потенциала были предприняты попытки расчета знаков параметров ближнего порядка на первой координационной сфере для экспериментально

изученных бинарных твердых растворов. Однако совпадение рассчитанных теоретически и определенных экспериментально знаков параметров ближнего порядка наблюдалось лишь в 2/3 случаев. Попытки учета третьего порядка теории возмущений оказались также неудачными. В [1] была развита, ранее не применявшаяся, теория расчета энергий упорядочения в бинарном сплаве на произвольных координационных сферах с учетом статических смещений атомов, обусловленных линейным размерным эффектом. В данной работе параметры линейного размерного эффекта предложено рассчитывать в модели Флинна. В качестве формфакторов модельных потенциалов использовались известные формфакторы ТММП Анималу. Расчеты проводились для неупорядоченного твердого раствора Ni-14at.%Pt, результаты которого приведены на рисунке. Там же приведены данные полученные экспериментально для монокристаллического сплава Ni-23.2 at.%Pt.

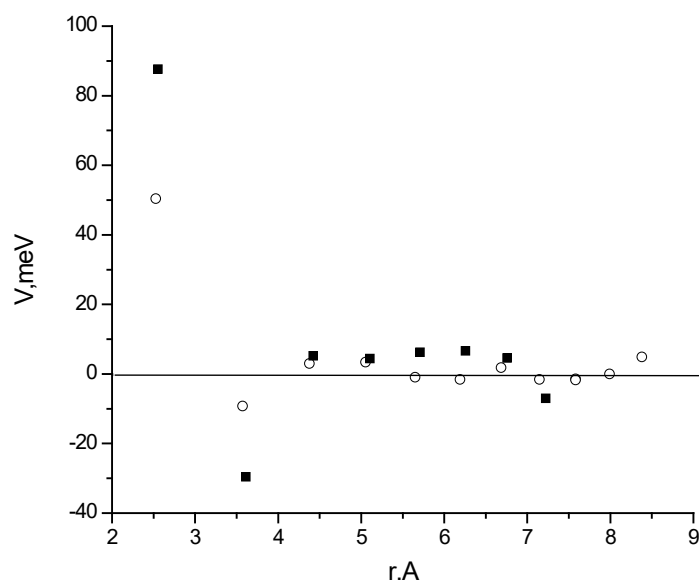


Рис. 1. Зависимости энергий упорядочения для сплавов Ni-14at.%Pt и Ni-23.2 at.%Pt от радиусов координационных сфер: $\circ$ – для сплава Ni-14at.%Pt; $\blacksquare$ – для сплава Ni-23.2 at.%Pt по данным [2].

Сравнение приведенных результатов расчетов с данными говорит о прогностических возможностях предложенного в работе метода.

Литература

1. Кацнельсон А.А., Мехрабов А.О., Силонов В.М. О вкладе в энергетические и структурные характеристики упорядочения, рассчитанные методом псевдопотенциала // ФММ. 1976. Т. 42. № 2. С. 278-283.
2. Engelke M., Schonfeld B., Ruban A.V. Grazing incidence diffraction and first-principles calculation// Phys. Rev. B. 2010. V. 81. P. 054205-1-13. J. Schneider, M. Matsuoka, M. Takeuchi, J. Zhang, Y. Horiuchi, M. Anpo, D. W. Bahnemann. [Understanding TiO₂ photocatalysis: Mechanisms and materials](#). Chemical reviews 114 (2014) 9919-9986.

СОЕДИНЕНИЯ В СИСТЕМАХ

 $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-Ln}_2\text{O}_3\text{-MeO}_3$ (Ln = Pr, Nd; Me = Mo, W): ФАЗООБРАЗОВАНИЕ, ПОЛИМОРФИЗМ, ИОННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ

ст.н.с. Харитонов Е.П., н.с. Орлова Е.И., в.н.с. Воронкова В.И.

Соединения на основе оксида висмута Bi_2O_3 привлекают внимание как кислородные проводники с проводимостью по кислороду близкой к 0.1 - 1 См/см. Беспримесный оксид висмута Bi_2O_3 обладает сложным полиморфизмом. В литературе выделяют четыре основные полиморфные модификации Bi_2O_3 [1]: 1) моноклинная фаза $\alpha\text{-Bi}_2\text{O}_3$, стабильная при комнатной температуре; 2) тетрагональная фаза $\beta\text{-Bi}_2\text{O}_3$; 3) кубическая фаза $\gamma\text{-Bi}_2\text{O}_3$; 4) высокотемпературная кубическая фаза $\delta\text{-Bi}_2\text{O}_3$, существующая в узком интервале температур 700-780 °С и обладающая экстремально высокой кислородной проводимостью, порядка 3 См/см [2]. Основное внимание в литературе уделяется вопросу о стабилизации кислородпроводящей кубической фазы $\delta\text{-Bi}_2\text{O}_3$, при этом наилучшие результаты достигаются при содопировании двумя различными катионами. С этой точки зрения исследованы тройные системы $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-Dy(Er)}_2\text{O}_3\text{-WO}_3$, а также твердые растворы $\text{Bi}_{14}\text{W}_{1-x}\text{La}_x\text{O}_{24-3x/2}$ [3-5]. Тройные системы с вольфрамом и крупными редкоземельными катионами $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-Ln}_2\text{O}_3\text{-WO}_3$ (Ln = Pr, Nd), в целом не были исследованы. Аналогичные системы $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-Ln}_2\text{O}_3\text{-MoO}_3$ с молибденом также представляют интерес. В работе будет исследовано фазообразование соединений со структурой Bi_2O_3 в тройных системах $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-Ln}_2\text{O}_3\text{-MeO}_3$ (Ln = Pr, Nd; Me = Mo, W), полиморфизм этих соединений, а также их проводимость в сухой и влажной атмосфере.

Поликристаллические образцы в системах $(\text{Bi}_2\text{O}_3)_x(\text{Ln}_2\text{O}_3)_y(\text{MeO}_3)_z$ (Ln = Pr, Nd; Me = Mo, W; $x + y + z = 1$) были получены методом твердофазного синтеза на воздухе. В зависимости от соотношения исходных оксидов в тройных системах формируются различные фазы на основе Bi_2O_3 с тетрагональной, кубической, моноклинной и ромбоэдрической структурой (рис. 1). Характерной особенностью всех тройных систем $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-Ln}_2\text{O}_3\text{-MeO}_3$ (Ln = Pr, Nd; Me = Mo, W) является наличие двух отдельных областей соединений на основе Bi_2O_3 с кубической структурой: фаза $\delta\text{-Bi}_2\text{O}_3$ образуется при средних и высоких концентрациях Bi_2O_3 (60-90 мол.% Bi_2O_3 при Me = Mo, 85-90 мол.% Bi_2O_3 при Me = W), фаза $\delta'\text{-Bi}_2\text{O}_3$ была обнаружена при пониженной концентрации висмута (20-60 мол.% Bi_2O_3). Обе кубические фазы $\delta\text{-Bi}_2\text{O}_3$ и $\delta'\text{-Bi}_2\text{O}_3$ имеют структуру флюорита и не испытывают фазовых переходов, однако различаются по поведению параметра ячейки и электрическим свойствам.

В системах с молибденом (рис. 1) широкое поле существования кубической фазы δ (60-90 мол.% Bi_2O_3) ограничено двумя тетрагональными фа-

зами: β - Bi_2O_3 (90-98 мол.% Bi_2O_3) и β' - Bi_2O_3 (35-60 мол.% Bi_2O_3). Обе эти тетрагональные фазы β - и β' - Bi_2O_3 , могут быть получены искажением кубической структуры δ -фазы, однако они не являются изоструктурными друг другу, имеют различную геометрию элементарной ячейки и разный полиморфизм при изменении температуры. Так у тетрагональной фазы β - Bi_2O_3 , при нагреве наблюдается последовательность из двух фазовых переходов $\beta \rightarrow \alpha$ (630 - 640 °C) и $\alpha \rightarrow \delta$ (700 - 720 °C), при охлаждении наблюдается один переход $\delta \rightarrow \beta$ (500 - 550 °C). Все эти фазовые переходы сопровождаются скачками электропроводности суперионного типа на 1-2 порядка величины. В случае тетрагональной фазы β' - Bi_2O_3 при нагреве и охлаждении наблюдается единственный фазовый переход $\beta' \leftrightarrow \delta$ в области температур 900 - 1100 °C, который сопровождается интенсивным λ -пиком диэлектрической проницаемости, характерной для сегнето- или антисегнетоэлектрических фазовых переходов. Аномалия проводимости при фазовом переходе $\beta' \leftrightarrow \delta$ проявляется слабо.

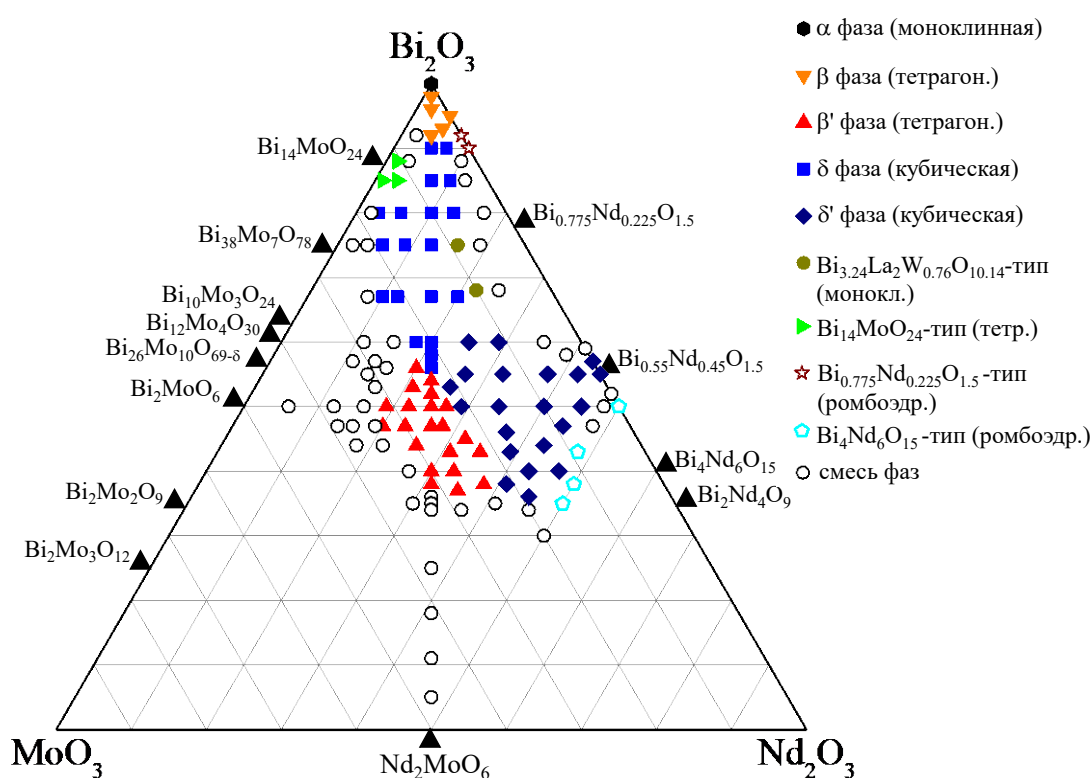


Рис. 1. Области существования фаз в тройной системе Bi_2O_3 - Nd_2O_3 - WO_3 .

В отличие от систем с молибденом, в вольфраматных системах Bi_2O_3 - Ln_2O_3 - WO_3 тетрагональная фаза β' не образуется, а поле существования кубической фазы δ сокращается до интервала 85-90 мол.% Bi_2O_3 . Освободившееся пространство (60-85 мол.% Bi_2O_3) занимают соединения с моноклинной структурой типа $\text{Bi}_{3.24}\text{La}_2\text{W}_{0.76}\text{O}_{10.14}$, впервые обнаруженной в ра-

боте [6]. Указанные образцы претерпевают два обратимых фазовых перехода в области 700 - 1100 °С. Высокотемпературная фаза обладает кубической флюоритовой структурой, сходной со структурой фаз $\delta\text{-Bi}_2\text{O}_3$ и $\delta'\text{-Bi}_2\text{O}_3$.

Исследования показали, что электропроводность образцов $(\text{Bi}_2\text{O}_3)_x(\text{Ln}_2\text{O}_3)_y(\text{MeO}_3)_z$ ($\text{Ln} = \text{Pr}, \text{Nd}$; $\text{Me} = \text{Mo}, \text{W}$) возрастает при увеличении концентрации висмута независимо от их структуры. Максимальная проводимость наблюдалась для кубических образцов со структурой $\delta\text{-Bi}_2\text{O}_3$ (~ 0.1 - 0.4 См/см при 700 °С). Для большинства образцов проводимость подчиняется закону Аррениуса с энергией активации 1-1.2 эВ, что типично для кислородных проводников. В ряде кубических образцов со структурой $\delta\text{-Bi}_2\text{O}_3$ и высокой концентрацией висмута (80-90 мол.% Bi_2O_3) закон Аррениуса для проводимости выполняется только в низкотемпературной области. Выше 400 °С проводимость кубических образцов подчинялась закону Фогеля-Фулчера-Таммана, что может свидетельствовать о наличии массового переноса носителей заряда – ионов кислорода.

Кубические образцы со структурой $\delta'\text{-Bi}_2\text{O}_3$ являются гигроскопичными. Термогравиметрия показала, что предварительно гидратированные образцы (образцы были выдержаны в дистиллированной воде в течение 4-5 суток, а затем просушены на воздухе в течение суток для удаления воды с поверхности образца) при нагреве теряют влагу. Потеря воды происходит монотонно и наблюдается даже при температурах 600-1000 °С, что свидетельствует о наличии воды, а также протонов и групп OH^- в кристаллической структуре соединений. Электропроводность кубических образцов со структурой $\delta'\text{-Bi}_2\text{O}_3$ также оказалась различна при измерениях в сухой (влажность ~25-30%) и влажной (влажность ~75%) среде. При измерениях во влажной среде для образцов со структурой $\delta'\text{-Bi}_2\text{O}_3$ наблюдается повышение проводимости по сравнению с измерениями в сухой атмосфере, что является характерным признаком протонных проводников. При 700 °С электропроводность образцов во влажной атмосфере близка к 2.7×10^{-3} См/см, в сухой атмосфере – 3.0×10^{-3} См/см (для образца $(\text{Bi}_2\text{O}_3)_{0.35}(\text{WO}_3)_{0.19}(\text{Nd}_2\text{O}_3)_{0.46}$). Энергия активации проводимости при повышении влажности среды уменьшается.

В фазах с моноклинной, тетрагональной и кубической ($\delta\text{-Bi}_2\text{O}_3$) структурой, формирующихся при более высоких концентрациях висмута гигроскопические свойства отсутствуют. Нет и заметного эффекта изменения проводимости при изменении влажности атмосферы.

Литература

1. V.V. Kharton, E.N. Naumovich, A.A. Yaremchenko, F.M.B. Marques. J. Solid State Electrochem. 5 (2001) 160-187.
2. T. Takahashi, H. Iwahara, Y. Nagai. J. Appl. Electrochem. 2 (1972) 97-104.

3. N. Jiang, E.D. Wachsman, S.H. Jung. Solid State Ionics 150 (2002) 347-353.
4. A. Borowska-Centkowska, F. Krok, I. Abrahams, W. Wrobel. Solid State Ionics. 203 (2011) 22-28.
5. A. Watanabe, M. Sekita. Solid State Ionics. 176 (2005) 2429-2433.
6. A. Watanabe. J. Solid State Chem. 169 (2002) 60–65.

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕМБРАННЫХ СПЛАВОВ С ВОДОРОДОМ

н.с. *Акимова О.В.*, в.н.с. *Терешина И.С.*

Комплексное исследование взаимодействия водорода с мембранными сплавами на основе палладия, рассмотренное в настоящей работе, особенно актуально для фундаментальных исследований физики конденсированной среды. Мембранные сплавы, изготовленные из материалов высокой степени чистоты [1] – хорошие модельные системы для изучения поведения водорода в металлах и процессов эволюции гидрированных систем. Подобные исследования важны в связи с развитием термоядерного синтеза, водородной энергетики и необходимостью изучения особого влияния водорода на структурочувствительные свойства материалов. Знание дефектной структуры материалов, упругих полей деформаций кристаллической решетки углубляет понимание процессов транспортировки атомов газа в металлической структуре, захвата их вакансионными ловушками [2,3], образования и развития микротрещин и волдырей газа как внутри, так и на поверхности металлических систем [4]. Общеизвестно огромное влияние водорода на зарождение дефектов, их развитие, взаимодействие и мобильность [2-5].

Проведенный цикл исследований, рассматриваемый в настоящей работе, имеет целью выявление характерных черт и природы структурно-фазовой эволюции гидрированных металлических систем. В работе прецизионными рентгендифракционными методами с использованием синхротронного излучения Курчатовского научно-исследовательского центра [6] был определен фазовый состав и фазовые превращения в процессах обратимого гидрирования мембранных фольг-фильтров Pd-5.3ат. % In-0.5ат. % Ru и Pd- 8.3ат. % Y. Толщина мембран 50 мкм.

Выполнено исследование морфологии поверхности в обратно рассеянных и вторичных электронах на растровом микроскопе Supra_Msu при ускоряющем напряжении 10 кВ, детектор высокого разрешения Inlense. Разрешение до 100нм. Проведено также исследование поверхности методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) на сканирующем зондовом микроскопе (СЗМ) “Smena- A” (платформа “Solver” производства ЗАО НТ-МДТ, Россия). АСМ проведена как в контактной, так и полуконтактной

моде с применением стандартных кремниевых кантилеверов НА_NC ETALON длиной 80-110 мкм с резонансными частотами 140-235 кГц и радиусом закругления острия 30 нм.

Полученные АСМ-изображения обрабатывались программными средствами визуализации и анализа Nova 873 Grain Analysis, что позволило получить дополнительную информацию об особенностях топологии поверхности мембран и воспроизвести их трехмерное изображение с пространственным разрешением до 50 нм.

Для металлических систем установлено наличие доменов сверхструктурного упорядочения в матрице сплава. Причинами формирования таких доменов возможен размерный фактор, различия показателя электроотрицательности и валентности для палладия и атомов легирующих элементов. Причины указаны в порядке возрастания их значимости.

Обнаружено, что гомогенизирующий отжиг, применяемый при изготовлении мембран, способствует большему обособлению и некогерентности границ, выделяя эти сверхструктурные формирования из матрицы сплава. Гидрирование, влияя на фазовые преобразования в самих сверхструктурных областях, не устраняет их наличие в матрице сплава, а, наоборот, усиливает дальнейшее развитие.

Проведена оценка эффективных размеров областей дальнего упорядочения в сплавах и их объемной доли.

В результате проведенного исследования принято решение о выполнении ряда экспериментов совместно с научно-исследовательской группой Института металлургии им. А.А. Байкова (ИМЕТ РАН) по выработке устранения формирования областей сверхструктурного упорядочения в мембранных сплавах при изготовлении диффузионных фильтров.

Литература

1. Burkhanov G.S., Gorina N.B., Kolchugina N.B., Roshan N.R. Palladium – Based Alloy Membranes for Separation of High Purity Hydrogen from Hydrogen – Containing Gas Mixtures // *Platinum Metals Rev.* 2011. V. 55. Is. 1. P. 3–12.
2. S. Wagner, A. Pundt Hydrogen as a probe for defects in materials: Isotherms and related microstructures of palladium-hydrogen thin films // *AIMS Materials Science.* 2020. V. 7. Is.4. P. 399–419.
3. K. Takai, H. Shoda, H. Suzuki, M. Nagumo Lattice defects dominating hydrogen-related failure of metals // *Acta Materialia* V. 56. 2008. P. 5158–5167
4. D. P. Escobara, C. Miñambres, L. Duprez, K. Verbeken, M. Verhaege Internal and surface damage of multiphase steels and pure iron after electrochemical hydrogen charging // *Corrosion Science.* 2011. V, 53, P 3166-3176.
5. M. Deutges, H. P. Barth, Y. Chen, C. Borchers and R. Kirchheim Hydrogen diffusivities as a measure of relative dislocation densities in palladium and increase of the density by plastic deformation in the presence of dissolved hydrogen // *Acta Materialia.* 2015. V. 82. P. 266–274.

6. Svetogorov R.D., Dorovatovskii P.V., Lazarenko V.A. Belok /XSA Diffraction Beamline for Studying Crystalline Samples at Kurchatov Synchrotron Radiation Source // Crystal Research and Technologies. 2020. V. 55. No 5. P. 1900184. DOI: 10.1002/crat.201900184.

ТЕРМИЧЕСКАЯ И ФОТОИНДУЦИРОВАННАЯ АКТИВАЦИЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ КОМПОЗИТНЫХ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МЕТАЛЛОКСИДНЫХ ПЛЕНОК К ВОДОРОДУ

Н.с. Ильин А.С., с.н.с. Иким М.И. (ФИЦ ХФ РАН), н.с. Королева А.В.,
доц. Фориш П.А., проф. Каишаров П.К.

Пленки наноструктурированных оксидов индия и цинка являются перспективными материалами, которые имеют широкое применение в разных областях техники [1,2], чем представляют большой интерес для исследования. В частности, их проводимость может сильно зависеть от содержания определенных газов в окружающей среде, поэтому на основе этих оксидов можно создать высокочувствительные резистивные газовые сенсоры [3–5]. Наиболее часто оксиды индия и цинка используют для детектирования водорода в окружающей среде. Для создания эффективного газового сенсора на основе оксидов индия и цинка нужно иметь описание механизма влияния адсорбции водорода на проводимость чувствительного слоя сенсора. Однако полного описания этого механизма еще не существует. Данная работа была направлена на исследование влияния адсорбции водорода на проводимость композита на основе оксидов индия и цинка.

Образцы композитных нанокристаллических пленок были изготовлены из коммерческих порошков оксидов индия и цинка. Размер нанокристаллов в порошках находился в диапазоне от 50 до 80 нм. При необходимости освещения использовался светодиод с длиной волны излучения 525 нм. Для напуска водорода в камеру с образцом использовалась газовая смесь сухого воздуха с концентрацией водорода 1000 ppm.

Ранее было показано [4], что при комнатной температуре (и без освещения) композитные пленки нечувствительны к напуску водорода. Обратимые изменения проводимости при напуске водорода наблюдаются в случае, когда композитные пленки нагреты до 400°C [6]. Это часто объясняют тем, что при комнатной температуре реакция взаимодействия адсорбированных на поверхности ионов кислорода с водородом в газовой фазе идет крайне медленно. В литературе появляются статьи, что при комнатной температуре адсорбция водорода начинает влиять на проводимость наноструктурированного оксида цинка при включении дополнительного освещения ультрафиолетового диапазона [7]. Мы показали, что при освещении светом видимого диапазона (с длиной волны 525 нм) без нагрева

проводимость тоже начинает обратимо изменяться при напуске водорода. Этот факт свидетельствует, что освещение и нагрев могут запускать схожий процесс, определяющий проводимость композитов в среде, содержащей водород.

На рисунке приведено сравнение сопротивления композитных пленок при комнатной температуре без освещения, при освещении и при нагреве до 400 °С. Как нагрев, так и освещение приводят к значительному спаду сопротивления на несколько порядков. При этом значения сопротивления при нагреве и при освещении для каждого композита близки. Это может также свидетельствовать, что освещение и нагрев запускает схожие процессы, определяющие проводимость.

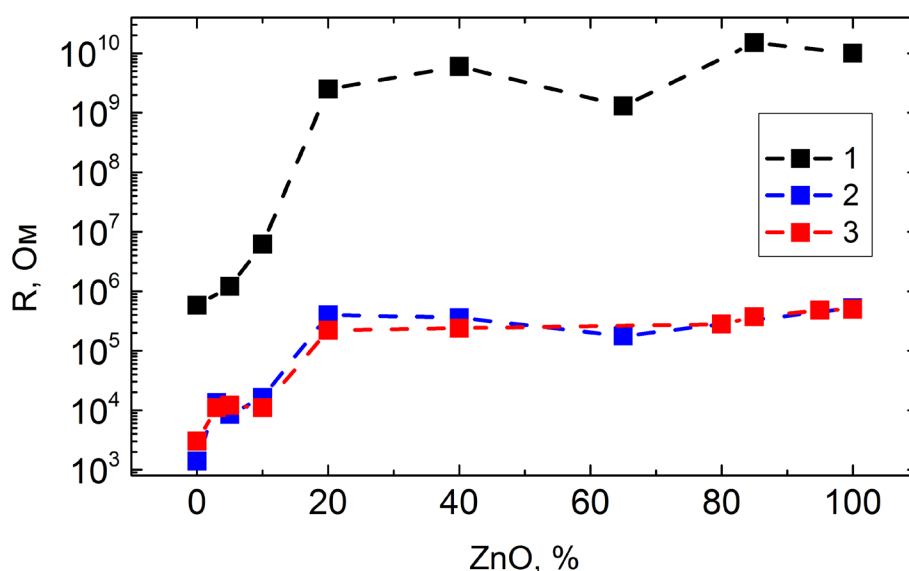


Рисунок. Зависимость сопротивления композитных пленок от содержания в них оксида цинка при различных условиях. 1 – в темноте без нагрева; 2 – при освещении зеленым светом без нагрева; 3 – при нагреве до 400°C. Точками указаны значения сопротивлений, полученных экспериментально, пунктирная линия проведена для наглядности.

В данной работе делаются предположения о процессах, которые запускает освещение композитов зеленым светом, и которые определяют проводимость композитов. Предполагается, что, как и при нагреве, при освещении происходит десорбция адсорбированного на поверхности кислорода, слабо связанного с поверхностью. Наличие освещения в среде, содержащей водород, позволяет ионам кислорода, слабо связанным с поверхностью композита, взаимодействовать с появившимися молекулами водорода и образовывать с ними молекулу воды, освобождая электрон и повышая проводимость. То есть освещение делает реакцию адсорбированного иона кислорода с водородом более вероятной. Также, как и предполагают многие ученые, начиная с работы [7], под действием освещения на поверхность оксидов могут адсорбироваться ионы кислорода $O_x(h\nu)^{-}$, связанные гораздо более слабой связью с поверхностью, чем остальные ионы

кислорода O_x^- . Именно ионы $O_x(h\nu)^-$ могут взаимодействовать с молекулами водорода при комнатной температуре и обуславливать высокую чувствительность к водороду при комнатной температуре. При протекании описанных процессов (уменьшении энергии связи ионов кислорода и появление более слабо связанных фотоиндуцированных ионов кислорода) при освещении композиты становятся чувствительными к концентрации водорода в окружающей атмосфере при комнатной температуре.

В данной работе показано, что проводимость композитных пленок на основе оксидов индия и цинка обратимо меняется при напуске водорода в камеру как при освещении светом видимого диапазона без нагрева пленок, так и при нагреве пленок. Показано, что проводимость пленок при нагреве до температуры 400 °C, при которой проводимость начинает сильно зависеть от концентрации водорода в окружающей среде, близка к проводимости в условиях освещения светом видимого диапазона. Обсуждается роль нагрева и освещения в процессе переноса носителей заряда в композитных пленках.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-07-00251.

Литература

1. Bierwagen O. Indium oxide—a transparent, wide-band gap semiconductor for (opto)electronic applications // *Semicond. Sci. Technol.* 2015. Vol. 30, № 2. P. 024001.
2. Ozgur U. et al. A comprehensive review of ZnO materials and devices // *J. Appl. Phys.* 2005. Vol. 98, № 4. P. 1–103.
3. Kozhushner M.A. et al. Sensor Effect in Oxide Films with a Large Concentration of Conduction Electrons // *J. Phys. Chem. C.* 2017. Vol. 121, № 12. P. 6940–6945.
4. Ilin A.S. et al. Green light activated hydrogen sensing of nanocrystalline composite ZnO-In₂O₃ films at room temperature // *Sci. Rep. Springer US*, 2017. Vol. 7, № 1. P. 12204.
5. Nguyen T.T.D. et al. High response and selectivity toward hydrogen gas detection by In₂O₃ doped Pd@ZnO core-shell nanoparticles // *J. Alloys Compd.* 2021. Vol. 854. P. 157280.
6. Trakhtenberg L.I. et al. Effect of composition and temperature on conductive and sensing properties of CeO₂⁺ In₂O₃ nanocomposite film // *Sensors Actuators B Chem. Elsevier B.V.*, 2013. Vol. 187. P. 514–521.
7. Fan S., Srivastava A.K., Dravid V.P. UV-activated room-temperature gas sensing mechanism of polycrystalline ZnO // *Appl. Phys. Lett.* 2009. Vol. 95, № 14. P. 142106.

СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ И ФУНКЦИОНАЛЬНОЕ ПОВЕДЕНИЕ ВАКУУМНЫХ ПОКРЫТИЙ, ПОЛУЧЕННЫХ РЕАКТИВНЫМ МАГНЕТРОННЫМ РАСПЫЛЕНИЕМ КРЕМНИЯ

Доц. *Авдюхина В.М.*, в. н. с. *Хрущов М.М.*, н. с. *Левин И.С.*,
студент *Кашуркин Е.В.*, студент *Суляндзига Д.А.*

Представлены результаты комплексного исследования структурного состояния, химического состава, микромеханических и трибологических свойств вакуумных покрытий, полученных реактивным магнетронным распылением кремниевых мишеней.

Использование кремния для легирования алмазоподобных покрытий (АПП) получило широкое распространение вследствие его способности снижать внутренние напряжения, вызывающие появление микротрещин и поврежденных участков на дорожках трения, улучшать температурную стабильность свойств, коррозионную и износостойкость [1, 2]. Наличие кремния также позволяет снизить влияние влажности окружающей среды на коэффициент трения, что связывают с образованием гидроокислов кремния при трении его [3]. Проведенное в [4] исследование легированных кремнием и сочетанием кремний-углерод алмазоподобных покрытий, полученных методом химического осаждения (PACVD) с использованием кремнийорганических газообразных прекурсоров, показало, однако, что такие покрытия имели низкие антифрикционные свойства (коэффициент трения $f > 0,5$). В этой связи была поставлена цель получить легированные кремнием покрытия, обладающие приемлемым уровнем трибологических характеристик, используя реактивное магнетронное распыление кремниевых мишеней.

Технология реактивного магнетронного распыления, использованная авторами, описана ранее в [4]. В качестве рабочего газа использовали аргон; в качестве реактивной атмосферы – как чистые ацетилен с азотом, так и их смеси с 20, 40, 60 и 80 об. % азота; материалом распыляемой мишени служил кремний. При этом из числа полученных механически стабильными оказались только покрытия, нанесенных при 40, 80 и 100 об. % азота (другие покрытия через короткое время после извлечения из вакуумной камеры разрушились из-за высокого уровня внутренних напряжений). Характеристики пригодных для дальнейшего изучения и трибологических испытаний покрытий приведены в табл. 1. Для сравнения приводятся также данные PACVD покрытий, исследованных в [4].

Из представленных в табл. 1, только покрытие 1 имеет состав, близкий к SiC, с небольшой примесью кислорода; покрытие 2 содержит почти 90 ат. % кремния; состав покрытия 3, близкий Si₄N₃, указывает на возможную двухфазную структуру (Si₃N₄ + Si).

Номерами 4 и 5 в табл. 1 обозначены покрытия a -C:H:Si:O и a -C:H:Si:Mo:O, ранее изученные в [4]. Значения нанотвердости H покрытий 1, 2, 4 и 5 были измерены на нанотвердомере NHT (CSM International, Швейцария). Для покрытия 3 измерение H и E не проводили, а в качестве оценки были взяты значения из работы [5]. Трибологические испытания всех покрытий проводили по схеме сфера-диск в паре с керамикой нитрида кремния в качестве контртела. Для оценки работоспособности покрытий использовали методику трибологических испытаний на фрикционную усталость [6].

Таблица 1. Состав смеси реактивных газов, химический состав, толщина, нанотвердость и модуль упругости покрытий, полученных магнетронным распылением кремния в смесях ацетилена и азота

№ обр.	Состав смеси, об. %		Концентрация, ат. %				Химическая формула и тип структуры (указан в скобках)	Толщина покрытий ⁽¹⁾ , мкм	H, ГПа	E, ГПа
	C ₂ H ₂	N ₂	[Si]	[C]	[N]	[O]				
Магнетронное распыление										
1	60	40	42	51	—	7	Si _{0,42} C _{0,51} O _{0,07} (SiC)	4,0	18	190
2	20	80	88	—	—	12	Si _{0,88} O _{0,12} (Si)	2,5	28	216
3	—	100	57,5	1,5	41	—	Si _{0,58} N _{0,41} (Si ₃ N ₄)	4,4	17,6 ⁽²⁾	304 ⁽²⁾
Химическое осаждение из кремнийорганических прекурсоров [4]										
4	a-C:H:Si:O		14	66	2	17	Si _{0,14} C _{0,66} O _{0,17} N _{0,02}	0,5-1,0	8	70
5	a-C:H:Si:Mo:O		36	40	—	8	Si _{0,36} Mo _{0,16} C _{0,4} O _{0,08}	0,5-1,0	15,4	147

Примечания: ¹⁾ – толщина покрытий 1–3 рассчитана по привесу образцов в процессе напыления на основе плотности соответствующих кристаллических фаз;

²⁾ – в качестве оценки использовали данные [5].

Данные испытаний покрытий 1–4 приведены на рис. 1. На рис. 2 приведены электронные микрофотографии, показывающие вид дорожек трения в покрытиях 1 и 3. Видно, что эти покрытия отличаются достаточно большей пористостью. В покрытии 1, как следует из рис. 2(а), значительных следов поверхностного разрушения не наблюдается для всего диапазона используемых нагрузок ($P = 0,02$ - $0,2$ Н). В отличие от него в покрытии 3 признаки поверхностного разрушения видны уже при минимальных нагрузках (рис. 2(в)).

Соотнося рис. 1 и 2, можно заметить, что поведение коэффициента трения коррелирует с характером и степенью повреждений, наблюдаемых при трении. Так, в покрытии 3, начиная с $P = 0,05$ Н, разрушение носит хрупкий характер: появляются участки, развитый рельеф которых может быть объяснен многочисленными сколами приповерхностного слоя покрытия. На отдельных участках небольшие сколы отмечаются уже при $P = 0,02$ Н (рис. 2(г)). Одновременно с началом разрушения видим резкий рост f образца 3 (рис. 1(а)). В отличие от него при трении образца 1 наблюдается

преимущественно пластическая деформация поверхностного слоя (рис. 2(б)). С ростом нагрузки ширина наблюдаемых дорожек трения возрастает, что объясняется увеличением размеров пятна контакта. При этом при $P > 0,1$ Н отмечается размазывание материала покрытия, а размер пор, первоначально существовавших в покрытии и расположенных в средней части дорожки трения, уменьшается, и поверхность становится более гладкой. При этом часть пор, имеющих выход на поверхность, оказалась заполнена продуктами износа, имеющими тот же состав, что и основное покрытие. Коэффициент трения покрытия 1 при росте нагрузки меняется мало, оставаясь близким 0,35, что вдвое ниже, чем у образца 4. При этом покрытие 1, при испытаниях на фрикционную усталость показало высокую работоспособность во всем диапазоне нагрузок P (рис. 1(б)). Достаточно высокое значение $f \sim 0,4$, наблюдаемое при этом, скорее всего, объясняется составом покрытия, близким к SiC. Это согласуется с данными по коэффициенту трения PACVD покрытий с содержанием Si более 40 ат. %, полученных в смеси SiCl₄–метан [7]. При этом, как отмечают эти авторы, минимальный коэффициент трения ($f \leq 0,1$) должен наблюдаться в покрытиях с (15÷25) ат. % Si.

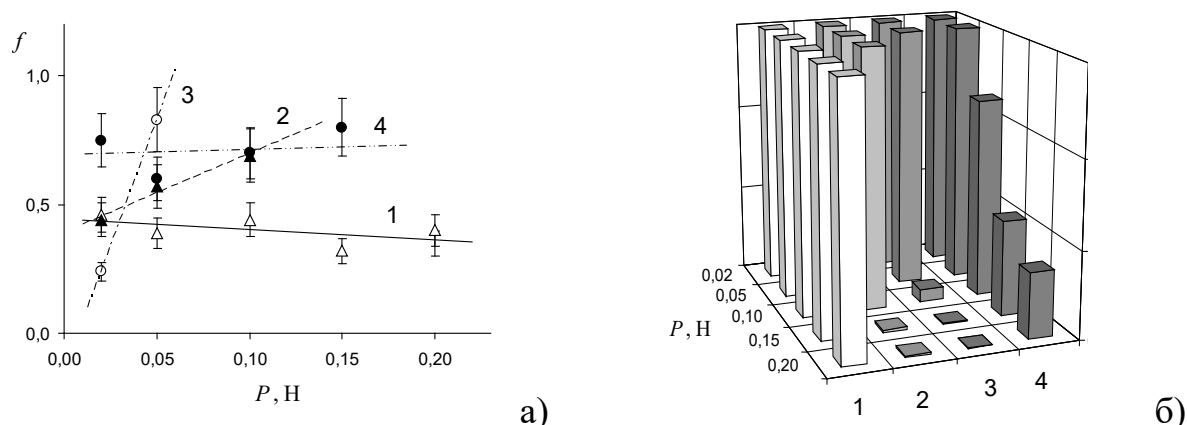


Рис. 1. Зависимости: (а) коэффициента трения f и (б) числа циклов до разрушения N от нагрузки P в процессе трибологических испытаний (нумерация образцов согласно табл. 1).

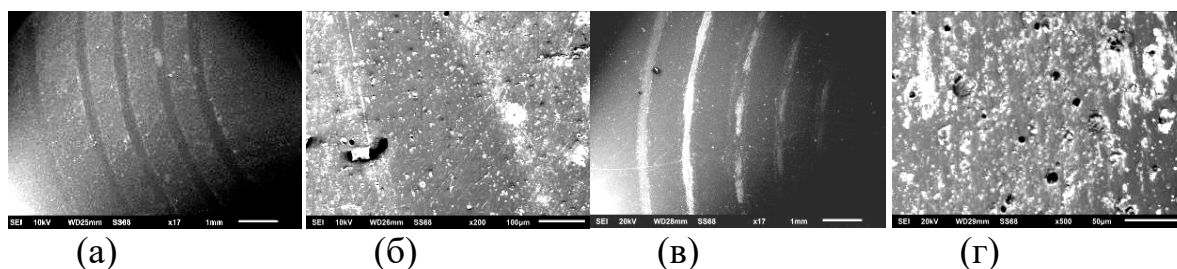


Рис. 2. Вид дорожек трения покрытий 1 (а, б) и 3 (в, г) (от периферии к центру нагрузка P возрастает с 0,02 до 0,2 Н): (а, в) – общий вид; (б, г) – дорожка трения при $P = 0,02$ Н.

Были проведены исследования структурно-фазового состояния изучаемых покрытий, используя рентгендифракционные методы (дифрактометр Thermo ARL X'TRA, Cu K_{α} -излучение, $\theta - \theta$ геометрия съемки). Было установлено, что для образцов 1 и 2 на дифрактограммах полностью отсутствуют структурные линии или диффузные максимумы, указывающие возможное образование выделений или зародышей какие-либо фаз. В то же время, в покрытии 3, наблюдается широкий диффузный максимум в области углов дифракции $2\theta \sim 30^\circ$, свидетельствующей о возможном возникновении областей ближнего порядка или наноразмерных выделений фазы Si_3N_4 (рис. 3). В этой связи для дальнейших исследований было решено привлечь спектроскопию комбинационного рассеяния (КР).

Исследования проводили с использованием спектрометра Horiba Labram (длина волны лазерного излучения – 532 нм). При этом пик аморфного углерода вблизи 1500 см^{-1} , характерный для алмазоподобного состояния, наблюдали только в образце 1, состав которого близок SiC.

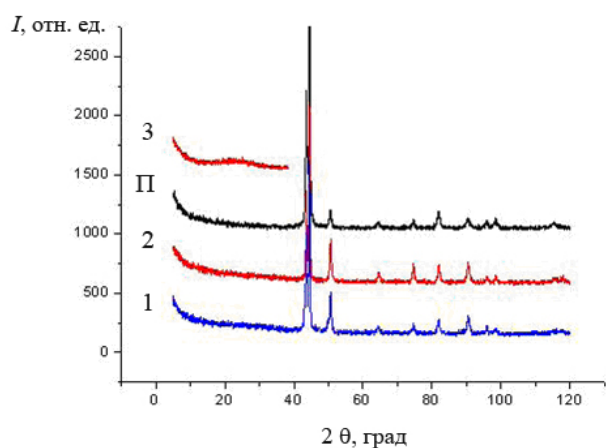


Рис. 3. Рентгеновские дифрактограммы покрытий 1 – 3, нанесенных на подложку; П – материала подложки (сталь 12X18Н10Т).

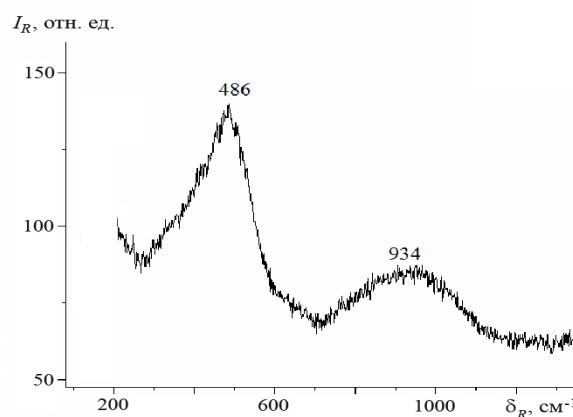


Рис. 4. Спектр КР покрытия 3, полученного магнетронным распылением в смеси аргона с азотом.

Одновременно в нем наблюдалась сильная фоновая флуоресценция от фазы SiO_2 , присутствующей, по-видимому, в тонком приповерхностном слое покрытия. Такой вывод можно сделать на том основании, что подобная же интенсивная фоновая флуоресценция в широком диапазоне волновых чисел наблюдалось и в покрытии 2, для которого присутствие кислорода было подтверждено экспериментально (см. табл. 1).

Рамановский спектр покрытия 3 представлен на рис. 4. В отличие от двух предыдущих образцов, в нем отчетливо были видны две размытых спектральных линии при волновых числах, близких 480 и 950 см^{-1} . Соглас-

но [8, 9], спектр с такими особенностями при $\sim(400\div 500)$ и $\sim(900\div 1000)$ см⁻¹ должен быть характерен для аморфного нитрида кремния.

Выводы. В результате проведенного исследования покрытий на основе кремния, полученных реактивным магнетронным распылением в смеси ацетилен-азот установлено, что:

1) трибологические свойства этих покрытий существенно выше, чем у ранее изученной авторами группы PACVD покрытий, легированных кремнием и кислородом;

2) покрытия, полученные магнетронным распылением в смеси с содержанием азота, близком 40 об. %, обладают высоким сопротивлением фрикционной усталости в условиях тяжело нагруженного контакта, а углерод, присутствующий в них имеет алмазоподобную структуру;

3) покрытия, полученные реактивным магнетронным распылением в чистом азоте, имеют аморфную структуру.

Авторы благодарят РФФИ за поддержку данной работы (проект № 19-08-01011).

Литература

1. Хрущов М.М. // Современные технологии модифицирования поверхностей деталей машин / Под ред. Г.В.Москвитина. – М.: ЛЕНАНД. 2013. С. 78-113.
2. Meškinis Š., Tamulevičienė A. // Materials Science (Medžiagotyra). 2011. V. 17. P. 358-370.
3. Oguri K., Arai T. // J. Surf. Coat. Technol. 1991. V. 47. P. 710-721.
4. Левин И.С., Хрущов М.М., Марченко Е.А., Авдюхина В.М. // Вестник Моск. ун-та. Сер. 3. Физика, астрономия. 2016. № 2. С. 46-52.
5. Gong J., Miao H., Peng Z., Qi L. // Mat. Sci. Eng. A. 2003. V. 354. P. 140-145.
6. Комбалов В.С. Методы и средства испытаний на трение и износ конструкционных и смазочных материалов. Справочник / Под ред. К.В. Фролова и Е.А. Марченко. – М.: Машиностроение. 2008. 384 с.
7. Oguri K., Arai T. // Thin Solid Films. 1992. V. 208. P. L58-L60.
8. Wada N., Solin S.A., Wong J., Prochazka S. // J. Non-Cryst. Sol. 1981. V. 43. P. 7-15.
9. Beshkov G., Shi L., Lazarova V., Nedev N., Georgiev S.S. // Vacuum. 2003. V. 69. P. 301-305.

Подсекция:
БИОФИЗИКА

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

ХИРАЛЬНОСТЬ КАК КЛЮЧЕВОЙ СИММЕТРИЙНЫЙ ФАКТОР В ПРОЦЕССАХ СТРУКТУРНОЙ САМООРГАНИЗАЦИИ В МОЛЕКУЛЯРНОЙ БИОФИЗИКЕ	46
Мл.науч.сотр. <i>Малышко Е.В.</i> , студентка <i>Багрова О.Е.</i> , студентка <i>Семенова Е.В.</i> , зав. кафедрой биофизики проф. <i>Твердислов В.А.</i>	46

ХИРАЛЬНОСТЬ КАК КЛЮЧЕВОЙ СИММЕТРИЙНЫЙ ФАКТОР В ПРОЦЕССАХ СТРУКТУРНОЙ САМООРГАНИЗАЦИИ В МОЛЕКУЛЯРНОЙ БИОФИЗИКЕ

Мл.науч.сотр. *Малышко Е.В.*, студентка *Багрова О.Е.*, студентка *Семенова Е.В.*, зав. кафедрой биофизики проф. *Твердислов В.А.*

Явление несимметричной хиральности в живых системах в последнее время привлекает внимание как фундаментальная проблема в научном мире. Множатся экспериментальные данные, подходы и мнения по вопросу о Земном или космическом происхождении явления. Тем не менее, не обсуждается вопрос о биологической значимости феномена, этого эволюционно отобранного и закрепившегося общебиологического признака живого. Так, всеобщая иерархичность природы является функционально значимым атрибутом всех биологических систем, поскольку позволяет сочетать разномасштабные процессы в пространстве и времени, сопрягая их в различных жизненных проявлениях. Центральным утверждением в развиваемой нами концепции является положение о том, что образование молекулярно-биологических иерархий непосредственно связано с явлением хиральности [1, 2]. В биологических системах обнаружен общий системный принцип спонтанного формирования дискретных иерархических структур в исходно гомохиральных системах. Его характерная особенность проявляется в формировании череды вложенных или параллельно развивающихся структур с подобным или изменяющимся типом симметрии, возрастающим масштабом и, что принципиально важно, изменяющимся знаком хиральности. Гомохиральные системы, в принципе, неравновесны и способны к структурным перестройкам в ходе диссипации свободной энергии.

В макромолекулярных системах выделены как хиральные инварианты знакопеременные иерархии хиральных структур в последовательностях от «нижнего» ассиметричного атома углерода в sp^3 -гибридизации до суперспиралей и надмолекулярных структур. Отмечено чередование знака хиральности D–L–D–L при переходе на более высокий уровень структурно-функциональной организации ДНК для наиболее распространённой В-формы. Последовательность смены знака хиральности в структурно-функциональной иерархии белковых структур подобна той, что мы наблюдаем для ДНК, но стартует с левого энантиомера: L-D-L-D. Система хиральных первичных–четвертичных структур ДНК и белков в целом составляет ахиральный инвариант – симметрическое ядро молекулярной биологии.

В этом отношении именно живая природа продемонстрировала картину общефизического/химического явления, поскольку макроскопических гомохиральных систем в неживой природе вследствие рацемизации не существует. Тем не менее, и в искусственных небиологических гомохи-

ральных системах нами обнаружены многочисленные примеры спонтанного формирования знакопеременных структурных хиральных иерархий.

Исследования по выявлению закономерностей и соответствий между «хиральным» строением белка и его функциями могут позволить глубже понять тонкие механизмы конформационных подвижек в глобулах белков при их функционировании, в частности, посредством анализа структуры их полипептидной цепи. Проведен анализ распределения хиральных вторичных структур и суперспиралей типа coiled coil в полипептидных цепях белков различных функциональных классов. В этих представлениях нами впервые были рассмотрены первые восемь функциональных классов белков в соответствии с классификацией Protein Data Bank: белки вирусов, шапероны, изомеразы, оксидоредуктазы, гидролазы, структурные белки, белки экзо- и эндоцитоза и белки транспорта электронов. Суммарно проанализировано свыше 460 белковых структур. Показано, что в данной подборке 31% аминокислотных остатков не образует регулярные вторичные структуры, 57% входят в спирали, 53% из которых приходится на α -спирали и 4% на спирали 3_{10} , 12% остатков образуют β -листы. Все исследованные спирали были правозакрученными. Отметим общее свойство, замеченное у белков исследованных групп: преобладание нерегулярных участков в начале и в конце цепей, что согласуется с упрощенным представлением о белковой глобуле как о гидрофобном ядре в гидрофильной оболочке. Выявление закономерностей и соответствий между строением белка и его функциями в будущем может способствовать созданию новых бионических материалов, а также разработке более эффективных лекарственных препаратов.

Особенности взаимодействия изомеров с асимметричными химическими соединениями организма важно учитывать при создании лекарственных препаратов, так как может оказаться, что одна форма лекарственного средства обладает терапевтическим эффектом, а другая может не усваиваться, являться менее активной или даже вызывать серьезные осложнения, являясь для организма токсичной. В настоящее время физическая природа различий в терапевтическом воздействии энантиомеров не установлена, хотя эта проблема является одной из важнейших в фармакологии. Ключом к пониманию взаимодействия хирального лекарственного средства с хиральной мишенью может являться системная молекулярно-биологическая закономерность - тенденция чередования знака хиральности структурных и функциональных уровней для ДНК и для белков. В развитие концепции о роли хиральности в структурообразовании биомолекул была проанализирована подборка лекарственных средств, выполненна их классификация по следующим критериям: по воздействию на организм, активному изомеру, типу лекарственного препарата и мишени воздействия.

Проведенный нами анализ 100 лекарственных препаратов с позиции хиральности позволил установить, какая из форм лекарственных препаратов чаще оказывает терапевтическое воздействие, а также высказать предположения о возможных физико-химических механизмах такого специфического воздействия. Установлено, что большинство L-форм хиральных лекарственных средств (73%) обладает терапевтическим эффектом, а D-формы препаратов чаще являются неактивными или менее активными изомерами. Отмечено, что среди вызывающих побочные действия изомеров чаще встречаются D-формы лекарственных средств. В представленной подборке лекарственных препараты с активными L-изомерами чаще являются анальгезирующими, антиангинальными и гипотензивными средствами. Выделены типы наиболее часто встречающихся мишеней воздействия для лекарственных препаратов с активной L-формой. Полученные результаты могут быть использованы для выработки системы корреляций во взаимосвязи между знаком хиральной формы лекарственного средства и ее воздействием на конкретную хиральную молекулярную мишень.

Исследование выполнено при частичной финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 19-74-00082).

Литература

1. V.A.Tverdislov Chirality as an Instrument of Stratification of Hierarchical Systems in Animate and Inanimate Nature <http://arxiv.org/abs/1212.1677>
2. Tverdislov, V.A. & Malyshko, E.V. On regularities of spontaneous formation of structural hierarchies in chiral systems of non-living and living nature. Physics Uspekhi 189, 4, 375-385 (2019).

Подсекция: МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА

Сопредседатели

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

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВИРУСА ГРИППА H1N1 С ПОРИСТЫМ СЛОЕМ КРЕМНИЕВЫХ НАНОНИТЕЙ	51
<i>М.н.с. Гончар К.А., студент Моисеев Д.В., аспирант Божьев И.В., аспирант Агафилушкина С.Н., с.н.с. Осминкина Л.А.</i>	
ВЛИЯНИЕ ИМПРЕГНАЦИИ НАНОЧАСТИЦ НА ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ФАНТОМОВ И ТКАНЕЙ	53
<i>Вед. инж. Касьяненко Е.М., с.н.с. Омельченко А.И. (ИФТ ФНИЦ «Кристаллография и Фотоника» РАН), с.н.с. Александровская Ю. М. (ИФТ ФНИЦ «Кристаллография и Фотоника» РАН), зав. лаб. «Биофотоники» Баум О.И. (ИФТ ФНИЦ «Кристаллография и Фотоника» РАН).</i>	
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТОМОГРАФИИ В КОНИЧЕСКОМ ПУЧКЕ ДЛЯ ВЕРИФИКАЦИИ СТЕРЕОТАКСИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА ПРИ РАДИОХИРУРГИИ НА АППАРАТЕ LEKSELL GAMMA KNIFE ICON	54
<i>Студ. И.И. Банникова, медфизик, к.ф.-м.н. А.В. Далечина (Центр Гамма-нож при ФГАУ НМИЦ Нейрохирургии им. акад. Н.Н. Бурденко), медфизик В.В. Костюченко (Центр Гамма-нож при ФГАУ НМИЦ Нейрохирургии им. акад. Н.Н. Бурденко).....</i>	
ДИФфуЗИОННО-ВЗВЕШЕННАЯ МАГНИТНО-РЕЗОНАНСНАЯ ТОМОГРАФИЯ В ПЛАНИРОВАНИИ СТЕРЕОТАКСИЧЕСКОГО ОБЛУЧЕНИЯ	56
<i>М.н.с. Уразова К.А., проф. Черняев А.П., с.н.с. Горлачев Г.Е. (ФГБУ «НМИЦ онкологии им. Н.Н. Блохина»)</i>	
ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛУЧЕНИЯ ZR-89 С ПОМОЩЬЮ УСКОРИТЕЛЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ.....	59
<i>Желтоножская М. В., Желтоножский В. А., Ремизов П. Д., Черняев А. П., Юсюк Д. А., Яценко В. Н. (ФМБЦ им. А.И. Бурназяна ФМБА).....</i>	
НОВЫЙ МЕТОД МЕХАНИЧЕСКОГО РАЗРУШЕНИЯ ОПУХОЛЕЙ ПРОСТАТЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИМПУЛЬСНЫХ УДАРНО-ВОЛНОВЫХ СФОКУСИРОВАННЫХ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ПУЧКОВ.....	62
<i>М.н.с. П. Б. Росницкий, доц. С. А. Цысарь, в.н.с. С. В. Буравков, м.н.с. М. М. Карзова, асп. Е. М. Пономарчук, проф. О. А. Сапожников, доц. Т. Д. Хохлова (Центр промышленного и медицинского ультразвука, Университет шт. Вашингтон, Сиэтл, США), асс. А. Д. Максвелл (Центр промышленного и медицинского ультразвука, Университет шт. Вашингтон, Сиэтл, США), Зав. отд. А. В. Кадрев (МНОЦ МГУ), с.н.с. Д. А. Охоботов (фак. Фундаментальной медицины МГУ), директор МНОЦ А. А. Камалов, асс. Д. Р. Шейд (Центр промышленного и медицинского ультразвука, Университет шт. Вашингтон, Сиэтл, США), доц. В. А. Хохлова.....</i>	
РЕАЛИЗАЦИЯ РАДИОГРАФИЧЕСКОГО РЕЖИМА ВЫВОДА ПУЧКА НА СИНХРОТРОНАХ ДЛЯ ПРОТОННОЙ ТЕРАПИИ	64
<i>Асп. Пряничников А.А., асп. Белихин М.А., с.н.с. Жоголев П.Б. (ФТЦ ФИАН), м.н.с. Шемяков А.Е. (ФТЦ ФИАН), Черняев А.П., Chief technical officer ProtonVDA Inc. Rykalin V.</i>	
МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОЛОВКИ МЕДИЦИНСКОГО ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ	67
<i>Проф. Черняев А.П., асс. Лыкова Е.Н., с.н.с. Желтоножская М.В., студ. Щербакова А.А., студ. Золотов С.А.</i>	

РАЗРАБОТКА НОВЫХ МЕТОДОВ МАГНИТНО-РЕЗОНАНСНОЙ ТОМОГРАФИИ НА ЯДРАХ ФТОРА-19.....	68
<i>Инженер-лаборант Павлова О.С.¹, ст. науч. сотр. Анисимов Н.В.¹, ст. науч. сотр. Гуляев М.В.¹, профессор Пирогов Ю.А.², заведующий кафедрой медицинской физики Панченко В.Я.².....</i>	
ПРОТОТИП ВОДНОГО ДИНАМИЧЕСКОГО ФАНТОМА ДЛЯ ПРОТОННОЙ ТЕРАПИИ СКАНИРУЮЩИМ ПУЧКОМ.....	79
<i>Белихин М.А., Исмаилова А.А. (НИЯУ МИФИ), Пряничников А.А., Черняев А.П., Шемяков А.Е., Шкурупий М.С. (НИЯУ МИФИ)</i>	
ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ СРЕД С МАГНИТНЫМИ НАНОЧАСТИЦАМИ БЕЗ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МНОГОКАНАЛЬНОГО МАГНИТОЭНЦЕФАЛОГРАФА.....	82
<i>Инженер А.Ю. Юреня^{1,2*}, зам. руководителя ОФАТ Кк НБИКС-пт М.А. Поликарпов², руководитель института математических проблем биологии РАН М.Н. Устинин³, с.н. с. С.Д. Рыкунов³, проф. В.Я. Панченко^{1,2}.....</i>	
КОРРЕКЦИЯ АРТЕФАКТОВ ИЗОБРАЖЕНИЙ КОМПЬЮТЕРНОЙ ТОМОГРАФИИ И ЕЁ ВЛИЯНИЕ НА КАЧЕСТВО РАСЧЁТОВ ДОЗОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ	83
<i>Проф. Черняев А. П., асп. Овечкина А. В., н.с. Антипина Н. А. (ФГАУ «НМИЦ Нейрохирургии им. ак. Н.Н. Бурденко»), медфизик Далечина А. В. (Центр "Гамма- нож АО "Деловой центр нейрохирургии"), н.с. Беляев М. Г. (Сколковский Институт Науки и Технологий).....</i>	
РОЛЬ АДЕНИЛАТЦИКЛАЗНОГО СИГНАЛЬНОГО КАСКАДА В ИЗМЕНЕНИИ МИКРОМЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЭРИТРОЦИТОВ	86
<i>Асп. Семенов А.Н., с.н.с. Шишин Е.А., м.н.с. (ЦИТО им. Н.Н. Приорова) Родионов С.А. врач-эндокринолог (МНОЦ МГУ) Фабричнова А.А., м.н.с. (ВМК МГУ) Устинов В.Д. проф. (ЯГПУ им. К.Д. Ушинского) Муравьев А.В., доц. Приезжев А.В.</i>	
МЕТОДЫ ОЦЕНКИ ДОСТАВЛЕННОЙ ДОЗЫ С УЧЕТОМ ЕЖЕДНЕВНОГО ПОЗИЦИОНИРОВАНИЯ ПАЦИЕНТА ПРИ ПРОВЕДЕНИИ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ НА АППАРАТЕ ТОМОТНЕРАРУ	89
<i>Проф. Черняев А.П., Товмасын Д.А., Логинова А.А. (НМИЦ ДГОИ им. Д. Рогачева).....</i>	
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ АННИГИЛЯЦИОННЫХ ФОТОНОВ КАК МЕТОД КОНТРОЛЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДОЗЫ В ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ НА ПУЧКАХ ФОТОНОВ И ПОЗИТРОНОВ	91
<i>Инж. Синельников А.Г., проф. Черняев А.П., асп. Морозова Е.П.....</i>	
МЕТОД БЕСКОНТАКТНОЙ ТЕРАГЕРЦОВОЙ РЕГИСТРАЦИИ ФУНКЦИИ ДЫХАНИЯ ЧЕЛОВЕКА.....	92
<i>Берловская Е. Е., Черкасова О. П. (ИЛФ СО РАН), Ожередов И. А., Адамович Т. В. (Факультет психологии, МГУ), Исайчев Е. С. (Факультет психологии, МГУ), Исайчев С. А. (Факультет психологии, МГУ), Макуренов А. М., Вараксин А. Н. (НИЦ РО (ЗАО)), Гатилов С. Б. (НИЦ РО (ЗАО)), Куренков Н. И. (НИЦ РО (ЗАО)), Черноризов А. М. (Факультет психологии, МГУ), Шкуринов А. П. ..</i>	
ВОЗМОЖНОСТИ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ СТАДИЙ ФИБРИЛЛООБРАЗОВАНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДОВ ОПТИЧЕСКОЙ МИКРОСКОПИИ И СПЕКТРОСКОПИИ	94
<i>Асп. Ровнягина Н.Р., Будылин Г.С. (НИУ ВШЭ), с.н.с. Шишин Е.А., проф. Вайнер Ю.Г. (Институт спектроскопии РАН; НИУ ВШЭ), студ. Хасан А. (НИЯУ МИФИ)</i>	

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВИРУСА ГРИППА H1N1 С ПОРИСТЫМ СЛОЕМ КРЕМНИЕВЫХ НАНОНИТЕЙ

М.н.с. *Гончар К.А.*, студент *Моисеев Д.В.*, аспирант *Божьев И.В.*,
аспирант *Агафилушкина С.Н.*, с.н.с. *Осминкина Л.А.*

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*.

В представленной работе была продемонстрирована возможность создания оптического сенсора вирусов гриппа H1N1 на основе пористого слоя кремниевых нанонитей (ПКНН). Методами электронной микроскопии и оптической спектроскопии исследовалось взаимодействие вирусов гриппа с ПКНН.

Показано, что полученные слои ПКНН имеют однородную пористую структуру и состоят из пористых нанонитей диаметром 50-200 нм и расстоянием между нанонитями 100-200 нм. Толщина слоя ПКНН (d) составляет 200 нм. Пористость образцов рассчитывалась с использованием приближения эффективной среды модели Бруггемана и составила 42%.

На рисунке 1 (a,b) представлены микрофотографии сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) поверхности ПКНН с различным увеличением после адсорбции вируса H1N1. Вирусы видны на поверхности в виде сфероидальных белых наночастиц диаметром 80-100 нм. На Рисунке 1 (c,d) представлены микрофотографии просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) вирусов до и после взаимодействия с ПКНН.

Спектры отражения ПКНН до и после адсорбции вируса гриппа H1N1 характеризовались наличием интерференционных полос, которые возникают в результате интерференции Фабри-Перо и объясняются отражением белого света на верхней и нижней границах слоя ПКНН. Эффективная оптическая толщина слоя ПКНН определяется уравнением:

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

где m - порядковый номер максимума интерференционного спектра, λ - длина волны света, d - толщина, а n_{eff} - эффективный показатель преломления слоя ПКНН (диаметр нанонитей и расстояние между ними меньше длины волны света). Обнаружено смещение интерференционных пиков в

спектрах отражения ПКНН после адсорбции вируса, что объясняется изменением n_{eff} образцов. Рассчитанные из спектров отражения значения n_{eff} составили 2,1 для исходной пленки ПКНН, и 2,3 после адсорбции вируса. Рассчитанная согласно приближению эффективной среды Бруггемана, эффективность заполнения вирусом пор ПКНН составила 25%.

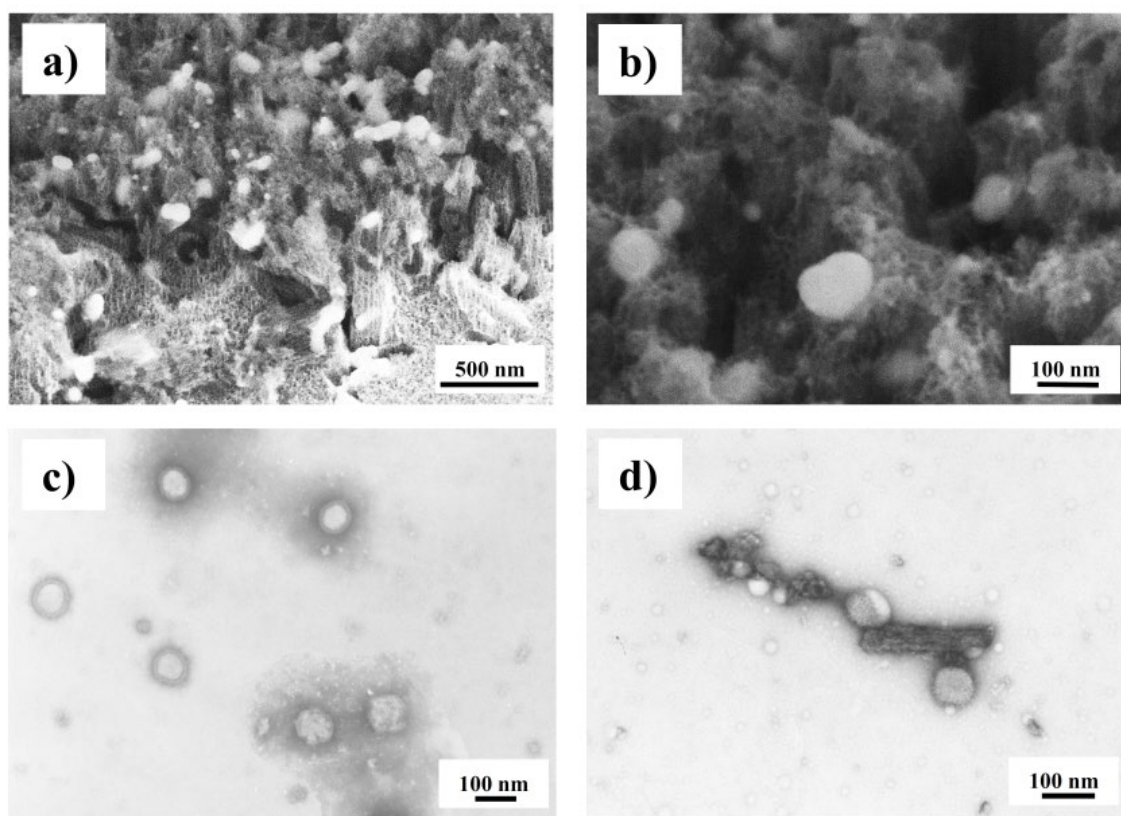


Рис. 1. (а, б) микрофотографии СЭМ слоя ПКНН после адсорбции вируса H1N1, с различным увеличением; (в) ПЭМ изображение вирионов H1N1; (д) ПЭМ-изображения ПКНН, которые были отделены от подложки c-Si после их взаимодействия с вирионами.

Представленные изменения в спектрах отражения белого света ПКНН после адсорбции вирионов указывают на возможность создания на их основе оптического интерференционного сенсора для обнаружения вирусов гриппа.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (Грант №20-12-00297).

Литература

[1] K.A. Gonchar, L.A. Osminkina, R.A. Galkin, M.B. Gongalsky, V.S. Marshov, V.Y. Timoshenko, M.N. Kulmas, V.V. Solovyev, A.A. Kudryavtsev, V.A. Sivakov. Journal of nanoelectronics and optoelectronics, 2012, 7(6), 602-606.

- [2] V. V. Doan, M. J. Sailor, Science, 1992, 256, 1791.
- [3] V. S.-Y. Lin, K. Motesharei, K.-P. S. Dancil, M. J. Sailor, M. R. Ghadiri, Science, 1997, 278(5339), 840-843.
- [4] M. J. Sailor, J. R. Link, Chem. Commun., 2005, 11, 1375–1383.
- [5] N. Massad-Ivanir, G. Shtenberg, N. Raz, C. Gazenbeek, D. Budding, M. P. Bos, E. Segal, Scientific Reports, 2016, 6, 38099.

ВЛИЯНИЕ ИМПРЕГНАЦИИ НАНОЧАСТИЦ НА ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ФАНТОМОВ И ТКАНЕЙ

Вед. инж. *Касьяненко Е.М.*, с.н.с. *Омельченко А.И.* (ИФТ ФНИЦ «Кристаллография и Фотоника» РАН), с.н.с. *Александровская Ю. М.* (ИФТ ФНИЦ «Кристаллография и Фотоника» РАН), зав. лаб. «Биофотоники» *Баум О.И.* (ИФТ ФНИЦ «Кристаллография и Фотоника» РАН).

Уменьшение длительности и мощности лазерного воздействия при медицинских операциях по изменению формы хряща [1] и его регенерации [2] важно для успешного приживления трансплантата без последующего лизиса ткани. Наночастицы (НЧ) активно применяются в медицине, и одной из ниш их использования является усиление фототермического эффекта при лазерном воздействии на биоткани. В качестве таких НЧ могут служить оксидные соединения металлов переходной группы элементов (Fe, Ti, W, Mo), а также бифункциональные наночастицы магнетита. В данной работе исследован фототермический эффект НЧ оксидных бронз (Na_xTiO_2 , K_xMoO_3 , K_xWO_3 , H_xMoO_3) [3, 4] и магнетита при нагреве Er-волоконным лазером с длиной волны 1,56 мкм хрящевой реберной ткани свиньи и гелевых фантомов, в диапазоне температур от -10°C до 50°C . Методом оптической когерентной эластографии, проведено исследование внутренних напряжений полиакриламидных фантомов, пропитанных НЧ при лазерном облучении в импульсно-периодическом режиме.

Продемонстрирован фототермический эффект при лазерном нагреве высушенных капель растворов НЧ определенной концентрации, обнаружено, что наибольший нагрев имеют капли раствора наночастиц K_xWO_3 . Однако при импрегнации в хрящевую ткань обнаружено, что импрегнация НЧ Na_xTiO_2 увеличивает температуру нагрева ткани на 15%, а НЧ K_xMoO_3 на 30%. Пропитка образцов НЧ магнетита увеличивает их нагрев на 25% по сравнению с интактными образцами.

Посредством ОКТ эластографии получена визуализация внутренних напряжений структуры хрящевой ткани при импульсно-периодическом лазерном воздействии. Анализ относительных величин амплитуд напряжений проведен в глубину по оси лазерного воздействия, а также в перпенди-

кулярном направлении. Обнаружено, что НЧ Na_xTiO_2 увеличивают величину внутренних напряжений, а НЧ магнетита в концентрации используемой для медицинского применения создают засветки и шумы на снимках ОКТ.

Таким образом, в работе доказана эффективность введения различных НЧ для увеличения эффекта фотоупругости в тканях.

Авторы благодарят сотрудников Югорского Государственного университета профессора Гуляеву П. Ю. и доцента Котвановой М. К. за предоставление порошков бронз для приготовления растворов НЧ, использованных в данной работе. Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН.

Литература

1. Sobol, E., Baum, O., Alexandrovskaya, Y., Shekhter, A., Selezneva, L., & Svistuskin, V. (2017, February). // Proc. of SPIE. 2017. V. 10039, p. 100390U
2. Sobol E. N. et al. Laser-induced regeneration of cartilage //Journal of Biomedical Optics. – 2011. – Т. 16. – №. 8. – С. 080902
3. Гуляев, П. Ю., Котванова, М. К., Павлова, С. С., Соболев, Э. Н., Омелченко, А. И. //Российские нанотехнологии. 2012. Т. 7. №. 3-4. С. 62-64
4. P. Yu. Gulyaev, M. K. Kotvanova, and A. I. Omelchenko // Inorganic Materials: Applied Research, 2018, Vol. 9, No. 3, pp. 540–545

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТОМОГРАФИИ В КОНИЧЕСКОМ ПУЧКЕ ДЛЯ ВЕРИФИКАЦИИ СТЕРЕОТАКСИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА ПРИ РАДИОХИРУРГИИ НА АППАРАТЕ LEKSELL GAMMA KNIFE ICON

Студ. *И.И. Банникова*, медфизик, к.ф.-м.н. *А.В. Далечина* (Центр Гамма-нож при ФГАУ НМИЦ Нейрохирургии им. акад. Н.Н. Бурденко),
медфизик *В.В. Костюченко* (Центр Гамма-нож при ФГАУ НМИЦ
Нейрохирургии им. акад. Н.Н. Бурденко)

Leksell Gamma Knife Icon (LGK Icon) позволяет проводить лечение с использованием двух средств иммобилизации: стереотаксической рамы и индивидуальной термопластической маски [1]. Icon оснащен дополнительными возможностями для проведения фракционированного облучения, а именно конусно-лучевым компьютерным томографом (КЛКТ, англ. Cone Beam CT) и системой слежения за положением пациента с помощью инфракрасной камеры (англ. Intra-Fraction Motion Management) [2]. Выполнение конусно-лучевой томографии перед лечением позволяет задать стереотаксическую систему координат, в котором определяется положение

патологического очага в пространстве, а также провести верификацию стереотаксического пространства, определенного на основе рамы [9], [10].

Одной из важных задач, возникающих при работе с Leksell Gamma Knife Icon, является исследование расхождений в дозовых распределениях при КЛКТ верификации стереотаксического пространства, определенного с помощью рамы. Цель данной работы заключается в оценке различий в определении стереотаксических пространств и выявление возможных причин наблюдаемых расхождений.

Во время лечения в центре стереотаксической радиохирургии при ФГАУ НМИЦ нейрохирургии им. акад. Н.Н. Бурденко с июля 2018 года по декабрь 2019 года 529 пациентам была сделана КЛКТ верификация стереотаксического пространства в раме. Среди пациентов 343 (65,1%) были женщины и 184 (34,9%) были мужчины. 175 (33,1%) случаев - менингиомы, 142 (26,8%) - вестибулярные шванномы, 116 (21,9%) - метастазы, 21 (4,0%) - артериовенозные мальформации, 75 (14,2 %) - другие диагнозы. Вес и индекс Карновского были получены для 122 пациентов.

В качестве возможных факторов, влияющих на различие в стереотаксических пространствах, были исследованы: среднее и максимальное отклонение контрастных меток на МРТ изображениях, положение центра мишени, стереотаксические координаты задних и передних шипов в системе планирования, объем мишени, возраст, вес, индекс Карновского, диагноз. Оценивалась их связь с поступательными и вращательными смещениями, максимальным сдвигом шота (MSD, от англ. max shot displacement), а также разницей покрытия мишени предписанной дозой.

Обработка и анализ полученных результатов производилась в среде анализа статистических данных R (RStudio version 2). Полученные величины описываются нормальным распределением. Для выявления закономерностей между рассматриваемыми параметрами были использованы множественная линейная регрессия и многофакторный дисперсионный анализ для количественных и качественных величин соответственно. Результаты с $p < 0,05$ считались статистически значимыми.

В нашей работе только у 1,5% поступательное смещение превышало 1 мм и у 1,1% вращательное смещение было больше 1° , максимальное смещение шота более 1 мм у 5,5%. При этом снижение покрытия на 5% наблюдалось у 8,3% (32) пациентов.

В результате статистического анализа было выявлено, что отклонение маркеров на МРТ от модельного положения, пол, вес пациента, сторона расположения мишени, индекс Карновского, высота точки фиксации задних шипов являются предикторами увеличения вращательных и поступательных смещений, а также максимального сдвига шота (факторы расположены в порядке убывания значимости).

В дальнейшем планируется определить значимость выявленных закономерностей для клинического результата.

Литература

1. Elekta. Leksell Gamma Knife® ICON™ product brochure: © 2019 Elekta AB.
2. Elekta. Leksell Gamma Knife® Icon™ Instructions for Use© 2015 Elekta Instrument AB.
3. *Leksell L.* The stereotactic method and radiosurgery of the brain. *Acta Chir Scand* 1951;102:316–9.
4. Elekta. Online Reference Manual: Leksell Gamma Plan: Elekta Instrument AB; 2017.
5. *Karlsson, B., Kalend, A., & Martinez, R.* (2011). Frame stability and anatomical QA in radiosurgery. *Acta Neurochirurgica*, 153(11), 2265–2270.
6. *Chen, J. C. T., Rahimian, J., Girvigian, M. R., & Miller, M. J.* Contemporary methods of radiosurgery treatment with the Novalis linear accelerator system. *Neurosurgical Focus*, 2007, 23(6), E3.
7. *Conti, A., Romanelli, P., Pantelis, E., Soltys, S. G., Cho, Y. H., & Lim, M.* (Eds.). (2020). *CyberKnife NeuroRadiosurgery*.
8. *Lunsford, L. D., Niranjan, A., Fallon, K., & Kim, J. O.* (2019). Frame versus Frameless Leksell Stereotactic Radiosurgery. *Leksell Radiosurgery*, 19–27.
9. *Sunil W. Dutta, Roman O. Kowalchuk, Daniel M. Trifiletti, M. Sean Peach, Jason P. Sheehan, James M. Larner, David Schlesinger,* Stereotactic Shifts During Frame-Based Image-Guided Stereotactic Radiosurgery: Clinical Measurements (2018)
10. *Peach MS, Trifiletti DM, Dutta SW, Larner JM, Schlesinger DJ, Sheehan JP.* Spatial shifts in frame - based Gamma Knife radiosurgery: a case for cone beam CT imaging as quality assurance using the Gamma Knife® Icon™. *J Radiosurg SBRT*. 2018;5:315–322.

ДИФфуЗИОННО-ВЗВЕШЕННАЯ МАГНИТНО-РЕЗОНАНСНАЯ ТОМОГРАФИЯ В ПЛАНИРОВАНИИ СТЕРЕОТАКСИЧЕСКОГО ОБЛУЧЕНИЯ

М.н.с. Уразова К.А., проф. Черняев А.П., с.н.с. Горлачев Г.Е. (ФГБУ «НМИЦ онкологии им. Н.Н. Блохина»)

Введение. Диффузионно-взвешенная магнитно-резонансная томография (ДВ МРТ) представляет собой технику магнитно-резонансной томографии (МРТ), предоставляющую информацию о микроскопических смещениях молекул воды, которые происходят в биологических тканях за счёт физической диффузии. ДВ МРТ позволяет рассчитывать различные карты количественных характеристик диффузии, совместный анализ которых наряду с другими модальностями актуален для медицинской диагно-

стики и терапии с точки зрения классификации опухолей [1], определения степени их злокачественности [2], дифференциации различных морфологических структур опухолевых и неопухолевых патологических процессов [3], течения и исхода заболеваний, в частности клинического ответа на проведённое лечение [4]. На основе диффузионных данных МРТ возможно реализовать трехмерную реконструкцию волокон белого вещества, называемую трактографией, позволяющую оценивать расстояние и степень вовлечения белого вещества головного мозга в патологический процесс, а также реконструировать и изучать комплексные карты сложной сети связей в головном мозге. При работе с диффузионными данными МРТ возникают проблемы, касающиеся: обработки неоднозначных локальных геометрий [5], реконструкции вблизи коры [6], пространственного и углового разрешений, ложных срабатываний [7], артефактов и т.д. Основной целью данного проекта является разработка эффективных методик обработки диффузионных данных и построения трактов белого вещества головного мозга, а также реализация комплекса программ для внедрения в рутинное планирование лучевой терапии.

Материалы и методы. Метод коррекции искажений данных, вызванных наведёнными токами, основан на выборе ковариационной функции, которая позволяет прогнозировать сигнал от вокселей даже со сложной конфигурацией волокон. Так как диффузионные данные могут рассматриваться как переменная отклика (сигнала), полученная на поверхности сферы, то для работы с ним могут быть использованы методы, применяемые в геостатистике, где особым случаем Гауссового процесса, наблюдаемого на сфере, является так называемый «Кригинг». Для этих методов ковариация часто определяется как функция угла θ между двумя векторами от центра сферы до x (наблюдаемые точки) и x' (прогнозируемые точки в отсутствие искажений). Эти векторы легко представляются как g -векторы. Двумя популярными ковариационными функциями, определяющими взаимосвязь между наблюдаемыми точками и прогнозируемыми (искомыми), в геостатистике являются: 1) экспоненциальная; 2) сферическая.

В качестве алгоритма трактографии на данный момент выбран детерминированный метод - Fiber Assignment by Continuous Tracking (FACT, выделение трактов непрерывным отслеживанием). Выделение тракта начинается в центре каждого вокселя со значением фракционной анизотропии (ФА) выше заранее заданного порога и продолжается параллельно главному направлению диффузии. В точке, где тракт пересекает воксель, направление меняется согласно новому главному направлению. Итеративно продолжая подобные действия, восстановление тракта будет прерываться при наступлении условий остановки алгоритма.

Приложение MRDiffusion разрабатывается на стандартном языке C++. Предметная часть вынесена в отдельные библиотеки классов и может использоваться на различных платформах. В настоящее время в качестве пользовательского интерфейса выбрана платформа Windows 10. Формы создаются на языке XAML. Графика формируется с помощью среды DirectX. Для ряда вычислительных задач используются математические библиотеки с открытыми кодами.

В качестве измерительной установки в данной работе используется МРТ томограф GE SignaHDxt 3.0T, установленный в отделении рентгеновских и радиоизотопных методов диагностики НМИЦ нейрохирургии им. академика Н.Н. Бурденко Минздрава России. Диффузионные данные были измерены с $TR = 9900$ мс, $TE = 106$ мс и $b = 1000$ мм²/с. Данные о диффузии были получены в 60 направлениях, всего было получено 61 объемов (60 направлений + один невзвешенный объем). Каждый объем представляет собой 60 срезов с толщиной среза 2.2 мм с расстоянием между срезами 2.42 мм и размерами вокселя 1.76×1.76 мм², с размерами матрицы 128×128 .

Результаты.

При помощи интерфейса можно подгрузить полученные в ходе МРТ-обследования файлы в формате DICOM (с обязательной серией диффузионно-тензорной томографии (ДТТ)), которые будут отображены с возможностью выбора конкретной серии, что, безусловно, удобно с точки зрения навигации по изображениям и эффективно в рабочих условиях. Для дальнейшей обработки изображений извлечь маску головного мозга, что выполняется по изображениям с нулевым градиентом, то есть по T2w. В рамках приложения возможен расчёт карт таких количественных параметров, как средней диффузии и ФА, представленной в двух вариантах – обычной и с кодированием направлений цветом. Синий цвет имеют структуры, в которых главное направление диффузии находится, согласно введённым в анатомии человека направлениям, в краниальном или каудальном направлениях, аналогично зеленый цвет имеют структуры, в которых главное направление диффузии расположено в вентральном или дорсальном направлении и красный, если в направлении слева на право. Реализована визуализация трактов белого вещества головного мозга с возможностью варьирования параметров остановки алгоритма трактографии. При этом каждый кусочек тракта имеет цвет, получаемый смешением красного, зеленого и синего.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-90198.

Литература

1. Toh C., Castillo M., Wong A., Wei K., Wong H., Ng S. et al. Primary cerebral lymphoma and glioblastoma multiforme: differences in diffusion char-

- acteristics evaluated with diffusion tensor imaging. // AJNR Am J Neuro-radiol. – 2008. – Vol. 29. – P. 471–475.
2. Sugahara T., Korogi Y., Kochi M., Ikushima I., Shigematu Y., Hirai T., Okuda T., Liang L., Ge Y., Komohara Y. et. al. Usefulness of diffusion-weighted MRI with echo-planar technique in the evaluation of cellularity in gliomas. // J. Magn. Reson. Imaging. – 1999. Vol. 9. – P. 53–60.
 3. Guzman R., Barth A., Lovblad K., El-Koussy M., Weis J., Schroth G. Use of diffusion-weighted magnetic resonance imaging in Diffusion Imaging in Brain Tumors differentiating purulent brain processes from cystic brain tumors. // J Neurosurg. – 2002. – Vol. 97. – P. 1101–1107.
 4. Schmainda K. Diffusion-weighted MRI as a biomarker for treatment response in glioma. // CNS Oncology. – 2012. – Vol. 1. – P. 169–180.
 5. Tournier J.-D., Calamante F., Connelly A. Robust determination of the fibre orientation distribution in diffusion MRI: non-negativity constrained super resolved spherical deconvolution. // Neuroimage. – 2007. – Vol. 35 – P. 1459–1472.
 6. Thomas C., Ye F., Irfanoglu M. et al. Anatomical accuracy of brain connections derived from diffusion MRI tractography is inherently limited. // Proc Natl Acad Sci USA. – 2014. – Vol. 111. – P. 16574–16579.
 7. Maier-Hein K., Neher P., Houde J., Côté M., Garyfallidis E., Zhong J., Chamberland M., Yeh F., Lin Y., Descoteaux M. et al. The challenge of mapping the human connectome based on diffusion tractography. // Nature Communications. – 2017. – Vol. 8. – P. 1349.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛУЧЕНИЯ ZR-89 С ПОМОЩЬЮ УСКОРИТЕЛЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ

Желтоножская М. В., Желтоножский В. А., Ремизов П. Д., Черняев А. П., Юсюк Д. А., Яценко В. Н. (ФМБЦ им. А.И. Бурназяна ФМБА)

Позитронно-эмиссионная томография (ПЭТ) – диагностический метод, основанный на применении позитрон-излучающих радиофармпрепаратов, который позволяет строить трёхмерную реконструкцию функциональных процессов в организме. Нарушение нормального функционирования ткани позволяет судить о заболевании задолго до появления морфологических изменений.

Одним из наиболее перспективных классов переносчиков позитронов считаются моноклональные антитела, а соответствующую методику принято называть Иммуно-ПЭТ. Поскольку антитела имеют время жизни в организме от нескольких дней до недель, а оптимальное соотношение сигнала в опухоли к фону достигается через 2-4 дня после инъекции [1], необходимо, чтобы радиоактивный изотоп обладал сопоставимым периодом

полураспада. Поэтому оптимальными физическими характеристиками для Иммуно-ПЭТ обладает изотоп ^{89}Zr : он распадается с периодом полураспада 78,41 ч посредством позитронной эмиссии и захвата электронов в промежуточное состояние $^{89\text{m}}\text{Y}$, которое, в свою очередь, распадается до стабильного ^{89}Y (15,7 с) посредством гамма-излучения 909 кэВ. Разница между испускаемой энергией и энергией аннигиляционных гамма-квантов (511 кэВ) не позволяет последним мешать обнаружению совпадающих гамма-квантов на сцинтилляционных детекторах ПЭТ-установки.

Традиционно ^{89}Zr получают на циклотронах в реакциях (p, n) и $(d, 2n)$. Преимуществом этих методов является использование в качестве мишеней иттрия, химически неактивного металла, состоящего из единственного стабильного изотопа ^{89}Y [2]. Однако в обоих методах представляет особую проблему исключение изотопных примесей ^{88}Zr (83,4 дней) и его дочернего изотопа ^{88}Y (106 дней), образующихся в $(p, 2n)$ или $(d, 3n)$ -реакциях. Поэтому поиск альтернативных способов получения ^{89}Zr является актуальной задачей.

Одним из возможных вариантов является получение ^{89}Zr в фотоядерных реакциях на ускорителях электронов, которые обладают неоспоримыми преимуществами: небольшие размеры установки, простота в обслуживании и дешевизна по сравнению с ускорителями протонов и дейтронов.

Для решения этой задачи на импульсном разрезном микротроне НИИЯФ МГУ с энергией электронов 55 МэВ и средним током 40-45 нА тормозными гамма-квантами облучалась сборка из образцов естественных Nb, Mo и мониторной мишени естественного тантала. На линейном медицинском ускорителе Varian Trilogy с энергией электронов 20 МэВ облучалась обогащенная по ^{94}Mo мишень и мониторная мишень из естественного тантала.

Природный ниобий состоит из одного стабильного изотопа ^{93}Nb . Природный молибден состоит из семи стабильных изотопов: ^{92}Mo (15,86%), ^{94}Mo (9,12%), ^{95}Mo (15,70%), ^{96}Mo (16,50%), ^{97}Mo (9,45%), ^{98}Mo (23,75%) и ^{100}Mo (9,62%).

Облученные мишени измерялись на полупроводниковых спектрометрах с детекторами из сверхчистого германия большого объема с энергетическим разрешением 1,8 кэВ по гамма-линии 1332 кэВ ^{60}Co .

Результаты и анализ обработки полученных спектров позволяют сделать заключение о том, что при облучении ниобия на микротроне ^{89}Zr образовался из ^{93}Nb в $(\gamma, 4n) + (\gamma, p3n)$ -реакциях. В мишени из природного молибдена ^{89}Zr был получен в реакциях $^{92}\text{Mo}(\gamma, 3n) + (\gamma, p2n)$ $^{89}\text{Nb} \rightarrow ^{89}\text{Zr}$ и $^{94}\text{Mo}(\gamma, \alpha n)$ ^{89}Zr . В результате проведенных расчетов после облучения природного ниобия был получен выход ^{89}Zr , равный 3.6 мб×МэВ. После облучения природного молибдена был получен выход ^{89}Zr , равный 2.2 мб×МэВ.

Для оценки вклада изотопной примеси ^{88}Zr в получаемый ^{89}Zr были проведены исследования ниобиевых мишеней спустя полгода после активации. На спектре был виден незначительный выход ^{88}Y , дочернего изотопа ^{88}Zr . После перерасчетов с учетом периодов полураспада этих изотопов было получено, что вклад ^{88}Zr в активность мишени облученного ниобия составляет менее 10^{-3} от активности ^{89}Zr , а природного молибдена менее 10^{-4} . Из наших данных можно оценить, что при облучении 1 г естественно-го ниобия током 1 мкА в течение 1 часа образуется 300 кБк ^{89}Zr .

При облучении обогащённого молибдена излучением с граничной энергией 20 МэВ ожидалось, что, согласно статистической модели, реакция $^{94}\text{Mo}(\gamma, \alpha n)^{89}\text{Zr}$ будет иметь низкий выход, благодаря влиянию кулоновского барьера, которое приводит к смещению максимума функции возбуждения в область энергий больше 20 МэВ. В результате оказалось, что экспериментальный выход ^{89}Zr на порядок больший, чем ожидалось из расчетных данных, полученных в рамках статистической модели. Наши исследования показали, что для граничных энергий тормозного излучения меньше 20 МэВ фотоядерные реакции с вылетом заряженных частиц проходят через механизм прямых реакций, что приводит к уменьшению порога реакции на 10-20 МэВ, так как в прямых реакциях влиянием кулоновского барьера можно пренебречь. При расчетах процессов с использованием модели составного ядра ожидаемый порог реакции $^{94}\text{Mo}(\gamma, \alpha n)^{89}\text{Zr}$ составлял 24 МэВ, из них 13 МэВ – кулоновский барьер. Однако в эксперименте с пучком тормозных гамма-квантов с максимальной энергией 20 МэВ наблюдалось возбуждение циркония-89, выход которого составил 2 мб×МэВ.

Распространённость радиотерапевтической техники, а также отсутствие примеси ^{88}Zr делают исследуемую методику более привлекательной с коммерческой и медицинской точек зрения по сравнению с традиционным методом наработки ^{89}Zr . Предлагаемый способ получения Zr-89 может позволить организовать ПЭТ-диагностику на базе существующих онкоцентров с ускорителями с максимальной энергией пучка 20 МэВ.

Литература

1. G.A. van Dongen, et al. ImmunoPET: a navigator in monoclonal antibody development and applications // *Oncologist* 2007.12: 1379-89.
2. G.M. Dias, C.F. Ramogida, N.A. Zacchia 89-Zr for antibody labeling and in vivo studies – A comparison between liquid and solid target production // *Nucl Med Biol.* 2018 Mar. 58: 1-7.

НОВЫЙ МЕТОД МЕХАНИЧЕСКОГО РАЗРУШЕНИЯ ОПУХОЛЕЙ ПРОСТАТЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИМПУЛЬСНЫХ УДАРНО-ВОЛНОВЫХ СФОКУСИРОВАННЫХ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ПУЧКОВ

М.н.с. *П. Б. Росницкий*, доц. *С. А. Цысарь*, в.н.с. *С. В. Буравков*, м.н.с. *М. М. Карзова*, асп. *Е. М. Пономарчук*, проф. *О. А. Сапожников*, доц. *Т. Д. Хохлова* (Центр промышленного и медицинского ультразвука, Университет шт. Вашингтон, Сиэтл, США), асс. *А. Д. Максвелл* (Центр промышленного и медицинского ультразвука, Университет шт. Вашингтон, Сиэтл, США), Зав. отд. *А. В. Кадрев* (МНОЦ МГУ), с.н.с. *Д. А. Охоботов* (фак. Фундаментальной медицины МГУ), директор МНОЦ *А. А. Камалов*, асс. *Д. Р. Шейд* (Центр промышленного и медицинского ультразвука, Университет шт. Вашингтон, Сиэтл, США), доц. *В. А. Хохлова*

Введение. В последнее время достаточно успешно используется неинвазивный метод лечения доброкачественной гиперплазии предстательной железы и локализованного рака простаты, основанный на облучении опухолевых тканей фокусированным ультразвуком высокой интенсивности (HIFU) [1, 2]. Датчик вводится трансректально, а облучение через стенку прямой кишки ведет к локальному нагреву ткани в таргетной зоне до температуры выше 60°C и ее термическому коагуляционному некрозу. Данный метод уже более 20 лет используется в научных центрах и клиниках по всему миру и с его помощью пролечено более 70 тыс. человек [1, 3 – 6]. Однако, несмотря на несомненные преимущества такого подхода, при использовании был выявлен ряд недостатков, связанных с диффузией тепла вокруг патологического очага и трудностями визуального контроля проведения операции [7]. В нашей работе предлагается использовать альтернативный механизм деструкции ткани, гистотрипсию с кипением, который потенциально свободен от описанных недостатков. Данный подход, в отличие от традиционного термического HIFU, использует не квазинепрерывный режим облучения, а короткие и редкие импульсы с длительностью менее 10 мс и коэффициентом заполнения около 1%. При этом в фокусе формируются нелинейные ударные фронты с амплитудой выше 60 МПа. Показано, что такое воздействие приводит к механическому разрушению контролируемого объема ткани до состояния мелкодисперсной взвеси практически без проявления тепловых эффектов [8]. Кроме того, появляется возможность визуального контроля операции в режиме реального времени с использованием ультразвукового исследования (УЗИ) в В-режиме. Таким образом целью данной работы была демонстрация принципиальной возможности неинвазивного механического разрушения тканей простаты человека методом гистотрипсии с кипением.

Материалы и методы. Эксперимент *ex vivo* был проведен на образце, полученном после посмертного вскрытия, менее, чем через сутки после внезапной смерти. Перед облучением образец рассекался на несколько частей и заключался в дегазированный полиакриламидный гель для фиксации во время облучения, а затем помещался в держатель, опущенный в бассейн с дегазированной водой. Трехмерная система позиционирования позволяла перемещать образец относительно сфокусированного HIFU-излучателя с рабочей частотой 1.5 МГц, поперечным размером 73 мм и углом фокусировки 81° [9]. Излучатель был подключен к системе управления облучением, состоящей из генератора, усилителя мощных импульсов и компьютера. УЗИ-контроль велся со стороны мощного ультразвука и в поперечном направлении с использованием диагностических датчиков P7-4 и L7-4 под управлением исследовательской ультразвуковой системы с открытой архитектурой (V1, Verasonics, LTD., Kirkland, США). С использованием данной установки было проведено облучение двух образцов: один из них непосредственно после облучения фиксировался в 10% забуференном формалине для проведения гистологического исследования, а другой был рассечен по оси облучения с целью визуальной оценки полученного эффекта деструкции.

Результаты. Облучение было проведено на пространственной сетке 6 x 6 точек, перпендикулярной оси излучателя, находящейся на глубине 7 мм внутри образца. Шаг сетки во обоих поперечных направлениях составлял 2 мм. Точки облучались последовательно: в каждую из них посылалось 100 импульсов с кипением, после чего система позиционирования перемещала образец в следующую точку сетки. При проведении эксперимента была продемонстрирована возможность качественного визуального УЗИ-контроля процесса облучения. На снимках в В-режиме были хорошо различимы гиперэхогенные локусы воздействия, возникающие непосредственно во время облучения и связанные с образующимися в результате гистотрипсии парогазовыми полостями и кавитацией на свободной границе полости с тканью. Через несколько минут после окончания процедуры эхогенность зоны облучения менялась на пониженную за счет деструкции ткани простаты и образования жидкой суспензии в области воздействия. После рассечения образца разрушение было хорошо различимо, представляя собой полость объемом 0.3 ± 0.1 мл в неповрежденной ткани простаты с жидким содержимым, розоватого цвета полупрозрачным. Гистологическое исследование, проведенное на втором образце, подтвердило деструкцию ткани на клеточном уровне. В фокусе воздействия наблюдалась полностью деструктурированная ткань с остатками ядер клеток и отдельными волокнами гладкомышечной ткани. В пограничной области между здоровой и поврежденной тканью наблюдались частичные повреждения, дезориентированные мышечные и соединительнотканые волокна.

Заключение. Использование метода гистотрипсии с кипением позволяет проводить неинвазивную локальную деструкцию тканей простаты на фрагменты субклеточных размеров, с разрушением ткани до состояния жидкой суспензии. Продемонстрирована возможность УЗ контроля процесса и результата облучения.

Литература

1. Focused Ultrasound Foundation State of the Field Report. 2019; 22.
2. Crouzet S., Chapelon J.Y., *et al.* Whole-gland ablation of localized prostate cancer with high-intensity focused ultrasound: oncologic outcomes and morbidity in 1002 patients. *Eur.Urol.* 2014. V. 65(5). P 907–914.
3. Cordeiro E.R., Cathelineau X., Thüroff S. *et al.* High-intensity focused ultrasound (HIFU) for definitive treatment of prostate cancer. *BJU International.* 2012. V. 110(9). P. 1228–1242.
4. Uchida T. *et al.* High-intensity focused ultrasound therapy for prostate cancer. *International Journal of Urology.* 2012. V. 19. P. 187–201.
5. Dickinson L. *et al.* A multi-centre prospective development study evaluating focal therapy using high intensity focused ultrasound for localized prostate cancer: The INDEX study. *Contemporary Clinical Trials.* 2013. V. 36. P. 68–80.
6. Gelet A., Crouzet S., Rouvière O., Bratan F., Chapelon J.Y. Focal treatment of prostate cancer using Focal One device: pilot study results. *Journal of Therapeutic Ultrasound.* 2015. V. 3(1); O54
7. Dickinson L., Arya M., Afzal N., Cathcart P., Charman S.C., Cornaby A., *et al.* Medium-term outcomes after whole-gland high-intensity focused ultrasound for the treatment of no metastatic prostate cancer from a multicentre registry cohort. *European Urology.* 2016. V. 70(4). P. 668–674.
8. Khokhlova V.A., Fowlkes J.B., Roberts W.W. *et al.* Histotripsy methods in mechanical disintegration of tissue: towards clinical applications. *IJ Hyperthermia.* 2015. V. 31(2). P. 145–162.
9. Хохлова В.А., Росницкий П.Б., Цысарь С.А. *и др.* Новый метод неинвазивного механического разрушения опухолей простаты с помощью импульсного фокусированного ультразвука. *Урология.* 2019. № 6, С. 67–73.

РЕАЛИЗАЦИЯ РАДИОГРАФИЧЕСКОГО РЕЖИМА ВЫВОДА ПУЧКА НА СИНХРОТРОНАХ ДЛЯ ПРОТОННОЙ ТЕРАПИИ

Асп. Пряничников А.А., асп. Белихин М.А., с.н.с. Жоголев П.Б. (ФТЦ ФИАН), м.н.с. Шемяков А.Е. (ФТЦ ФИАН), Черняев А.П., Chief technical officer ProtonVDA Inc. Rykalin V.

Введение. Протонная терапия – одна из наиболее развивающихся форм дистанционной лучевой терапии онкологических заболеваний [1]. Выделение большей части энергии протонов и, следовательно, максималь-

ные повреждения биологических тканей происходят в непосредственной близости от области останковки протонного пучка. Данный метод лечения обеспечивает большую степень конформности, чем другие виды дистанционной лучевой терапии. Для максимального достижения физических преимуществ протонной терапии, длина пробега протонов внутри тела пациента должна быть предсказана с миллиметровой, а лучше с субмиллиметровой точностью. В современной клинической практике планирование облучения для протонной терапии составляется с помощью рентгеновских КТ-обследований пациента до начала лечения. Применение полученных с помощью компьютерной томографии (КТ) данных для планирования лечения протонами требует программного обеспечения, использующего эмпирически выведенные функции калибровки, специфичные для каждого рентгеновского томографа. Процесс преобразования единиц Хаунсфилда, полученных при КТ сканировании, в относительные тормозные способности протонов приводит к неопределенности пробега частиц в теле пациента. Таким образом, наилучшим решением будет использование протонной томографии [2-5], метода, в котором относительная тормозная способность протонного пучка восстанавливается напрямую.

Проблема протонной томографии является актуальной, в мире существует несколько проектов ее реализации. Американская компания ProtonVDA LLC [4-5] разработала высокоэффективную и недорогую систему протонной томографии, основанную на активно развивающейся технологии быстрых сцинтилляторов и кремниевых фотоумножителей. Одним из главных преимуществ данной установки является более низкая, по сравнению с подобными рентгеновскими системами визуализации, эквивалентная доза, получаемая пациентом. Эта особенность объясняется точной реконструкцией треков отдельных протонов, проходящих через тело пациента, а также использованием специального режима работы ускорителя со сверхнизкой интенсивностью выводимого пучка во все время режима сканирования.

Цель работы. Целью данной работы является разработка и тестирование режима работы синхротрона ФТЦ ФИАН и ЗАО «Протом» со сверхнизкой интенсивностью выводимого протонного пучка. Такой режим необходим для дальнейшего внедрения протонной радиографической или томографической системы ProtonVDA как составной части комплексов протонной терапии, построенных на базе синхротронов российского производства. Примером такой установки может служить отечественный комплекс протонной терапии «Прометеус» [6-7], облучающий новообразования в области головы и шеи в клиническом режиме с 2015 года.

Материалы и методы. Эксперименты по проверке возможности использования в качестве протонного радиографического сканера модуля, разработанного компанией ProtonVDA, проводились на лабораторном син-

хротроне ФТЦ ФИАН. Данный ускоритель способен выводить ускоренный пучок протонов в диапазоне 30-330 МэВ. Предельная энергия выведенного пучка является достаточной для проведения процедуры протонной томографии всего тела пациента. На текущий момент стандартная интенсивность выводимого протонного пучка равняется 2×10^9 протонов/с.

Результаты. В ходе работы был разработан экспериментальный режим работы протонного синхротрона со сверхнизкой интенсивностью выведенного пучка. Достигнута минимальная интенсивность порядка 1×10^6 протонов/с. В работе приводятся данные тестирования такого режима на лабораторном ускорителе. Составлен дальнейший проект по разработке и внедрению модуля контроля выведенного протонного пучка для терапевтических комплексов.

Заключение. В данной работе показаны преимущества, которые может дать реализация протонной томографии в уже существующих центрах. Разработанный режим позволит развить исследовательские возможности, которые способен предоставить синхротрон ФТЦ ФИАН и ЗАО «Протом». В дальнейшем планируется провести первые совместные эксперименты со сканером ProtonVDA и ускорительными комплексами на базе синхротрона ФТЦ ФИАН и ЗАО «Протом».

Литература

1. А.П. Черняев, Г.И. Клёнов, А.Ю. Бушманов и др. Ускорители протонов в лучевой терапии Медицинская радиология и радиационная безопасность. 2019. Т. 64, № 2. С.11–22.
2. Allisy, A. Kelleler, R. Caswell et al., “Stopping powers and ranges for protons and alpha particles,” ICRU Report, vol. 49, 1993.
3. Пряничников А.А., Жоголев П.Б., Шемяков А.Е., Черняев А.П., Dejongh E., Dejongh F., Rykalin V., Перспективы реализации протонного томографа на комплексе «Прометеус», Медицинская физика. 2019. № 1 (81). С. 51-52.
4. Miller C, Altoos B, DeJongh EA, Pankuch M, DeJongh DF, Rykalin V, Ordonez CE, Karonis NT, Winans JR, Coutrakon G, Welsh JS (2019) Reconstructed and real protonradiographs for image-guidance in ptoton beam therapy. Journal Radiation Oncology 8:97–101;
5. S. Welsh, F. DeJongh, V. Rykalin, N. Karonis, C. Ordonez, J. Winans, G. Coutrakon, E.DeJongh, M. Pankuch. The Use of Established Methods to Quantify Proton Range Uncertainty Reduction When Using Proton Tomography. International Journal of Radiation Oncology Biology Physics 99(2): E737; 2017.
6. V.E. Balakin, Bazhan A.I., Alexandrov V.A., Lunev P.A., Pryanichnikov A.A., Shemyakov A.E., Shestopalov A.I., Status of Protom synchrotrons for proton therapy, Physics, Engineering and Technologies for Biomedicine. The 4th International Symposium and International School for Young Scientists. Book of Abstracts. 2019. p. 66-67.

7. A.A. Pryanichnikov, V.V. Sokunov, A.E. Shemyakov, Some results of the clinical use of the proton therapy complex “Prometheus”, Physics of Particles and Nuclei Letters, 2018, Vol. 15, No. 7, pp. 981–985.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОЛОВКИ МЕДИЦИНСКОГО ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ

Проф. Черняев А.П., асс. Лыкова Е.Н., с.н.с. Желтоножская М.В.,
студ. Щербакова А.А., студ. Золотов С.А.

Для лечения онкологических заболеваний активно применяются медицинские линейные ускорители электронов, используемые как для создания пучков электронов, так и для получения тормозного фотонного излучения. При взаимодействии пучка тормозных фотонов с энергией выше 8 МэВ с конструктивными элементами ускорителя протекают фотоядерные реакции, в результате которых образуются вторичные частицы, в основном, нейтроны. Данным излучением может быть обусловлена дополнительная дозовая нагрузка на пациента, а также неприемлемые условия для работы персонала.

Вклад фотонейтронного излучения в дозу в условиях процедурного кабинета не оценивается и не учитывается в современных системах планирования. Сравнительно небольшой вклад фотонейтронов в поток излучения ведёт к увеличению дозы в облучаемых тканях, что недопустимо при лечении онкологических заболеваний.

Для оценки вклада вторичных частиц в дозу было проведено моделирование головки медицинского линейного ускорителя электронов. Модель верифицировалась на основе глубинного дозового распределения в воде.

Для моделирования головки используется инструментарий GEANT4 (англ. GEometry ANd Tracking – геометрия и трекинг), реализующий метод Монте-Карло для моделирования прохождения элементарных частиц через вещество. В рассматриваемой модели основным процессом, ответственным за рождение вторичных нейтронов, являются фотоядерные реакции, протекающие при взаимодействии тормозных фотонов с вольфрамом и медью, из которых состоят компоненты головки ускорителя. В работе их моделирование происходит с помощью физического листа «QGSP_BIC_HP».

Модель включает в себя тормозную мишень, первичный коллиматор, сглаживающий фильтр, ионизационную камеру, верхние и нижние шторки, водный фантом. На тормозную мишень падает моноэнергетический пучок электронов (форма и размер пучка в поперечном срезе – 10x10 мм², квадрат; энергия электронов 20 МэВ). В результате облучения из мишени вылетает немонахроматический пучок тормозных фотонов, которые после

прохождения головки ускорителя падают на водный фантом (куб, линейные размеры $20 \times 20 \times 20$ см³). Расстояние между тормозной и детектирующей мишенями – 100 см. При взаимодействии тормозных фотонов с конструкционными материалами головки ускорителя в результате фотоядерных реакций образуются вторичные частицы.

В результате моделирования были получены оценки дозы для процедурного кабинета (соответствует вкладу в дозу для телесного угла 2π стерadian) и для пациента (соответствует телесному углу 4 стерadiana). Измерения выполнялись при статистике в 500 миллионов первичных частиц.

Литература

1. Studying the flow of secondary particles in a medical electron accelerator / M. V. Zheltonozhskaya, E. N. Lykova, A. P. Chernyaev, V. N. Iatsenko // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. — 2019. — Vol. 83. — P. 915–919.
2. Radiation technologies in medicine: The role of secondary particles in forming doses / P. P. Gantsovsky, M. V. Zheltonozhskaya, A. Y. Komarov et al. // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. — 2020. — Vol. 84, no. 11. — P. 1330–1334.

РАЗРАБОТКА НОВЫХ МЕТОДОВ МАГНИТНО-РЕЗОНАНСНОЙ ТОМОГРАФИИ НА ЯДРАХ ФТОРА-19

Инженер-лаборант *Павлова О.С.*¹, ст. науч. сотр. *Анисимов Н.В.*¹, ст. науч. сотр. *Гуляев М.В.*¹, профессор *Пирогов Ю.А.*², заведующий кафедрой медицинской физики *Панченко В.Я.*²

¹Факультет фундаментальной медицины, МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, ²Физический факультет, МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Введение. Магнитно-резонансная томография (МРТ) является одним из наиболее эффективных методов диагностики ввиду высокой информативности и безопасности исследования. Обычно в клинических исследованиях регистрируется сигнал только от ядер водорода (¹H, протонов) из-за их высокого содержания в живых тканях, что позволяет эффективно визуализировать анатомические структуры. Однако, как у любого метода, у него есть свои ограничения (трудности в визуализации легких, желудочно-кишечного тракта (ЖКТ) и др.), преодолеть которые в рамках протонной МРТ практически невозможно. Настоящая работа относится к развитию методов МРТ на ядрах фтора-19. Данное ядро высокочувствительно к ЯМР, но при этом в организме фтор содержится только в костях и эмали

зубов, твердое агрегатное состояние которых не позволяет визуализировать его методом МРТ. Зато использование различных фторсодержащих соединений в качестве контрастных агентов дает возможность получать ^{19}F МРТ изображения без фонового сигнала и только от тех органов или тканей, которые накапливают введенные агенты.

Одним из наиболее актуальных приложений в медицинской диагностике является визуализация легких. Существующие методы (спирометрия, рентгенография, флюорография, компьютерная томография (КТ), позитронно-эмиссионная томография (ПЭТ) и др.) либо используют вредное для человека излучение, либо способны выявлять лишь глобальные патологические повреждения. Многие годы “ахиллесовой пятой” МРТ было плохое качество визуализации легочной ткани из-за низкого содержания в ней протонов. Существующие гиперполяризационные подходы повышения качества визуализации легких не являются общедоступными, поскольку они чрезвычайно дорогостоящие и требуют разработки сложных вспомогательных устройств и больших трудозатрат при подготовке визуализирующих препаратов. В то же время значительно более простой и экономный метод ^{19}F МРТ может успешно применяться при визуализации легких с использованием фторсодержащих газов в качестве контрастных агентов.

Еще одним перспективным применением метода ^{19}F МРТ является мониторинг способных к фагоцитозу клеток в организме человека. Так, например, при внутривенном введении жидких эмульсий перфторуглеродов (ПФУ) они поглощаются макрофагами и моноцитами, которые при наличии в организме локальных воспалительных процессов мигрируют в зону воспаления, позволяя визуализировать ее методами ^{19}F МРТ. Применяя подобные методики, можно диагностировать различные патологии (опухоли, повреждения и др.) и следить за ходом их лечения.

Вместе с тем существует ряд проблем, почему эти методы до сих пор не применяются в клиниках. Основная проблема методов ^{19}F МРТ заключается в их невысокой чувствительности, при этом используемые фторсодержащие контрастные агенты не идеальны для МРТ. Например, при визуализации легких обычно используют газы гексафторида серы (SF_6) и перфторпропана (C_3F_8), которые имеют сверхкороткие времена релаксации (1–18 мс), а последний имеет еще и сложный спектр, что дополнительно снижает сигнал на ^{19}F МРТ изображениях. Для отслеживания фагоцитирующих клеток в организме методом ^{19}F МРТ в качестве контрастных агентов обычно используются высокочувствительные для МРТ ПФУ эмульсии (например, перфтор-15-кращ-5-эфир), однако все они имеют чересчур длительные времена полувыведения из организма (до нескольких лет), что исключает возможность их применения в клинике.

Целью этого исследования являлась разработка новых методов ^{19}F МРТ, направленных на расширение диагностических возможностей МРТ

при использовании новых контрастных агентов. В работе предложено использовать два новых контрастных агента – газ октафторциклобутан (ОФЦБ, C_4F_8) и препарат Перфторан. В отличие от применяемых ранее гексафторида серы и перфторпропана, газ ОФЦБ имеет длительные времена релаксации (~ 50 мс), кроме того его 8 магнитно-эквивалентных ядер фтора формируют сильный МРТ-сигнал. Это делает его гораздо более чувствительным к ^{19}F МРТ и значительно облегчает визуализацию. Кроме того, ОФЦБ обладает наибольшей липофильностью среди фторированных газов, что позволяет использовать его для исследования газообмена в легких. Препарат Перфторан, в свою очередь, является на сегодняшний день единственной фторуглеродной эмульсией, разрешенной к клиническому применению [1]. Настоящая работа направлена на применение этих двух контрастных агентов в ^{19}F МРТ и исследование того, какую новую функциональную информацию они могут для медицинской диагностики.

Материалы и методы.

МРТ системы. Работа проводилась на двух МРТ сканерах: 7Тл Bruker BioSpec 70/30 USR, предназначенном для исследования малых лабораторных животных и на клиническом томографе 0.5Тл Bruker Tomikon S50.

Для визуализации фторированных соединений на 7Тл томографе использовали фирменный резонатор с внутренним диаметром 7,2 см, модифицированный для регистрации сигналов ЯМР не только 1H (300.8 МГц), но и ^{19}F (283 МГц), способный работать при РЧ мощности до 750 Вт. Также в экспериментах *in vivo* по визуализации легких у крыс и опухолевых процессов у мышей для повышения чувствительности ^{19}F МРТ использовалась дополнительная беспроводная плоская катушка диаметром 4 см, построенная по принципу MTMG-TLR (multi-turn multi-gap transmission line resonator или многovitковый многоразрывный резонатор линии передачи [2,3]) с резонансной частотой - 296 МГц.

Исследования добровольцев проводились на медицинском 0.5Тл томографе. Для ^{19}F МРТ использовалась модифицированная фирменная катушка, предназначенная для исследования МРТ крупных фрагментов тела - средостения, брюшной полости, малого таза. Эта катушка является квадратной, и один из ее каналов был модифицирован для передачи радиочастотного (РЧ) сигнала. Таким образом, она использовалась в работе в качестве приемно-передающей для визуализации ядер фтора (19.83 МГц), а для визуализации протонов (21.08 МГц) – в качестве приемной. Для 1H МРТ в качестве передающей катушки использовали 60см резонатор встроенный в зазор томографа.

Фторсодержащие контрастные агенты. В экспериментах по визуализации легких в основном использовался газ октафторциклобутан C_4F_8 (ООО "ГалоПолимер Кирово-Чепецк", Россия). А также для сравнения его

контрастных свойств использовался газ гексафторид серы SF_6 (ООО "ГалоПолимер Кирово-Чепецк", Россия).

В исследованиях по визуализации жидких ПФУ использовался препарат Перфторан (ОФО НПФ «Перфторан», Россия). Он представляет собой 20% эмульсию из 2 смешанных ПФУ - ПФД (перфтордекалин, $\text{C}_{10}\text{F}_{18}$) и ПФМЦП (перфторметилциклогексилпиперидин, $\text{C}_{12}\text{NF}_{23}$) в соотношении 2:1 соответственно. В качестве референсного контрастного агента использовалась высокочувствительная для ^{19}F МРТ эмульсия ПФТБА (Российский научный центр прикладной химии, Россия), которая дает гораздо более интенсивный МРТ-сигнал.

In vivo МРТ эксперименты. Экспериментальные процедуры с животными были проведены в соответствии с документом «Правила лабораторной практики в Российской Федерации» (2003) и директивой 86/609/ЕЕС. Исследование было одобрено местным институциональным этическим комитетом. В экспериментах по визуализации легких использовались крысы (Wistar самки весом 180-250 гр). Первую (контрольную) группу составляли здоровые крысы, а вторую (экспериментальную) – крысы с легочной гипертензией (ЛГ), вызванной монокроталином [4]. При этом в половине случаев развивался фиброз легких. По развитию (на 20-ый день после создания модели) ЛГ у животных проводились МРТ исследования. Крысы были анестезированы 12% раствором хлоралгидрата (300 мкг/кг), после чего крыс интубировали и подключали к аппарату искусственной вентиляции легких (ИВЛ), на вход которой подавалась дыхательная смесь из 20% O_2 и 80% фторированного газа.

В экспериментах по визуализации ПФУ эмульсий на 7Тл томографе использовались здоровые лабораторные крысы беспородные самцы и самки весом около 250 гр. Также в экспериментах участвовали беспородные мыши самки весом 40-45 гр со спонтанными опухолями. Перфторан вводили внутривенно (через бедренную вену) или внутрибрюшинно в количестве 10% от общего объема крови [5]. Крысам вводили 1.6 мл Перфторана, а мышам – 0.25 мл. Для проведения МРТ исследований животных использовали газовую анестезию 5% изофлюрана, смешанную с кислородом.

В экспериментах на 0.5Тл сканере приняло участие 2 добровольца. Эти исследования были одобрены институциональным этическим комитетом, и были получены письменные информированные согласия добровольцев. В эксперименте по визуализации легких участвовал один доброволец (мужчина). Сначала были получены ^1H МРТ-изображения грудной клетки. Непосредственно перед ^{19}F МРТ исследованием доброволец совершал 3 глубоких вдоха и выдоха из пластикового контейнера (60 л) с газовой смесью (80% ОФЦБ + 20% O_2), а после 4-го вдоха на задержке дыхания проводили ^{19}F МРТ сканирование.

В работе также проводилось ^{19}F МРТ исследование ЖКТ человека при использовании в качестве контрастного агента капсул, заполненных жидкими ПФУ. В экспериментах принимали участие 2 здоровых добровольца мужского пола (№1 и №2). Для перорального приема были изготовлены две капсулы: одна – растворимая из желатина и полиэтилсиликонокрилата, заполненная 0.9 мл ПФД, другая – нерастворимая из капрона с 1.1 мл ПФТБА.

Сканирующие импульсные последовательности. В работе проводился выбор сканирующих импульсных последовательностей (ИП) и оптимизация их параметров. Оптимизация проводилась экспериментально путем перебора основных параметров сканирования при учете времен релаксации используемых контрастных агентов. Критериями сравнения являлись величина отношения сигнала к шуму (SNR) и отсутствие артефактов (магнитной восприимчивости, химического сдвига). Ниже представлены наиболее эффективные ИП и их параметры.

Для ^{19}F МРТ газа ОФЦБ ($T_1 = 56 \pm 2$ мс, $T_2 = 9.5 \pm 0.1$ мс в легких крысы) в поле 7 Тл:

1) Для построения трехмерных (3D) изображений легких использовалась ИП UTE (последовательность со сверхкоротким временем эхо) [6] с параметрами: область сканирования (FOV) = $10 \times 10 \times 10$ см³, матрица сканирования = $64 \times 64 \times 64$ время повторения (TR) = 8 мс, время эхо (TE) = 0.06 мс, угол отклонения намагниченности (FA) = 55° , количество накоплений (NA) = 3, полоса пропускания (BW) = 50 кГц, время сканирования (AT) = 5 мин.

2) Для получения T_1 -карт использовалась двухмерная (2D) ИП RARE-VTR (быстрый сбор сигнала с рефокусированными эхо и переменным временем повторения) [7] без срезовой селекции с параметрами: FOV = 10×10 см², матрица = 64×64 , TE = 4 мс, TR = 20, 35, 50, 75, 100, 200, 350, 500 мс, BW = 50 кГц, NA = 8, AT = 6 мин.

Для визуализации гексафторида серы ($T_1 \approx T_2 = 1.8 \pm 0.2$ мс) в поле 7 Тл также использовалась ИП UTE с теми же параметрами сканирования, что и для ОФЦБ, однако оптимальный угол FA = 90° .

^1H МРТ изображения легких крыс получали с помощью 3D ИП UTE с параметрами: FOV = $7 \times 7 \times 7$ см³, матрица = $156 \times 156 \times 156$, TR/TE = 8/0.014 мс, FA = 3° , NA = 2, BW = 25 кГц, AT = 20 мин.

В итоге для *in vivo* ^{19}F МРТ исследований легких с помощью газа ОФЦБ в поле 0.5 Тл использовали 3D ИП RARE с параметрами: FOV = $40 \times 40 \times 24$ см³, матрица = $40 \times 40 \times 8$, ETL = 4, BW = 19,5 кГц, TR/TE = 42/8 мс, NA = 12, AT = 40 сек. Для ^1H МРТ сканирования использовался 2D ИП градиентного эхо (GRE) с параметрами: TR/TE = 415,2/7 мс, FA = 90° , NS = 2, AT = 2 мин. При этом были получены 15 срезов толщиной 15 мм для FOV = 40×40 см² с матрицей = 133×133 .

Для ^{19}F МРТ визуализации Перфторана ($T_1 = 923 \pm 20$ мс, $T_2 = 226 \pm 12$ мс) и ПФТБА ($T_1 = 554 \pm 18$ мс, $T_2 = 248 \pm 11$ мс) в поле 7 Тл использовали 3D ИП RARE со следующими параметрами сканирования: $TR/TE = 500/5.6$ мс, $FOV = 15 \times 15 \times 7.5$ см³, матрица = $48 \times 48 \times 24$, ETL = 8, BW = 60 кГц, NA = 17, AT = 20 мин. Для получения соответствующих локализации ^1H МРТ изображений также использовалась методика 3D RARE, параметры сканирования которой были такими: $TR/TE = 500/8.5$ мс, $FOV = 15 \times 15 \times 7.5$ см³, матрица = $200 \times 200 \times 24$, ETL = 8, BW = 60 кГц, NS = 1, AT = 5 мин.

Для ^{19}F МРТ визуализации ПФД и ПФТБА в поле 0.5 Тл сканирование проводилось с помощью 3D ИП GRE с параметрами $FOV = 30 \times 30 \times 35$ см³, матрица = $128 \times 128 \times 16$, $TR/TE = 600/4.6$ мс, FA = 30° , AT = 20 мин для ПФД и 5 мин для ПФТБА (было произведено в 4 раза меньше накоплений). С помощью аналогичной ИП получали ^1H МРТ изображения при времени сканирования 2 мин.

Постобработка изображений и анализ данных. Обработка МРТ-изображений (компоновка, проекционные преобразования, объемные реконструкции) проводилась в программе ImageJ [8]. С помощью этой программы определялось значение SNR для полученных МРТ изображений по формуле $SNR = (S - N) / \sigma_N$, где S и N – средняя интенсивность сигнала на МРТ изображении от фантома/легких и шума, соответственно, σ_N – среднее отклонение от сигнала шума [9]. ЯМР спектры получались в TopSpin 2.1, а расчеты времен релаксации на основе полученных спектров проводились в Dynamic Center [10].

Результаты.

Визуализация легких в поле 7 Тл. В работе было продемонстрировано, что ОФЦБ является эффективным контрастным агентом для ^{19}F МРТ легких. Его сравнение с наиболее часто используемым в этом направлении газом гексафторидом серы показало, что чувствительность ОФЦБ в 4.5 раза превосходит SF₆. Ключевым фактором в пользу выбора ОФЦБ в качестве контрастного агента являются его более длительные времена релаксации (~50 мс) по сравнению с другими газами (например, у SF₆ времена релаксации ~1.8 мс). Стоит отметить, что ИП на основе спинового эхо невозможно применять для газов с короткими временами релаксации. В то же время МРТ изображения, полученные с помощью спинового эхо, гораздо меньше подвержены искажениям, связанным с неоднородностью поля.

Также проводился анализ возможности применения метода ^{19}F МРТ для диагностики фиброза легких у крыс. Целью данного исследования было разработать эффективную методику для анализа вентилируемости легких. В работе показана перспективность использования 3D ИП для этих целей. По сравнению с 2D ИП сигнал на изображениях, полученных с помощью 3D ИП, оказывается выше за счет того, что в случае 3D сканирования не происходит дефазировки спинов, вызванной диффузией газа в лег-

ких, поскольку при этом срез-селектирующий градиент отсутствует [11]. Тогда же становится возможным визуализировать нижние дыхательные пути (трахею и бронхи), диффузия газа в которых является довольно быстрой [12]. ^{19}F МРТ изображения легких здоровой крысы были полученные с помощью ИП 3D UTE с разрешением $1.56 \times 1.56 \times 1.56 \text{ мм}^3$ за 5 мин. Эффективность методики была продемонстрирована при диагностике фиброза легких у крыс. На ^1H МРТ изображениях фиброз проявляется в виде светлых пятен на темном фоне легочных тканей. При этом на ^{19}F изображениях отчетливо видны выпадения сигнала в этих же областях, что свидетельствует о нарушении вентилируемости легких.

Длительное время T_1 релаксации делает ОФЦБ эффективным маркером для измерения уровня оксигенации тканей (ввиду зависимости T_1 от концентрации кислорода, $[\text{O}_2]$ [13]). У используемых ранее фторсодержащих газов времена релаксации короткие (1-18 мс), что делает их нечувствительными к слабым перепадам в содержании кислорода. Построение карт $[\text{O}_2]$ легких является важной задачей, поскольку они предоставляют информацию о перфузировании различных отделов легких [14]. В работе были получены T_1 -карты легких здоровых крыс и крыс с ЛГ. При этом для исследования были взяты согласно ^1H МРТ крысы без фиброзных поражений, но с нарушением вентилируемости легких, обнаруженным с помощью ^{19}F МРТ. Для сопоставления релаксационных карт с концентрацией кислорода в легких проводилась калибровка – измерялась зависимость T_1 ОФЦБ от содержания $[\text{O}_2]$ в газовой смеси. У крыс с ЛГ наблюдалось снижение не только вентилируемого объема легких, но и времени T_1 , что соответствует повышению $[\text{O}_2]$ в патологических легких в среднем на 14%. Это говорит о плохом перфузировании легочных тканей. При этом ^1H МРТ не выявила каких-либо патологических изменений в легких.

В работе проводились исследования по растворимости ОФЦБ в тканях легких, на основе чего был разработан метод оценки газообмена. Большинство фторированных газов сильно липофобны и проникают в мембрану лишь в малой степени, а потому невозможно напрямую исследовать газообмен в легких. Газ ОФЦБ является наиболее липофильным среди них. При этом фтор имеет большое электронное облако, что делает его эффективным сенсором (по химическому сдвигу) к молекулярному окружению. На ^{19}F ЯМР спектре, полученном от организма крысы спустя 1.5 часа после дыхания фторсодержащей дыхательной смесью, хорошо визуализируются два пика на расстоянии ~ 7 м.д. (их интегральное соотношение $\sim 1:5.5$). Левый пик соответствует растворенной в тканях фазе ОФЦБ, а правый – газовой фазе. T_1 растворенной фазы – $2.3 \pm 0.1 \text{ с}$, а T_2 – $34 \pm 2 \text{ мс}$.

В исследовании изучалась кинетика выведения ОФЦБ из организма. Для этого крысу переводили с дыхания фторсодержащей газовой смесью на воздушное дыхание и получали ^{19}F ЯМР спектры в различные проме-

жутки времени. На основе этих спектров были построены графики выведения растворенной и газовой фазы ОФЦБ из организма крысы. По этим графикам определяли характерное время выведения – время, за которое сигнал соответствующей фазы спадает в e раз. Для газовой фазы ОФЦБ это время составило ~ 2 мин, а для растворенной ~ 90 мин. Подробный селективный анализ ОФЦБ, находящегося в легких в газовой и растворенной фазах, перспективен для оценки проницаемости мембраны альвеол и процесса газообмена [15].

Визуализация легких в поле 0.5 Тл. В работе проводилось исследование легких человека методом ^{19}F МРТ в слабом поле (0.5 Тл). Ранее подобные исследования проводились только в полях 3 и 1.5 Тл. Переход в слабые поля довольно проблематичен ввиду меньшей чувствительности метода. Однако поля более 1 Тл пока недостижимы для магнитов открытого типа и компактных переносных систем. Высокая чувствительность ОФЦБ к ^{19}F МРТ, а также его относительно длительные времена релаксации (по сравнению с другими фторированными газами), позволили получить 3D ^{19}F МРТ изображения легких человека всего за 40 сек в поле 0.5 Тл. При этом было показано, что в слабом поле более эффективной оказывается ИП на основе спинового, а не градиентного эхо. Эти результаты указывают на перспективность использования ОФЦБ в качестве контрастного газа для МРТ легких человека, а также слабопольных исследований.

Визуализация эмульсий ПФУ в поле 7 Тл. Эта работа была посвящена использованию жидких ПФУ эмульсий в качестве контрастных агентов для ^{19}F МРТ в исследованиях малых лабораторных животных. При этом особое внимание уделялось именно препарату Перфторан. Несмотря на его низкую чувствительность к ^{19}F МРТ, использование частотно-селективного метода позволило визуализировать опухолевые процессы в организме мышей посредством ^{19}F МРТ после внутривенного введения всего 0.25 мл Перфторана.

Одновременно проводилось подробное исследование распределения ПФУ эмульсий в организме крыс. Известно, что крупно-элементные эмульсии (>10 нм) поглощаются клетками ретикуло-эндотелиальной системы и разносятся по всему организму. Это и делает возможным визуализацию воспалительных процессов в организме методами ^{19}F МРТ. Обычно в других работах упоминаются только печень и селезенка в качестве визуализируемых мест накопления ПФУ эмульсий на ^{19}F МРТ-изображениях. В нашей работе удалось показать, что ПФУ эмульсии также накапливаются тимусе и ближайших к нему лимфатических узлах [16,17]. При этом количество ПФУ эмульсии, попадающее в тимус напрямую, зависит от способа введения – в случае внутрибрюшинной инъекции тимус накапливает больше эмульсии, чем в случае внутривенной инъекции. Недавние исследования показали, что макрофаги способны проникать в тимус после

нагрузки антигеном на периферии. В статьях [18,19] было показано, что в тимусе обнаруживаются перитонеальные макрофаги, которые предварительно были мечены и затем вводились внутрибрюшинно. Таким образом, можно предположить, что некоторые из периферических макрофагов, нагруженные эмульсией ПФУ, мигрируют в тимус. Это увеличивает их концентрацию в тимусе и позволяет визуализировать этот орган с помощью ^{19}F МРТ. Это предположение также объясняет, почему сигнал от тимуса на снимках выше в случае внутрибрюшинного введения эмульсии ПФУ по сравнению с внутривенным.

Следовательно, было показано, что тимус можно визуализировать методом ^{19}F МРТ при использовании жидких ПФУ в качестве контрастных агентов. Надо отметить, что такая методика представляет собой не просто способ визуализации определенных органов, это, прежде всего, оценка состояния иммунной системы, поскольку распределение эмульсии в организме напрямую зависит от активности и количества макрофагальных клеток. Более того, тимус является одним из центральных органов иммунной системы, где развиваются, дифференцируются и созревают Т-клетки. Хотя количество эмульсии ПФУ, визуализируемой в тимусе и ближайших лимфатических узлах, составляет всего 1,5-2% от общей введенной дозы, этого количества достаточно для визуализации этого органа с помощью ^{19}F МРТ.

Исследование желудочно-кишечного тракта методом ^{19}F МРТ в слабом поле 0.5 Тл. В данной работе проводилось исследование ЖКТ человека (анализ проходимости и моторики кишечника) [20]. При этом в качестве контраста использовались капсулы, предназначенные для перорального введения. Сначала было проведено МРТ исследование с растворимой капсулой, содержащей ПФД, которую принял доброволец №1. Первое МРТ изображение было получено спустя 20 мин после перорального приема капсулы. Капсула к этому моменту уже находилась у входа в двенадцатиперстную кишку. В течение часа после приема капсула растворилась, и дальнейшее ее отслеживание в организме добровольца проводили методами локальной ЯМР спектроскопии. При этом сигнал регистрировался в основном от верхней части ЖКТ. Хотя ПФУ сильно липофобны и гидрофобны, нельзя исключить вероятность того, что небольшое количество всасывается через стенки кишечника, попадает в кровь и локализуется в печени/селезенке. Спустя 7 дней спектр ПФД практически не регистрировался в теле добровольца, что соответствовало времени выведения ПФД.

После этого проводились исследования с добровольцем №2, который принял нерастворимую капсулу с ПФТБА. Первое МРТ исследование было проведено через 4 минуты после приема капсулы. В данный момент капсула располагалась у входа в двенадцатиперстную кишку. Через 7 часов после приема капсулы, ее сигнал регистрировался области тонкой кишки.

Подобное исследование ЖКТ является полезным при анализе проходимости и моторики кишечника [21]. Стоит отметить, что перспективным для исследования ЖКТ может быть также использование не капсул, заполненных ПФУ, а смоченной перфторуглеродами пищи, как это делается в случае применения бариевой каши при исследовании кишечного тракта с помощью КТ. В итоге можно утверждать, что полученные здесь результаты успешно демонстрируют перспективность применения ^{19}F МРТ для исследований ЖКТ в слабых магнитных полях.

Заключение. Представленная работа была направлена на разработку методов, расширяющих диагностические возможности МРТ, и посвящена регистрации сигнала от ядер фтора-19. Эта тема особенно актуальна для медицинской диагностики, использующей метод МРТ, который является наиболее безопасным и информативным способом визуализации. В работе было предложено использовать два новых контрастных агента для ^{19}F МРТ: газа ОФЦБ и препарата Перфторан. Особенно важно, что эти фторсодержащие соединения могут применяться в клинической практике. В работе выполнена разработка методов ^{19}F МРТ для визуализации тимуса, легких, ЖКТ и опухолей. Каждая из указанных задач представляет важное направление медицинской диагностики. Примечательно, что в клинической практике на сегодняшний день эти задачи решаются методами, использующими вредное ионизирующее излучение: КТ – для визуализации ЖКТ и легких, ПЭТ – для визуализации тимуса и злокачественных образований. В то же время, эти методы нежелательно использовать в педиатрии или в случаях, когда необходимо проводить исследования систематически для мониторинга протекания заболеваний или их лечения. Главное достоинство метода МРТ – его безопасность, и если существует возможность хотя бы в некоторых случаях заменить использование КТ или ПЭТ на МРТ, то это позволит значительно улучшить медицинскую диагностику патологий легких, ЖКТ, тимуса, локальных воспалительных процессов.

Работа выполнена при поддержке грантами РФФИ №19-29-10015 и №20-52-10004.

Список литературы.

1. Ferenz K.B., Steinbicke A.U. Artificial oxygen carriers- past, present and the future-a review of the most innovative and clinically relevant concepts. *Journal of Pharmacology and Experimental Therapeutics*. 2019;jpet.118.254664.
2. Protopopov A.V., Gulyaev M.V., Pavlova O.S., Mokhova E.A., Pirogov Yu.A. Computation of the resonance frequencies of the transmission line resonators used in mri. *Magn Reson Imaging*. 61:167–174, 2019.
3. Gulyaev M.V., Pavlova O.S., Volkov D.V., et al. Application of copper plates for frequency tuning of surface wired and wireless mri coils. *J Magn Reson*. 2019;309:106626.

4. Lee Y.S., Byun J., Kim J.A., et al. Monocrotaline-induced pulmonary hypertension correlates with upregulation of connective tissue growth factor expression in the lung. *Exp Mol Med*. 2005;37(1):27-35.
5. Chapter 12. Small Laboratory Animals. *Handbook of Laboratory Animal Management and Welfare* \ Wolfensohn & Lloyd, 2003, p.233-271
6. Tyler D.J., Robson M.D., Henkelman R.M., Young I.R., Bydder G.M. Magnetic Resonance Imaging With Ultrashort TE (UTE) PULSE Sequences: Technical Considerations. *J Magn Reson Imaging*. 2007;25:279-289.
7. Henning J., Nauerth A., Fieburg H. RARE Imaging – A Fast Imaging Method for Clinical MR. *Magn Reson Med*. 1986;3:823-833.
8. Schneider C.A., Rasband W.S., Eliceiri K.W. NIH image to ImageJ: 25 years of image analysis. *Nat Methods*. 2012;9:671-675.
9. Dietrich O., Raya J.G., Reeder S.B., Reiser M.F., Schoenberg S.O. Measurement of signal- to- noise ratios in MR images: Influence of multichannel coils, parallel imaging, and reconstruction filters. *J Magn Reson Imaging*. 2007;26:375–385.
10. <https://www.bruker.com/products/mr/nmr/software/dynamics-center.html> Accessed October 28, 2020
11. Wild J.M., Woodhouse N., Paley M.N., et al. Comparison between 2D and 3D gradient-echo sequences for MRI of human lung ventilation with hyperpolarized ^3He . *Magn Reson Med*. 2004;52(3):673-8.
12. Павлова О.С., Семенова В.Н., Гуляев М.В., Гервиц Л.Л., Пирогов Ю.А. Визуализация дыхательной системы лабораторных животных методом МРТ на ядрах фтора. *Журнал радиоэлектроники*. 2018;11:1-11.
13. Gulyaev M.V., Kuznetsova A.V., Silachev D.N., et al. Realization of ^{19}F MRI oximetry method using perfluorodecalin. *Magn Reson Mater Phy*. 2019;32:307–315.
14. Couch M.J., Ball I.K., Li T., Fox M.S., Biman B., Albert M.S. ^{19}F MRI of the Lungs Using Inert Fluorinated Gases: Challenges and New Developments. *J Magn Reson Imaging*. 2019;49:343–354.
15. Chang Y.V. MOXE: a model of gas exchange for hyperpolarized ^{129}Xe magnetic resonance of the lung. *Magn Reson Med*. 2013;69:884–890.
16. Pavlova O.S., Gulyaev M.V., Anisimov N.V., Silachev D.N., Gervits L.L., Pirogov Yu.A. New Aspects of Biodistribution of Perfluorocarbon Emulsions in Rats: Thymus Imaging. *Appl Magn Reson* (2020).
17. Anisimov N.V., Gulyaev M.V., Pavlova O.S., Volkov D.V., Gervits L.L., Pirogov Yu.A. Multinuclear magnetic resonance imaging in biomedical experiments. *J Phys Conf Ser*. 2017;886:012006.
18. Esashi E., Sekiguchi T., Ito H., Koyasu S., Miyajima A. Cutting Edge: A Possible Role for CD4^+ Thymic Macrophages as Professional Scavengers of Apoptotic Thymocytes. *J Immunol*. 2003;171:2773-2777.

19. Guyden J.C., Pezzano M. Thymic Nurse Cells: A Microenvironment for Thymocyte Development and Selection. *Int Rev Cytol.* 2003;223:1-37.
20. Anisimov N.V., Pavlova O.S., Agafonnikova A.G., Kosenkov A.V., Fomina D.V. Multinuclear Applications on 0.5T Magnetic Resonance Scanner. *Appl Magn Reson.* 2019;50:17-27.
21. Hahn T., Kozerke S., Schwizer W, et al. Visualization and Quantification of Intestinal Transit and Motor Function by Real-time Tracking of ^{19}F Labeled Capsules in Humans. *Magn Reson Med.* 2011;66:812–820.

ПРОТОТИП ВОДНОГО ДИНАМИЧЕСКОГО ФАНТОМА ДЛЯ ПРОТОННОЙ ТЕРАПИИ СКАНИРУЮЩИМ ПУЧКОМ

*Белихин М.А., Исмаилова А.А. (НИЯУ МИФИ), Пряничников А.А.,
Черняев А.П., Шемяков А.Е., Шкурупий М.С. (НИЯУ МИФИ)*

Введение. Расширение области применения протонной терапии сканирующим пучком и повышение ее качества является одной из основных задач современной дистанционной лучевой терапии [1]. Ключевой проблемой в решении данной задачи является компенсация интрафракционного движения внутренних органов и тканей, существенно влияющего на дозовые распределения, формируемые в режиме активного сканирования [2]. Прямой перенос методов контроля и компенсации такого движения из традиционной фотонной терапии в протонную терапию затруднителен [1-3]. Протонная терапия сканирующим пучком предъявляет более высокие требования к точности этих методов, крайне чувствительна к анатомическим изменениям плотности на пути пучка и к расфазировке между движением целевого объема и движением пучка. Данные факторы требуют пересмотра существующих методов контроля и компенсации движения [1], а также выработки новых подходов. Главным инструментом в таких исследованиях являются динамические фантомы – тканеэквивалентные дозиметрические системы, моделирующие интрафракционное движение [1-2]. Следует выделить две основные области применения [1] динамических фантомов. Первая область – это доклинические качественные и количественные исследования влияния интрафракционного движения на дозовые распределения, предполагающие выявление четких зависимостей однородности и структуры дозовых полей от временных и амплитудных параметров движения, скорости сканирования, размеров целевого объема и т.д. Вторая область – это проверка качества (QA) методов контроля и компенсации интрафракционного движения, как на этапе доклинических исследований, так и в ходе рутинной предлучевой подготовки. Динамические фантомы следует разделить на два основных типа: неантропоморфные и антропо-

морфные [1-2]. Фантомы первого типа, как правило, имеют форму и структуру, далекую от анатомии тела человека, а реализуемые модели движения ограничиваются лишь поступательным движением, в то время как реальное движение опухоли имеет сложный характер [3] и является суперпозицией поступательного, вращательного движений и деформации. Однако они позволяют моделировать идеализированное движение целевого объема с высокой точностью позиционирования на уровне 0,1 мм и высокой повторяемостью параметров движения, хорошо сочетаются со стандартным дозиметрическим оборудованием, просты в управлении и изготовлении, обладают крайне низкой себестоимостью [1]. Фантомы этого типа идеально подходят для качественных и количественных дозиметрических исследований на ранних этапах, а также при соответствующем оснащении могут использоваться и для оценки качества методов компенсации движения, таких как гейтинг и трекинг. В свою очередь, фантомы второго типа очень точно повторяют анатомию и характер движения внутренних органов и опухоли [1], однако обладают более низкой точностью позиционирования и повторяемостью движения, а также сложны и имеют высокую себестоимость. Такие фантомы наиболее всего подходят для верификации и проверки качества систем планирования и методов компенсации интрафракционного движения [2].

Цель работы. Целью данной работы является разработка и сборка прототипа неантропоморфного однокоординатного динамического водного фантома и исследование его возможностей в контексте применения в протонной терапии сканирующим пучком.

Материалы и методы. Динамический фантом представляет собой емкость с водой, соизмеримую с грудной клеткой человека. В пределах ее объема с помощью механического модуля линейного перемещения, управляемого электродвигателем, может осуществляться позиционирование мишени по одной координате. Мишень представляет собой конструкцию, условно обозначающую целевой объем и предусматривающую установку дозиметрического оборудования. Модель движения мишени построена на основе типовых сигналов интрафракционного движения, индуцированного дыханием. Движение мишени также может быть задано в реальном времени по внешнему сигналу синхронизации. Для совместной работы с оптическими системами контроля движения фантом имеет специализированный маркер-отражатель, установленный на модуль линейного перемещения. Ориентация фантома относительно пучка определяет тип движения: в случае поперечной ориентации реализуется поперечное поступательное движение без изменения плотности на пути пучка, в случае продольной ориентации – движение, эквивалентное изменению плотности на пути пучка. Применение разработанного фантома будет осуществляться совместно с комплексом протонной терапии «ПРОМЕТЕУС» [4], что позволяет реали-

зовать весь спектр необходимых исследований. Данный комплекс состоит из трех основных частей: протонного синхротрона, системы позиционирования и фиксации пациента в положении сидя/лежа и конусно-лучевого компьютерного томографа. Протонный синхротрон обеспечивает горизонтальный терапевтический пучок в диапазоне энергий 30-330 МэВ и осуществляет его доставку в режиме активного сканирования. Система позиционирования позволяет производить перемещение и фиксацию пациента или дозиметрического оборудования относительно пучка. Компьютерный томограф служит для выполнения верификационных снимков в диапазоне энергий 80-140 кэВ и получения компьютерной томографии в горизонтальной плоскости. Также комплекс снабжен собственной системой планирования лечения, алгоритмами восстановления томографии и оптическим датчиком контроля дыхания пациента.

Результаты. В ходе работы был разработан и собран прототип динамического фантома. Фантом обеспечивает позиционирование мишени в рабочем объеме размером 300x200x200 мм в диапазоне 200 мм с шагом 0,1 мм и точностью не хуже $\pm 0,05$ мм. Мишени различных типов оптимизированы под работу с ионизационной камерой PTWTM PinPoint 3D Chamber Type 31022 и дозиметрическими пленками GAFCHROMICTM EBT-3. Фантом реализует линейную модель движения мишени со случайными флуктуациями параметров. Все параметры движения (длительности вдоха, выдоха, паузы дыхания, амплитуда и их среднеквадратичные отклонения) задаются независимо и в широких пределах.

Заключение. Разработанный динамический фантом хотя и не относится к классу антропоморфных фантомов, однако обладает крайне низкой себестоимостью и компактными размерами, высокой точностью позиционирования мишени и повторяемостью движения, совместим со стандартным дозиметрическим оборудованием и оптическими системами контроля дыхания. Фантом может использоваться как в ранних дозиметрических исследованиях влияния движения целевого объема на дозовые распределения, так и в оценке качества систем контроля дыхания и доставки пучка.

Литература

1. J. Bertholet, A. Knopf, B. Eiben, J. McClelland, A. Grimwood, E. Harris, M. Menten, P. Poulsen, D.T. Nguyen, P. Keall, U. Oelfke // Real-time intrafraction motion monitoring in external beam radiotherapy. *Phys. Med. Biol.* 64 (2019) 15TR01 (33pp).
2. P. Trnková, B. Knäusl, O. Actis, C. Bert, A.K. Biegun, T.T. Boehlen, H. Furtado, J. McClelland, S. Morih, I. Rinaldi, A. Rucinski, A.C. Knopf. 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.
3. Kubiak T. Particle therapy of moving targets – the strategies for tumour motion monitoring and moving targets irradiation // *Br J Radiol* 2016; 89: 20150275.
4. Pryanichnikov A.A., Sokunov V.V., Shemyakov A.E. Some Results of the Clinical Use of the Proton Therapy Complex “Prometheus” // *Physics of Particles and Nuclei Letters*. — 2018. — Vol. 15, no. 7. — P. 981-985.

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ СРЕД С МАГНИТНЫМИ НАНОЧАСТИЦАМИ БЕЗ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МНОГОКАНАЛЬНОГО МАГНИТОЭНЦЕФАЛОГРАФА

Инженер *А.Ю. Юреня*^{1,2*}, заместитель руководителя ОФАТ Кк НБИКС-пт *М.А. Поликарпов*², руководитель института математических проблем биологии РАН *М.Н. Устинин*³, стар. науч. сотр. *С.Д. Рыкунов*³, заведующий кафедры медицинской физики *В.Я. Панченко*^{1,2}.

¹МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва,

²НИЦ«Курчатовский институт», Москва

³ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, Москва

*e-mail: antonyurenya@gmail.com

Ключевые слова: магнитные наночастицы, томограф, СКВИД - магнитометрия, геомагнитное поле, обратная задача.

Прозрачность биологической ткани для низкочастотных магнитных полей позволяет получать информацию о локализации магнитных наночастиц внутри организма. Конструкция любого томографа, предназначенного для визуализации магнитных наночастиц в организме (МРТ, MRI), предусматривает наложение на образец внешних магнитных полей. В работе [1] было показано, что высокая чувствительность СКВИДов позволяет обнаруживать магнитные наночастицы в среде без предварительного намагничивания путем ее пространственного перемещения. В работе [2] продемонстрировано, что объем среды со свободными магнитными наночастицами генерирует магнитный шумовой сигнал, который может быть обнаружен с помощью многоканального устройства для магнитоэнцефалографии (МЭГ) без предварительного намагничивания и механического перемещения образца. Тем не менее, существующие работы ограничиваются лишь наблюдением эффекта генерации слабого магнитного поля частицами.

В данной работе представлены результаты исследования физических механизмов генерации магнитного шума объемом стационарного водного коллоида магнитных наночастиц в условиях естественного геомагнитного поля. Проанализирована возможность применения данного эффекта для трехмерной визуализации объема с частицами путем многоканальных магнитных измерений. Проводится анализ физических механизмов, которые обуславливают генерацию магнитного шума объемом свободных магнитных наночастиц, находящихся в естественном геомагнитном поле. В качестве исследуемых систем рассматривались водные коллоиды суперпарамагнитных наночастиц на основе оксида железа и феррита кобальта. Измерения проводились с помощью семиканального СКВИД-магнитометра на базе аксиальных градиометров второго порядка. Экспериментальная уста-

новка размещались в толстостенной алюминиевой камере, предназначенной для изоляции от переменного электромагнитного поля. Защита от постоянного магнитного поля отсутствовала. Обработка данных была реализована посредством метода анализа данных, основанного на преобразовании Фурье протяженных временных рядов. Установлен характерный низкочастотный диапазон колебаний магнитного поля, генерируемого частицами, а также зависимость регистрируемого спектра от параметров систем с частицами. По результатам решения обратной задачи установлена возможность применения изучаемого эффекта для трехмерной визуализации объема свободными частиц путем многоканальных магнитных измерений без наложения магнитного поля.

Литература

1. Jia W., Xu G., Sclabassi R. et. al. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials 320, 2008, 1472–1478.
2. Cheung T., Kavanagh K. et. al. // Front. Neurosci. Conference Abstract: Biomag 2010 - 17th International Conference on Biomagnetism, doi:10.3389/conf.fnins. 2010.06.00387.

КОРРЕКЦИЯ АРТЕФАКТОВ ИЗОБРАЖЕНИЙ КОМПЬЮТЕРНОЙ ТОМОГРАФИИ И ЕЁ ВЛИЯНИЕ НА КАЧЕСТВО РАСЧЁТОВ ДОЗОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

Проф. Черняев А. П., асп. Овечкина А. В., н.с. Антипина Н. А. (ФГАУ «НМИЦ Нейрохирургии им. ак. Н.Н. Бурденко»), медфизик Далечина А. В. (Центр "Гамма- нож АО "Деловой центр нейрохирургии"), н.с. Беляев М. Г. (Сколковский Институт Науки и Технологий).

Введение

Компьютерная томография (КТ) является широко используемым методом визуализации анатомии пациента, получения информации о массовой и электронной плотности вещества в области интереса. При планировании лучевой терапии, дозовые распределения рассчитываются на основе КТ-изображений. Объекты высокой плотности, находящиеся в области сканирования, сильно поглощают рентгеновское излучение и искажают КТ-изображения (вызывают появление артефактов) [1]. Существует мнение, что артефакты, кроме того, что снижают видимость органов и структур, могут оказывать существенное влияние на точность расчёта дозы [2], [3]. Во время планирования лучевой терапии многие медицинские физики вручную исправляют артефакты на КТ-изображениях чтобы избежать возможных погрешностей расчета [4]. Для этого обычно выделяют область искаженного сигнала и присваивают ей среднее значение электронной плотности, характерной для этого вида ткани. Данная процедура является достаточно трудоёмкой и занимает много времени.

В Центре нейрохирургии им. ак. Н.Н. Бурденко совместно со Сколковским Институтом Науки и Технологий ведётся работа по созданию алгоритма на основе глубокого машинного обучения, который позволит автоматически устранять артефакты изображений без значительных временных затрат.

Цель данного исследования состояла в оценке величины погрешности расчёта дозовых распределений у пациентов с артефактами на КТ-изображениях головного мозга и необходимости коррекции электронной плотности в зоне искажения сигнала.

Задачи исследования:

С помощью различных современных систем и методов дозиметрического планирования создать планы облучения мишени, используя оригинальное КТ-исследование, содержащее артефакты. Без изменения параметров облучения рассчитать дозовые распределения, используя серии КТ-изображений, скорректированные двумя различными способами: вручную или с помощью специально разработанного алгоритма.

Сформировать перечень критериев качества дозовых распределений и сравнить полученные планы по этому перечню.

Оценить отклонения результатов расчета дозы, полученных после коррекции КТ-изображений (ручной и автоматической) от значений доз при использовании нескорректированных изображений.

Проанализировать параметры мишени (объём, локализация, расстояние от металла, вызвавшего артефакт, доля объема с некорректными НУ) и их влияние на точность расчёта дозы.

Выработать рекомендации по клиническому использованию алгоритмов коррекции артефактов КТ-изображений при планировании облучения.

Материалы и методы

Данное исследование было проведено на базе отделения радиотерапии и радиохирургии НМИЦ нейрохирургии им. Н. Н. Бурденко. В качестве объекта исследования были выбраны данные изображений компьютерной томографии 18 пациентов, которые прошли курс стереотаксического облучения на аппарате КиберНож. Для выбранных пациентов проведено сравнение дозовых распределений, полученных при использовании различных методов коррекции артефактов на КТ-изображениях:

ручного оконтуривания областей с некорректными значениями НУ и присваиванием им соответствующих действительности значений НУ;

коррекции с помощью разрабатываемого алгоритма.

Для сравнения дозовых распределений для каждого пациента был создан отдельный план в системе планирования Eclipse. Было спланировано облучение пучком фотонов с энергией 6 МэВ. К мишени за 1 фракцию подводилась доза 24 Гр (в среднем). Облучение планировалось по техноло-

гии VMAT (volumetric modulated arc therapy - ротационное объёмно-модулированное облучение) для того, чтобы обеспечить подведение дозы к мишени с большого количества направлений. Планы были рассчитаны на основе оригинального КТ, а дозовые распределения для КТ с ручной коррекцией артефактов и обработанных алгоритмом были пересчитаны из рассчитанных для оригинального КТ без изменения положений терапевтической кушетки, углов вращения гантри, положений лепестков МЛК (многолепесткового коллиматора) и мониторных единиц.

Результаты

Полученные в исследовании результаты показывают, что при планировании прецизионного конформного облучения высокими дозами погрешность расчета дозы из-за наличия артефактов КТ-изображений в отдельных случаях может достигать 7%. Дозовые распределения, рассчитанные без коррекции артефакта, имеют тенденцию недооценивать дозу в мишени. Поскольку существующие системы планирования не предлагают автоматизированных методов коррекции искаженного на КТ-изображениях сигнала, а выполнение коррекции вручную крайне трудоемко, необходимо выделять категорию пациентов, для которых погрешность расчета дозы может достигать существенных значений ($> 1\%$). В нашем исследовании таким оказался 1 пациент (5,6 %). Поскольку невелик процент пациентов со значительными отклонениями в расчёте дозы, то, учитывая трудоёмкость процедуры, в коррекции артефактов у всех пациентов нет необходимости. Но необходимо выделить признаки, которые могут свидетельствовать о высокой вероятности значимой ошибки.

Корректировка искажений сигнала на серии КТ-изображений требуется, когда объём мишени менее 6 см³. Основным фактором, определяющим степень влияния артефакта на расчет дозы в очаге, является покрытие мишени областью с заниженными в результате искажения сигнала значениями HU. В случае, если более 15% мишени лежит в «затемненной» области, необходимо проводить коррекцию электронной плотности. Вероятность получения значимых ошибок при расчёте дозы возрастает с увеличением степени покрытия объёма мишени зоной с HU < -400 .

Коррекция артефакта на КТ-исследовании может быть необходима для мишеней, располагающихся на границе области с высокими значениями HU, соответствующими материалам, используемым при эмболизации патологических сосудов, и области, затемненной в результате искажения сигнала.

Разработанный алгоритм коррекции HU в большинстве случаев сопоставим по точности с ручной коррекцией артефактов, но позволяет значительно экономить время. При сложной форме объема, образованного эмболизующими материалами, ручное оконтуривание и коррекция зоны

артефакта может быть неэффективным и не обеспечить необходимый уровень точности расчета дозы в мишени.

Литература

1. F. Boas and D. Fleischmann. Ct artifacts: causes and reduction // Imaging in Medicine. 2012. Vol. 4. No. 2. pp. 229-240.
2. D. Giantsoudi, B. De Man, J. Verburg, A. Trofimov, Y. Jin, G. Wang, L. Gjesteb, and H. Paganetti. Metal artifacts in computed tomography for radiation therapy planning: dosimetric effects and impact of metal artifact reduction // Physics in Medicine & Biology. Apr 2017. Vol. 62. No. 8. pp. 49-80.
3. David Gergely Kovacs, Laura A. Rechner, Ane L. Appelt, Anne K. Berthelsen, Junia C. Costa, Jeppe Friberg, Gitte F. Persson, Jens Peter Bangsgaard, Lena Specht, Marianne C. Aznar. Metal artefact reduction for accurate tumour delineation in radiotherapy // Radiotherapy and Oncology. 2018. Vol. 126. No. 3. pp. 479-486.
4. Donald A Roberts, James M Balter, Neeraj Chaudhary, Joseph J Gemmete, and Aditya S Pandey. Dosimetric measurements of onyx embolization material for stereotactic radiosurgery // Medical physics. 2012. Vol. 39. No. 11. pp. 6672-6681.

РОЛЬ АДЕНИЛАТЦИКЛАЗНОГО СИГНАЛЬНОГО КАСКАДА В ИЗМЕНЕНИИ МИКРОМЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЭРИТРОЦИТОВ

Асп. Семенов А.Н., с.н.с. Шишин Е.А.,
м.н.с. (ЦИТО им. Н.Н. Приорова) Родионов С.А.
врач-эндокринолог (МНОЦ МГУ) Фабричнова А.А.,
м.н.с. (ВМК МГУ) Устинов В.Д.
проф. (ЯГПУ им. К.Д. Ушинского) Муравьев А.В.,
доц. Приезжев А.В.

Эритроциты человека — высокоспециализированные клетки. Их основная функция заключается в осуществлении транспорта дыхательных газов (кислорода и углекислого газа), питательных веществ и продуктов клеточного метаболизма в органах и тканях. При течении крови в организме эритроциты подвергаются значительным механическим нагрузкам, проникая в терминальные капилляры, размеры которых значительно меньше среднего диаметра эритроцитов. В этой связи деформируемость эритроцитов (ДЭ) — уникальная биомеханическая особенность обратимо изменять свою форму и размеры — является ключевой характеристикой микроциркуляции. Многие социально-значимые заболевания (сахарный диабет I и II типов, артериальная гипертензия, серповидно-клеточная анемия и др.) характеризуются значительными ухудшениями ДЭ, что приводит к нарушению перфузии крови в тканях и необратимым некротическим последствиям [1]. На физиологическом уровне ДЭ определяется несколькими факторами: (1) отношением поверхности клетки к объему; (2) вязкостью внутреннего содержимого; (3) структурой мембранных белков и примембранного цитоскелета [2]. Несмотря на то, что в процессе эволю-

ции эритроциты лишись систем белкового синтеза, они сохранили молекулярные системы регуляции и точной настройки своих микромеханических свойств в ответ на метаболические запросы организма [3]. Микрореологическое состояние эритроцита как суперпозиция параметров внутриклеточной вязкости и белковых комплексов цитоскелета регулируется с помощью ионных каналов и насосов, а также с помощью адаптивных систем внутриклеточной сигнализации, активация которых приводит к конформационным изменениям мембранных белковых комплексов. Исследование функционирования компонентов этой системы как в отдельности, так и при их т.н. перекрестном «cross-talk» взаимодействии представляет собой актуальную задачу. Знание устройства молекулярных систем регуляции ДЭ открывает широкие возможности по прогнозу и коррекции микроциркуляторных нарушений в современной клинической и в перспективе - гемореологической практике.

Одной из таких систем является аденилатциклазный (АЦ) сигнальный каскад. Центральным звеном является фермент аденилатциклаза, способный синтезировать цАМФ при активации ассоциированных рецепторов. В качестве последних выступают адренорецепторы, поэтому АЦ-каскад часто называют стрессовой сигнальной системой. цАМФ – универсальный вторичный мессенджер. Увеличение концентрации цАМФ внутри клетки запускает каскад ферментативных реакций: активация цАМФ-зависимых протеинкиназ А (ПКА) с последующим фосфорилированием белков цитоскелета. Последнее приводит к тому, что примембранные белковые комплексы, обеспечивающие целостность цитоскелета, распадаются, обеспечивая большую пластичность эритроцита и рост его деформируемости.

Цель данной работы — исследовать молекулярные аспекты работы АЦ-каскада в механизмах быстрой адаптивной регуляции ДЭ. Для этого необходимо оценить изменения ДЭ с помощью малоинвазивных методов при различной стимуляции компонентов каскада. В качестве основной экспериментальной методики была выбрана лазерная эктацитометрия. В данном методе измерения ДЭ происходят путем анализа изменения форм дифракционных картин, получаемых при освещении лазером (635 нм, 1.5 мВт) суспензии эритроцитов, находящихся в сдвиговом потоке [4]. Зависимость вытянутости дифракционной картины от напряжения сдвига (кривая деформируемости) несет информацию об интегральной ДЭ на уровне ансамбля большого числа клеток (десятки-сотни тысяч).

Было проведено исследование изменений ДЭ: (1) при неселективном возбуждении адренорецепторов с помощью адреналина; (2) при прямой активации аденилатциклазы с помощью форсколина; (3) при моделировании роста концентрации цАМФ внутри клетки с использованием его мембран-проникающего аналога (дибутирил-цАМФ, db-cAMP). Эритроциты

здоровых доноров инкубировались в ПБС растворах указанных субстанций при 37°C в течение 15 минут в широком диапазоне концентраций. Число измерений N для каждого образца не менее 10. В каждом из приведенных выше случаев наблюдался рост ДЭ, причем эффект имел дозозависимый характер с выходом на насыщение. Это позволило для каждого стимулятора оценить полу-эффективные концентрации EC_{50} в зависимости от напряжения сдвига. Для адреналина рост ДЭ наблюдался при всех напряжениях сдвига, значения EC_{50} составили 6.5 ± 1.5 μM при высоких напряжениях сдвига (8 Па) и 1.6 ± 0.5 μM в области низких напряжений (1 Па). Положительный эффект db-cAMP на ДЭ проявился только при напряжениях сдвига, больших 3 Па, EC_{50} составила 0.1–0.3 μM . Действие форсколина наиболее сильно зависело от напряжения сдвига: в области малых сдвиговых напряжений EC_{50} достигала 56 ± 24 μM и уменьшалась до 1 μM и ниже в области высоких напряжений. Полученные значения EC_{50} были задействованы для оценки изменения текучести мембраны с помощью метода FRAP (fluorescence recovery after photobleaching) с использованием неспецифического липофильного красителя. Было получено, что наличие в среде инкубации стимуляторов АЦ-каскада (адреналин, db-cAMP, форсколин) достоверно ускоряло диффузию красителя, а следовательно, и повышало текучесть мембраны клетки, в сравнении с интактными эритроцитами.

Таким образом, было показано, что стимулирование АЦ-каскада приводит к достоверному увеличению ДЭ. Эффективность действия стимулятора оказалась различной при различных внешних механических воздействиях. По-видимому это связано с неселективностью действия стимуляторов: адреналин является лигандом как для альфа-, так и для бета-адренорецепторов, а форсколин способен стимулировать несколько биохимических процессов, в частности, транспорт глюкозы. db-cAMP показал наименее выраженную зависимость от напряжения сдвига, подтверждая тем самым микрореологический отклик по аденилатциклазному цАМФ-ассоциированному регуляторному пути. В целом, способность эритроцита распознавать внешние микромеханические стимулы и соответствующим образом осуществлять микрореологическую подстройку может являться механизмом адаптивной регуляции деформируемости, а аденилатциклазный сигнальный каскад играть роль ключевого регулирующего звена.

Работа была выполнена при поддержке РФФИ, грант № 18-32-00756.

Литература

1. А.В. Муравьев, И.А. Тихомирова, С.В. Булаева, В.А. Вдовин, А.А. Муравьев. Исследование роли отдельных реологических характеристик крови в изменении ее текучести и транспортного потенциала // Российский журнал биомеханики, 2012, Т. 16, № 3(57), С. 32–41.
2. Ф.И. Атауллаханов, Н.О. Корунова, И.С. Спиридонов, И.О. Пивоваров, Н.В. Калягина, М.В. Мартынов. Как регулируется объем эритроцита, или что могут и

чего не могут математические модели в биологии \\\ Биологические мембраны, 2009, Т. 26, № 3, С. 163–179.

3. А.В. Муравьев, И.А. Тихомирова, А.А. Ахапкина, С.В. Булаева, П.В. Михайлов, А.А. Муравьев. Микромеханические ответы эритроцитов человека на стимулирование мембранных рецепторов, ионных каналов и ферментов \\\ Российский журнал биомеханики, 2016, Т. 20, № 1, С. 28–36.
4. К. Ли, М. Киннунен, А.Е. Луговцов, А.В. Приезжев, А.В. Карменян. Оптические методы исследования динамики и деформации эритроцитов в условиях потока \\\ Автометрия, 2014, Т. 50, №5, С. 108–115.

МЕТОДЫ ОЦЕНКИ ДОСТАВЛЕННОЙ ДОЗЫ С УЧЕТОМ ЕЖЕДНЕВНОГО ПОЗИЦИОНИРОВАНИЯ ПАЦИЕНТА ПРИ ПРОВЕ- ДЕНИИ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ НА АППАРАТЕ ТОМОТHERAPY

Проф. Черняев А.П., Товмасын Д.А., Логинова А.А. (НМИЦ ДГОИ
им. Д. Рогачева)

Введение. Перед каждым лечебным сеансом лучевой терапии на аппарате TomoTherapy (Accuray) проводится предварительная визуализация путем мегавольтной компьютерной томографии (МВКТ). Полученные объемные изображения МВКТ используются для верификации и коррекции положения пациента, что позволяет минимизировать погрешности подведения дозы [1-2]. Однако этой процедуры недостаточно для получения информации об изменении анатомии пациента от фракции к фракции, а также о влиянии погрешности позиционирования пациента на доставку дозы при облучении [3]. Чтобы исследовать эту неудовлетворенную клиническую потребность, в данной работе было предложено два метода количественной оценки доставленной дозы с учетом влияния ежедневных укладок. Первый метод использует непосредственно изображения пациента, полученные перед началом лечения каждой фракции [4-7]. Второй метод использует данные со встроенных детекторов, расположенных на противоположной от ускорителя стороне и накапливающих заряд во время лечения [8-10]. Каждый из методов призван контролировать процесс лечения на протяжении всего курса, а также в случае отклонений, превышающих разработанные критерии, скорректировать план лечения.

Эксперимент. Полученные перед каждой процедурой МВКТ изображения пациента подвергались жесткой регистрации с планировочными изображениями киловольтной компьютерной томографии. Полученные при выполнении МВКТ поступательные смещения были применены при расчете полученной дозы за каждую из фракций. Для этого лечебный план рассчитывался в актуальной геометрии МВКТ изображений при использовании программного обеспечения DQA TomoTherapy (Accuray). Предварительно построена и применена для расчета кривая соответствия чисел Хаунсфилда МВКТ и соответствующих плотностей тела человека. Затем проводилось сравнение запланированной и полученной суммарной дозы.

Деформируемое совмещение с целью переноса контуров с планировочных изображений на изображения МВКТ, выполнялись в системе MIM Software (Cleveland, Ohio). Запланированное распределение дозы сравнивалось с полученным распределением доставленной дозы (суммой доз за все фракции) путем анализа гистограмм доза-объем (ГДО). Для второго метода использовались данные встроенных детекторов, представляющих собой ионизационные камеры. После каждой процедуры программное обеспечение аппарата TomoTherapy хранит данные о последней процедуре в модуле FTP-only. Данные представляют из себя двумерный массив, где ось X – это номер проекции; ось Y – количество ячеек детектора (640); ось Z – накопленный ионизационными камерами заряд, который пришел к ним за время процедуры. В программе MATLAB (MathWorks Incorporated, Natick, MA, USA) с помощью среды интерфейса GUI был разработан программный код и интерфейс программы для анализа сырых данных, полученных сразу после сеанса лечения.

Результаты. Разработано два независимых метода анализа и оценки точности доставляемой в процессе лечения дозы. Первый метод дает набор трехмерных распределений доз для каждой фракции, что позволяет не только оценивать актуальную дозу в мишени и нормальных тканях, но и позволит в будущем количественно связать трехмерное распределение дозы и частоту осложнений. Второй способ поможет проводить более качественную и информативную дозиметрию для каждого пациента путем анализа флюенса и его изменений на протяжении всех сеансов лучевой терапии. Написанная в MATLAB программа позволяет наглядно видеть разницу между данными, полученными с различных фракций лечения пациента, а также находить гамма-индекс любых двух распределений. Применение разработанных методов в лечебной практике поможет обеспечить более надежную и точную доставку дозы на протяжении всего курса лечения.

Литература

1. Chen M., Chao E., Lu W. Quantitative characterization of tomotherapy MVCT dosimetry //Medical Dosimetry. – 2013. – Т. 38. – №. 3. – С. 280-286. Chen M., Chao E., Lu W. Quantitative characterization of tomotherapy MVCT dosimetry //Medical Dosimetry. – 2013. – V. 38. – №. 3. – P. 280-286.
2. Vaandering A. et al. Evaluation of MVCT protocols for brain and head and neck tumor patients treated with helical tomotherapy //Radiotherapy and Oncology. – 2009. – V. 93. – №. 1. – P. 50-56.
3. Zuro D. et al. Multi-institutional evaluation of MVCT guided patient registration and dosimetric precision in total marrow irradiation: A global health initiative by the international consortium of total marrow irradiation //Radiotherapy and Oncology. – 2019. – V. 141. – P. 275-282.
4. Lu W. et al. Deformable registration of the planning image (kVCT) and the daily images (MVCT) for adaptive radiation therapy //Physics in Medicine & Biology. – 2006. – V. 51. – №. 17. – P. 4357.
5. Crop F., Bernard A., Reynaert N. Improving dose calculations on tomotherapy MVCT images //Journal of applied clinical medical physics. – 2012. – V. 13. – №. 6. – P. 241-253.

6. De Marco P. et al. Image quality and dose evaluation of MVCT TomoTherapy acquisitions: A phantom study //Physica Medica. – 2019. – V. 57. – P. 200-206.
7. Schultheiss T. E. et al. Image-guided total marrow and total lymphatic irradiation using helical tomotherapy //International Journal of Radiation Oncology Biology Physics. – 2007. – V. 67. – №. 4. – P. 1259-1267.
8. Wooten H. O. et al. The use of exit detector sinograms to detect anatomical variations for patients extending beyond the TomoTherapy field of view: A feasibility study //Medical physics. – 2012. – V. 39. – №. 10. – P. 6407-6419.
9. Deshpande S. et al. Clinical implementation of an exit detector - based dose reconstruction tool for helical tomotherapy delivery quality assurance //Medical physics. – 2017. – V. 44. – №. 10. – P. 5457-5466.
10. Kapatoes J. M. et al. Delivery verification in sequential and helical tomotherapy //Physics in Medicine & Biology. – 1999. – V. 44. – №. 7. – P. 1815.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ АННИГИЛЯЦИОННЫХ ФОТОНОВ КАК МЕТОД КОНТРОЛЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДОЗЫ В ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ НА ПУЧКАХ ФОТОНОВ И ПОЗИТРОНОВ

Инж. Синельников А.Г., проф. Черняев А.П., асп. Морозова Е.П.

Лучевая терапия занимает значительное место в лечении онкологических заболеваний. В последние годы стали внедряться радиотерапевтические методики, которые позволяют контролировать положение опухоли непосредственно в процессе облучения, сокращая время процедуры и минимизируя негативное воздействие на пациента. Примером совмещения диагностики и лучевой терапии является установка «Томотерапия», в которой пучок ионизирующего излучения с высочайшей точностью направляется на опухоль, а встроенный компьютерный томограф определяет форму, размер и положение опухоли за считанные секунды до начала сеанса.

В работе предлагается метод, который может стать способом оценки распределения дозы в теле пациента при облучении. Метод использует идеологию, на которой основана ПЭТ-томография, и построен на регистрации аннигиляционных фотонов. Рождение электрон-позитронных пар является одним из процессов, который происходит при взаимодействии с веществом фотонов с энергией более 1,22 МэВ. Возникшие позитроны в дальнейшем аннигилируют с образованием фотонов. Регистрируя такие фотоны, можно получить информацию, которая, после соответствующей обработки, позволит сделать вывод о распределении дозы.

Для исследования предлагаемого метода был выполнен компьютерный эксперимент с использованием пакета GEANT4 [1], основанного на методе Монте-Карло. В рамках выполненной работы была оценена корреляция между распределением поглощенной дозы фотонного и позитронного излучения и распределением мест аннигиляции позитронов, проанализированы энергетические спектры тормозных и аннигиляционных фотонов.

В результате были получены глубинные распределения поглощенной дозы и числа аннигиляций, получена функция пересчета, позволяющая по распределению числа аннигиляций получить глубинное распределение поглощенной дозы.

Проводится обсуждение полученных данных.

Литература

1. Allison J., Amako K., Apostolakis J. et al. Recent developments in GEANT4 // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A.: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 835, 186–225

МЕТОД БЕСКОНТАКТНОЙ ТЕРАГЕРЦОВОЙ РЕГИСТРАЦИИ ФУНКЦИИ ДЫХАНИЯ ЧЕЛОВЕКА

Берловская Е. Е., Черкасова О. П. (ИЛФ СО РАН), Ожередов И. А., Адамович Т. В. (Факультет психологии, МГУ), Исайчев Е. С. (Факультет психологии, МГУ), Исайчев С. А. (Факультет психологии, МГУ), Макуренок А. М., Вараксин А. Н. (НИЦ РО (ЗАО)), Гатилов С. Б. (НИЦ РО (ЗАО)), Куренков Н. И. (НИЦ РО (ЗАО)), Черноризов А. М. (Факультет психологии, МГУ), Шкуринов А. П.

Введение. Традиционными методами регистрации функции дыхания человека (ФДЧ), являются контактные методы, в которых используются специальные датчики, накладываемые на поверхность тела человека, а именно, датчик натяжения [1], датчики давления и скорости воздушного потока [2], датчики резистентности [3] и миниатюрные акселерометры [4]. Основным недостатком всех перечисленных устройств является необходимость контакта, сковывающего движение, а зачастую их применение возможно только при полной неподвижности человека [5]. Дистанционный контроль функции дыхания представляет особенный интерес, так как позволяет вести непрерывный мониторинг физиологического состояния человека, например оператора техники с риском техногенных катастроф, не препятствуя двигательной активности. Хорошо известно, что тело человека является источником электромагнитного излучения, частотный диапазон которого находится в интервале от десятых долей Гц, захватывает радиочастотный, микроволновый и ИК диапазоны, и продолжается в видимую часть спектра. Описаны методы дистанционной регистрации функции дыхания с помощью ИК камер, выделяющие фазу ВЫДОХА по контрасту полосы поглощения CO₂, расположенной в диапазоне чувствительности ИК-камеры [6-8]. Цель работы состояла в разработке нового подхода к бесконтактной регистрации функции дыхания человека, основанного на анализе ТГц вклада в общий сигнал при одновременной регистрации ИК и ТГц излучений лица человека.

Эксперимент. Регистрация ИК–ТГц изображений и функции дыхания испытуемых проводилась на аппаратно-диагностическом комплексе,

включающем ИК-ТГц детектор IR/V-T0831C (NEC, Япония), который позволяет проводить регистрацию ИК-ТГц изображений исследуемого объекта в спектральном диапазоне от 1 до 30 ТГц (от 9 до 300 мкм). Была разработана комплексная программа по синхронной регистрации собственного электромагнитного излучения от лица испытуемого в ТГц диапазоне частот и психофизиологических показателей, включая показатели дыхательного ритма, измеряемые независимо контактными методами, в процессе моделирования стрессогенных ситуаций, с целью создания вариаций ритма и длительностей фаз дыхательного цикла: вдох, пауза, выдох. Вариативность каждой из перечисленных фаз, отражает физиологические особенности организма. В качестве стрессоров были использованы: «физиологический стрессор» в виде электростимуляции; «информационный стрессор» в виде когнитивной нагрузки; «физический стрессор» в виде кратковременных интенсивных физических нагрузок (велотренажер-эргометр). В эксперименте также регистрировали показатели активности центральной и периферической нервной системы. В экспериментах приняли участие 30 испытуемых (15 мужчин и 15 женщин), средний возраст составил 22 ± 2.97 лет.

Результаты. В процессе анализа ИК–ТГц изображений лиц испытуемых были построены гистограммы изображений [9]. Для выделения ФДЧ использован гистограммный анализ в локальной области [10], а также, в целях повышения дифференциальной чувствительности метода, предложен подход с использованием программного зонда пространственного дифференцирования [11]. Гистограммный способ получения количественных оценок функции внешнего дыхания инвариантен к масштабу, не требует точного позиционирования, позволяет с высокой надежностью оценить частоту дыхательного цикла, однако наличие постоянной составляющей сигнала дает высокую погрешность в оценке длительности фаз дыхательного цикла. Второй подход обеспечил высокую чувствительность, при этом его недостатками стали повышенные требования к точности совмещения зонда с носовым отверстием и необходимость его масштабирования в соответствии с ракурсом съемки. В работе продемонстрировано, что используемый детектор позволяет хорошо фиксировать вдохи, в то время как для фиксации выдохов и пауз контрастной чувствительности камеры недостаточно, что напрямую связано с уровнем собственных шумов детектора, способом организации электронно-оптического тракта. Объединяя данные, получаемые с помощью ИК-камеры [6-8] и камеры, работающей в расширенном ИК-ТГц диапазоне, имеется принципиальная возможность дистанционно выделить не только дыхательный цикл, но и функцию дыхания, что имеет большой потенциал в контрольных и медицинских целях.

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ (проект № 17-29-02487) с использованием оборудования, приобретенного за счет средств «Программы развития Московского университета имени М.В. Ломоносова до 2020 года»

Литература

1. Rauhala E., Virkkala J., Himanen S.-L. Periodic limb movement screening as an additional feature of Emfit sensor in sleep-disordered breathing studies // *Journal of Neuroscience Methods*. – 2009. – Vol. 178. – № 1. – P. 157-161.
2. Al-Salaymeh A., Jovanović J., Durst F. Bi-directional flow sensor with a wide dynamic range for medical applications. // *Medical Engineering and Physics*. – 2008. – V. 26. – № 8. – P. 623-637.
3. Balleza M., Fornos J., Calaf N. et al. Monitoring of breathing pattern at rest by electrical impedance tomography. // *Arch Bronconeumol*. – 2007. – Vol. 43. – № 6. – P. 300-303.
4. Morillo D.S., Ojeda J.L.R., Foix L.F.C., Jiménez A.L. An accelerometer-based device for sleep apnea screening. // *IEEE Trans. Inf. Technol. Biomed.* – 2010. – Vol. 14. – № 2. – P. 491-499.
5. С.А. Тараканов, В.И. Кузнецов, А.О. Кузнецов. Длительный мониторинг дыхания человека // *Инженерный вестник Дона*. – 2013. №4 (27). URL: <https://cyberleninka.ru/article/n/dlitelnyy-monitoring-dyhaniya-cheloveka>.
6. Pavlidis, J. Dowdall, N. Sun, C. Puri, J. Fei, M. Garbey, Interacting with human physiology, *Computer Vision and Image Understanding* 108 (2007) 150–170.
7. A.K. Al Zubaidi, Y. Ethawi, G.M. Schmölder, S. Sherif, M. Narvey, M. Seshia. Review of Biomedical Applications of Contactless Imaging of Neonates Using Infrared Thermography and Beyond // *Methods and Protocols*. – 2018. – Vol. 1. – P. 39 (1-20). doi:10.3390/mps1040039
8. D. Cardone, A. Merla. New Frontiers for Applications of Thermal Infrared Imaging Devices: Computational Psychophysiology in the Neurosciences // *Sensors*. – 2017. – Vol. 17. – P. 1042 (1-21). doi:10.3390/s17051042.
9. Е.Е.Берловская, О.П.Черкасова, И.А.Ожередов и др. Новый подход к терагерцевой диагностике психоэмоционального состояния человека. // *Квантовая электроника*, т. 49, № 1, с. 70-77 (2019).
10. Е.Е. Berlovskaya, S.A. Isaychev, A.M. Chernorizov, A.S. Sinko, I.A. Ozheredov, T.V. Adamovich, E.S. Isaychev, O.P. Cherkasova, A.M. Makurenkov, A.P. Shkurinov, A.N. Varaksin, S.B. Gatilov, N.I. Kurenkov, A.E. Manaenkov. Diagnostics of Human Psychoemotional States by Combining Psychological and Psychophysiological Methods with Measurements the Infrared and THz Radiation from Face Areas // *Psychology in Russia: State of the Art*. – 2020. – Vol. 13, Issue 2. – P. 65-83.
11. Е.Е.Берловская, О.П.Черкасова, И.А.Ожередов и др. Бесконтактная регистрации функции дыхания на основе анализа ИК-ТГц изображений лица человека. // *Компьютерная оптика*, т.1 (2021).

ВОЗМОЖНОСТИ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ СТАДИЙ ФИБРИЛЛООБРАЗОВАНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДОВ ОПТИЧЕСКОЙ МИКРОСКОПИИ И СПЕКТРОСКОПИИ

Асп. Ровнягина Н.Р., Будылин Г.С. (НИУ ВШЭ), с.н.с. Ширшин Е.А., проф. Вайнер Ю.Г. (Институт спектроскопии РАН; НИУ ВШЭ), студ. Хасан А. (НИЯУ МИФИ)

На данный момент активно ведется исследование кинетики фибриллообразования. Одним из наиболее популярных методов изучения данного процесса *in vitro* является флуоресцентная спектроскопия с использовани-

ем зонда тиофлавина Т. Однако, при изучении фибриллообразования с использованием комплекса различных оптических методов, было показано несовпадение кинетики изменения таких физических параметров как интенсивность и среднее время жизни флуоресценции тиофлавина Т, а также размер агрегатов [1;2;3]. Данный факт ставит вопрос о правильной интерпретации кинетики агрегации. Данная работа направлена на исследование механизмов, лежащих в основе различия чувствительности интенсивности и времени жизни флуоресценции ThT к формированию белковых агрегатов при фибриллообразовании. Оценка изменения размеров и геометрии агрегатов проводилась с использованием динамического рассеяния света (DLS) и анализа траектории наночастиц (NTA). Было показано, что время жизни ThT чувствительно к появлению небольшого количества (~3%) ThT, встроенного в сайты связывания с высокой афинностью. Формирование таких сайтов происходит одновременно с резким увеличением среднего размера, концентрации частиц и гетерогенности размеров структур, детектируемых в растворе. Несоответствие между интенсивностью и средним временем жизни флуоресценции ThT может быть объяснено наличием фракции молекул ThT со сверхбыстрой релаксацией и низким квантовым выходом. Использование комплекса различных оптических методов при исследовании процесса формирования фибрилл позволило проанализировать взаимосвязь между количеством и размером агрегатов и фотофизическими параметрами ThT при фибриллообразовании.

Литература

- [1] Streets, A. M.; Sourigues, Y.; Kopito, R. R.; Melki, R.; Quake, S. R. Simultaneous Measurement of Amyloid Fibril Formation by Dynamic Light Scattering and Fluorescence Reveals Complex Aggregation Kinetics. *PLoS One* 2013, 8 (1). <https://doi.org/10.1371/journal.pone.0054541>.
- [2] Mohanty, J.; Dutta Choudhury, S.; Pal, H.; Bhasikuttan, A. C. Early Detection of Insulin Fibrillation: A Fluorescence Lifetime Assay to Probe the Pre-Fibrillar Regime. *Chem. Commun.* **2012**, 48 (18), 2403–2405. <https://doi.org/10.1039/c2cc16974f>.
- [3] Tikhonova, T. N.; Rovnyagina, N. R.; Zhrebker, A. Y.; Sluchanko, N. N.; Rubekina, A. A.; Orekhov, A. S.; Nikolaev, E. N.; Fadeev, V. V.; Uversky, V. N.; Shirshin, E. A. Dissection of the Deep-Blue Autofluorescence Changes Accompanying Amyloid Fibrillation. *Arch. Biochem. Biophys.* 2018, 651, 13–20. <https://doi.org/10.1016/j.abb.2018.05.019>.

Подсекция
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ
ФИЗИКА

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

БАЗОВЫЕ МОДЕЛИ В СТАТИСТИЧЕСКОЙ ТЕРМОДИНАМИКЕ ЖИДКОСТИ	97
Проф. Николаев П.Н.	97
РЕЛЯЦИОННАЯ КАРТИНА МИРА	100
Проф. Ю.С. Владимиров	100
КВАНТОВАЯ СИСТЕМА С ПОЛИНОМИАЛЬНЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ В ФАЗОВОМ ПРОСТРАНСТВЕ	104
Проф. Е.Е. Перепелкин, асп. Е.В. Бурлаков.....	104
ОБ ОДНОЧАСТИЧНЫХ ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЯХ В ПЛОСКИХ ПСЕВДОФИНСЛЕРОВЫХ ПРОСТРАНСТВАХ.....	105
Доц. Соловьев А.В.	105

БАЗОВЫЕ МОДЕЛИ В СТАТИСТИЧЕСКОЙ ТЕРМОДИНАМИКЕ ЖИДКОСТИ

Проф. *Николаев П.Н.*

Сто пятьдесят лет назад начались экспериментальные исследования Т. Эндрюса, позволившие Ван-дер-Ваальсу получить знаменитое уравнение состояния. Данное уравнение, несмотря на свою простую форму, отражает основные особенности однородной фазы вещества [1–3].

Уравнение Ван-дер-Ваальса содержит две постоянные a и b , которые учитывают наличие собственного объема у молекул и притяжение между ними. Оказалось, что данного представления достаточно, чтобы описать как газ, так и жидкость, а между жидкостью и газом возможен непрерывный переход. Эти идеи Ван-дер-Ваальса получили всеобщее признание. Уравнение состояния стало генератором идей при изучении наиболее характерных состояний вещества, включая критическое и сверхкритическое состояния [4–6].

Но после проведенных в начале двадцатых годов XX века рентгено-структурных исследований жидкости возникло представление о ближнем порядке в жидком состоянии. Это привело к исследованию жидкости, исходя из упорядоченной структуры как основного приближения, а не из однородной фазы, как в подходе Ван-дер-Ваальса. Было сформировано представление о конденсированном состоянии.

Такая ситуация в теории жидкости, включающая в себя два разных подхода к ее описанию, не способствовала созданию последовательного количественного изучения всей фазовой диаграммы жидкого состояния. Решение этой дилеммы было дано лишь в 70-х годах XX века в рамках теории жидкости Вика–Чандлера–Андерсона. В предложенной ими теории ключевым оказался выбор базовой модели.

Ван-дер-Ваальс в качестве базовой системы использовал систему твердых сфер, для которой было предложено весьма грубое приближенное уравнение состояния. Притягивающая часть вводилась в качестве дополнительного поправочного члена. Несмотря на простоту и приближенный характер аппроксимации итоговое уравнение оказалось весьма ценным.

В дальнейшем улучшение уравнения состояния осуществлялось в направлении усложнения базовой модели, а также учета максимально возможного числа поправочных членов, которые в силу традиции ассоциировались с притяжением.

Для описания систем с короткодействующими силами взаимодействия в качестве базовых моделей чаще всего использовались системы мягких сфер и системы с потенциалом Баркера–Хендерсона. Но именно введение базовой системы с потенциалом Вика–Чандлера–Андерсона позволило построить

последовательную количественную теорию жидкого состояния, сочетающую в себе как идеи Ван-дер-Ваальса, так и представление о ближнем порядке.

Авторы последнего подхода вышли за обычные формальные рамки деления потенциала. Они предложили более сложный нетривиальный вариант, который лучше соответствовал поведению жидкости при низких температурах и позволял построить в этой области более эффективный вариант теории возмущений. Данный потенциал имеет вид

$$u(r) = \begin{cases} \Phi(r) + \varepsilon & r < 2^{1/6}\sigma \\ 0 & r \geq 2^{1/6}\sigma, \end{cases} \quad (1)$$

где $\Phi(r)$ — потенциал Леннард-Джонса с параметрами σ и ε [2]. Он положительно определен и для системы с таким потенциалом можно построить теорию возмущений для свободной энергии, которая будет быстро сходиться.

Отметим, что при низких температурах системы с потенциалом (1) термодинамически подобны системе твердых сфер с диаметром $2^{1/6}\sigma$. Поэтому зачастую для системы с данным положительно определенным потенциалом взаимодействия в свою очередь в качестве базовой системы используют систему твердых сфер. Свойства последней в настоящее время хорошо изучены [7–9].

Предложенный Виксом, Чандлером и Андерсоном для потенциала Леннард-Джонса потенциал (1) может быть получен по тому же способу разбиения и для потенциалов других типов [10–12].

В данной работе исследуется поведение наиболее известных положительно определенных базовых систем на основе метода, предложенного в работе [3]. Как показали расчеты, для них термодинамические потенциалы могут быть вычислены практически с любой необходимой степенью точности во всей области изменения термодинамических параметров.

В нашем случае мы используем выражение для свободной энергии системы, которое вычисляется на основе информации о базовой системе и двухчастичной параметризованной функции Боголюбова в классическом случае, либо двухчастичной матрице плотности — в квантовом.

Для вычисления двухчастичной функции распределения осуществлен переход от параметризованного конфигурационного распределения Гиббса к цепочке уравнений. В данном случае вычисление двухчастичной функции распределения является более простой задачей, чем непосредственное вычисление статистического интеграла.

Для упорядоченной фазы в качестве основного приближения используется решение уравнения самосогласованного поля.

Что касается однородной фазы, то здесь мы имеем ряды по степеням плотности. Для двухчастичной параметризованной функции распределения разложение решений удобно проводить по корреляционным интегралам.

Проведенные вычисления показали высокую эффективность используемого подхода и отсутствие принципиальных трудностей при вычислениях. При этом исследованы как классические, так и квантовые системы. Для последних проблемы возникают лишь при очень низких температурах и малых давлениях для базовых систем, используемых при описании гелия.

Предлагаемый подход расширяет класс базовых систем, которые могут использоваться для построения статистической термодинамики жидкости. Это позволяет рассматривать наиболее эффективные способы ускорения сходимости рядов теории возмущений. В первую очередь следует учесть хорошо зарекомендовавшее себя приближение Ван Лаара для свободной энергии [13–15]. В результате можно построить статистическую термодинамику жидкостей в широкой области изменения термодинамических параметров.

Литература

1. Croxton C.A. Liquid state physics - a statistical mechanical introduction. Cambridge, 2009.
2. Elliott J.R., Schultz A.J., Kofke D.A. // J. Chem. Phys. 2019. 151. 204501.
3. Nikolaev P.N. // Moscow University Physics Bulletin 2018. 73. P. 263.
4. Гинзбург В.Л. // УФН 1971. 103. N 1. С. 87.
5. Уленбек Г. // УФН 1971. 103. N 2. С. 275.
6. Уравнения состояния газов и жидкостей. М.: Наука, 1975.
7. Bannerman M.N., Lue L., Woodcock L.V. // J. Chem. Phys. 2010. 132.084507.
8. Schultz A.J., Kofke D.A. // Phys. Rev. E 2014. 90. 023301.
9. Стишов С.М. // УФН 2019. 189. N 6. С. 659.
10. Heyes D.M., Okumura H. // J. Chem. Phys. 2006. 124. 164507.
11. Heyes D.M., Rickayzen G., Pieprzyk S., Branka A.C. // J. Chem. Phys. 2016. 145. 084505.
12. Sadus R.J. // J. Chem. Phys. 2018. 149. 074504.
13. Вукалович М.П., Новиков И.И. Уравнение состояния реальных газов. М.-Л., 1948.
14. Nikolaev P.N. // Moscow University Physics Bulletin 2013. 68. P. 196.
15. Laar J. van. Zustandsgleichung von Gasen und Flussigkeiten. Leipzig, 1924.

РЕЛЯЦИОННАЯ КАРТИНА МИРА

Проф. Ю.С. Владимир

В докладе излагается непривычный для большинства физиков реляционный подход к описанию физической реальности, основанный на следующих трех составляющих: 1) реляционном понимании природы классического пространства-времени, отличном от обычно используемого его субстанциального понимания, 2) описании физических взаимодействий на основе концепции дальнего действия, альтернативной общепринятой концепции ближнего действия и 3) принципе Маха, возведенном в ранг принципа А. Эйнштейном при создании общей теории относительности.

Реляционный подход развивает идеи, уже давно высказанные в трудах Г. Лейбница, Р.И. Бошковича, представителей немецкой физической школы середины XIX века, а также воспитанника этой школы Э. Маха. А XX веке идеи реляционного подхода развивались в работах А.Д. Фоккера, Я.И. Френкеля, Р. Фейнмана, Ф. Хойла, Г.В. Рязанова и ряда других авторов. К сожалению, в прошедшем веке они оказались на обочине магистрального направления развития физики и лишь к концу XX века, после создания необходимого математического аппарата и учета последних достижений фундаментальной физики, сложились условия для возрождения идей реляционного подхода и построения на их основе реляционной картины мира.

Анализ современного состояния фундаментальной физики показывает, что ныне исследования ведутся в рамках трех физических парадигм, истоки которых уже усматриваются в трехчленном втором законе Ньютона, связывающем характеристики (понятия) трех ключевых физических категорий: 1) частиц (тел), 2) пространства-времени (ускорение) и 3) сил, точнее, полей переносчиков взаимодействий. В XX веке (вольно или невольно) проявилось стремление к уменьшению числа ключевых категорий. Это удалось осуществить тремя способами, по-разному совместив пары исходных категорий в новые физические категории, что и означало формирование трех дуалистических миропониманий (парадигм), которые фактически представляют собой три взгляда на физическую реальность под разными углами зрения.

Теоретико-полевое миропонимание (ныне доминирующее) основано на объединении категорий частиц и полей. В этом подходе вместо двух названных категорий выступает новая обобщенная категория поля амплитуды вероятности, описываемая волновыми функциями в классическом пространстве-времени. К теориям этой парадигмы относятся квантовая механика и квантовая теория поля, в которых симметричным образом рассматриваются (бозонные) поля переносчиков взаимодействий и (фермионные) поля частиц. Апогей данного подхода проявился в открытых во второй по-

ловине XX века суперсимметричных преобразованиях между фермионными и бозонными волновыми функциями. Эта же линия продолжается в исследованиях суперструн и бран.

В теоретико-полевой парадигме категория пространства-времени сохраняет свой прежний характер и по-прежнему представляет собой сцену или арену, на которой определяется обобщенная категория поля амплитуды вероятности.

Геометрическое миропонимание соответствует описанию физической реальности на основе обобщенной категории, включающей в себя прежние категории пространства-времени и полей переносчиков взаимодействий. Таковой является новая категория искривленного пространства-времени, деформируемого содержащимися в нем частицами (талами). Центральное место здесь занимает эйнштейновская общая теория относительности, в которой нет отдельно плоского пространства-времени и отдельно гравитационного поля, а есть обобщенная категория искривленного пространства-времени, куда вложена категория частиц. К этому же классу теорий относятся многомерные геометрические модели физических взаимодействий, называемые ныне теориями типа Калуцы, где, кроме гравитации, геометризуются и другие виды физических взаимодействий, в первую очередь, электромагнитное.

Третьим дуалистическим миропониманием является реляционное, которое основано на двух типах объединения категории пространства-времени с категориями частиц и полей переносчиков взаимодействий. В XX веке исследования в рамках данной парадигмы были представлены теориями прямого межчастичного взаимодействия, развивавшимися А. Фоккером, Р. Фейнманом, Ф. Хойлом, Дж. Нарликарот и другими авторами. В России это направление развивалось в работах Я.И. Грановского, А.А. Пантюшина, К.А. Пирагаса, Г.В. Рязанова и наших [1–5]. В этих исследованиях физические взаимодействия описывается в рамках концепции дальнодействия, альтернативной общепринятой концепции близкодействия, используемой в теории поля.

Разъясним суть трех составляющих реляционного подхода.

1. Первая составляющая отвергает априорно заданный характер пространства-времени и рассматривает его как абстракцию от системы отношений между всеми материальными объектами (событиями с их участием), В отсутствии материальных объектов нет и пространства-времени.
2. Концепция дальнодействия означает передачу воздействий между объектами непосредственно без переносчиков, т. е. без промежуточных полей, которые принято использовать в общепринятой теории поля.

3. Принцип Маха понимается как обусловленность наблюдаемых свойств классических систем и используемой геометрии глобальными свойствами окружающего мира.

Для развития реляционного подхода к физической реальности оказался необходимым математический аппарат, основы которого были заложены в работах Ю.И. Кулакова (выпускника физфака МГУ) и Г.Г. Михайличенко (его ученика) по так называемой теории физических структур. Математический аппарат этой теории фактически представляет собой универсальную теорию систем отношений между элементами любой природы. Были развиты две разновидности таких теорий: а) унарные теории систем отношений (на одном множестве элементов) и б) бинарные теории систем отношений (на двух множествах элементов).

Теории унарных систем отношений фактически представляют собой реляционную переформулировку общепринятых геометрий с симметриями. Эти теории опираются на следующие положения: во-первых, на наличие множества элементов (как дискретного, так и непрерывного), во-вторых, на задание неких вещественных отношений между парами элементов, в-третьих, на наличие некоего алгебраического закона, связывающего между собой отношения между неким числом r элементов, и, в-четвертых, на наличие фундаментальной симметрии, т. е. на условие выполнимости закона для произвольной выборки из r элементов используемого множества. Этих условий достаточно для записи системы функционально-дифференциальных уравнений, из которых находятся все возможные законы унарных систем вещественных отношений. Было показано, что найденные законы соответствуют используемым ныне в физике геометриям: Евклида, Минковского, Лобачевского, Римана (постоянной положительной кривизны) и других.

Второй тип систем отношений — бинарных — строится по тем же правилам, что и теория унарных систем отношений, только теперь рассматриваются отношения между элементами двух разных множеств. В итоге был открыт новый тип геометрий — бинарных, мало кому известных. При этом было показано, что используемые ныне в физике общепринятые геометрии можно понимать как вторичные от более элементарных бинарных геометрий, что позволяет взглянуть на физическую реальность под новым необычным углом зрения.

Бинарные геометрии оказались необходимыми для реляционной переформулировки ряда закономерностей квантовой теории. Для этого нам пришлось обобщить результаты группы Кулакова–Михайличенко на случай комплексных парных отношений. В итоге была построена бинарная предгеометрия. При ее применении к квантовой теории два множества элементов соответствуют начальным и конечным состояниям микросистем, а ком-

плексные парные отношения являются прообразами амплитуды вероятности переходов между парами состояний. В рамках этой теории дается обоснование спинорного характера элементарных частиц, наблюдаемой размерности и сигнатуры классического пространства-времени, описываются известные виды физических взаимодействий и получается ряд других результатов. В частности, дается физическая интерпретация скрытых (дополнительных) размерностей в многомерных геометрических моделях физических взаимодействий типа теории Калуцы, показывается вторичный характер гравитационных взаимодействий и т. д.

Необходимость и своевременность развития реляционного подхода (парадигмы) к физическому мирозданию диктуется рядом факторов. Назовем наиболее существенные из них.

1. В течение почти всего XX века безуспешно предпринимались попытки совмещения принципов квантовой теории и общей теории относительности в рамках ныне доминирующей теоретико-полевой парадигмы, а также геометрического подхода к физике. Данную проблему безуспешно пытались решить ведущие физики-теоретики XX века: А. Эйнштейн, Р. Фейнман, Дж.А. Уилер и многие другие. Именно это заставило автора обратиться к анализу оснований современных представлений о физической реальности, что привело к осознанию наличия трех метафизических парадигм и в конце концов заставило заняться исследованиями в рамках реляционного подхода.
2. Даже независимо от решения проблемы квантования гравитации само вскрытие наличия третьей дуалистической парадигмы — реляционной, долгое время остававшейся вне должного внимания, — является достаточно веским основанием для изучения ее возможностей в решении назревших проблем современной теоретической физики.
3. К настоящему времени накоплен ряд веских доводов в пользу того, что в микромире классические пространственно-временные представления теряют силу. Актуальной стала проблема замены классических представлений на некую самостоятельную систему понятий и закономерностей, присущих физике микромира. В частности, это относится и к пересмотру существующих интерпретаций квантовой механики, на чем настаивали Луи де Бройль, Л.И. Мандельштам и некоторые другие известные авторы.
4. В настоящее время ряд известных авторов все настойчивее высказывают идею о необходимости вывода общепринятых классических пространственно-временных представлений из некой искомой системы понятий и закономерностей, присущих физике микромира. Анализ показывает, что данная проблема вряд ли может быть решена в рамках ныне доминирующей теоретико-полевой парадигмы, т. к. в ее основе

лежит понятие поля, нуждающееся в наличие заранее заданного пространственно-временного континуума. Вряд ли эту проблему удастся решить также в рамках геометрической парадигмы, которая также основана на наличии пространственно-временного континуума и в ее рамках обсуждаются лишь вопросы об изменении метрических, топологических или иных свойств многообразия. Есть достаточно оснований полагать, что именно в рамках реляционной парадигмы открываются возможности для решения данной и других проблем современной фундаментальной физики.

Литература

1. Ю.С. Владимиров. Реляционная теория пространства-времени и взаимодействий. Часть 1. Теория систем отношений. М.: Изд-во МГУ, 1996.
2. Ю.С. Владимиров. Реляционная теория пространства-времени и взаимодействий. Часть 2. Теория физических взаимодействий. М.: Изд-во МГУ, 1998.
3. Ю.С. Владимиров. Физика дальнего действия: Природа пространства-времени. М.: Книжный дом «ЛИБРОКОМ», (1-е издание 2012 г., 2-е издание 2016 г.).
4. Ю.С. Владимиров. Реляционная концепция Лейбница–Маха. М.: ЛЕНАНД, 2017.
5. Ю.С. Владимиров. Реляционная картина мира. Книга 1. Реляционная концепция геометрии и классической физики. М.: ЛЕНАНД, 2020.

КВАНТОВАЯ СИСТЕМА С ПОЛИНОМИАЛЬНЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ В ФАЗОВОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Проф. *Е.Е. Перепелкин*, асп. *Е.В. Бурлаков*

Уравнение Моэля для функции Вигнера было получено в предположении, что потенциальная энергия может быть представлена в виде аналитической функции. С необходимой точностью в некоторой окрестности координаты аналитическая функция потенциала может быть аппроксимирована полиномом некоторой степени. Например, потенциал гармонического осциллятора является полиномом второй степени.

Используя точные выражения для матричных элементов «kernel-operator» в базисе собственных функций гармонического осциллятора в данной работе предлагается эффективный численный алгоритм нахождения функции Вигнера для квантовой системы с полиномиальным потенциалом. В работе показана связь между уравнением Моэля и вторым уравнением

Власова с аппроксимацией Власова-Моэля для среднего ускорения потока вероятностей.

Работа выполнена при поддержке РФФИ № 18-29-10014.

ОБ ОДНОЧАСТИЧНЫХ ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЯХ В ПЛОСКИХ ПСЕВДОФИНСЛЕРОВЫХ ПРОСТРАНСТВАХ

Доц. Соловьев А.В.

Прогресс в физике часто сопровождался изменением геометрической модели пространства-времени. Так, специальная теория относительности наиболее естественно формулируется в 4-мерном псевдоевклидовом пространстве Минковского. Общая теория относительности наделяет пространство-время структурой псевдориманова многообразия и связывает его метрический тензор с гравитацией. Многомерная общая теория относительности, возникшая первоначально как 5-мерная теория Калуцы–Клейна, вводит дополнительные измерения пространства-времени и позволяет объединить гравитацию с другими известными фундаментальными взаимодействиями на классическом уровне. В суперсимметричных расширениях теории поля используется суперпространство, в котором к обычным коммутирующим координатам добавляются антикоммутирующие спинорные координаты.

В ряде моделей квантовой гравитации (спиновые сети, каузальные множества, динамические триангуляции) реанимируется реляционный взгляд на пространство-время, восходящий к Г. Лейбницу и Э. Маху. Согласно этому взгляду пространство–время формируется на макроскопическом уровне в результате статистического усреднения квантовых характеристик непосредственно взаимодействующих элементарных частиц. На уровне отдельных элементарных частиц классического пространства-времени просто не существует.

Один из реляционных подходов к физике и геометрии пространства-времени развивается в группе профессора физического факультета Ю.С. Владимирова [1]. В рамках этого подхода естественным образом возникают спинороподобные объекты, названные финслеровыми N -спинорами [2, 3]. Эти объекты порождают три серии плоских n -мерных псевдофинслеровых пространств, причем $n = N^2, N(N+1)/2, N(N-1)/2$, а N — любое натуральное число больше единицы (среди данных пространств есть и пространство Минковского). Эти пространства интерпретируются как пространства импульсов частиц. Уравнение «массовой оболочки» в таких пространствах имеет вид

$$G_{ab\dots c} p^a p^b \dots p^c = M^m,$$

где $G_{ab\dots c}$ — симметричный по всем индексам постоянный метрический тензор (каждый индекс пробегает n значений, а общее количество индексов $m = N$ или $[N/2]$), p^a — импульс частицы, M — ее масса.

«Массовая оболочка», рассматриваемая как гиперповерхность в пространстве импульсов, сама является псевдофинслеровым пространством $n-1$ измерений, но теперь уже искривленным. Ее индуцированная метрика имеет вид

$$ds^m = g_{ab\dots c}(p) dp^a dp^b \dots dp^c,$$

где $g_{ab\dots c}(p)$ — симметричные по всем индексам функции независимых компонент импульса, причем каждый индекс пробегает $n-1$ значение, а общее количество индексов по-прежнему равняется m .

При построении квантовой механики прежде всего необходимо определить унитарное скалярное умножение на пространстве одночастичных состояний. В докладе это сделано для пространства волновых функций бесспиновых частиц с импульсами, лежащими на указанной выше псевдофинслеровой «массовой оболочке» (обобщение на ненулевой спин не вызывает принципиальных затруднений). Например, при четном m скалярное произведение волновых функций $\phi(p)$ и $\psi(p)$ имеет вид

$$\langle \phi | \psi \rangle = \int \phi(p)^* \psi(p) |\text{hdet}\{g_{ab\dots c}(p)\}|^{1/m} dp^1 dp^2 \dots dp^{n-1},$$

где $*$ обозначает комплексное сопряжение, а $\text{hdet}\{g_{ab\dots c}(p)\}$ — гипердетерминант Кэли [4], построенный по компонентам метрического тензора $g_{ab\dots c}(p)$. При нечетном m соответствующая формула содержит некоторое обобщение гипердетерминанта, предложенное автором и совпадающее при $n = 3$, $m = 3$ с так называемым вторым гипердетерминантом Кэли [5].

Литература

1. Владимиров Ю.С. Реляционная концепция Лейбница-Маха. М.: ЛЕНАНД, 2017.
2. Solov'yov A.V., Vladimirov Yu.S. Finslerian N -spinors: Algebra. Int. J. Theor. Phys., v. 40, № 8, p. 1511-1523 (2001).
3. Соловьев А.В. Финслеровы N -спиноры с действительными компонентами. ТМФ, т. 183, № 3, с. 359-371 (2015).
4. Соколов Н.П. Пространственные матрицы и их приложения. М.: ГИФМЛ, 1960.
5. Gelfand I.M., Kapranov M.M., Zelevinsky A.V. Discriminants, Resultants, and Multidimensional Determinants. Boston: Birkhäuser, 1994.

УРАВНЕНИЕ СРЕДНЕГО ПОЛЯ В НЕОДНОРОДНОМ ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ ПЛАЗМЫ

Е.В. Юшков, С.Р. Камалетдинов, проф. Д.Д. Соколов

Уравнение магнитной индукции, усредненное по статистически однородному случайному полю скорости, приводит к хорошо известной модели среднего поля, впервые предложенной Штеенбеком, Краузе и Рэдлером. Такая модель при наличии ненулевой гидродинамической спиральности описывает генерацию магнитной энергии в турбулентном потоке и является ключевой в теории мгд-динамо. Традиционно вывод модели требует предположения о двухмасштабности случайного поля. Однако, в настоящей работе мы развиваем метод, предложенный Молчановым, Рузмайкиным и Соколовым, позволяющий провести вывод уравнения магнитной индукции с помощью мультипликативных интегралов и усреднения по пучку винеровских траекторий. Предложенный способ не требует введения гипотезы о двухмасштабности и позволяет получить базовое уравнение исключительно в предположении о коротких временных корреляциях. Но что более существенно, он работает не только для однородного, но и для неоднородного турбулентного потока, приводя к обобщению уравнения Штеенбека-Краузе-Рэдлера, что и является основным результатом данной работы. Работа выполнена при поддержке грантом РФФИ № 18-02-00085.

Подсекция

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Сопредседатели
профессор Н. Н. Нефедов, профессор В. Ф. Бутузов

МНОГОЗОННЫЕ ПЕРЕХОДНЫЕ СЛОИ КОНТРАСТНЫХ СТРУКТУР В СРЕДАХ СО СТЕПЕННО-ПОКАЗАТЕЛЬНОЙ ФУНКЦИЕЙ ПЛОТНОСТИ ИСТОЧНИКОВ.....	109
Проф. Быков А.А.....	109
ВНУТРЕННИЕ И ПОГРАНИЧНЫЕ СЛОИ В ИНТЕГРОДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЯХ...	113
В.н.с. Никитин А.Г.....	113
СУЩЕСТВОВАНИЕ И АСИМПТОТИЧЕСКАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ СТАЦИОНАРНЫХ РЕШЕНИЙ В ЗАДАЧАХ РЕАКЦИЯ-ДИФфузия С СИНГУЛЯРНО ВОЗМУЩЕННЫМИ ГРАНИЧНЫМИ УСЛОВИЯМИ.....	113
Проф. Нефедов Н.Н., асп. Дерюгина Н.Н.....	113
О СТАБИЛИЗАЦИИ РЕШЕНИЙ С ВНУТРЕННИМ ПЕРЕХОДНЫМ СЛОЕМ В УРАВНЕНИЯХ ТИПА БЮРГЕРСА	116
Доц. Левашова Н.Т., проф. Нефедов Н.Н., в. прогр. Орлов А.О., н.с. Полежаева Е.В.	116
О КОНТРАСТНЫХ СТРУКТУРАХ В ЧАСТИЧНО ДИССИПАТИВНЫХ СИСТЕМАХ УРАВНЕНИЙ	117
Проф. Бутузов В.Ф.	117

МНОГОЗОННЫЕ ПЕРЕХОДНЫЕ СЛОИ КОНТРАСТНЫХ СТРУКТУР В СРЕДАХ СО СТЕПЕННО-ПОКАЗАТЕЛЬНОЙ ФУНКЦИЕЙ ПЛОТНОСТИ ИСТОЧНИКОВ

Проф. Быков А.А.

1. Введение. Мы изучаем контрастные структуры (КС), возникающие при моделировании процессов реакции-диффузии (РД) в неоднородной среде. Решение уравнения РД (далее для определенности используем термин «концентрация») определяется балансом процессов диффузии, генерации и адвекции. Процесс генерации описывается плотностью источников, которая зависит от концентрации и (вообще говоря) от координаты. Известно, что в средах с вырожденными корнями функции плотности источников возможно образование контрастных структур, в которых внутренний переходный слой (ВПС) или пограничный слой (ПС) имеет многозонную структуру [1]. Это означает, что имеется два или более участков ВПС, внутри которых зависимость концентрации от координаты описывается функциями с различной скоростью стремления к уровню насыщения. Цель данной работы состоит в том, чтобы показать, что многозонная структура движущегося ВПС может образовываться также в среде, в которой функция плотности источников (ФПИ) в окрестности одного из корней представляется в виде композиции степенной, показательной, степенно-показательной функций. Мы дадим описание КС, возникающих при моделировании процессов РД в неоднородной среде с многозонной зависимостью плотности источников от концентрации в окрестности корней. Мы рассмотрим комбинацию степенной, линейной, степенно-показательной ФПИ. Для степенной ФПИ показатель степени корня функции правой части, в отличие от ранее известных результатов, не предполагается целочисленным. Для степенно-показательной ФПИ требуется только стремление ФПИ к нулю в точке корня, что допускает большое разнообразие комбинаций показателя степенной функции и основания показательной функции. Мы покажем, что в средах с многозонной ФПИ передняя часть фронта представляется экспоненциальной функцией, задняя часть фронта представляется многозонной функцией, включающей экспоненциальную зону, степенную зону, степенно-логарифмическую зону. Построена формальная асимптотика решения начально-краевой задачи для уравнения реакции-диффузии. Обоснована корректность частичной суммы асимптотического ряда с использованием метода дифференциальных неравенств.

2. Модель ФПИ. Мы рассматриваем математическую модель, основанную на уравнении реакции-адвекции-диффузии

$$u_t + Vu_x = \kappa u_{xx} - f(u, x), \quad x \in (a, b), \quad t > 0, \quad (1)$$

с граничными условиями $u_x(a, t) = \psi_1(t)$, $u_x(b, t) = \psi_2(t)$, с начальными условиями $u(x, 0) = \psi_0(x)$. Определим точки равновесия $u = \varphi_{1;2;3}(x)$ как значения $u(x)$, для которых $f(\varphi_{1;2;3}(x), x) = 0$. Предполагаем, что ФПИ $f(u, x)$ в окрестности одного из корней этой функции представляется в виде, который в данной работе называем многозонным:

$$f(u, x) = F_j(u - \varphi_j(x), x)$$

$$\text{при } u \in [\varphi_3(x) + \phi_{j-1}(x), \varphi_3(x) + \phi_j(x)], \quad j \in \{1; 2; \dots; J\}. \quad (2)$$

Здесь функции $\phi_j(x)$ определяют границы зон (для переменной u). Значение $j = 1$ соответствует области, отделенной от корня $\varphi_3(x)$, там ФПИ задается стандартным способом. Остальные $\phi_{2;\dots;J}(x)$ есть малые (в некотором смысле) функции.

3. Сопутствующая задача. В соответствии с методикой А.Н.Тихонова, мы рассматриваем вместо **Ошибка! Источник ссылки не найден.** сингулярно возмущенную краевую задачу с малым параметром для уравнения

$$\varepsilon u_t + V \varepsilon u_x = \kappa \varepsilon^2 u_{xx} - f(u, x), \quad x \in (a, b), \quad t > 0. \quad (3)$$

Для построения частичной суммы асимптотического ряда решения уравнения (3) в неоднородной среде мы используем решение этого уравнения в однородной среде. Выполним замену $x = \varepsilon \xi$, получим уравнение $u_t + V u_\xi = \kappa u_{\xi\xi} - f(u, \varepsilon \xi)$. Вместе с задачей (3) рассмотрим "сопутствующую" задачу:

$$u_t + V u_\xi = \kappa u_{\xi\xi} - f(u, x^*) \quad (4)$$

в однородной среде с замороженной координатой $x = x^*$, и тогда ФПИ не зависит от ξ . Поэтому, вместо $f(u, x^*)$ будем писать просто $f(u)$, и вместо ξ просто x . Будем искать решение уравнения (4) типа бегущей квазиволны:

$$u(\xi, t) = v(z), \quad \text{где } z = \xi - Wt. \quad (5)$$

Подставим (5) в (4) и получим, переобозначив $V + W \rightarrow W$, уравнение

$$-W v_z = \kappa v_{zz} - f(v) \quad (6)$$

с условиями примыкания к равновесному уровню на бесконечности: $v(-\infty) = \varphi_1 + 0$, $v(+\infty) = \varphi_3 - 0$, в этом параграфе $\varphi_{1;3} = \varphi_{1;3}(x^*)$. Операция понижения порядка $v_z = p(v)$, $v_{zz} = pp_v$, приводит к уравнению

$$-Wp = \kappa pp_v - f(v) \quad (7)$$

с условиями для $p(v)$, обеспечивающими решение типа КС с одним ВПС, соединяющим уровни φ_1 и φ_3 : $p(\varphi_1 + 0) = +0$, $p(\varphi_3 - 0) = +0$. Из этой переопределенной задачи с двумя условиями для уравнения первого порядка

значение W однозначно находится. Если $p(\omega)$ есть функция, удовлетворяющая всем сформулированным ранее условиям при некотором значении W , то $p(\omega)$ дает решение задачи Коши

$$\frac{dp}{dv} = -\frac{W}{\kappa} + \frac{f(v)}{\kappa p}, \quad v \in (\varphi_1, \varphi_3), \quad p(\varphi_1) = 0, \quad (8)$$

причем условие $p(\varphi_3) = 0$ будет выполнено. Мы рассматриваем следующие стандартные модели ФПИ, которые в (2) могут быть комбинированы в любом порядке.

4. Степенная ФПИ. Степенная модель F_1 предполагает, что ФПИ пропорциональна некоторой степени концентрации: $F_1(\omega, x) = F_0(u, x)\omega^{*\theta_j}$, $F_0(u, x)$ есть гладкая нормирующая функция, $F_0(u, x) > 0$, значение $\varphi_j(x)$ есть одно из пороговых значений инициализации реакции, функция $\omega^{*\theta} = |\omega|^\theta \cdot \text{sign}(\omega) = \omega \cdot |\omega|^{\theta-1}$, $\theta > 1$. Теперь в прямоугольной области $\Omega = \{(\omega, p) \in (-\infty, 0) \times (0, +\infty)\}$ можно выделить особое решение $p = p_*(\omega)$, $\omega \in (-\infty, 0)$, уравнения (4) сопутствующей задачи

$$\frac{dp}{d\omega} = -\frac{W}{\kappa} + \frac{F(\omega)}{\kappa p}, \quad (9)$$

удовлетворяющее условию $p(-0) = +0$. Частичную сумму асимптотического ряда задней части фронта ВПС в однородной среде найдем при $W < 0$ и $f(\varphi_3 + \omega) = C_3\omega^{*\theta_3}$, $C_3 > 0$, $\theta_3 > 1$. Тогда частичная сумма асимптотического ряда первого порядка будет равна

$$P_3(\omega) = \frac{C_3(-\omega)^{*\theta_3}}{-W} + \kappa\theta_3 \frac{C_3^2(-\omega)^{2\theta_3-1}}{W^3} = \frac{C_3(-\omega)^{*\theta_3}}{-W}(1 + o(1)). \quad (10)$$

Таким образом, особое решение содержит точку $(\omega, p) = (-0, +0)$ и при приближении к этой точке касательная к особому решению стремится к горизонтальной прямой $p(\omega) = 0$.

Выше особого решения, т.е. при $p > p_*(\omega)$, кривая $p = p(\omega)$ имеет единственную точку локального минимума, которая расположена на кривой

$p = p_o(\omega)$, где $p_o(\omega) = \frac{C_3(-\omega)^{*\theta_3}}{-W}$, причем на полупрямой $\omega \in (-\infty, 0)$ верно $p_*(\omega) < p_o(\omega)$. Кривая $p = p(\omega)$ пересекает ось $(\omega, p) = (0, p)$, $p \in (0; +\infty)$, имея положительную производную.

Ниже особого решения, т.е. при $0 < p < p_*(\omega)$, кривая $p = p(\omega)$ представляется убывающей функцией и не имеет точек экстремума. Кривая

$p = p(\omega)$ пересекает ось $(\omega, p) = (\omega, 0)$, $\omega \in (-\infty, 0)$ вертикально, имея производную $-\infty$. Точное решение уравнения (4) сопутствующей задачи для нулевого порядка частичной суммы асимптотического ряда равно $v(z) = \varphi_3 + \Xi_3(z - z_3)$, где

$$\Xi_3(z) = - \left(\frac{-W}{C_3(\theta_3 - 1)} \right)^{1/(\theta_3 - 1)} z^{-1/(\theta_3 - 1)}. \quad (11)$$

5. Линейная ФПИ. Столь же важна на практике модель линейной ФПИ: $F_2(\omega, x) = F_0(u, x)\omega$. Теперь особое решение уравнения (9) может быть найдено в явном виде: $p_*(\omega) = \frac{2C_3\omega}{W - \sqrt{W^2 + 4\kappa C_3}}$. Решения уравнения (9) об-

разуют семейство, имеющее те же свойства, что и для степенной функции, но только теперь точки локального минимума кривых $p = p(\omega)$ лежат на прямой. Точное решение уравнения (4) сопутствующей задачи есть линейная комбинация двух экспоненциальных функций:

$$v(z) = \varphi_3 + C' e^{\lambda'(z - z_3)} + C'' e^{\lambda''(z - z_3)},$$

$$\text{причем } \{\lambda', \lambda''\} = \frac{-W \pm \sqrt{W^2 + 4\kappa C_3}}{2\kappa}, \quad \lambda'' < 0.$$

6. Степенно-показательная ФПИ. Результаты для ФПИ вида $F_3(\omega, x) = F_0(u, x)\omega^{*\theta} e^{-C\omega^{-\beta}}$ также могут быть сформулированы. Переходный слой описывается теперь степенно-логарифмической функцией, выписывать которую не будем.

7. Многозонный ВПС. Наконец, многозонная ФПИ вида (2) порождает на фазовой плоскости (ω, p) многополосную структуру, в которой каждая полоса описывается одним из трех указанных способов (для степенной, линейной, степенно-показательной ФПИ). Теперь мы можем сформулировать теорему о многозонной структуре ВПС для многозонной ФПИ. Для этого нам придется ввести в задачу еще один малый параметр $\mu > 0$. Границы зон ФПИ зададим теперь в виде $u \in [\varphi_3(x) + \mu\phi_{j-1}(x), \varphi_3(x) + \mu\phi_j(x)]$. Задняя часть фронта, порожденного многозонной ФПИ, при достаточно малом μ представляется многозонной функцией, включающей экспоненциальную зону, степенную зону, степенно-логарифмическую зону, которые чередуются в порядке, определяемом зонной структурой ФПИ. Концентрация в каждой зоне, кроме основного слагаемого, определяющего вид переходного слоя и скорость стремления к уровню насыщения, содержит также слагаемое $o(1)$ при $\mu \rightarrow +0$.

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.

ВНУТРЕННИЕ И ПОГРАНИЧНЫЕ СЛОИ В ИНТЕГРОДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЯХ

В.н.с. *Никитин А.Г.*

Рассматриваются решения с пограничными и внутренними слоями нелинейного обыкновенного сингулярно возмущенного интегродифференциального уравнения типа реакция-диффузия с краевыми условиями Дирихле и Неймана. С помощью эффективного алгоритма построения асимптотики точки перехода для внутреннего слоя, предложенного в работе [1], существенно упрощается построение и обоснование асимптотики решения [2]. Также прояснены некоторые интересные связи между использованными при построении и обосновании асимптотики достаточными условиями. Новым результатом является обоснование асимптотического решения в случае баланса нелинейности, асимптотика решения которого была ранее построена в работе [3].

Литература

1. Н.Н.Нефедов Общая схема асимптотического исследования устойчивых контрастных структур // Нелинейная динамика, 2010, Т. 6, №1, с. 181–186.

2. Нефедов Н.Н., Никитин А.Г. Развитие асимптотического метода дифференциальных неравенств для решений типа ступеньки в сингулярно возмущенных интегро-дифференциальных уравнениях // Журнал вычислительной математики и математической физики. 2001. Т. 41. №7, с. 1057 –1066.

3. Нефедов Н.Н., Никитин А.Г. Сингулярно возмущенные интегро-дифференциальные уравнения в случае сбалансированной нелинейности // Труды второй международной конференции "Нелинейные дифференциальные уравнения в частных производных» (Алушта, 2005). В сб.: Нелинейные граничные задачи, с. 186-192. Донецк, Украина: Институт прикладной математики и механики НАН Украины, 2006.

СУЩЕСТВОВАНИЕ И АСИМПТОТИЧЕСКАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ СТАЦИОНАРНЫХ РЕШЕНИЙ В ЗАДАЧАХ РЕАКЦИЯ-ДИФфузия С СИНГУЛЯРНО ВОЗМУЩЕННЫМИ ГРАНИЧНЫМИ УСЛОВИЯМИ

Проф. *Нефедов Н.Н.*, асп. *Дерюгина Н.Н.*

В работе рассматривается задача типа реакция-диффузия с сингулярно возмущенным условием третьего рода. С физической точки зрения задача

отвечает процессам с интенсивным источником на границе рассматриваемой области.

$$\begin{cases} Lu := \varepsilon^2 \Delta u - f(u, \mathbf{x}, \varepsilon) = 0; \\ (\mathbf{x}, t) \in D_t := \{(\mathbf{x}, t) \in R^3 : (x_1, x_2) \in D, t > 0\}; \\ u(\mathbf{x}, 0, \varepsilon) = h(\mathbf{x}, \varepsilon), \mathbf{x} \in \bar{D}; \\ \varepsilon \frac{\partial u}{\partial n} \Big|_{\partial D} + a(\mathbf{x})u = g(\mathbf{x}), \mathbf{x} \in \Gamma. \end{cases} \quad (1)$$

Такие задачи на сегодняшний день малоизучены и потому их исследование представляет интерес как с теоретической, так и с практической точек зрения. Данная работа является продолжением цикла работ в данном направлении и ставит своей целью исследовать стационарное решение задачи (1). Это решение является решением эллиптической краевой задачи.

$$\begin{cases} Lu := \varepsilon^2 \Delta u - f(u, \mathbf{x}, \varepsilon) = 0; \\ \varepsilon \frac{\partial u}{\partial n} \Big|_{\partial D} + a(\mathbf{x})u = g(\mathbf{x}), \mathbf{x} \in \partial D; \\ \mathbf{x} \in D := \{\mathbf{x} \in R^2 : (x_1, x_2) \in D\} \end{cases} \quad (2)$$

Задача (2) рассматривается в замкнутой, односвязной области D , ограниченной достаточно гладкой границей ∂D . Производная в граничном условии берется по внутренней нормали к ∂D . Отметим, что частным случаем поставленной задачи при $a(\mathbf{x}) = 0$ является задача с сингулярно возмущенным условием Неймана – для нее проведенное исследование также справедливо. Цель настоящей работы – исследовать существование решения с пограничным слоем для задачи (2) и его устойчивость по Ляпунову.

Потребуем выполнения некоторых условий:

(A0) $f(u, \mathbf{x}, \varepsilon)$ достаточно гладкая всюду в $\bar{D}$, а $g(\mathbf{x})$ достаточно гладкая на границе ∂D .

(A1) Вырожденное уравнение $f(u, \mathbf{x}, \varepsilon) = 0$ имеет корень $u = u_0(\mathbf{x})$: $f_u(u_0(\mathbf{x}), \mathbf{x}, 0) > 0, \mathbf{x} \in \bar{D}$.

Решения с пограничным слоем строятся с помощью стандартных методов асимптотической теории, описанных в [4]. Искомая функция представляется в виде суммы

$$u(\mathbf{x}, \varepsilon) = \bar{u}(\mathbf{x}, \varepsilon) + \Pi(\xi, \theta, \varepsilon)$$

где $\bar{u}(\mathbf{x}, \varepsilon)$ – функция регулярной части, описывает функцию u вдали от границы ∂D , а $\Pi(\xi, \theta, \varepsilon)$ – погранслоиная функция, описывает решение вблизи ∂D . Следуя классическому алгоритму [4] с применением метода

Люстерника-Вишека для описания решения непосредственно вблизи границы получен общий вид асимптотики произвольного порядка:

$$U_n = \sum_{i=0}^n \varepsilon^i \bar{u}_i(\mathbf{x}) + \varepsilon^i \Pi_i(\xi, \theta).$$

Следующее условие обеспечивает существование решения с построенной асимптотикой и его асимптотическую устойчивость по Ляпунову как стационарного решения задачи (1):

$$(A2) \text{ Уравнение } \pm \left(2 \int_0^s f(\bar{u}_0(\varphi(\theta), \psi(\theta)) + \sigma, \varphi(\theta), 0) d\sigma \right)^{1/2} = a(0, \theta)s - g(\theta)$$

для каждого фиксированного θ имеет корень $s(\theta)$ такой, что

$$f(\bar{u}_0(\varphi(\theta), \psi(\theta)) + s, \varphi(\theta), 0) > 0 \text{ при } s(\theta) > 0 \text{ и}$$

$$f(\bar{u}_0(\varphi(\theta), \psi(\theta)) + s, \varphi(\theta), 0) < 0 \text{ при } s(\theta) < 0.$$

Доказательство существования и устойчивости полученного решения проводится по методу дифференциальных неравенств [2].

Теорема 1. Пусть выполняются условия (A0) – (A2). Тогда при достаточно малом ε существует решение $u(\mathbf{x}, \varepsilon)$ задачи (2) с пограничным слоем вблизи ∂D , для которого функция $U_n(\mathbf{x}, \varepsilon)$ является равномерным асимптотическим приближением с точностью ε^n

Работа выполнена при поддержке РФФИ, пр. 19-01-00327.

Литература

1. V.Butuzov, N.Nefedov, L.Recke, and K.Schneider. Periodic solutions with a boundary layer of reaction-diffusion equations with singularly perturbed neumann boundary conditions. International Journal of Bifurcation and Chaos, 24(08):1440019, 2014.
2. Nefedov N.N. An asymptotic method of differential inequalities for the investigation of periodic contrast structures: Existence, asymptotics, and stability, Differ. Equations, 2000. V. 36. № 2. P. 298-305.
3. C.V. Pao. Nonlinear Parabolic and Elliptic Equations, Springer Science Business Media, 1993
4. А.Б. Васильева and В.Ф. Бутузов., Асимптотические методы в теории сингулярных возмущений, Высшая школа Москва, 1990.
5. Н.Н. Нефедов, Е.И. Никулин, Существование и устойчивость периодических решений с пограничным слоем в двумерной задаче реакция-диффузия в случае сингулярно возмущенных граничных условий второго рода, Вестник Московского университета, серия 3: Физика. Астрономия, 2020 (2), 15—20

О СТАБИЛИЗАЦИИ РЕШЕНИЙ С ВНУТРЕННИМ ПЕРЕХОДНЫМ СЛОЕМ В УРАВНЕНИЯХ ТИПА БЮРГЕРСА

Доц. *Левашова Н.Т.*, проф. *Нефедов Н.Н.*, в. прогр. *Орлов А.О.*,
н.с. *Полежаева Е.В.*

Рассматривается вопрос о стабилизации решения вида фронта начально-краевой задачи типа реакция-диффузия-адвекция вида

$$\varepsilon \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{\partial u}{\partial t} = A(u, x) \frac{\partial u}{\partial x} + B(u, x), \quad x \in (0; 1), \quad t > 0 \quad (1)$$

$$u(0, t) = u^0, \quad u(1, t) = u^1, \quad t > 0, \quad u(x, 0) = u_{init}(x, \varepsilon), \quad x \in [0; 1]$$

на бесконечно большом временном промежутке к решению соответствующей стационарной задачи. Здесь ε – малый параметр, а функции $A(u, x)$, $B(u, x)$ принадлежат классу $C^3(I_u \times [0; 1])$, где I_u – допустимый интервал изменения переменной v .

Считаем, что выполнены следующие условия.

(У1) Уравнение $A(u, x) \frac{du}{dx} + B(u, x) = 0$ с дополнительным условием $u(0) = u^0$ имеет на отрезке $[0, 1]$ решение $u = \varphi^{(-)}(x)$, а с дополнительным условием $u(1) = u^1$ – решение $u = \varphi^{(+)}(x)$, причем всюду на этом отрезке выполняются неравенства

$$\varphi^{(-)}(x) < \varphi^{(+)}(x), \quad A(\varphi^{(-)}(x), x) > 0, \quad A(\varphi^{(+)}(x), x) < 0.$$

(У2) Пусть задача Коши $\frac{dx_0}{dt} = \frac{\int_{\varphi^{(-)}(x_0)}^{\varphi^{(+)}(x_0)} A(u, x_0) du}{\varphi^{(+)}(x_0) - \varphi^{(-)}(x_0)}, \quad x_0(0) = x_{s0}$ имеет единственное решение $x_0(t) \in (0, 1), \quad t > 0$.

(У3) Пусть на интервале $(0, 1)$ существует единственное решение x_{s0} уравнения $\int_{\varphi^{(-)}(x)}^{\varphi^{(+)}(x)} A(u, x) du = 0$.

(У4) Пусть выполняются неравенства

$$V_0(x_0) := \left(\varphi^{(+)}(x_0) - \varphi^{(-)}(x_0) \right)^{-1} \int_{\varphi^{(-)}(x_0)}^{\varphi^{(+)}(x_0)} A(u, x_0) du > 0, \quad \text{если } x < x_{s0} \text{ и } \frac{dV_0}{dx_0}(x_{s0}) < 0.$$

Исследуется решение $u_\varepsilon(x, t)$ вида фронта задачи (1), в каждый момент времени близкое к функции $\varphi^{(-)}(x)$ слева от малой окрестности точки $x_0(t)$ и к функции $\varphi^{(+)}(x)$ справа от указанной окрестности и резко изменяющегося от значения $\varphi^{(-)}(x_0)$ до $\varphi^{(+)}(x_0)$ в самой окрестности и доказывается теорема о его стабилизации к решению $u_{s, \varepsilon}(x, t)$ стационарной задачи, также имеющему вид фронта.

Теорема о стабилизации решения доказывается с использованием понятий верхнего и нижнего решений и следствий из теорем сравнения [1], [2]. Верхнее и нижнее решения каждой из задач строятся как модификации асимптотических приближений решений этих задач [3], [4].

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

Литература

1. Kazdan I.L., Kramer R.I. Invariant criteria for existence of solutions to second order quasilinear elliptic equations, Comm. Pure Appl. Math. 1978. V.31, №. 5. P. 619 – 645.
2. Wang J. Monotone method for diffusion equations with nonlinear diffusion coefficients, Nonlinear Analysis. 1998. V. 34 P. 113–142
3. Антипов Е.А, Левашова Н.Т., Нефедов Н.Н. Асимптотика движения фронта в задаче реакция-диффузия-адвекция, Ж. вычисл. матем. и матем. физ., **54**:10 (2014), 1594–1607.
4. Васильева А.Б. Контрастные структуры типа ступеньки для сингулярно возмущенного квазилинейного дифференциального уравнения второго порядка, Ж. вычисл. матем. и матем. физ., **35**:4 (1995), 520–531.

О КОНТРАСТНЫХ СТРУКТУРАХ В ЧАСТИЧНО ДИССИПАТИВНЫХ СИСТЕМАХ УРАВНЕНИЙ

Проф. Бутузов В.Ф.

Рассматривается система уравнений

$$\varepsilon \left(\frac{d^2 u}{dx^2} - w(x) \frac{du}{dx} \right) = F(u, v, x, \varepsilon), \quad \varepsilon^2 \frac{dv}{dx} = f(u, v, x, \varepsilon), \quad x \in [0; 1]; \quad (1)$$

с краевыми условиями

$$u(0, \varepsilon) = u^0, \quad v(0, \varepsilon) = v^0, \quad u(1, \varepsilon) = u^1, \quad (2)$$

где $\varepsilon > 0$ - малый параметр. Система (1) относится к классу стационарных частично диссипативных систем. Такие системы возникают в химической кинетике при моделировании быстрых реакций.

Пусть выполнены следующие условия:

1. $f(u, v, x, \varepsilon) = -h(x)(v - \varphi(u, x))^2 + \varepsilon f_1(u, v, x, \varepsilon)$, $h(x) > 0$.

При этом условии уравнение $f(u, v, x, 0) = 0$ имеет двукратный корень $v = \varphi(u, x)$.

2. Уравнение

$$g(u, x) := F(u, \varphi(u, x), x, 0) = 0$$

имеет ровно три корня $u = \psi_i(x)$, $i = 1, 2, 3$, таких, что

$$\psi_1(x) < \psi_2(x) < \psi_3(x); \quad \frac{\partial g}{\partial u}(\psi_i(x), x) > 0, \quad i = 1, 3, \quad x \in [0; 1].$$

3. Уравнение

$$I(x) = \int_{\psi_1(x)}^{\psi_3(x)} g(u, x) du = 0$$

имеет корень $x = x_0 \in (0; 1)$, причём $I'(x_0) \neq 0$.

Доказано, что при условиях 1-3 и ещё некоторых условиях задача (1), (2) имеет для достаточно малых ε решение $u(x, \varepsilon)$, $v(x, \varepsilon)$ с внутренним переходным слоем в окрестности точки x_0 . Такое решение называется *контрастной структурой типа ступеньки*. Оно удовлетворяет предельным равенствам

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} u(x, \varepsilon) = \begin{cases} \psi_1(x), & x \in (0, x_0), \\ \psi_3(x), & x \in (x_0, 1), \end{cases} \quad \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} v(x, \varepsilon) = \begin{cases} \varphi(\psi_1(x), x), & x \in (0, x_0), \\ \varphi(\psi_3(x), x), & x \in (x_0, 1). \end{cases}$$

Для этого решения построена и обоснована равномерная на отрезке $[0 \leq x \leq 1]$ асимптотика по параметру ε . При построении асимптотики используются как известный алгоритм А.Б. Васильевой [1], так и специальный алгоритм, разработанный для сингулярно возмущённых задач с кратными корнями вырожденного уравнения [2]. Обоснование асимптотики проводится с помощью асимптотического метода дифференциальных неравенств [3].

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект №18-01-00424.

Литература

1. А.Б. Васильева, В.Ф. Бутузов. Асимптотические методы в теории сингулярных возмущений. М.: Высшая школа. 1990.
2. В.Ф. Бутузов// Матем. заметки. 2013. 94. Вып. 1. С. 68-80.
3. Н.Н. Нефёдов// Дифференц. ур-ния. 1995. 31. №7. С. 1132-1139.

Подсекция:

ПРИКЛАДНАЯ МАТЕМАТИКА И МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

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

АСИМПТОТИКА РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ДИФРАКЦИИ НА ТЕЛАХ С КОНИЧЕСКИМИ ТОЧКАМИ.....	121
Проф. А.Н. Боголюбов, доц. И.Е. Могилевский, асп. В.В. Ровенко.....	121
МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТНЫХ ДИПОЛИЗАЦИЙ В ХВОСТЕ МАГНИТОСФЕРЫ ЗЕМЛИ КАК ФАКТОРОВ ПОПОЛНЕНИЯ КОЛЬЦЕВОГО ТОКА ИОНАМИ КИСЛОРОДА	123
Асп., м.н.с. Пархоменко Е. И., проф. Попов В. Ю., с.н.с., Малова Х. В., дир. НИИЯФ МГУ, Панасюк М. И., академик РАН, Зеленый Л. М.	123
МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА ЦИКЛИЧНОСТИ ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ	127
Студ. Алешновский В.С., студ. Безрукова А.В., м.н.с. Белошапко В.А., н.с. Газарян В.А., студ. Зюзина Н.А., студ. Тарбаев Д.А., зав. каф. Чуличков А.И., доц. Шапкина Н.Е.	127
РАЗРАБОТКА СИСТЕМЫ РОБАСТНОГО УПРАВЛЕНИЯ ТОКОМ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ ГЛОБУС- М2 ПОСРЕДСТВОМ QFT.....	130
Проф. Ю.В. Митришкин, студ. С.Л. Иванова (ИПУ им. В. А. Трапезникова РАН)	130
ОЦЕНКА И СРАВНЕНИЕ ОБЛАСТЕЙ УПРАВЛЯЕМОСТИ И ДОСТИЖИМОСТИ СЕПАРАТРИСЫ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКАХ ГЛОБУС-М И ГЛОБУС-М2	132
Проф. Митришкин Ю.В., студ. Кружков В.И. (ИПУ им. В. А. Трапезникова РАН).....	132
ОБ ОДНОМ МЕТОДЕ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЯ ШРЕДИНГЕРА.....	134
С.н.с. К.Э. Плехотников	134
ABOUT ONE METHOD OF NUMERICAL SOLUTION OF SCHRODINGER EQUATION	134
К.Е. Plokhonikov.....	134
ГРАДИЕНТНАЯ МОРФОЛОГИЯ В ЗАДАЧАХ ТОЧНОЙ ЛОКАЛИЗАЦИИ ОБЪЕКТОВ В ИЗОБРАЖЕНИЯХ	134
Ст. преп. Терентьев Е.Н., асп. Приходько И.Н., магистр Кузнецов И.Д., бакалавр Дьяконова Ф.Д., бакалавр Верхотуров Д.А.	134
РЕЗУЛЬТАТЫ РЕКОНСТРУКЦИИ И СВЕРХРАЗРЕШЕНИЯ ТЕНИ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ ROWENI.....	138
Ст. преп. Терентьев Е.Н.	138

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ КВАЗИАДИАБАТИЧЕСКОЙ ДИНАМИКИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ТОКОВЫХ СЛОЯХ С ШИРОМ МАГНИТНОГО ПОЛЯ	142
С.н.с., Малова Х. В., инж. Белялова М. С., проф. Попов В. Ю.....	142
РЕШЕНИЕ НЕКОРРЕКТНО ПОСТАВЛЕННЫХ ОБРАТНЫХ ЗАДАЧ ПРИ НАЛИЧИИ АПРИОРНОЙ ИНФОРМАЦИИ В ФОРМЕ «МЯГКИХ» ОГРАНИЧЕНИЙ	145
Доц. Зубюк А.В., магистрант Ашарин В.В., магистрант Фадеев Е.П., магистрант Шапошник Г.Л.	145
МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕНОСА ОКИСЛОВ АЗОТА В ШЛЕЙФЕ ВЫБРОСОВ ПРОМЫШЛЕННОГО ПРЕДПРИЯТИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭФФЕКТИВНЫХ УРАВНЕНИЙ ХИМИЧЕСКОЙ КИНЕТИКИ.....	148
Мухартова Ю.В., Давыдова М.А., Гуцин Д.А.	148
О ВОЗМОЖНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ КВАНТОВЫХ ФАНТОМНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ В ПРОЦЕССЕ ВСТРЕЧНОГО ЧЕТЫРЕХФОТОННОГО СМЕШЕНИЯ.....	150
С.н.с. А. В. Белинский, Ранджит Сингх	150
СТРУКТУРА ИНФОРМАЦИОННЫХ ПРОСТРАНСТВ В АНАЛИЗЕ БОЛЬШИХ ДАННЫХ: ТЕОРЕТИКО-ВЕРОЯТНОСТНАЯ МОДЕЛЬ	155
Проф. Голубцов П.В.	155
РАСЧЕТ СОБСТВЕННЫХ ВОЛН ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ИМПЕДАНСНОЙ СТРУКТУРЫ: МЕТОД ГАЛЕРКИНА И МЕТОД ГОМОТОПИИ	160
Проф. Быков А.А.....	160
МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ДРЕЙФОВЫХ ВОЛН, ОТРАЖЕННЫХ В АВРОРАЛЬНЫХ ДУГАХ	161
О.О. Царева (ИКИ РАН, IRAP CNRS UMR5277), В.Ю. Попов, G. Fruit (IRAP CNRS UMR5277), P. Louarn (IRAP CNRS UMR5277), A. Tur (IRAP CNRS UMR5277).....	161

АСИМПТОТИКА РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ДИФРАКЦИИ НА ТЕЛАХ С КОНИЧЕСКИМИ ТОЧКАМИ

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

В данной работе рассматривается исследование трехмерной задачи дифракции электромагнитных волн на ограниченном идеально проводящем теле, имеющем коническую точку. Основное внимание уделено построению поведения решения вблизи конической точки и преодолению трудностей, связанных с его построением при помощи подхода, изложенного в работах В. А. Кондратьева [3], а также С. А. Назарова и Б. А. Пламеневского [2].

Рассмотрим трехмерную задачу дифракции электромагнитной волны на ограниченном идеально проводящем теле, имеющем коническую точку (рис. 1).

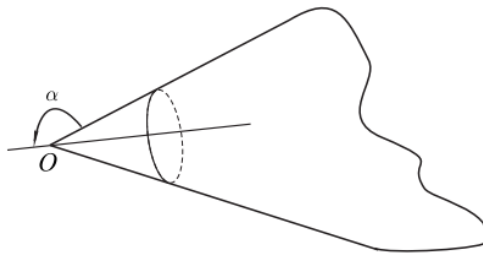


Рис. 1. Коническая поверхность.

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \bar{H} &= -ik\bar{E} + \frac{4\pi}{c}\bar{J}, \operatorname{supp} j \subset D_0 \subset \mathbb{R}^3 \setminus \Omega \\ \operatorname{rot} \bar{E} &= ik\bar{H}, \\ \operatorname{div} \bar{H} &= 0, \\ \operatorname{div} \bar{E} &= 0. \end{aligned} \tag{1}$$

Граничные условия имеют вид:

$$(\bar{H}, \bar{n})|_{\partial\Omega} = 0, [\bar{E}, \bar{n}]|_{\partial\Omega} = 0, \tag{2}$$

где $\bar{n}$ – вектор нормали к конической поверхности.

Условие Мейкснера на вершине конуса:

$$\bar{E}, \bar{H} \in (L_2^{loc})^3$$

Используя представления для электрического и магнитного потенциалов Дебая:

$$\bar{E} = \operatorname{rot} \operatorname{rot} (\bar{e}_r U_r) + ik \operatorname{rot} (\bar{e}_r V_r),$$

$$\bar{H} = -ik \operatorname{rot} (\bar{e}_r U_r) + \operatorname{rot} \operatorname{rot} (\bar{e}_r V_r),$$

Тогда получаем следующие задачи [1,4], оставив в левой части оператор Лапласа, а правую часть обозначив как функции $f_{1,2}(M)$:

$$\Delta U = f_1(M), \quad (3)$$

$$U|_{\theta=\alpha} = 0$$

$$\Delta V = f_2(M), \quad (4)$$

$$\left. \frac{\partial V}{\partial \theta} \right|_{\theta=\alpha} = 0$$

С помощью метода, впервые предложенного Кондратьевым [3], строится асимптотическое разложение решения трехмерной задачи дифракции электромагнитной волны на ограниченном теле, содержащем коническую точку. Для задачи (3) оно будет иметь следующий вид:

$$U(r, \theta, \varphi) = \chi \left\{ \sum_{-\frac{1}{2} < n_m < \frac{3}{2}} C_{n,m} r^{n_m} P_{n_m}^{(m)}(\cos \theta) e^{im\varphi} + \sum_{-\frac{1}{2} < n_m + 1 < \frac{3}{2}} D_{n,m} r^{n_m+1} P_{n_m}^{(m)}(\cos \theta) e^{im\varphi} \right\} + \mathfrak{N}(r, \theta, \varphi), \quad (5)$$

где n_m – решения уравнений $P_{n_m}^{(m)}(\cos \alpha) = 0$, $C_{n,m}$ и $D_{n,m}$ – постоянные, $\mathfrak{N}(r, \theta, \varphi)$ – гладкая часть функции $U(r, \theta, \varphi)$, $\chi(r)$ – срезающая функция:

$$\chi(r) = \begin{cases} 1, & r \leq d/2 \\ 0, & r > d \end{cases}, \chi(r) \in C^\infty.$$

Для задачи (4) получается совершенно аналогичное представление решения, только n_m будут решениями уравнений $\left. \frac{\partial P_{n_m}^{(m)}(\cos \theta)}{\partial \theta} \right|_{\theta=\alpha} = 0$.

Разрешимость задач для нахождения n_m показана на основе подхода, изложенного в [5] для $P_{n_m}^{(m)}(\cos \alpha) = 0$. Основной идеей является разложение $P_{n_m}^{(m)}(\cos \theta)$ и $\frac{\partial P_{n_m}^{(m)}(\cos \theta)}{\partial \theta}$ в ряды относительно $(2 \sin \theta)^{-\frac{k}{2}}$, $k = 1, 3, 5 \dots$ Далее, используя метод математической индукции, доказывается разрешимость $P_{n_m}^{(m)}(\cos \alpha) = 0$ и $\left. \frac{\partial P_{n_m}^{(m)}(\cos \theta)}{\partial \theta} \right|_{\theta=\alpha} = 0$, а также находятся соответствующие n_m .

Данный метод может быть применён для решения задач электромагнитной теории дифракции путем асимптотического представления решения в окрестности особых точек границы, а также совмещён с численными методами для уточнения решения задачи [6] и сопоставления с экспериментальными результатами.

Литература

1. Свешников А. Г., Могилевский И. Е. Избранные математические задачи теории дифракции. Москва 2012, 239 с.
2. Назаров С. А., Пламеневский Б. А. Эллиптические задачи в областях с кусочно-гладкой границей. Наука 1991, 334 с.
3. Кондратьев В. А. // Тр. ММО, 16, Издательство Московского университета, М., 1967, 209–292
4. Будаков Б. М., Самарский А. А., Тихонов А. Н. Сборник задач по математической физике. Москва «ФИЗМАТЛИТ», 2004, 688 с.
5. Н.М. Macdonald// (p. 264–281) Proc. Lond. Math. Soc., 1899.
6. А.Н. Боголюбов, И.Е. Могилевский, В.В. Ровенко и др. "Математическое моделирование задачи дифракции на цилиндре с рёбрами"// 12-я Международная конференция конференции "Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации" (ARMIMP-2019)

МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТНЫХ ДИПОЛИЗАЦИЙ В ХВОСТЕ МАГНИТОСФЕРЫ ЗЕМЛИ КАК ФАКТОРОВ ПОПОЛНЕНИЯ КОЛЬЦЕВОГО ТОКА ИОНАМИ КИСЛОРОДА

Асп., м.н.с. *Пархоменко Е. И.*, проф. *Попов В. Ю.*, с.н.с., *Малова Х. В.*,
дир. НИИЯФ МГУ, *Панасюк М. И.*, академик РАН, *Зеленый Л. М.*

В процессе исследований динамики кольцевого тока [7, 8] было выявлено, что концентрация ионов кислорода возрастает в период интенсивных суббурь. Анализ динамики ионного состава показал, что основным компонентом в кольцевом токе является O^{+1} за счет процессов перезарядки [10]. Задавшись общей целью объяснить результаты наблюдения многозарядных ионов O^{+1} - O^{+8} в кольцевом токе [7, 12, 14, 17], мы изучили механизм их ускорения в хвосте магнитосферы Земли.

Представлена численная модель, позволяющая оценить перенос и ускорение частиц солнечного ветра восьми сортов: ионов кислорода O^{+1} - O^{+8} в ходе прохождения множественных диполяризационных фронтов с характерными временными масштабами < 1 мин. Общее магнитное и электрическое поля в процессе перестройки представляют собой суперпозицию компонент:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{B}_0(z) + \Delta \mathbf{B}_d(t) \quad (1)$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 + \Delta \mathbf{E}_d(t) \quad (2)$$

Здесь $\mathbf{B}_0(z)$, $\mathbf{E}_0$ – магнитное и электрическое поля базовой модели токового слоя; $\Delta \mathbf{B}_d(t)$, $\Delta \mathbf{E}_d(t)$ – магнитное и электрическое поля множественных диполизационных фронтов, соответствующих наблюдательным данным спутниковой миссии *Cluster* 20.VII.2013 в период с 01:33:08 до 01:48:11 UT.

Уравнения движения заряженной частицы массой m и зарядом Ze в электрическом $\mathbf{E}$ и магнитном $\mathbf{B}$ полях ($\mathbf{r}$ – координата частицы; $\mathbf{v}$ – скорость частицы; t – время) представляются в виде:

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{v}, \quad m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{Ze}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}] + Ze\mathbf{E} \quad (3)$$

Для расчетов уравнения (3) были приведены к безразмерному виду и интегрировались в электромагнитном поле (1)-(2). Подробное описание уравнений (3) приведено в работе [20].

Ионы кислорода с $1 \leq Q \leq 8$ ($O^+ - O^{+8}$) со средней тепловой энергией 12 кэВ и разными интенсивностями, которые выбирались в соответствии с [9], запускались внутрь модельного параллелепипеда со сторонами: $x \in [-L_x, L_x]$, $y \in [-L_y, L_y]$, $z \in [-L_z, L_z]$, где $L_y = 2L_x = 20 \cdot 10^4$ км, $L_z = 10 L_{z0}$, где $L_{z0} = 2000$ км характерная толщина тонкого токового слоя. Всего в область моделирования было запущено $N = 5 \cdot 10^5$ частиц каждого сорта. В качестве начального распределения по скоростям использовалось каппа-распределение:

$$f(\mathbf{v}) = \frac{n_0 A_{\kappa_\varepsilon}}{2(\sqrt{\pi k} V_{\kappa_\varepsilon})^3} \cdot \sum_{s=1,2} \left[1 + \frac{\mathbf{v}_\perp^2 + (\mathbf{v}_\parallel - (-1)^s \mathbf{v}_D)^2}{\kappa_\varepsilon \cdot v_{\kappa_\varepsilon}^2} \right]^{-(\kappa_\varepsilon + 1)}, \quad (4)$$

где n_0 – плотность плазмы, которая для всех типов ионов была различной; $v_{\kappa_\varepsilon} = v_T \sqrt{2 - 3/\kappa_\varepsilon}$ – нормированная тепловая скорость; $\kappa_\varepsilon = 3$ – параметр каппа-функции; $\mathbf{v}_D = 1400$ км/с – дрейфовая скорость частиц; $\mathbf{v}_\parallel$, $\mathbf{v}_\perp$ – соответственно, параллельная и перпендикулярная составляющие скоростей частиц.

Исходная система уравнений (3) была решена численно для ансамбля частиц. Чтобы количественно определить эффективность ускорения многозарядных ионов кислорода, были построены их энергетические спектры, показанные на рис.1. Экспериментальные спектры, обозначенные на рис. 1 пунктиром, приведены по данным эксперимента CRRES MICS и усреднены в диапазоне L -оболочек: $4.5 < L < 7.5$ [7].

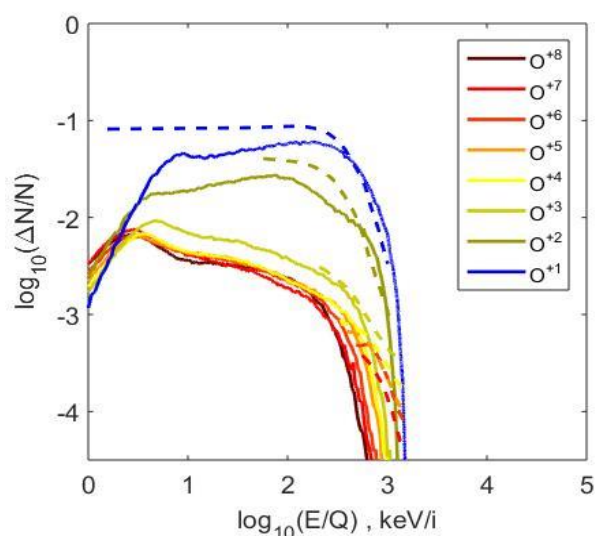


Рис. 1. Энергетические распределения $O^+ - O^{+8}$, ускоренных при взаимодействии с множественными диполизационными фронтами.

Таблица 1. Значения начальных тепловых $\bar{E}_0$, максимальных $E_{\max}$ энергий ионов $O^+ - O^{+8}$; отношение максимальных $E_{\max}$ энергий частиц к зарядовому числу Q .

Q	$\bar{E}_0$, [кэВ]	$E_{\max}$, [кэВ]	$E_{\max}/Q$, [кэВ/Кл]
8	12	7000	875
7	12	6600	940
6	12	5900	980
5	12	5100	1020
4	12	4400	1100
3	12	3800	1260
2	12	2900	1450
1	12	1700	1700

Показано, что под воздействием данных механизмов происходит многократное увеличение энергий ионов кислорода до максимального значения порядка 7 МэВ (Таблица 1). Учитывая согласие экспериментальных и расчетных данных (Рис. 1), можно, по видимому, рассматривать энергичные ($E \approx 1.5, 3$ МэВ) ионы O^+ и O^{+2} в области кольцевого тока $4.5 < L < 7.5$ как высокоэнергичный хвост функции распределения частиц солнечного ветра, ускоряющихся во время переноса на диполизационных фронтах в хвосте магнитосферы. Для ионов $O^{+3} - O^{+8}$ требуется дополнительный механизм, за счет которого они могут достигнуть энергий близких к усредненным экспериментально наблюдаемым в указанной области значений L оболочек.

Литература

1. Allen, R.C., S. A. Livi, and J. Goldstein (2016). Variations of oxygen charge state abundances in the global magnetosphere, as observed by Polar. Journal of Geophysical Research: Space Physics, 121, 1091-1113, doi:10.1002/2015JA021765.
2. Apatenkov, S. V., V. A. Sergeev, M. V. Kubyshkina, R. Nakamura, W. Baumjohann, A. Runov et al. (2007). Multi-spacecraft observation of plasma dipolarization/injection in the inner magnetosphere. Annales Geophysicae, 25, 801-814, doi:10.5194/angeo-25-801-2007.

3. Artemyev, A. V., J. Liu, V. Angelopoulos, and A. Runov (2015). Acceleration of ions by electric field pulses in the inner magnetosphere. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 120, doi:10.1002/2015JA021160.
4. Belyaev, A.A., E. G. Korteeva, N. A. Vlasova, and M. I. Panasyuk (1995). Modelling of spatial-energetic distributions of oxygen ions in radiation belts. *Cosmic Research*, 33, 355(in Russian).
5. Birn, J., M. Hesse, R. Nakamura, and S. Zaharia (2013). Particle acceleration in dipolarization events. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 118, 1960-1971, doi:10.1002/jgra.50132.
6. Delcourt, D. C. (2002). Particle acceleration by inductive electric fields in the inner magnetosphere. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 64, 551-559, doi:10.1016/S1364-6826(02)00012-3.
7. Fennel, J.F., J. L. Roeder, M. Grand, and B. Wilken (1996). Oxygen charge state abundance in the inner magnetosphere. in *Workshop on the Earth's trapped particle environment*. AIP Conference Proceedings, 383, pp. 145-150, doi:10.1063/1.51527.
8. Frank, L. A. (1967). On the extraterrestrial ring current during geomagnetic storms. *Journal of Geophysical Research*, 72, 3753-3767.
9. Grigorenko, E. E.; A. Yu. Malykhin, E. A. Kronberg, Kh. V. Malova, and P. W. Daly (2015), Acceleration of ions to suprathermal energies by turbulence in the plasmoid-like magnetic structures. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 120 (8), 6541-6558, doi: 10.1002/2015JA021314.
10. Hamilton, D.C., G. Gloeckler, and F. M. Ipavich (1988). Ring current development during the great geomagnetic storm of february 1986. *Journal of Geophysical Research*, 93, 14343.
11. Johnson, R. G., R. J. Strangeway, E. G. Shelley, J. M. Quinn, and S. M. Kaye (1983). Hot plasma composition results from the SCATHA spacecraft. in *Energetic Ion Composition in the Earth's Magnetosphere*, edited by R. G. Johnson, Terra Scientific Publishing, Tokyo, pp. 287-306.
12. Kremser, G., W. Studemann, and B. Wilken (1987). Average Spatial Distributions of Energetic O⁺, O²⁺, O⁶⁺, and C⁶⁺ Ions in the Magnetosphere Observed by AMPTE CCE, *Journal of Geophysical Research*, 92, 4459-4466, doi.org/10.1029/JA092iA05p04459.
13. Panasyuk, M.I. (1982). Formation of energetic ions in a geostationary orbit. *Cosmic Research*, 20, 277(in Russian).
14. Sergeev, V. A., R. C. Elphic, F. S. Mozer, A. Saint-Marc, and J. A. Sauvaud (1992). A two satellite study of nightside flux transfer events in the plasma sheet. *Planetary and Space Science*, 40 (11), 1551-1572, doi:10.1016/0032-0633(92)90052-P.
15. Vlasova, N.A., A. S. Kovtyuh, M. I. Panasyuk et al. (1988). Ion ring current during magnetic disturbances according to observations in geostationary orbit. II - Variations of ion energy and charge spectra during moderate storms. *Cosmic Research*, 26, 746-752 (*Kosmicheskie Issledovaniia* (ISSN 0023-4206), vol. 26, Sept.-Oct. 1988, p. 746-752. In Russian)

16. Zelenyi, L. M., J. G. Lominadze, and A. L. Taktakishvili (1990). Generation of the energetic proton and electron bursts in planetary magnetotails. *Journal of Geophysical Research*, 95, 3883–3891, doi:10.1029/JA095iA04p03883.
17. Zhukova, E. I., H. V. Malova, V. Yu. Popov, E.E. Grigorenko, A.A. Petrukovich, L.M. Zelenyi (2017). Acceleration and particle transport in collisionless plasma in the process of dipolarization and nonstationary turbulence. *Cosmic Research.*, 55 (6), 417-425, doi:10.1134/S0010952517060119.

МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА ЦИКЛИЧНОСТИ ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ

Студ. *Алешинский В.С.*, студ. *Безрукова А.В.*, м.н.с. *Белошанко В.А.*,
н.с. *Газарян В.А.*, студ. *Зюзина Н.А.*, студ. *Тарбаев Д.А.*,
зав. каф. *Чуличков А.И.*, доц. *Шапкина Н.Е.*

Введение. Для исследования цикличности временных рядов нами используется ряд методов, как специально разработанных (морфологических), так и модифицированных из известных (Фурье- или вейвлет-анализа). Определены области применимости каждого из методов, в результате получен набор методов, позволяющих выделять циклические компоненты ряда в широком диапазоне их периодов. При изучении временных рядов метеорологических и других параметров анализируемый сигнал имеет вид суммы почти повторяющихся фрагментов, схожих по форме с сигналами иной формы – со стационарным или нестационарным сигналами, с широкополосной шумовой составляющей и др. Задача состоит в разделении суммы этих сигналов на составляющие и анализе параметров каждой из них.

Метод морфологической фильтрации. В настоящей работе методы морфологического анализа, описанные в [1,2], адаптируются для анализа временного ряда концентрации CO_2 . Концентрация CO_2 в атмосфере регистрируется ежесекундно с последующим усреднением до получасовых значений. Таким образом, рассматриваемый временной ряд концентрации CO_2 представляет собой упорядоченную последовательность усреднённых получасовых значений концентрации CO_2 на определённой высоте над поверхностью Земли. Во временном ряду имеется составляющая, отражающая циклические процессы с периодом в одни сутки, амплитуда этой составляющей существенно больше других составляющих временного ряда. При этом от суток к суткам имеется существенная вариация поведения концентрации CO_2 , что затрудняет применение не только Фурье, но и вейвлет-анализа. Нами предлагается математическая модель формы сигнала, отражающая суточную динамику концентрации CO_2 , в виде функции, направление выпуклости которой меняется на противоположное в точках перегиба. Эти точки являются параметрами формы фрагмента сигнала, мо-

делирующего суточный ход концентрации CO_2 . Считается, что два фрагмента сигнала имеют одинаковую форму, если интервалы их выпуклостей вверх и выпуклостей вниз совпадают.

Для выделения суточной циклической составляющей из исходного временного ряда выбирается составляющая, моделирующая суточную динамику концентрации CO_2 путем решения задачи наилучшего приближения участков ряда сигналами заданной формы. Далее исследуется остаток ряда, представляющий собой разность исходного ряда и его аппроксимации. Остаток удовлетворяет критерию стационарности, и для его исследования возможно применение методов Фурье-анализа.

Статистический анализ временных рядов концентрации CO_2 . В качестве модели декомпозиции изучаемых рядов динамики предлагается аддитивная модель:

$$X_t = S_t + C_t + u_t + \varepsilon_t, \quad (1)$$

где S_t – постоянная сезонная составляющая, C_t – циклическая составляющая, u_t – линейный тренд, определяющий основную тенденцию временного ряда, ε_t – нерегулярная составляющая, $t=1,2,\dots,N$, где N – число элементов ряда. В результате сглаживания методом простой скользящей средней исходного ряда динамики концентрации CO_2 X_t , $t=1,\dots,N$ (1), получаем ряд скользящих средних $\hat{X}_i$:

$$\hat{X}_i = \frac{\sum_{t=i-p}^{i+p} X_t}{K}, \quad p = \frac{K-1}{2}, \quad t=1,\dots,N, \quad i = p+1,\dots,N-p. \quad (2)$$

где K – интервал сглаживания, равный периоду колебаний концентрации CO_2 . Для определения постоянной сезонной компоненты S_t следует усреднить разность значений X_t и $\hat{X}_i$ для каждого дня $t = k + Kj$, $t=1,2,\dots,N$, на протяжении восьмилетнего периода наблюдений за концентрацией CO_2 ,

где k – день года, j – год, $k=1,\dots,K$, $j=0,\dots,J-1$: $S_t = \frac{\sum_{j=0}^{J-1} [X_{k+Kj} - \hat{X}_{k+Kj}]}{J}$, где

$J=8$ лет, $K=365$ дней. Для дальнейшего изучения основной тенденции ряда (1), не зависящей от сезонных колебаний, следует вычесть из исходного ряда X_t , $t=1,\dots,N$, ряд сезонной компоненты S_t , $t=1,\dots,N$, и снова провести усреднение ряда $X_t - S_t$, $t=1,\dots,N$ методом скользящих средних (2) [3]. Наряду с рядами концентрации CO_2 на различных высотах над поверхностью Земли важное значение для анализа климатических изменений имеют ряды динамики минимальных и максимальных суточных значений концентрации CO_2 . Эти временные ряды также исследовались методами Фурье-

анализа. В результате показано, что наибольший вклад в исследуемые за период с 2011 по 2018 годы временные ряды вносят гармоники около 1 года, 3,7 лет, 6,5 месяцев и 9 месяцев.

Вейвлет-анализ временных рядов. В случае, когда ряд не является стационарным и преобразовать его в стационарный не удастся, оправдано применение вейвлет-анализа. В качестве материнских вейвлетов были выбраны вейвлет Морле и вейвлет Гаусса 7, дающие наиболее информативные и наглядные результаты. Картины вейвлет-коэффициентов позволяют подробно исследовать структуру периодичностей, содержащихся в исследуемом ряде динамики (в отличие, например, от метода Фурье-анализа). Масштаб, коэффициенты которого максимальны (то есть вносят максимальный вклад во временной ряд), характеризует определенный период цикличности. Интегральный спектр, в отличие от картины вейвлет-коэффициентов, позволяет рассчитать величину периода цикла. Локальные экстремумы графика соответствуют максимальным коэффициентам на данном масштабе, показывая значения периода циклов.

При анализе данных концентрации углекислого газа за полтора года с усреднением в полчаса выявлено множество непродолжительных (вносящих вклад в ряд динамики на протяжении только части области исследования) цикличностей. В связи с чем для получения более информативных результатов необходимо анализировать отдельные участки временного ряда, которые следует выделить в согласовании с климатическими условиями местности.

Заключение. Метод морфологической фильтрации позволил выделить суточную циклическую составляющую и анализировать остаток ряда для оценивания составляющих с периодом, меньшим, чем 24 часа. Метод, основанный на Фурье-преобразовании, позволил выделить циклические составляющие анализируемого ряда с периодом, как большим, так и меньшим, чем 24 часа. Вейвлет-анализ позволил выделить и локализовать во времени составляющие с периодом, большим, чем 24 часа. Таким образом, предложен набор методов, позволяющих выявить цикличность рядов в широком временном диапазоне.

Литература

1. Пытьев Ю.П., Чуличков А.И. Методы морфологического анализа изображений // М.:ФИЗМАТЛИТ, 2010. - 336с.
2. Demin D.S., Chulichkov A.I. Filtering of monotonic convex noise-distorted signals and estimates of positions of special points // Journal of Mathematical Sciences. 2011. V. 172. № 6. P.770-781.
3. Gazaryan V. A., Kurbatova Y. A., Ovsyannikov T. A., Shapkinam N. E. A statistical analysis of cyclical changes in the time series of meteorological parameters in the southwest of the Valdai hills // Moscow University Physics Bulletin. — 2018. — Vol. 73, no. 1. — P. 61–67.

РАЗРАБОТКА СИСТЕМЫ РОБАСТНОГО УПРАВЛЕНИЯ ТОКОМ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М2 ПОСРЕДСТВОМ QFT

Проф. Ю.В. Митришкин,
студ. С.Л. Иванова (ИПУ им. В. А. Трапезникова РАН)

Токамаки в настоящее время являются лидерами в решении проблемы управляемого термоядерного синтеза, а для повышения надежности систем магнитного управления плазмой создаются робастные системы управления, способные работать в условиях неопределенности моделей плазмы. В работе решается задача синтеза и моделирования двухкаскадной робастной системы управления током плазмы в сферическом токамаке Глобус-М2 (ФТИ им. А. Ф. Иоффе, г. С-Петербург). На рис. 1 показана структурная схема действующей системы магнитного управления плазмой в токамаке Глобус-М2 [1], где вертикальное и горизонтальное положение плазмы стабилизируются двумя контурами с тиристорными инверторами тока в качестве исполнительных устройств [2], а также имеется контур управления током в центральном соленоиде (ЦС) и пять контуров управления токами в обмотках полоидального поля для программного задания формы плазмы. На этом рисунке выделены жирными линиями контура управления током в ЦС и током плазмы, для которых синтезируются робастные регуляторы.

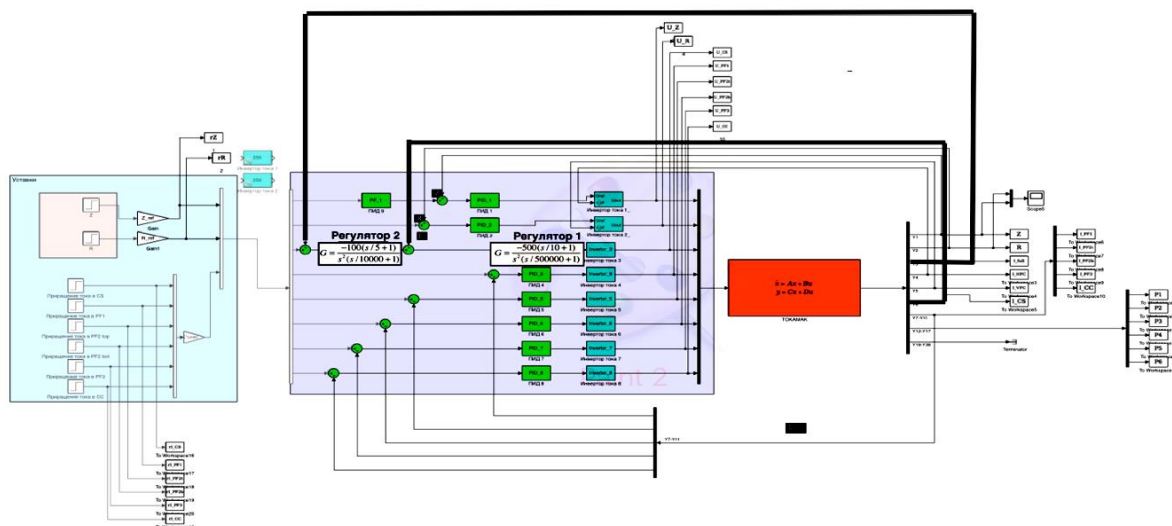


Рис. 1. Структурная схема системы магнитного управления плазмой в токамаке Глобус-М2.

Ставится задача синтеза и моделирования внутреннего каскада с робастным регулятором для управления током ЦС методом QFT (Quantitative Feedback Theory – количественная теория обратной связи) [3], а затем – внешнего каскада со вторым робастным регулятором для управления током плазмы методом QFT.

Массив из 26 линейных моделей плазмы в каждом из 6 разрядов был получен научным сотрудником ИПУ РАН П. С. Корневым по экспериментальным данным токамака Глобус-М2 относительно восстановленного равновесия плазмы [1]. Модель была включена в структурную схему системы управления (рис. 1). Метод QFT применяет построение характеристик, называемых QFT-границами, на диаграмме Николса: линии постоянного модуля и постоянной фазы замкнутой системы, изображенные в координатах амплитуда-фаза. Характеристики строятся для разных параметров системы (т.е. содержат всю информацию неопределенной модели), что позволяет при синтезе регуляторов использовать только номинальную передаточную функцию разомкнутой системы (рис. 2 и 3). Номинальная передаточная функция модели управления током плазмы имеет 42-й порядок.

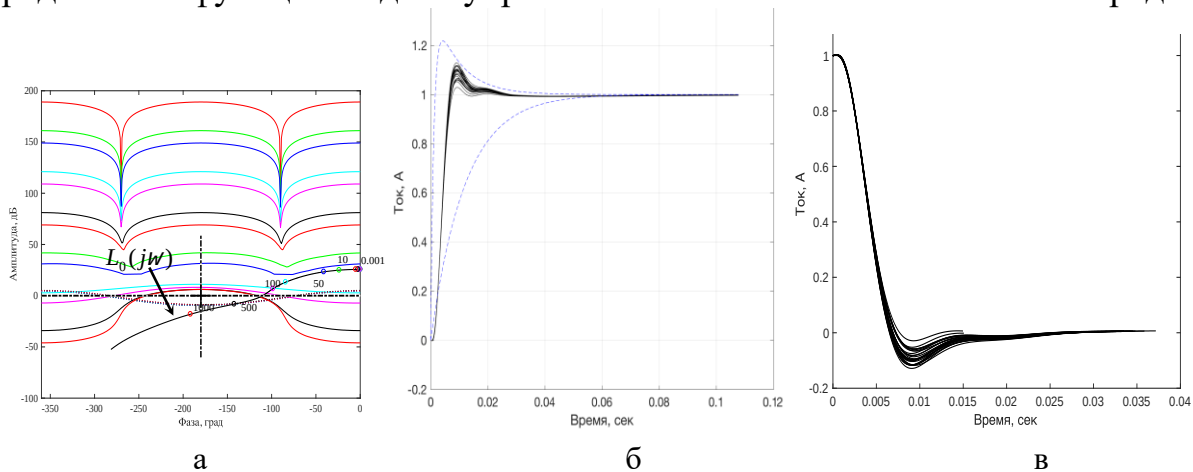


Рис. 2. а) Границы на диаграмме Николса и $L_0(j\omega) = P_0(j\omega)G(j\omega)$, где P_0 – номинальная модель, G – регулятор, б) переходные функции замкнутой системы для разных параметров звеньев модели объекта в) переходные функции замкнутой системы при подаче внешнего воздействия для разных параметров звеньев модели объекта.

Используя заданные границы (рис. 2а) и диаграмму Николса, был синтезирован робастный регулятор $G(s) = -500(s/10+1)/[s^2(s/500000+1)]$ для тока в ЦС. Система управления с данным регулятором не имеет статическую ошибку при обработке ступенчатой уставки, подавляет внешнее возмущение за 25 мс, время установления переходного процесса 20 мс.

Посредством настройки методом QFT был получен робастный регулятор внешнего каскада для тока плазмы $G(s) = -100(s/5+1)/[s^2(s/100000+1)]$. Переходная характеристика полученной системы управления имеет перерегулирование 20% и устанавливается за 50 мс без статической ошибки регулирования. Робастная система управления током плазмы подавляет внешнее возмущение за 45 мс.

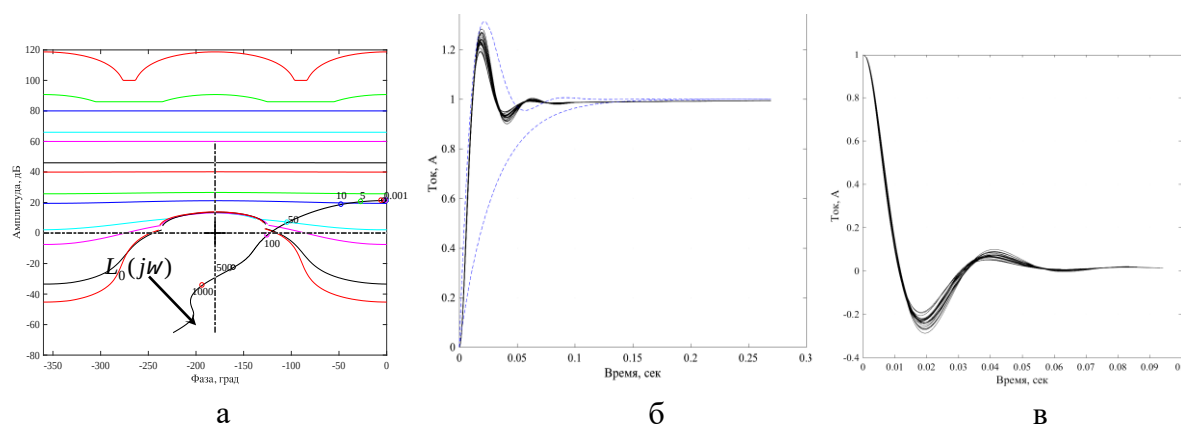


Рис. 3. а) Границы на диаграмме Николса и $L_0(j\omega)$, б) переходные функции замкнутой системы для разных параметров звеньев модели объекта, в) переходные функции замкнутой системы при подаче внешнего воздействия для разных параметров звеньев модели объекта.

Литература

1. Y.V. Mitrishkin, P.S. Korenev, N.M. Kartsev, E.A. Kuznetsov, A.A. Prohorov, M.I. Patrov. Plasma magnetic cascade multiloop control system design methodology in a tokamak. Control Engineering Practice. Vol. 87, 2019, pp. 97-110. <https://doi.org/10.1016/j.conengprac.2019.03.018>.
2. E.A. Kuznetsov, Y.V. Mitrishkin, N.M. Kartsev. Current Inverter as Auto-Oscillation Actuator in Applications for Plasma Position Control Systems in the Globus-M/M2 and T-11M Tokamaks. Fusion Engineering and Design. Vol. 143, 2019, pp. 247-258. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2019.02.105>.
3. M. Garcia-Sanz. Robust Control Engineering. Practical QFT solutions. Taylor Francis Group, 2017.

ОЦЕНКА И СРАВНЕНИЕ ОБЛАСТЕЙ УПРАВЛЯЕМОСТИ И ДОСТИЖИМОСТИ СЕПАРАТРИСЫ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКАХ ГЛОБУС-М И ГЛОБУС-М2

Проф. Митришкин Ю.В.,
студ. Кругжков В.И. (ИПУ им. В. А. Трапезникова РАН)

Работа посвящена сферическому токамаку Глобус-М/М2 [1] и является продолжением [2, 3]. В этих работах были проведены оценки области управляемости по вертикали и оценки области достижимости формы сепаратрисы плазмы в токамаке Глобус-М. Эти оценки были сделаны для линейной модели плазмы в пространстве состояний с постоянными параметрами, т.е. матрицы A , B , C не зависят от времени. В настоящей работе было сделано уточнение, рассмотрены массивы матриц A_i , B_i , C_i соответствующим

щие последовательным моментам времени на протяжении 7-ми различных разрядов для токамака Глобус-М2 и одного разряда токамака Глобус-М [4]:

$$\begin{aligned} \dot{x}(t) &= Ax(t) + Bu(t); \\ y(t) &= Cx(t). \end{aligned} \quad \Rightarrow \quad \begin{aligned} \dot{x}(t) &= A_i x(t) + B_i u(t); \\ y(t) &= C_i x(t). \end{aligned}$$

Таким образом, получены оценки по методикам, аналогичным [2, 3], но с привязкой к конкретному моменту времени конкретного разряда, что дает более полную картину (рис. 1).

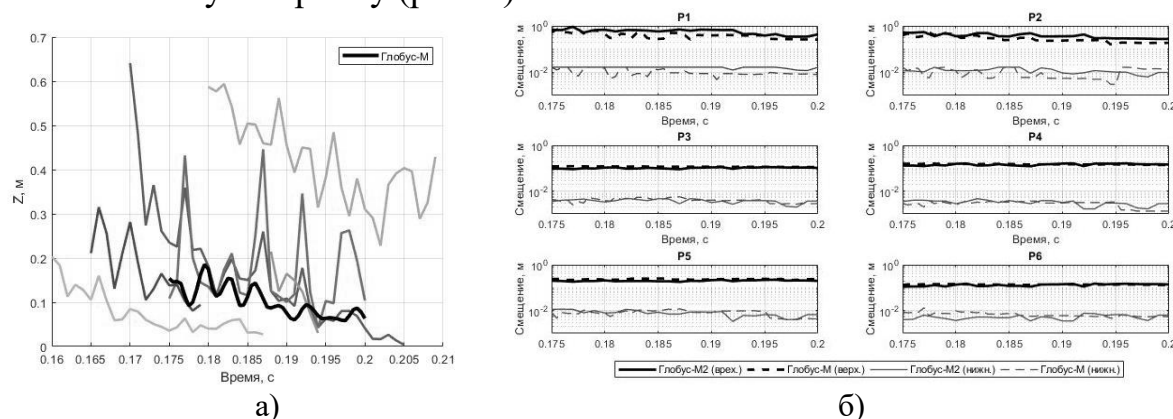


Рис. 1. а) Сравнение области управляемости по вертикали для различных разрядов токамака Глобус-М2 и одного разряда токамака Глобус-М на протяжении плазменного разряда. б) Сравнение оценок областей достижимости формы сепаратрисы плазмы токамаков Глобус-М и Глобус-М2.

Области управляемости и достижимости для токамаков Глобус-М, Глобус-М2 сильно меняются на протяжении разряда и от разряда к разряду. Область управляемости неустойчивого вертикального положения плазмы – порядка 10 см. Области достижимости проекций точек формы на сепаратрисе порядка 1–10 см. Это говорит о том, что возможно управление формой сепаратрисы плазмы с помощью CS, CC и PF-катушек в этих пределах.

Работа поддержана РФФ, грант № 17-19-01022

Литература

1. Minaev V. B., Gusev V. K., Sakharov N. V. and et al., Spherical tokamak Globus-M2: design, integration, construction, Nucl. fusion vol. 57, p. 066047, 2017.
2. Митришкин Ю. В., Кружков В. И., Патров В. И., Области управляемости и достижимости положения и формы плазмы в сферическом токамаке, Ломоносовские чтения – 2019.
3. Y. V. Mitrishkin, V. I. Kruzhkov, M. I. Patrov, Estimation of controllability region of unstable vertical plasma position and plasma separatrix multivariable reachability area of a spherical tokamak. EPS2019, P4.1095

4. Корнев П. С., Митришкин Ю. В., Патров М. И., Реконструкция равновесного распределения параметров плазмы токамака по внешним магнитным измерениям и построение линейных плазменных моделей, Мехатроника, автоматизация, управление, том 17, № 4, стр. 254 – 265, 2016

ОБ ОДНОМ МЕТОДЕ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЯ ШРЕДИНГЕРА

С.н.с. *К.Э. Плохотников*

Аннотация. В докладе представлен метод численного решения уравнения Шредингера, который, отчасти, можно отнести к классу методов Монте-Карло. Метод излагается и одновременно иллюстрируется на примерах решения одномерного и многомерного уравнения Шредингера в задачах: линейного одномерного осциллятора, атома водорода и бензола.

Литература

1. Плохотников К.Э. Об одном методе численного решения уравнения Шредингера// Математическое моделирование, 2019, т.31, №8, с.61-78. DOI: 10.1134/S0234087919080045
2. Plohotnikov K.E. About one method of numerical solution of Schrodinger equation// Mathematical Models and Computer Simulations, 2020, Vol. 12, No. 2, pp. 221–231.

ABOUT ONE METHOD OF NUMERICAL SOLUTION OF SCHRODINGER EQUATION

K.E. Plohotnikov

Annotation. The report presents a method for numerically solving the Schrodinger equation, which, in part, can be attributed to the class of Monte Carlo methods. The method is presented and simultaneously illustrated by the examples of solving the one-dimensional and multidimensional Schrodinger equation in the problems of linear one-dimensional oscillator, hydrogen atom and benzene.

ГРАДИЕНТНАЯ МОРФОЛОГИЯ В ЗАДАЧАХ ТОЧНОЙ ЛОКАЛИЗАЦИИ ОБЪЕКТОВ В ИЗОБРАЖЕНИЯХ

Ст. преп. *Терентьев Е.Н.*, асп. *Приходько И.Н.*, магистр *Кузнецов И.Д.*,
бакалавр *Дьяконова Ф.Д.*, бакалавр *Верхотуров Д.А.*

Предлагается изображение (скалярное поле) P связать с двумерным векторным полем $V = \text{grad } P$. Методы анализа формы полей V позволяют в

изображениях P точно локализовать, например, вихри, очаги лесных пожаров в космических изображениях [1], Дорожные Знаки (ДЗ), метки на корпусах Интегральных Схем (ИС), Зрачки Глаз (ЗГ) в изображениях лица и т.п.

Общая схема метода

В основе метода лежит Конечно Мерная Теорема Отсчетов (КМТО) [2], которая 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.

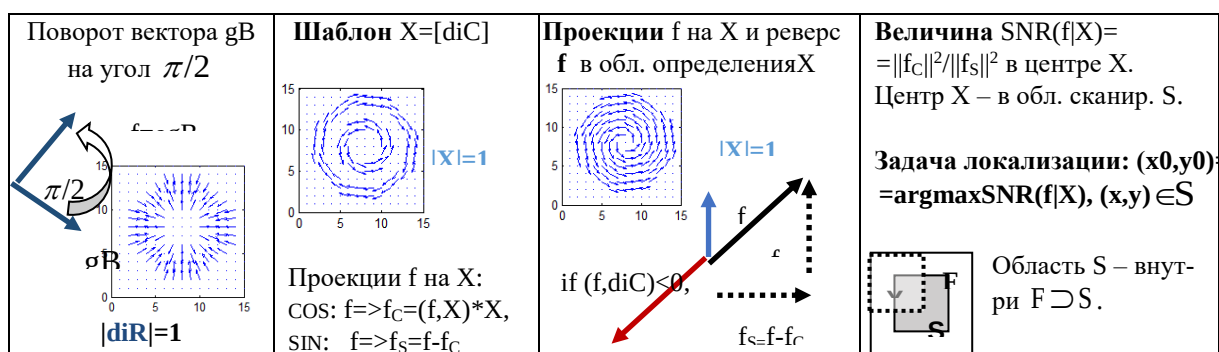


Рис. 1. Операции над векторными полями, шаблоны, проекции, функция SNR и постановка задачи локализации (шаблона X) объекта.

Локализация вихрей в градиентных полях инфракрасных изображений

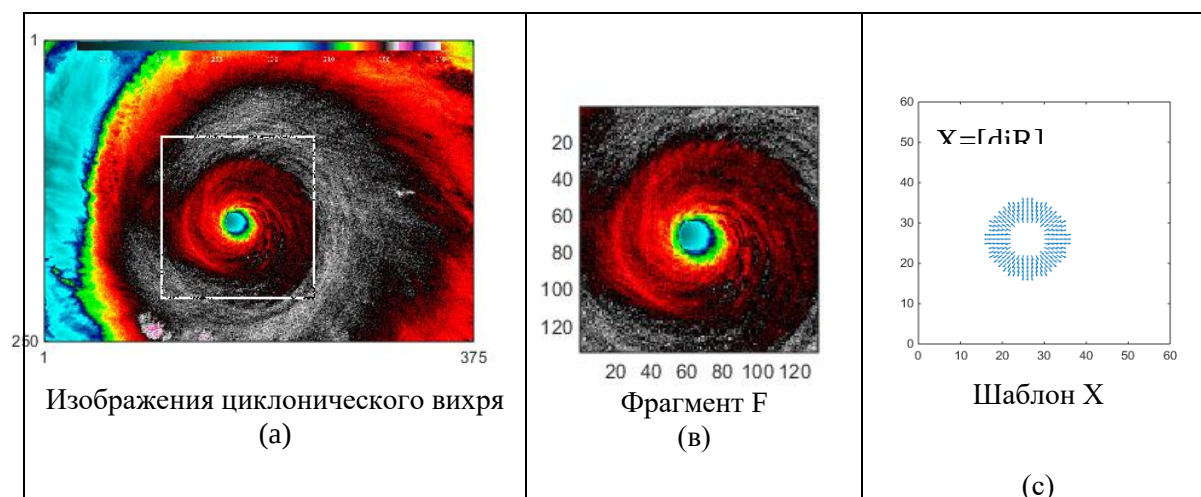


Рис. 2. (а) – Изображение циклонического вихря в ИК диапазоне со шкалой цветной температуры, см. сверху, (в) - выделенный фрагмент F , (с) – шаблон радиальных направлений X .

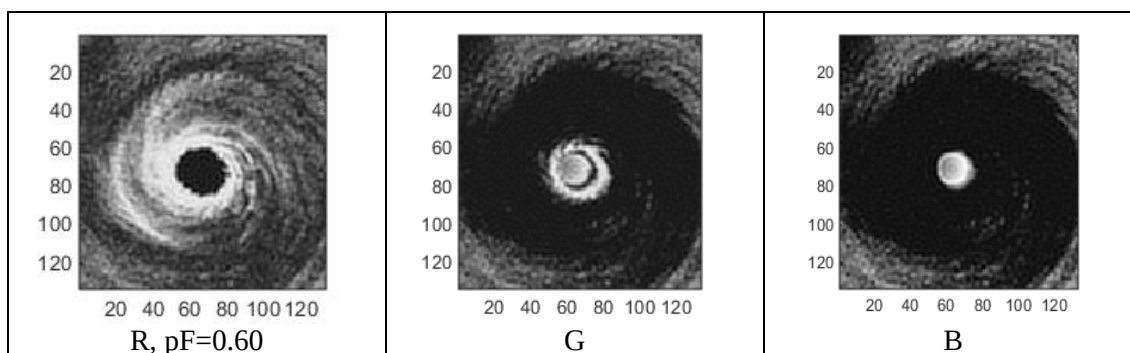


Рис. 3. Изображения R, G и B в сером фрагмента F.

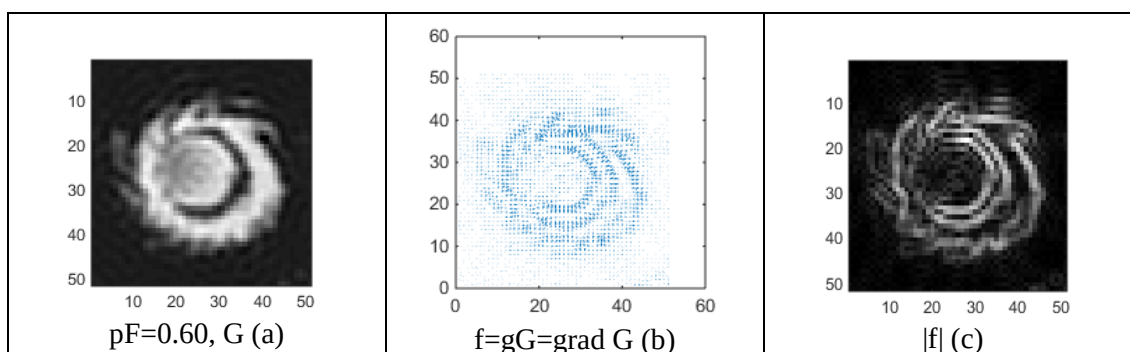
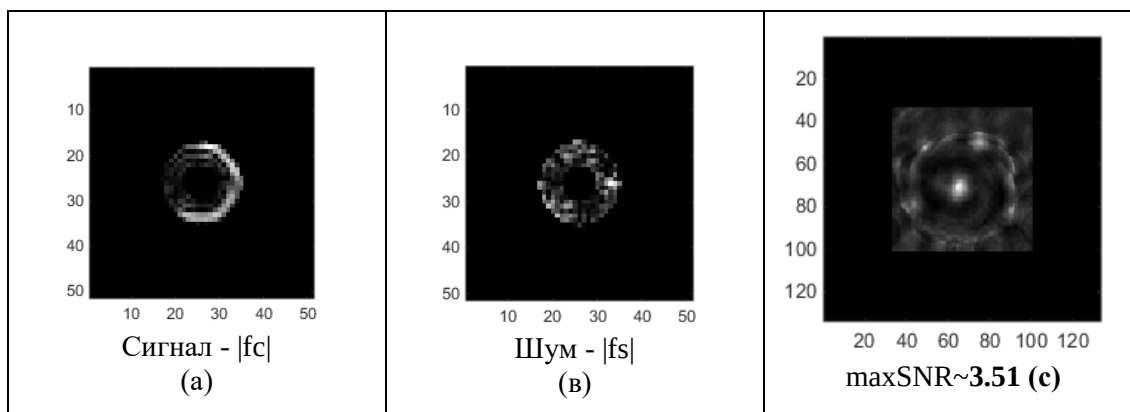


Рис. 4. (a) – отфильтрованное G изображение, (b) – градиентное поле, (c) – модуль градиентного поля в пределах шаблона X.

Рис. 4. (a-b) - компоненты SNR, Сигнал $-|f_c|$, Шум $-|f_s|$ в области определения X и (c) - отношение $SNR(f|X)$ внутри фрагмента $F \supset S$ - область сканирования.

Локализация Дорожных Знаков

Для решения задачи локализации использовали шаблон направлений $X=[diT]$ по треугольнику [5,6].

Методы градиентной морфологии превосходят на порядок по точности локализации, например, корреляционные методы [4]. При точной локализации удастся прочитать содержимое ДЗ, точно оценивать параметры глаз для распознавания людей в масках и т.п.

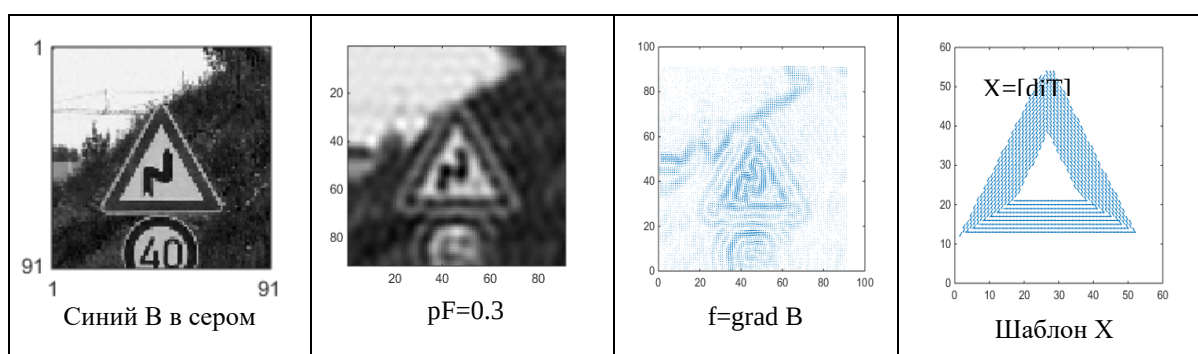


Рис. 5. Операция фильтрация, вычисление градиента и шаблон направлений по треугольнику $X=[diT]$ [5,6].

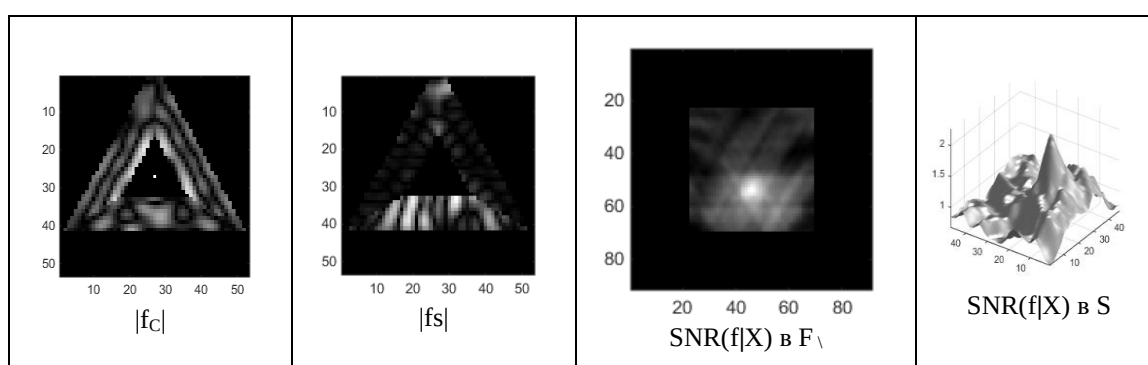


Рис. 6. Компоненты SNR и значения функция SNR с $\max SNR(f|X) \sim 2$ в области сканирования S.

Что касается изображений космических изображений ИК диапазона, то градиентная морфология позволит оценивать параметры циклонических вихрей и отличать их от антициклонов по распределению яркостных температур от центра к периферии [1].

Выводы. Предложенный подход позволяет определять положение объектов с регулярной и нерегулярной структурой типа ДЗ и вихри [1]. Это говорит о применимости метода к широкому классу объектов. Возможность точного оценивания положения ДЗ позволяет говорить о семантическом анализе, чтении ДЗ роботом навигатором, “понимать смысл” нескольких ДЗ. Оценка точного расстояния между (зрачок глаза) ЗГ дает возможность постановки новых семантических задач в оценивании параметров типа “черты лица” для реализации методов распознавания изображений лиц. В планах задачи оценивания параметров вихрей [1], размеров очагов пожаров для мониторинга космических изображений Земли.

Литература

1. В. И. Карев, К. В. Показеев, Т. О. Чаплина. Современные вопросы геофизики и геомеханики. Процессы в геосредах, (4):1150–1156, 2018
2. Терентьев Е.Н., Терентьев Н.Е.//ПРОЦЕССЫ В ГЕОСРЕДАХ, №4(9), с.355-362 (2016).

3. Е.Н. Терентьев, Н.Е. Терентьев, И.И. Фаршакова, Конечномерные Теоремы Отсчетов в моделировании вихрей, Труды школы-семинара <<Волны-2017>>. Математическое моделирование в радиофизике и оптике, с.56-58, Красновидово, 4-9 июня, 2017.
4. Е. Н. Терентьев, N. E. Shilin–Terentyev, И. Н. Приходько, И. И. Фаршакова. Векторные операции в точной индикации локальных объектов в изображениях. Ученые записки физического факультета Московского Университета, (5):1850308–10, 2018.
5. E. N. Terentiev, I. García-Magariño, N. E. Shilin-Terentyev, I. N. Prikhodko, I. I. Farshakova, The Method of False Vortices in Designation Problems of Targets, Road Signs, Facial Features and Real Vortices in Space Images, Information and Computer Security (2018) Volume 1, doi:10.24294/ics.v1i1.1025.
6. E. N. Terentiev, I. N. Prikhodko and I. I. Farshakova // Problems of accurate localization objects in imagers, AIP Conference Proceedings 2171, 110009(2019); <https://doi.org/10.1063/1.5133243>

РЕЗУЛЬТАТЫ РЕКОНСТРУКЦИИ И СВЕРХРАЗРЕШЕНИЯ ТЕНИ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ ROWENI

Ст. преп. *Терентьев Е.Н.*

С реконструкцией и сверхразрешением мы будем связывать аподизационную задачу выбора работающей дискретной модели Аппаратной Функции (АФ) O с обратимой $R=O^{-1}$ и малой нормой обратной $Nor(R)=||R||$. Если $Nor(R)$ большие, то мы вынуждены уменьшать $Nor(pR)$ путем увеличения параметра обусловленности DI для получения приемлемых $Nor(pR)$. Заметим, что $Nor(pR)$ – это реакции на шум (коэффициент усиления σ белого шума, $Nor(pR)*\sigma$), определяющие точность решения задачи обращения при наличии аддитивного белого шума.

Основные понятия.

Общая задача по обусловленному выбору АФ $pO=pR^{-1}$ ставится как задача на минимум (максимум точности) [2,3]:

$$\min_{LO} \{ ||pR|| \mid Err(pO) \leq err \}, \quad LO = \{ pO \mid [Loc, ste, DI] \} \quad (1)$$

с построением Характеристикой Адекватности (САМ) дискретной модели АР pO [2,3]

$$САМp = \{ x=Nor(pR), y=Err(pO), z=II(pR*O) \} \quad (2)$$

$I_z=10^{-13}$ – метисная ошибка или инструментальный ноль В связи с этим ограничением по ошибке рассмотрим вариант CAMz АФ zO учитывая I_z обращение двумерной МПФ $M(O)$ (в записи без индексов):

$$M(zR) = \begin{cases} 1/M(O), & \text{for all } |M(O)| > I_z \\ M(O) \end{cases} \quad (3)$$

$$CAMz = \{x = \text{Nor}(zR), y = \text{Err}(zO), z = \Pi(zR * O)\} \quad (4)$$

Заметим, что если значение индикатора обратимости $\Pi(zR * O) = 1$, то имеет место обращение $zR = R = O^{-1}$. Если $\Pi(zR * O) < 1$, то имеем неполное I_z обращение АФ О в zR.

Если имеет место нормировка AP O: $\sum O = 1$, и в нуле МПФ $M(O)(0) = 1$, тогда будем оценивать сверхразрешение обусловленное и при I_z обращении функциями зависящими от LO (1):

$$pSR = \sum M(pR) * M(O) / \sum M(O), \quad zSR = \sum M(zR) * M(O) / \sum M(O) \quad (5)$$

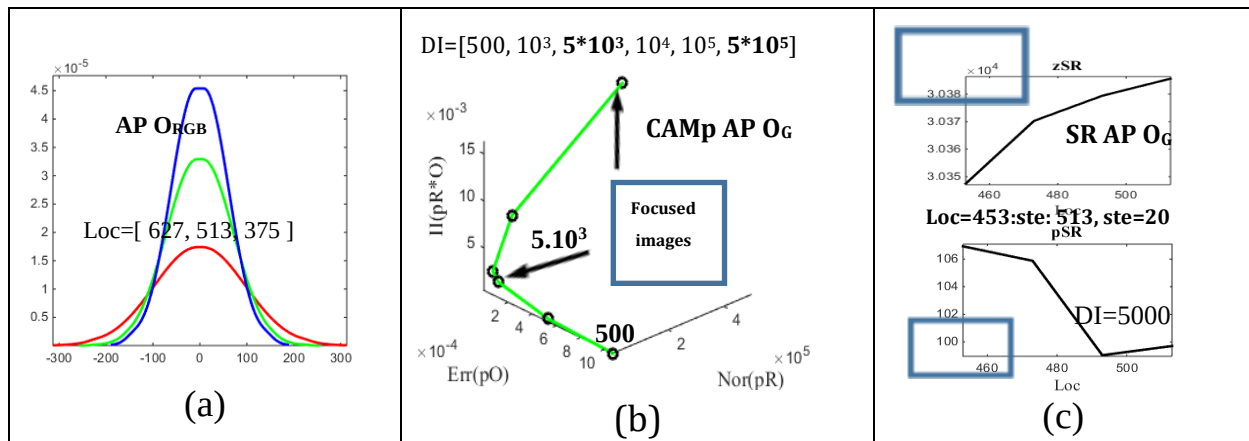


Рис -1: (a) – диаграммы направленности AP O_RGB, (b) – характеристики адекватности CAM AP O_G, (c) – величина $zSR \sim 30000$ сбрасывается по обусловленности $DI=5000$ до $pSR \sim 90$.

R&SR изображения с Event Horizon Telescope

ЕНТ [9] состоит из 8 приемных синхронизированных (по атомным часам) антенн

Обсуждение. Модификации методов R&SR Аппаратных Функций (АФ) могут быть реализованы в электронной микроскопии, в новых радиолокационных технологиях, в радарх с синтезированной апертурной, КТ, МРТ томографии, телескопах и т.д.

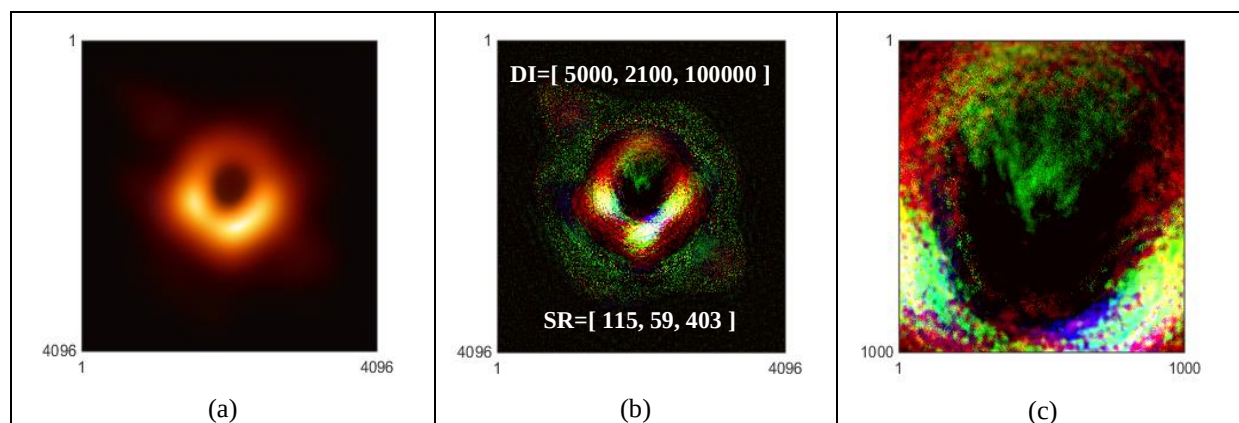


Рис -2: (a) изображение ЧД Rowehi в исходной сетке с $ste=1$, обусловленное R&ST изображение с выделенной центральной частью – (c).

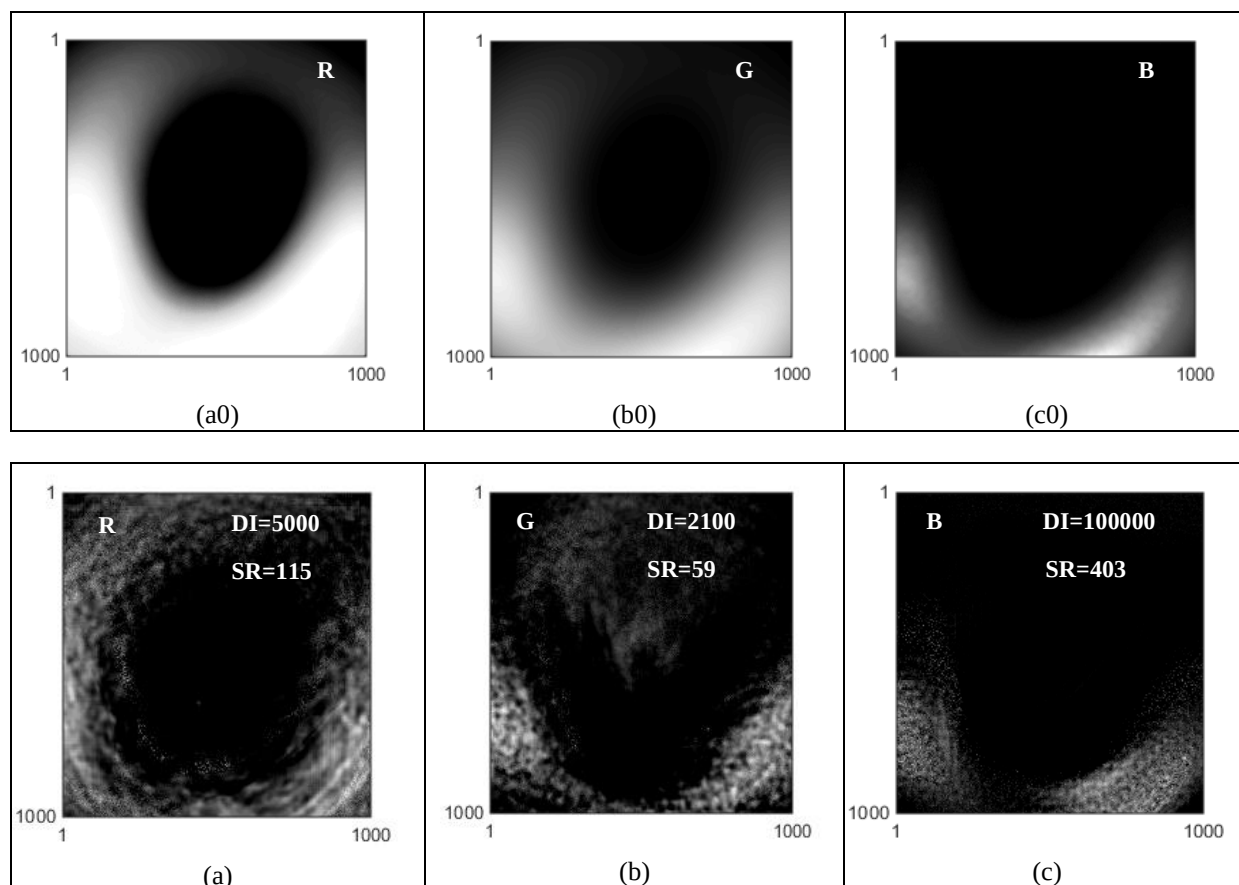


Рис -3: (a0-c0) – исходные и (a-b) R&SR изображения с указанием величин DI и SR. В трех радиодиапазонах {R,G,B}. Профессор Katherine L. Bouman впервые реализовала математическую стыковку [10] данных с 8 телескопов, превратив их в один ЕНТ с большой апертурой и получила первое изображение ЧД Rowehi [1,9]. Апертура ЕНТ составляет около 10000 км, и мы не знаем диаграммы направленностей AP_{RGB} .

Благодарности

Особая благодарность профессору Katherine L. Bouman из Калифорнийского технологического института [10]. Высокое качество данных,

точность данных [1] позволили нам реализовать Математический Микроскоп с R&SR для ЕНТ.

В США 5 сентября 2019 г. объявили лауреатов премии Breakthrough Prize [12]. В области фундаментальной физики награда в \$3 млн досталась коллективу ученых, которые впервые сфотографировали сверхмассивную черную дыру.

ММ+ЕНТ по существу соответствуют по величинам разрешений SR виртуальному телескопу с апертурой от Земли до Луны. Конечно, хотелось бы исследовать движения объектов и динамику плевков - Jet Spitting по 4 дням наблюдений ЧД Powehi, это и было бы доказательством правильности модели R&SR.

Литература

1. <https://www.eso.org/public/images/eso1907a/>
2. Е.Н. Терентьев, Н.Е. Терентьев//ИЗВЕСТИЯ РАН, СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ, 2015, том 79, № 12, с. 1633-1637.
3. Terentiev, E.N. and Terentiev, N. E.//ISSN 1062-8738, Bulletin of the Russian Academy of Science. Physics, 2015, Vol.79, No 12, pp.1427-1431, DOI 10.3103/S1062873815120229
4. Е.Н. Терентьев, Н.Е. Терентьев, Ю.А. Пирогов, И.И. Фаршак ова//УЧЕНЫЕ ЗАПИСКИ ФИЗИЧЕСКОГО ФАКУЛЬТЕТА, 9 с., №6, 1761005(2017)
5. Terentiev, E.N., Terentiev, N.E., Farshakova, I.I. // DOI: 10.1007/978-3-319-77788-7_19C.
2. E. N. Terentiev, N. E. Shilin-Terentiev // doi.org/10.1007/978-3-030-11533-3_44.
3. E. N. Terentiev, I. I. Farshakova, I. N. Prihodko, N. E. Shilin-Terentyev //doi: 10.11648/j.sjams.20190705.12, ISSN: 2376-9491 (Print); ISSN: 2376-9513 (Online).
4. E. N. Terentiev, I. I. Farshakova, N. E. Shilin-Terentyev // <http://www.sciencepublishinggroup.com/journal/paperinfo?journalid=301&doi=10.11648/j.ajaa.20190703.11>.
5. E. N. Terentiev, I. N. Prihodko and I. I. Farshakova // Concept of mathematical microscope, AIP Conference Proceedings 2171, 110010(2019); <https://doi.org/10.1063/1.5133244>
6. The Event Horizon Telescope Collaboration, First M87 Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole, The Astrophysical Journal Letters, 875:L1 (17pp), 2019 April 10, <https://doi.org/10.3847/2041-8213/ab0ec7>
7. Bouman, Katherine L.; Johnson, Michael D.; Zoran, Daniel; Fish, Vincent L.; Doeleman, 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).
8. <https://breakthroughprize.org/News/54>

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ КВАЗИАДИАБАТИЧЕСКОЙ ДИНАМИКИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ТОКОВЫХ СЛОЯХ С ШИРОМ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

С.н.с., Малова Х. В., инж. Белялова М. С., проф. Попов В. Ю.

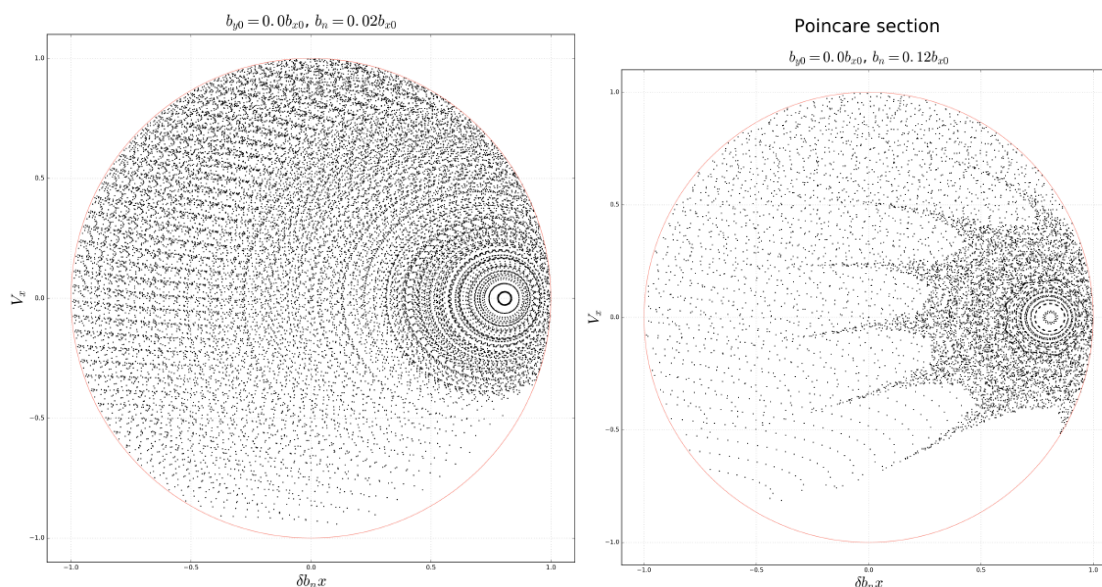


Рис. 1. Сечения Пуанкаре при различных значениях нормальной компоненты магнитного поля.

Исследована динамика квазиадиабатических ионов в токовом слое (ТС) магнитосферного хвоста Земли во время суббурь, когда ТС хвоста утоньшается, а масштаб магнитной неоднородности сравнивается с протонными гирорадиусами. Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что в хвосте магнитосферы могут наблюдаться как глобальное шировое поле, проникающее в магнитосферу из межпланетного магнитного поля, так и локальные шировые магнитные поля, поддерживаемые собственными токами слоя. Построена численная модель ТС, с учетом нормальной магнитной компоненты и шировым магнитным полем трех видов: 1) постоянное поле, 2) колоколообразное и 3) антисимметричное распределения шировой компоненты. Исследованы сечения Пуанкаре, характеризующие квазиадиабатическую динамику ионов. Вычислены скачки квазиадиабатического инварианта движения, проведено сопоставление со случаем отсутствия магнитного шира. Показано, что наличие постоянной и колоколообразной магнитных компонент в токовом слое приводит к асимметричному рассеянию частиц в направлении «север-юг» после их взаимодействия с токовым слоем и соответствующим различиям в структуре фазового пространства. Продemonстрировано, что скачки инварианта различаются в зависимости от расположения источника плазмы в северном или южном полушариях. В то же время для конфигураций с антисимметричной шировой компонентой рассеяние частиц вблизи плоскости слоя незначительно, асимметрия

рассеяния отсутствует, а скачки инвариантов движения малы и не зависят от величины амплитуды магнитного поля в токовом слое. Результаты исследования обсуждаются с точки зрения их приложения для объяснения наблюдаемых данных.

Литература

1. Georgieva K. // The Environments of the Sun and the Stars. 2013. Editors Rozelot J.-P., C. Neiner. Notes in Physics 857. DOI 10.1007/978-3-642-30648-8_7. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg.
2. Базилевская Г.А., Стожков Ю.И. // Энергичные частицы и космические лучи: галактические, гелиосферные и солнечные космические лучи. В книге: Плазменная гелиогеофизика. В 2 т. Т. I / Под ред. Л. М. Зеленого, И. С. Веселовского. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008.
3. Zelenyi L. M., Malova H. V., Popov V. Yu., Delcourt D. C., Ganushkina N. Yu., Sharma A. S. // Geophys. Res. Lett. 2006. V. 33. L05105. doi:10.1029/2005GL025117.
4. Petrukovich A.A., Artemyev A.V., Malova H.V., Nakamura R., Popov V.Yu., Zelenyi L.M. // J. Geophys. Res. 2011. V. 116. CiteID A00I25. doi:10.1029/2010JA015749.
5. Бережко Е. Г., Елшин В. К., Крымский Г. Ф., Петухов С. И. // Генерация космических лучей ударными волнами. Под ред. Е. Г. Бережко и др., АН СССР, Сиб.отд., Институт космофизических исследований и аэронауки: Новосибирск: Наука, Сибирское отделение. 1988.
6. Дорман Л. И. // Вариации космических лучей и исследование космоса. 1963. М., Изд. АН СССР.
7. Büchner J., Zelenyi L. M. // J. Geophys. Res. 1989. V. 94, P. 11821.
8. Chen J., Palmadesso P. J. // J. Geophys. Res. 1986. V. 91. P. 1499-1508.
9. Zelenyi L. M., Malova H. V., Popov V. Yu., Delcourt D., Sharma A.S. // Nonlinear Processes in Geophysics. 2004. V. 11. P. 579.
10. Delcourt D.C., H. V. Malova, Zelenyi L. M. // J. Geophys. Res. 2004. V. 109. A01222. Doi: 10.1029/2003JA010167.
11. Zelenyi L. M., Malova Kh. V., Artemyev A. V., Popov V. Yu., Petrukovich A. A. // Plasma Physics Reports. 2011. V. 37. P. 118-160.
12. Нейштадт А. И. // Прикл. Мат. Мех. 1987. Т. 51. С. 750.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ АНТРОПОГЕННОГО ДИОКСИДА АЗОТА ОТ ПРОМЫШЛЕННОГО ИСТОЧНИКА

Захарова С. А., Тихонов Н. А., Давыдова М. А.

Целью данной работы является составление адекватной модели распространения диоксида азота от промышленного источника и сравнение полученных результатов с данными замеров. Для моделирования был выбран одиночный удаленный источник оксида азота, расположенный в про-

винции Хэбэй, Китай. Эта территория считается одной из самых загрязнённых местностей диоксидом азота в мире. Также это место примечательно тем, что предприятия расположены достаточно далеко друг от друга, что позволяет при моделировании не учитывать влияние «соседей». Для моделирования была доступна следующая информация: интегральное по высоте накопление NO_2 с высоким пространственным разрешением в определенный момент времени [1, 2]; направление и средняя скорость ветра для промежутка времени, за который произошел перенос загрязнения от точки выброса до границы участка [3].

Определен функциональный вид модели, согласованный по сложности с объемом имеющихся данных; определена мощность выбросов; определено и сопоставлено с опытными данными распределение интегрального по высоте количества диоксида азота (см. рис. 1).

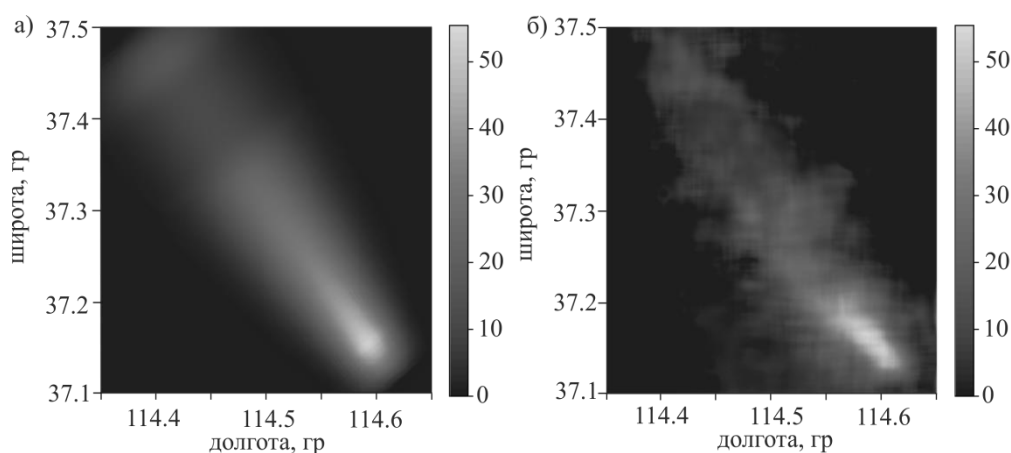


Рис. 1. Сравнение модельного решения с данными замеров. а) – модельное решение, б) – данные замеров, сделанные 29 сентября 2016 в 4:30 UTC в провинции Хэбэй.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-29-10080.

Литература

1. Postilyakov O.V., A.N. Borovski, A.A. Makarenkov. First experiment on retrieval of tropospheric NO_2 over polluted areas with 2.4-km spatial resolution basing on satellite spectral measurements. // Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering. 2017. V. 10466. P.104662Y-8.
2. O.V. Postilyakov, A. N. Borovski, N. F. Elansky, M.A. Davydova. Preliminary validation of high-detailed GSA/RESURS-P tropospheric NO_2 maps with alternative satellite measurements and transport simulations. // Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering. 2019. V.11152. P.106–112.
3. Hysplit: <https://www.ready.noaa.gov/HYSPLIT.php>

РЕШЕНИЕ НЕКОРРЕКТНО ПОСТАВЛЕННЫХ ОБРАТНЫХ ЗАДАЧ ПРИ НАЛИЧИИ АПРИОРНОЙ ИНФОРМАЦИИ В ФОРМЕ «МЯГКИХ» ОГРАНИЧЕНИЙ

Доц. Зубюк А.В., магистрант Ашарин В.В., магистрант Фадеев Е.П.,
магистрант Шапошник Г.Л.

В настоящей работе рассмотрено решение двух некорректно поставленных задач с использованием априорной информации в форме «мягких» ограничений.

По определению некорректно поставленная задача — это задача, решение которой либо не существует, либо не единственно, либо не непрерывно зависит от входных данных. В качестве примера задачи, которая не имеет решения, рассмотрена задача оценивания состава инвестиционного портфеля, а задачи, решение которой не непрерывно или не существует, — обратная задача оценивания сигнала по измерению.

Задача оценивания состава инвестиционного портфеля

Пусть $\mathbb{I} = \{1, \dots, n\}$ — полное множество номеров доступных ценных бумаг, где n измеряется тысячами, $\beta_i \geq 0$, $\sum_{i=1}^n \beta_i = 1$ — вложенные в эти ценные бумаги доли капитала, $x_i = \frac{x_{1,i} - x_{0,i}}{x_{0,i}}$ — известные доходности отдельных ценных бумаг, где $x_{0,i}$ и $x_{1,i}$ — их стоимости в начале и в конце периода владения соответственно, $r = \sum_{i=1}^n \beta_i x_i$ — известная доходность всего инвестиционного портфеля. Требуется найти доли капитала β_i , зная x_i и r .

Как правило, при решении этой задачи предполагают, что анализируемый портфель построен его администрацией с целью сохранения и увеличения капитала. Но какой бы инвестиционный прием (максимизация доходности, диверсификация портфеля или оба приема одновременно) не использовался при формировании портфеля, мы имеем недоопределенную систему линейных уравнений для определения β_i , $i = 1, \dots, n$: количество уравнений меньше количества переменных n , такая задача имеет бесконечно много решений.

Обратная задача оценивания сигнала по измерению

Пусть $f \in \mathcal{R}_n$ — n -мерный вектор евклидова пространства $\mathcal{R}_n$, исходный сигнал. Пусть $\xi \in \mathcal{R}_m$ — m -мерный вектор евклидова пространства $\mathcal{R}_m$, измерение. Исходный сигнал f связан с измерением ξ с помощью уравнения

$$\xi = Af + v,$$

где A — линейный оператор $\mathcal{R}_n \rightarrow \mathcal{R}_m$, $v \in \mathcal{R}_m$ — случайный шум (случайный вектор со значениями в $\mathcal{R}_m$).

Для исследователя представляет интерес исходный сигнал f , задачу оценивания которого можно решить, используя метод наименьших квадратов, тогда оценка будет выглядеть следующим образом:

$$\hat{f} = \arg \min_A \|Ag - \xi\|^2 = A^- \xi,$$

где A^- — оператор, псевдообратный к A . Однако, в такой постановке решение этой задачи не является непрерывным относительно оператора A .

«Мягкие» ограничения

В обеих задачах мы предлагаем использовать метод выбора наиболее возможного решения на основе качественной субъективной информации в форме «мягких» ограничений ($c \gtrsim 0$). Часто такую информацию можно получить на основе опыта решения подобных задач или как оценочное мнение экспертов.

Определение 1. «Мягкое» отношение на множестве X определяется парой $(2^X, \geq_\pi)$, где $\geq_\pi$ — полный предпорядок на 2^X .

Определение 2. «Мягкое» ограничение $\gtrsim 0$ является «мягким» отношением на действительной прямой $\mathbb{R}$, удовлетворяющим следующему требованию:

$$\forall x, y \in \mathbb{R} \text{ если } x \geq y \text{ и } y \gtrsim 0, \text{ то } x \gtrsim 0.$$

Обозначение $c \gtrsim 0$ можно читать как «наиболее возможно $c \geq 0$ ».

Выведем выражение для возможности одновременного выполнения системы «мягких» ограничений. Для этого введем понятие функции одноточечного покрытия:

Определение 3. Функция одноточечного покрытия $g(c): \mathbb{R} \rightarrow [0, 1]$ «мягкого» ограничения $\gtrsim 0$ определяется как

$$g(c) = \Pi(\{c \gtrsim 0\}) = \sup \{\pi(R) | R \in 2^{\mathbb{R}}, c \in R\},$$

где $\pi: 2^{\mathbb{R}} \rightarrow [0, 1]$ — распределение возможностей «мягкого» ограничения $\gtrsim 0$, определённое с точностью до строго монотонного непрерывного преобразования значений условием $\pi(A) \geq \pi(B) \Leftrightarrow A \geq_\pi B$, а Π — соответствующая мера возможности [1].

Рассмотрим систему «мягких» ограничений:

$$c_i \gtrsim 0, \quad i = 1, \dots, k$$

Возможность того, что все эти «мягкие» ограничения выполняются одновременно, будет выглядеть следующим образом:

$$\Pi(\{c_1 \gtrsim 0\} \cap \dots \cap \{c_k \gtrsim 0\}) = \sup \{\pi(R) | R: c_1 \in R, \dots, c_k \in R\}$$

Таким образом, мы имеем следующее выражение для возможности того, что все «мягкие» ограничения выполнены:

$$\Pi(\{c_1 \gtrsim 0\} \cap \dots \cap \{c_k \gtrsim 0\}) = g(\min_i c_i) = \min_i g(c_i) \quad (1)$$

где последнее равенство верно в силу монотонности функции однотоочечного покрытия $g(c)$.

Теорема 1. Любое решение задачи линейного программирования

$$z \mapsto \max \\ c_1 \gtrsim z, c_2 \gtrsim z, \dots, c_k \gtrsim z$$

Результаты решения задачи оценивания состава инвестиционного портфеля

В данной задаче мы использовали априорную информацию о составе инвестиционного портфеля в виде «мягких» ограничений. Эти ограничения вида $\beta_1 \gtrsim \beta_3 \gtrsim \beta_2$ выражают мнение эксперта о том, что инвестиционная компания наиболее возможно вложила больше в первый пакет акций, чем в третий, и в третий, чем во второй. На рис.1 представлено точное решение (выделено зеленым), решение, полученное с использованием «мягких» ограничений (синим), и решение, основанное на принципе минимизации риска и максимизации доходности (красным). Как видно из представленных результатов, предложенный подход дает результаты лучше, чем стандартный метод.

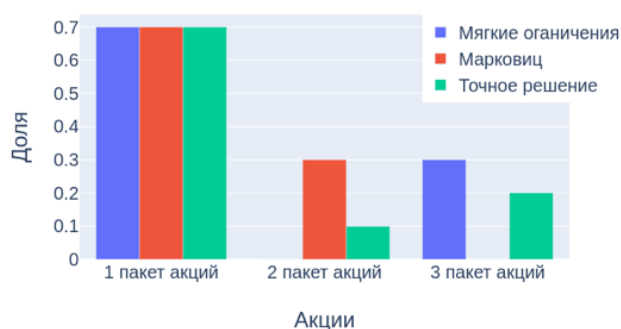


Рис. 1. Решение задачи оценивания состава инвестиционного портфеля при правильном предположении эксперта.

Результаты решения обратной задачи оценивания сигнала

В этом случае мы использовали регуляризацию решения путем отбрасывания компонент оценки, наиболее сильно пораженных шумом. Такой подход позволяет уменьшить шум, но при этом теряется и часть «полезного» сигнала (это приводит к ступенчатому виду оценки $\hat{f}_1$ на рис. 2). Априорная информация в виде «мягких» ограничений, выражающих наиболее возможную монотонность сигнала на отрезке [160,190], позволяет восстановить эти потери и приводит к лучшему результату (оценка $\hat{f}$ на рис. 2).

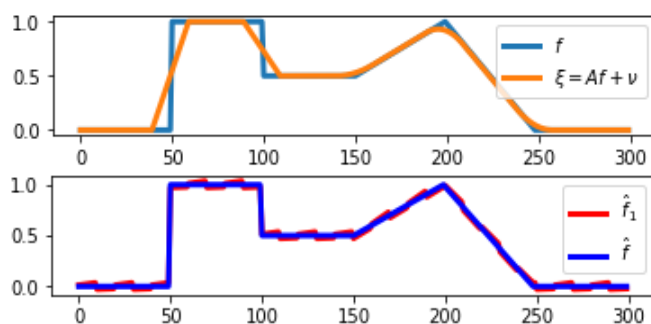


Рис. 2. Решение обратной задачи оценивания сигнала f при правильном предположении эксперта.

Работа поддержана грантами РФФИ №№ 18-07-00424 и 19-29-09044.

Литература

1. Пытьев Ю. П. Возможность как альтернатива вероятности. Математические и эмпирические основы, применения. — М: ФИЗМАТЛИТ, 2007. — 464 с.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕНОСА ОКИСЛОВ АЗОТА В ШЛЕЙФЕ ВЫБРОСОВ ПРОМЫШЛЕННОГО ПРЕДПРИЯТИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭФФЕКТИВНЫХ УРАВНЕНИЙ ХИМИЧЕСКОЙ КИНЕТИКИ

Мухартова Ю.В., Давыдова М.А., Гуцин Д.А.

Работа посвящена моделированию процессов переноса и химических трансформаций окислов азота ($\text{NO}_x = \text{NO} + \text{NO}_2$) в шлейфе выбросов промышленных предприятий. Так как задача подробного описания шлейфа достаточно сложна, в качестве первого шага при ее решении использована упрощенная параметризация слагаемых, отвечающих за источники/стоки NO_x . Из большого числа реакций, в которые вступают окислы азота в тропосфере [1-4], выбраны основные: либо характеризующиеся максимальными константами реакции (на 1-2 порядка превышающими прочие), либо реакции с веществами, преобладающими в пограничном слое атмосферы. Задача сводится к решению системы 10 уравнений типа реакция-диффузия-адвекция (для концентраций NO , O_3 , NO_2 , $\text{O}(^3\text{P})$, NO_3 , N_2O_5 , OH , $\text{O}(^1\text{D})$, HNO_2 , HNO_3) с заданным распределением источников NO , а также известными распределениями скорости ветра и температуры в расчетной области:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + (\vec{V}, \nabla) n_i = \text{div}(K \nabla n_i) - n_i \varphi_i(\vec{n}) + \psi_i(\vec{n}) + F_i^s, \quad i = 1, \dots, 10,$$

где n_i — концентрация вещества с номером i , $\vec{V}$ — поле средней скорости ветра, K — коэффициент турбулентного обмена, F_i^s — функции, описывающие распределение и мощности источников выброса рассматриваемых веществ. В начальный момент времени концентрации рассматриваемых веществ берутся равными фоновым значениям. Компоненты горизонтальной скорости ветра на высоте, соответствующей 850 гПа, а также температура, взяты из метеорологических данных. Вертикальная скорость ветра рассчитана по формуле:

$$w|_{z=H} = \frac{\partial H}{\partial t} + u \frac{\partial H}{\partial x} + v \frac{\partial H}{\partial y},$$

где H – геопотенциал, соответствующий 850 гПа, u и v – компоненты горизонтальной скорости ветра по оси x и y соответственно. Коэффициент турбулентного обмена K был параметризован следующим образом [5]:

$$K(z) = K_{\max} (z/z_{\max}) \exp(-0.5(z/z_{\max})^2 + 0.5),$$

где $K_{\max}$ – максимальное значение коэффициента K , $z_{\max}$ – высота, на которой достигается значение $K_{\max}$.

Для численного решения задачи использована неявная разностная схема с расщеплением по процессам. При переходе с целого слоя по времени на полуцелый решается задача для динамической части уравнений диффузии-реакции-адвекции. При переходе с полуцелого слоя на новый целый слой решается задача Коши для уравнений химической кинетики. Система кинетических уравнений решалась с помощью разностной схемы, предложенной в работе [6].

В качестве объекта исследования выбран шлейф предприятия близ г. Синтай в Китае, где 29 сентября 2016г. в 4:30 UTC была проведена спутниковая съемка. При моделировании предполагалось, что источник начал действовать за 2.2 часа до момента съемки. Снимок шлейфа и результаты моделирования приведены на рис. 1. На графиках представлено интегральное по высоте содержание NO_2 в столбе с площадью поперечного сечения 1 cm^2 , единицы измерения – 10^{15} молекул/ cm^2 .

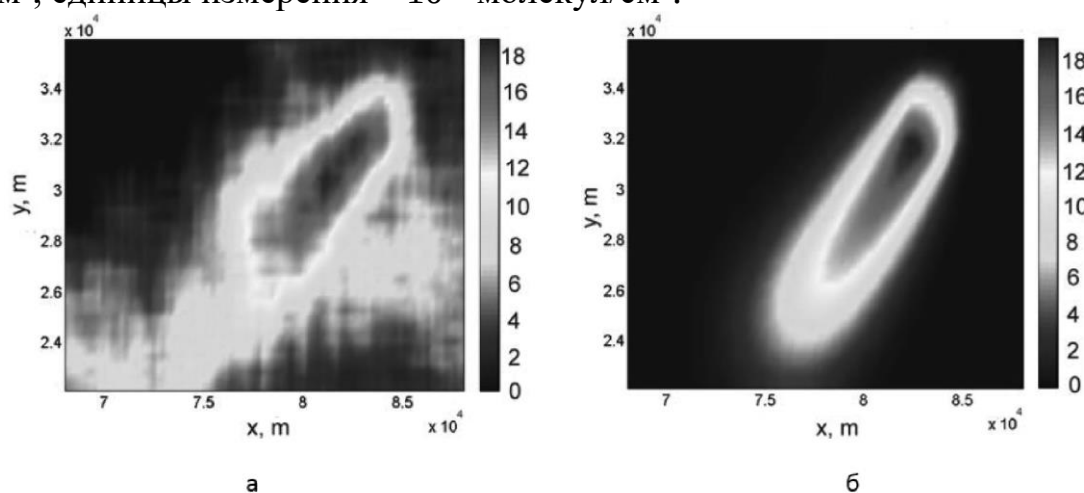


Рис. 1. Экспериментальные и модельные данные: а) – снимок шлейфа, б) – результат моделирования

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №18-29-10080.

Литература

1. Stockwell W.R. et.al “A new mechanism for regional atmospheric chemistry modeling,” *Journal of Geophysical research* 102(D22), 25,847-25,879 (1997).

2. DeMore W.B. et.al “Chemical Kinetics and Photochemical Data for Use in Stratospheric Modeling,” NASA, California Institute of Technology – 1997.
3. Ларин И.К. “Химия ночной тропосферы. I. Процессы с участием окислов азота,” Экологическая химия 20(3), 155-162 (2011)
4. Кондратьев В.Н. “Константы скорости газофазовых реакций,” издательство “Наука”, Москва – 1970
5. Jeričević A., Kraljević A., Grisogono B. et al. “Parameterization of vertical diffusion and the atmospheric boundary layer height determination in the EMEP model,” Atmos. Chem. Phys. 10, 341-364 (2010).
6. Белов А.А., Калиткин Н.Н., Кузьмина Л.В. “Моделирование химической кинетики в газах,” Математическое моделирование 28(8), 46-64 (2016).

О ВОЗМОЖНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ КВАНТОВЫХ ФАНТОМНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ В ПРОЦЕССЕ ВСТРЕЧНОГО ЧЕТЫРЕХФОТОННОГО СМЕШЕНИЯ

С.н.с. *А. В. Белинский, Ранджит Сингх*

Фантомные изображения — один из вариантов решения проблемы изучения чувствительных к свету объектов, прямое оптическое наблюдение которых затруднено. Для формирования фантомных изображений необходим источник коррелированных световых пучков, один из которых взаимодействует с объектом, а другой — нет. При этом в объектном канале детектор дает информацию только о полной интенсивности прошедшего излучения. Сопряженный пучок не взаимодействует с объектом, но регистрируется ПЗС-матрицей, допуская измерение пространственной корреляционной функции интенсивности между двумя каналами.

Одним из важных доводов в пользу использования квантовых фантомных изображений является создание максимально щадящих условий освещения исследуемого объекта, когда воздействие излучения на объект (иногда необратимое) минимально. Особенно это важно при облучении живых существ, например, рентгеновским излучением.

Вопросам качества квантовых фантомных изображений в последнее время уделяется значительное внимание, что обусловлено не только существенными пробелами в теории, но и откровенно неудовлетворительным пространственным разрешением, достигнутым в экспериментах. При этом основным фактором, ограничивающим пространственное разрешение, является дифракция. Дело в том, что оптические системы традиционно используемых схем обладают малым относительным отверстием. Но малая светосила отрицательно сказывается на качестве любых изображений, поскольку определяет дифракционное

ограничение пространственного разрешения, а именно этот фактор для фантомных изображений, является решающим.

Но почему же в схемах с параметрическим рассеянием нельзя достичь высокой светосилы? В первую очередь за счет малого угла параметрического захвата, в котором наблюдается экспоненциальное усиление. А именно этот угол в конечном счете определяет относительное отверстие. Как его увеличить? Проще всего – уменьшая толщину кристалла. Но перспективы такого решения не беспредельны, ибо при этом снижается эффективность параметрического процесса.

А что, если использовать встречное четырехфотонное смешение как в обращающих волновой фронт зеркалах (ОВФ-зеркалах). Только затравкой при этом должен быть не внешний сигнал, а вакуумные флуктуации. В изотропной среде с кубичной нелинейностью генерация может идти во всех направлениях. Следовательно, нет принципиальных ограничений светосилы. С другой стороны, пространственная корреляция сигнального и холостого фотонов, распространяющихся в строго противоположных направлениях, следующая из закона сохранения импульса, обеспечивает прекрасные возможности формирования фантомных изображений: сигнальный фотон будет освещать объект, а холостой – регистрироваться матрицей фотодетекторов, рис. 1. При этом, с точки зрения геометрической оптики, лучи обоих фотонов необходимо находятся на одной прямой. Такое схемное решение, как представляется, может дать резкий скачок повышения качества фантомных изображений.

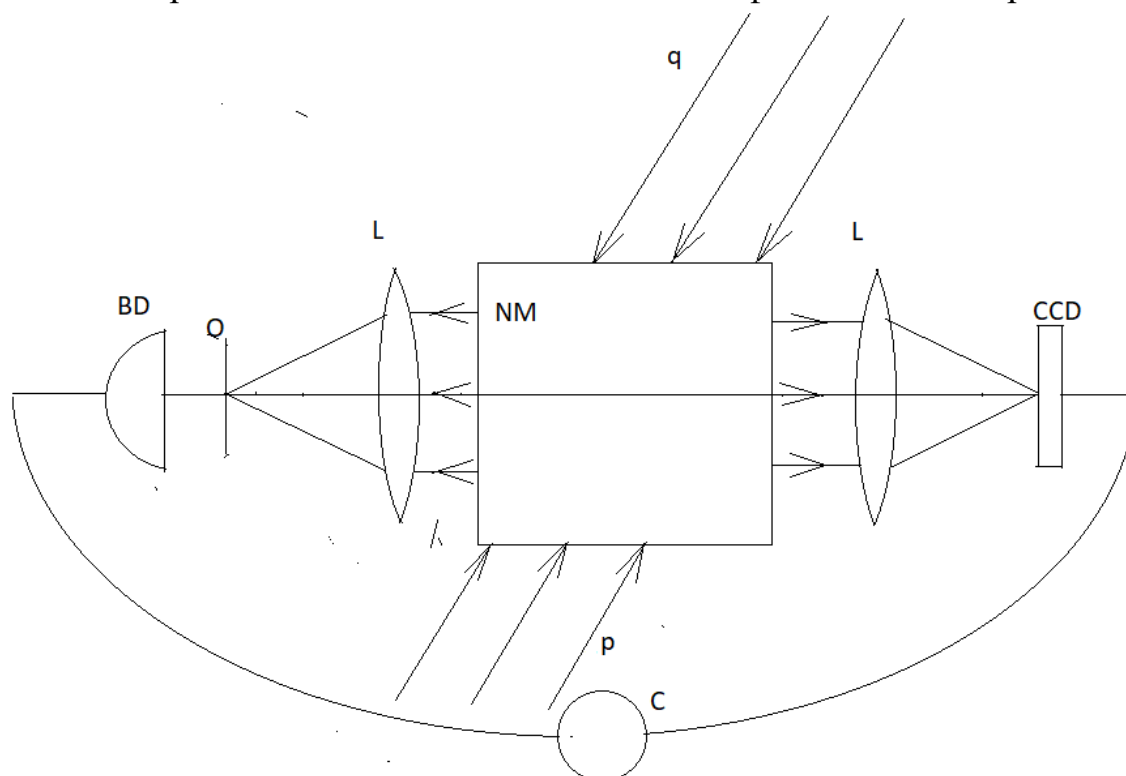


Рис. 1. Схема формирования фантомного изображения при встречном четырехфотонном смешении с параллельным ходом лучей между объективами L и нелинейной средой NM с кубической нелинейностью; в прозрачном нелинейном кристалле с кубической нелинейностью $\chi^{(3)}$ пары фотонов накачки преобразуются в пару сигнального и холостого фотонов, p, q — встречные пучки накачки; пучки запутанных пар фотонов освещают объект O и матрицу фотодетекторов CCD в восстанавливающем канале, причем и тот, и другая находятся в фокальных плоскостях оптических объективов L; BD — интегрирующий детектор в объектном канале; C — коррелятор интенсивностей (схема совпадений)

В процессе четырехфотонного кросс-взаимодействия пары фотонов накачки преобразуются в пары сигнальных (s) и холостых (i) фотонов с частотами:

$$\omega_p + \omega_q = \omega_s + \omega_i. \quad (1)$$

Помимо этого, фактически закона сохранения энергии, должен сохраняться и импульс, следовательно, волновые векторы подчиняться соотношению:

$$\vec{k}_p + \vec{k}_q = \vec{k}_s + \vec{k}_i. \quad (2)$$

Кроме того, существует жесткая связь между поляризациями сигнального и холостого фотонов.

Самовоздействия мы не учитываем, полагая его коэффициент нелинейности значительно меньше соответствующего коэффициента кросс-взаимодействия.

Исчезновение фотонов накачки описывается операторами уничтожения $\hat{a}_p$ и $\hat{a}_q$, а рождение вместо них сигнального и холостого фотонов — операторами рождения $\hat{a}_s^+$ и $\hat{a}_i^+$. Это поясняет структуру четырехмодового гамильтониана взаимодействия процесса четырехфотонного кросс-взаимодействия:

$$\hat{H} \sim \frac{i\hbar\chi^{(3)}}{2} \hat{a}_p \hat{a}_q \hat{a}_s^+ \hat{a}_i^+ + H.c., \quad (3)$$

где $\chi^{(3)}$ — кубическая нелинейность, а эрмитово сопряженный оператор $H.c$ описывает обратный процесс — рождение фотонов накачки при одновременном исчезновении сигнального и холостого фотонов, который также возможен.

Поскольку эффективность нелинейного процесса мала, истощением накачки в первом приближении можно пренебречь, считая ее амплитуду постоянной. С учетом того, что для реального наблюдения эффекта фотонов в накачке должно быть много, ее можно описывать классически, заменив операторы $\hat{a}_p, \hat{a}_q$ в гамильтониане на постоянные комплексные амплитуды $\varepsilon_p, \varepsilon_q$

$$\hat{H} \sim \frac{i\hbar\chi^{(3)}}{2} \varepsilon_p \varepsilon_q \hat{a}_s^+(t) \hat{a}_i^+(t) + H.c. \quad (4)$$

Для многомодовых пространственных полей феноменологический оператор импульса, описывающий нелинейное взаимодействие, будет иметь вид, аналогичный соответствующему оператору трехфотонных процессов:

$$\hat{G}_{int} = \frac{\hbar}{2} \int_S d^2 \vec{r} \left[\chi^{(3)} \varepsilon_p(\vec{r}, z) \varepsilon_q(\vec{r}, z) \hat{A}_s^+(\vec{r}, z) \hat{A}_i^+(\vec{r}, z) + \right. \\ \left. H.c. + \sum_{j=s,i} \frac{1}{k_j} \frac{\partial \hat{A}_j^+(\vec{r}, z)}{\partial \vec{r}} \frac{\partial \hat{A}_j(\vec{r}, z)}{\partial \vec{r}} \right], \quad (5)$$

где

$$\hat{A}_j(\vec{r}, z) = \int_{-\infty}^{\infty} d^2 \vec{\kappa} \hat{a}_j(\vec{\kappa}, z) e^{i \vec{r} \vec{\kappa}}, \quad (6)$$

интегрирование ведется в поперечной плоскости $\vec{r}$, z – продольная координата, k_j – волновое число. Первое слагаемое описывает нелинейный процесс, а второе – дифракцию.

Частоты $\omega_s = \frac{ck_s}{n_s}$, $\omega_i = \frac{ck_i}{n_i}$ в вырожденном случае равны частотам накачки $\omega_p = \omega_q$, $k_{s,i} = |\vec{k}_{s,i}|$, n_s и n_i – показатели преломления нелинейной среды, $\varepsilon_{p,q}(\vec{r}, z)$ – классические комплексные амплитуды накачки, которые далее полагаем плоскими и монохроматическими, распространяющимися по направлению оси z : $\varepsilon_{p,q}(\vec{r}, z) = \varepsilon_{p,q} e^{i(\pm k_{p,q} z)}$, $k_{p,q} = |\vec{k}_{p,q}|$.

Динамика системы в представлении Гейзенберга описывается простыми соотношениями:

$$i\hbar \frac{\partial \hat{A}_j(\vec{r}, z)}{\partial z} = [\hat{G}_{int}, \hat{A}_j(\vec{r}, z)], \quad (7)$$

откуда, с учетом коммутационных соотношений:

$$[\hat{A}_j(\vec{r}, z), \hat{A}_i^+(\vec{r}', z)] = \delta(\vec{r} - \vec{r}'), \quad [\hat{A}_j(\vec{r}, z), \hat{A}_j(\vec{r}', z)] = 0, \quad (8)$$

имеем:

$$\frac{\partial \hat{A}_s(x, y, z)}{\partial z} + i \frac{1}{2k_s} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \hat{A}_s(x, y, z) = i \chi^{(3)} \hat{A}_i^+(x, y, z), \quad (9)$$

$$\frac{\partial \hat{A}_i(x, y, z)}{\partial z} - i \frac{1}{2k_i} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \hat{A}_i(x, y, z) = -i \chi^{(3)} \hat{A}_s^+(x, y, z). \quad (10)$$

Систему операторных уравнений (9-10) можно решить с помощью преобразования Фурье по x и y . Тогда получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений, решение которых имеет следующий вид:

$$\hat{a}_s(\vec{\kappa}, z) = e^{iKz} \cos(\chi^{(3)} z) \hat{a}_s(\vec{\kappa}, 0) + ie^{iKz} \sin(\chi^{(3)} z) \hat{a}_i^+(\vec{\kappa}, 0), \quad (11)$$

$$\hat{a}_i(\vec{\kappa}, z) = -ie^{-iKz} \sin(\chi^{(3)}z) \hat{a}_s^+(\vec{\kappa}, 0) + e^{-iKz} \cos(\chi^{(3)}z) \hat{a}_i(\vec{\kappa}, 0), \quad (12)$$

где $K = \frac{|\vec{\kappa}|^2}{2k_{si}}$, $k_s = k_i$.

Если задать исходное состояние мод на входах – на противоположных концах нелинейной среды длиной L , то решение для выходных мод:

$$\hat{a}_s(\vec{\kappa}, L) = e^{iKz} \sec(\chi^{(3)}L) \hat{a}_s(\vec{\kappa}, 0) + i \tan(\chi^{(3)}L) \hat{a}_i^+(\vec{\kappa}, L), \quad (13)$$

$$\hat{a}_i(\vec{\kappa}, 0) = i \tan(\chi^{(3)}L) \hat{a}_s^+(\vec{\kappa}, 0) + e^{iKL} \sec(\chi^{(3)}L) \hat{a}_i(\vec{\kappa}, L). \quad (14)$$

Рассчитаем среднее число фотонов и коэффициент их корреляции в случае, когда моды s и i исходно (на входах) находятся в вакуумном состоянии:

$$N_s(\vec{\kappa}, L) = \langle \hat{a}_s^+(\vec{\kappa}, L) \hat{a}_s(\vec{\kappa}, L) \rangle = \tan^2(\chi^{(3)}L), \quad (15)$$

$$N_i(\vec{\kappa}, 0) = \langle \hat{a}_i^+(\vec{\kappa}, 0) \hat{a}_i(\vec{\kappa}, 0) \rangle = \tan^2(\chi^{(3)}L), \quad (16)$$

$$g_{si}^{(2)} = 1 + \csc^2(\chi^{(3)}L). \quad (17)$$

Результаты представлены на рис. 2. Замечательно прежде всего то, что в выражения для средних чисел фотонов не ходит $\vec{\kappa}$. Это означает, что усиление абсолютно не зависит от наклона пучков, т.е. все они усиливаются одинаково, следовательно, их угловая апертура не ограничена условием фазового синхронизма и может принимать произвольное значение, определяемое лишь апертурой оптических объективов, т.е. чисто техническими особенностями, а не принципиальным лимитом. Таким образом, поставленная цель достигнута, и качество дифракционно ограниченной системы может быть существенно повышено, поскольку сделать светосильную качественную оптику значительно проще, чем быть связанным непреодолимым условием фазового синхронизма.

Для снижения aberrаций имеет смысл компоновка оптической системы, в которой нелинейная среда работала бы в параллельных пучках лучей. Можно поместить нелинейный кристалл между двумя объективами так, чтобы он работал в параллельных пучках, как это показано на рис. 2. При этом объект и фантомное изображения должны находиться в фокальных плоскостях этих объективов. Это хороший вариант компоновки, поскольку не только уничтожает связанные с дефокусировкой искажения, но и полностью компенсирует aberrации, вносимые нелинейной средой. Ведь с точки зрения геометрической оптики он работает как плоскопараллельная пластина, вносящая, по крайней мере, сферическую aberrацию в сходящихся или расходящихся пучках. А в коллимированных – aberrации отсутствуют.

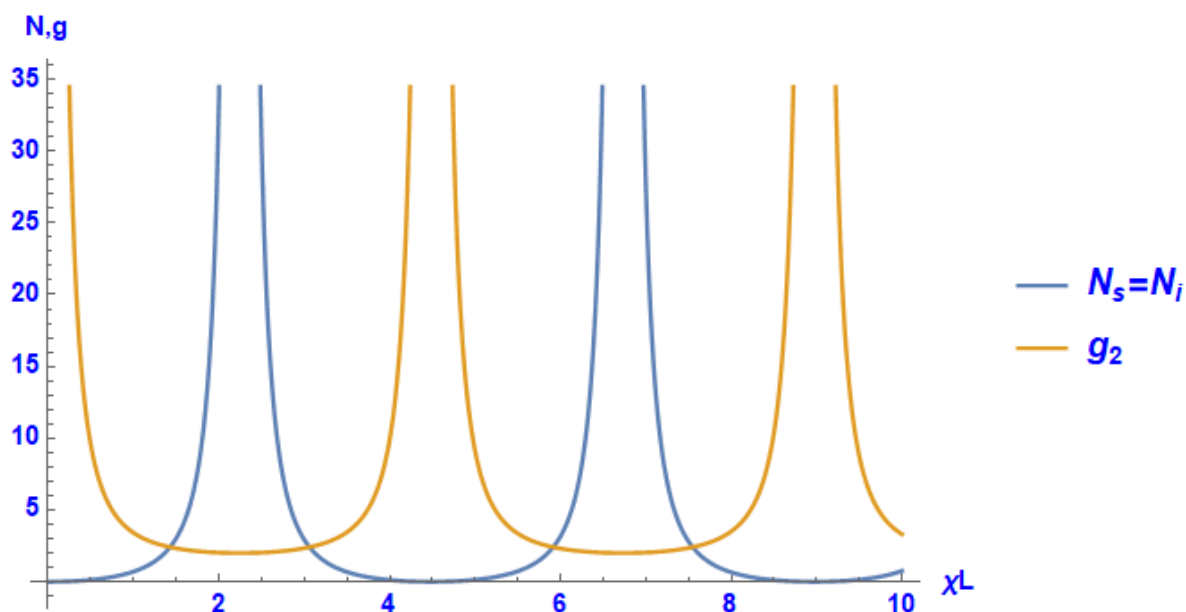


Рис. 2. Среднее число фотонов в модах s и i и коэффициент корреляции после нелинейного взаимодействия в случае, когда затравкой было вакуумное состояние.

Подводя итоги работы, можно заключить, что встречное четырехфотонное смешение может дать существенный выигрыш в качестве фантомных изображений, поскольку при отсутствии ограничений угловой апертуры световых пучков, связанных с нивелированием условия фазового синхронизма, пространственная корреляция сигнального и холостого пучков в полной мере остается. А снятия верхнего предела угловой апертуры дает возможность повысить предельное пространственное разрешение за счет смягчения дифракционных ограничений.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 18-01-00598 А).

СТРУКТУРА ИНФОРМАЦИОННЫХ ПРОСТРАНСТВ В АНАЛИЗЕ БОЛЬШИХ ДАННЫХ: ТЕОРЕТИКО-ВЕРОЯТНОСТНАЯ МОДЕЛЬ

Проф. Голубцов П.В.

Определяются и исследуются информационные пространства, возникающие при теоретико-вероятностном описании эксперимента для конечных или счетных измеримых пространств. Информацию о неизвестном элементе пространства X предлагается представлять элементом соответ-

ствующего информационного пространства $\mathbb{X}$, наделенного определенной алгебраической структурой. В терминах этой структуры оказывается возможным единообразно описывать «объединение» информации, полученной из разных источников, преобразование априорной информации в апостериорную, и т.п. При этом многие интуитивно ожидаемые свойства самого понятия «информация» получают адекватное математическое отражение в терминах свойств информационного пространства.

Как показано в [1,2] построение адекватного информационного пространства позволяет эффективно распараллеливать процесс накопления информации используя модель распределенного анализа данных MapReduce [3]. В отличие от информационных пространств, построенных в [1,2], рассматриваемые здесь информационные пространства оказываются, в некотором смысле, более богатыми и, в частности, позволяют отразить такие понятия как «абсолютно точная» информация, «обратимая» информация и «несовместные» фрагменты информации.

Пусть ξ – неизвестный элемент конечного или счетного измеримого пространства X и $p(x) = \mathbf{P}(\xi = x)$ – априорное распределение элемента ξ . Статистический эксперимент из X в Y описывается переходной вероятностью $q(y|x) = \mathbf{P}(\psi = y|\xi = x)$, т.е., вероятностью наблюдения $\psi = y$ при условии того, что $\xi = x$. Таким образом, p это функция на X , такая, что $p(x) \geq 0$ для любого $x \in X$ и $\sum_{x \in X} p(x) = 1$, а q – семейство таких функций на Y , т.е. для любого фиксированного $x \in X$ $q(y|x) \geq 0$ для любого $y \in Y$ и $\sum_{y \in Y} q(y|x) = 1$. Исходная информация, полученная из эксперимента q в результате наблюдения $\psi = y$ описывается парой (q, y) .

Эффект уточнения информации в результате эксперимента описывается байесовским переходом от априорного распределения $p(x)$ к апостериорному (условному) $p(x|y) = \mathbf{P}(\xi = x|\psi = y)$:

$$p(x|y) = \frac{p(x)q(y|x)}{\sum_{y \in Y} p(x)q(y|x)}.$$

Как показано в [4], переход от априорного распределения к апостериорному является ключевым моментом в задачах принятия решений. Согласно формуле Байеса, условное распределение $p(\cdot|y)$ полностью определяется произведением двух функций на множестве X , а именно, априор-

ным распределением $p(\cdot)$ и функцией правдоподобия $q(y|\cdot)$. Выражение в знаменателе, фактически, «нормирует» функцию $p(\cdot)q(y|\cdot)$, превращая ее в распределение вероятностей на X при любом фиксированном y из Y . Более того, при любом фиксированном y апостериорное распределение $p(\cdot|y)$ не зависит от масштаба функции $r(x) = q(y|x)$.

Будем говорить, что функции $r_1, r_2: X \rightarrow \mathbb{R}$ эквивалентны $r_1 \sim r_2$ если $r_2 = \alpha r_1$ для некоторого $\alpha > 0$. Класс эквивалентности функции r , будем обозначать $[r] = \{\alpha r | \alpha > 0\}$. Пусть $\mathbb{X}$ – множество классов эквивалентности всех неотрицательных ограниченных функций на X . Элемент $[q(y|\cdot)] \in \mathbb{X}$ будем интерпретировать как *информацию*, доставляемую парой (q, y) , т.е. экспериментом q и результатом y .

Пусть переходные распределения $q_1(y_1|x)$ и $q_2(y_2|x)$ описывают два независимых эксперимента с наблюдениями в пространствах Y_1 и Y_2 соответственно. Тогда $q((y_1, y_2)|x) = q_1(y_1|x)q_2(y_2|x)$ описывает совместный эксперимент с наблюдениями в $Y_1 \times Y_2$. Таким образом, информация, доставляемая двумя независимыми экспериментами, определяется произведением фрагментов информации, доставляемой отдельными экспериментами.

Заметим, что любое априорное распределение p на X также можно представить элементом множества $\mathbb{X}$, поскольку p однозначно восстанавливается по своему классу эквивалентности посредством нормировки. Элементы множества $\mathbb{X}$, допускающие нормировку, будем называть *нормируемыми*. Множество таких элементов обозначим $\mathbb{X}_n$. Очевидно, $[r] \in \mathbb{X}_n$ тогда и только тогда, когда $0 < \sum_{x \in X} r(x) < \infty$.

Определим на $\mathbb{X}$ операцию композиции $[r_1] * [r_2] = [r_1 r_2]$. Элемент $\mathbf{r} \in \mathbb{X}$ будем интерпретировать как информацию о неизвестном элементе $\xi \in X$, а множество $\mathbb{X}$ с операцией $*$ назовем *информационным пространством*, ассоциированным с пространством X . Обозначим $\mathbf{1} = [1]$ класс постоянных функций, не равных нулю.

Теорема. Информационное пространство $(\mathbb{X}, *, \mathbf{1})$ образует коммутативный моноид, т.е., для любых $\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{c} \in \mathbb{X}$ выполняются свойства

$$\begin{aligned}\mathbf{a} * \mathbf{b} &= \mathbf{b} * \mathbf{a}, \\ (\mathbf{a} * \mathbf{b}) * \mathbf{c} &= \mathbf{a} * (\mathbf{b} * \mathbf{c}), \\ \mathbf{a} * \mathbf{1} &= \mathbf{a}.\end{aligned}$$

В силу последнего свойства, $\mathbf{1}$ представляет *отсутствующую информацию*.

Особую роль в $\mathbb{X}$ играет класс эквивалентности функции, тождественно равной нулю: $\mathbf{0} = [0] = \{0\}$. Этот элемент естественно интерпретировать как *невозможную информацию* или, точнее, возможную с вероятностью 0. Будем говорить, что фрагменты информации $\mathbf{a}, \mathbf{b} \in \mathbb{X}$ *несовместны* (или взаимно противоречивы) если $\mathbf{a} * \mathbf{b} = \mathbf{0}$.

Теорема. Пусть p – некоторое распределение на X и q – переходное распределение из X в Y . Тогда вероятность того, что $[p(\cdot)]$ и $[q(\psi|\cdot)]$ несовместны, равна нулю (относительно порожденного совместного распределения (ξ, ψ) на $X \times Y$.) Иными словами, $[p(\cdot)]$ и $[q(\psi|\cdot)]$ совместны почти наверное.

Теорема. Пусть q_1 и q_2 – переходные распределения из X в Y_1 и Y_2 соответственно. Тогда для любого x из X $[q_1(\psi_1|\cdot)]$ и $[q_2(\psi_2|\cdot)]$ совместны почти наверное (относительно независимого совместного распределения (ψ_1, ψ_2) на $Y_1 \times Y_2$, имеющего вид $q((y_1, y_2)|x) = q_1(y_1|x)q_2(y_2|x)$.)

Носителем информации $\mathbf{r} \in \mathbb{X}$ будем называть носитель его представителей $r \in \mathbf{r}$, т.е. $\text{supp } \mathbf{r} = \text{supp } r$. Будем говорить, что $\mathbf{r}$ имеет *полный носитель* если $\text{supp } \mathbf{r} = X$. Множество таких элементов обозначим $\mathbb{X}_c$. Информация $\mathbf{r}$ с полным носителем никак не ограничивает множество значений, которые может принимать неизвестный элемент ξ . Очевидно, множество $\mathbb{X}_c$ замкнуто относительно композиции и содержит $\mathbf{1}$. Таким образом, пространство $(\mathbb{X}_c, *, \mathbf{1})$ образует коммутативный моноид – подмоноид ин-

формационного пространства $(X, *, 1)$. При этом никакие элементы из X_c не противоречат друг другу.

Некоторый элемент $a \in X$ *обратим* если существует элемент $b \in X$ для которого $a * b = 1$. В этом случае информация b полностью компенсирует информацию a . Говорят, что элемент a коммутативного моноида *сократим*, если $a * b = a * c$ влечет $b = c$. Сократимость информации a означает, что ее можно «исключить» из накопленной информации (например, если выяснится, что соответствующий эксперимент был недостоверен.) Очевидно, из обратимости следует сократимость.

Теорема. Для конечного пространства X информация a обратима тогда и только тогда, когда она имеет полный носитель. Для счетного X любая информация необратима.

Теорема. Информация r сократима тогда и только тогда, когда она имеет полный носитель.

Таким образом, подмоноид $X_c \subset X$ является информационным подпространством обладающим свойством сократимости.

Пусть $x \in X$ – некоторый элемент. Вероятностное распределение, «сосредоточенное» в точке x определяется как $\delta_x(x') = \begin{cases} 1, & x' = x \\ 0, & x' \neq x \end{cases}$. Тогда соответствующая информация $\delta_x = [\delta_x]$ означает, что $\xi = x$ с вероятностью 1, т.е. доставляет *максимально точную* информацию о неизвестном ξ . Элементы δ_x информационного пространства X являются *поглощающими* в том смысле, что добавление к δ_x любой информации r ничего не меняет, а именно, $\delta_x * r = \delta_x$ п.н.

Будем говорить, что информация a *не менее точна* чем b , и обозначать это $a \geq b$, если для некоторой информации c имеет место $a = b * c$, т.е., информация b может быть «уточнена» до a путем добавления c . Если одновременно $a \geq b$ и $b \geq a$, будем говорить, что a и b имеют *сопоставимую точность*.

Теорема. Пусть информация **a** обладает конечным носителем. Тогда $\mathbf{a} \geq \mathbf{b}$ если и только если $\text{supp } \mathbf{a} \subset \text{supp } \mathbf{b}$.

Таким образом, поглощающие элементы вида δ_x обладают наилучшей точностью, а все обратимые элементы обладают наихудшей точностью и сопоставимы по точности с элементом **1**, описывающим отсутствие информации.

В данной работе мы ограничились конечными или счетными вероятностными пространствами. Такое ограничение позволило избежать технических сложностей, связанных с измеримыми пространствами и вероятностными мерами общего вида и сконцентрироваться на концептуальных аспектах

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. – 2018. №1, – с. 31–36.
2. Голубцов П.В. Переход от априорной к апостериорной информации: байесовские процедуры в распределенных крупномасштабных системах обработки данных // НТИ Сер. 2. Информационные процессы и системы. – 2018. – № 8. – С. 14-25.
3. Dean, J., Ghemawat, S. Mapreduce: simplified data processing on large clusters // Communications of the ACM – 2008. 51, № 1, – Р. 107-113.
4. Боровков А. А. Математическая статистика. Дополнительные главы. – М.: Наука, 1984. – 114 с.

РАСЧЕТ СОБСТВЕННЫХ ВОЛН ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ИМПЕДАНСНОЙ СТРУКТУРЫ: МЕТОД ГАЛЕРКИНА И МЕТОД ГОМОТОПИИ

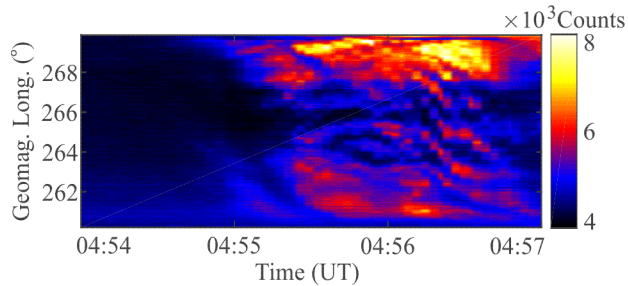
Проф. Быков А.А.

Сформулирована и обоснована математическая модель периодической волноведущей структуры с импедансными включениями, основанная на применении метода Галеркина. Построено разложение решения в степенной ряд по параметру гомотопии (деформации формы области). Приводятся результаты расчета периодических плазмонных структур.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ДРЕЙФОВЫХ ВОЛН, ОТРАЖЕННЫХ В АВРОРАЛЬНЫХ ДУГАХ

О.О. Царева (ИКИ РАН, IRAP CNRS UMR5277), *В.Ю. Попов*,
G. Fruit (IRAP CNRS UMR5277), *P. Louarn* (IRAP CNRS UMR5277),
A. Tur (IRAP CNRS UMR5277)

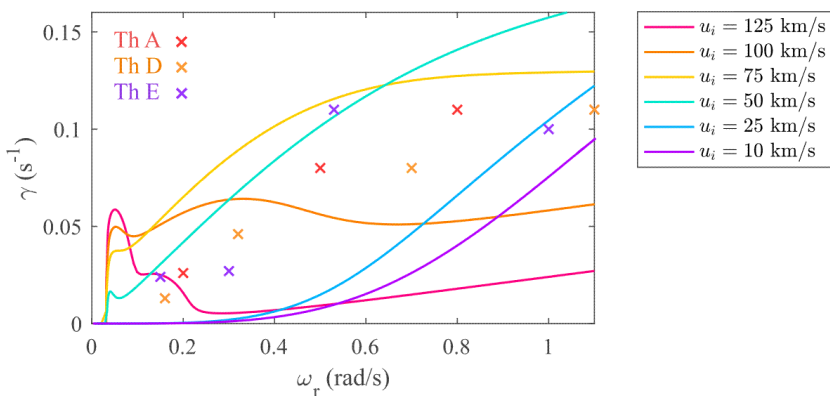
Чтобы объяснить возможную дестабилизацию двумерного токового слоя в околоземном хвосте магнитосферы (8-10 R_E), мы разработали кинетическую модель, описывающую резонансное взаимодействие электромагнитных флуктуаций и колеблющихся электронов, захваченных магнитосферой. Мы исследовали волнообразную дугу суббури в ионосфере и возмущения магнитного поля в околоземном плазменном слое, чтобы найти их временные и пространственные масштабы, то есть действительные и мнимые компоненты частоты и волновые числа. Мы обнаружили, что



электромагнитные дрейфовые волны нашей теории воспроизводят временные и пространственные характеристики неустойчивости суббури при высоких градиентах плотности.

Кеограмма полярных сияний вдоль геомагнитной широты, Станция GILL.

В 04:54:24 UT 3 февраля 2008 г. по авроральным данным мы идентифицировали волнообразную структуру, распространяющуюся на запад с магнитосферной фазовой скоростью ($v_{\perp} \approx 127$ km/s) порядка скорости ионного дрейфа.



Скорость роста γ как функция частоты ω_r для переменного диамагнитного дрейфа ионов. Крестиками отмечены экспоненциальные скорости роста амплитуды возмущений δB_x , δB_y , δB_z , наблюдаемых космическими аппаратами TH-A TH-D и TH-E.

Эта небольшая авроральная активация на наземной станции GILL (или очень близко к ней) очень хорошо коррелирует с возмущениями магнитного поля и сильными ионными дрейфами, замеченными сначала на спутниках TH-A, а затем TH-D и TH-E. Увеличение скорости роста магнитных

возмущений с ростом реальной частоты соответствует теоретическим кривым. Таким образом, эта авроральная активация связана с электромагнитными волнами дрейфа, которые имеют ожидаемые характеристики: частоту, скорость роста и фазовую скорость.

Литература

2. Hasegawa A. Plasma instabilities and nonlinear effects. Springer Verlag Springer Series on Physics Chemistry Space, 1975. Vol. 8.
3. Weiland J. Stability and Transport in Magnetic Confinement Systems. Springer Science+Business Media New York, 2012. Vol. 71.
4. Fruit G., Louarn P. and Tur A. Electrostatic “bounce” instability in a magnetotail configuration. Physics of Plasmas, 2013. Vol. 20, No. 2, P. 022113.
5. Fruit G., Louarn P. and Tur, A. Electrostatic drift instability in a magnetotail configuration: The role of bouncing electrons. Physics of Plasmas, 2017. Vol. 24, No. 3, P. 032903.
6. Tur A., Fruit G., Louarn P. and Yanovsky V. Kinetic theory of the electron bounce instability in two dimensional current sheets-full electromagnetic treatments. Physics of Plasmas, 2014. Vol. 21, No. 3, P. 032113.
7. Tur A., Louarn P. and Yanovsky V. Kinetic theory of electrostatic “bounce” modes in two-dimensional current sheets. Physics of Plasmas, 2010. Vol. 17, No. 10, P. 102905.
8. Tsareva, O., Fruit, G., Louarn, P. & Tur, A. (2019). Electromagnetic drift instability in a two-dimensional magnetotail – the addition of bouncing electrons. Journal of Plasma Physics, Vol. 85 (2), P. 905850212.

Подсекция:

МЕТОДИКА ПРЕПОДАВАНИЯ

Сопредседатели
профессор А. И. Слепков, доцент П. А. Форш

ВВОДНЫЕ ЛЕКЦИИ К КУРСУ «МЕХАНИКА», ПРОЧИТАННЫЕ С. Э. ХАЙКИНЫМ НА ФИЗИЧЕСКОМ ФАКУЛЬТЕТЕ МГУ В 1934-м, 1937-м И 1945-м ГОДАХ.....	164
Проф. <i>Илюшин А.С.</i> , доц. <i>Якута А.А.</i> , с.н.с. <i>Якута Е.В.</i>	164
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА В МОСКОВСКОМ УНИВЕРСИТЕТЕ: ТРИДЦАТЫЕ ГОДЫ ДВАДЦАТОГО ВЕКА.....	166
Проф. <i>Николаев П.Н.</i>	166
КОМПЬЮТЕРНОЕ ОБУЧЕНИЕ ФИЗИКЕ: МЕХАНИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ	169
Доц. <i>В.Ю.Иванов</i> , ст. преп. <i>И.Б.Иванова</i> , с.н.с. <i>М.А.Терентьев</i>	169
СОВМЕСТНОЕ ПРИМЕНЕНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТА В ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ РАБОТАХ ШКОЛЬНИКОВ ПО ФИЗИКЕ, СВЯЗАННЫХ С ПАДЕНИЕМ ТЕЛ.....	172
Асп. <i>К.С. Князева</i> , асс. <i>Е.А. Михайлов</i> , доц. <i>С.Б. Рыжиков</i>	172
ОПЫТ ПРОВЕДЕНИЯ ОНЛАЙН ТЕСТИРОВАНИЯ ПО МАТЕМАТИКЕ НА 1 КУРСЕ	175
Вед. програм. <i>Хлебников Ф. Б.</i> , доц. <i>Овчинников А.В.</i> , доц. <i>Шапкина Н.Е.</i>	175
К ВОПРОСУ О ВОСТРЕБОВАННОСТИ КУРСА «ОБЩИЕ ВОПРОСЫ ПРЕПОДАВАНИЯ ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИХ ДИСЦИПЛИН»	175
Доц. <i>Рыжиков С.Б.</i> , в.н.с. <i>Рыжикова Ю.В.</i>	175
НОВАЯ МЕТОДИКА ОБУЧЕНИЯ ВОПРОСАМ, КАСАЮЩИХСЯ ИСТОРИИ НАУКИ И ТЕХНИКИ.....	178
Доц. <i>Рыжиков С.Б.</i> , в.н.с. <i>Рыжикова Ю.В.</i>	178
О НОВОМ КУРСЕ «ПЕДАГОГИКА» НА ФИЗИЧЕСКОМ ФАКУЛЬТЕТЕ ФИЛИАЛА МГУ ИМ. М.В.ЛОМОНОСОВА В г. БАКУ	180
Асс. <i>Бушина Т.А.</i> , доц. <i>Слепков А.И.</i>	180
ЗАДАЧИ-«КАПКАНЫ»: ИХ РОЛЬ И МЕСТО В КУРСЕ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ	183
Асс. <i>Бушина Т.А.</i> , доц. <i>Слепков А.И.</i>	183
МЕТОДИКА ФОРМИРОВАНИЯ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ КОМПЕТЕНЦИЙ В ОБЩЕМ ФИЗИЧЕСКОМ ПРАКТИКУМЕ.....	185
Асс. <i>Бурацкова В. Е.</i> , доц. <i>Митин И. В.</i> , ст. преп. <i>Селиверстов А. В.</i>	185
РЕЙТИНГ УЧЕБНЫХ ГРУПП ФИЗИЧЕСКОГО ФАКУЛЬТЕТА МГУ ПОСЛЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СТУДЕНТОВ ПО КАФЕДРАМ, СОГЛАСНО ДАННЫМ ОБ УСПЕВАЕМОСТИ СТУДЕНТОВ	189
С.н.с. <i>Терентьев М.А.</i>	189
К ВОПРОСУ РАБОТЫ ФИЗИЧЕСКОГО ПРАКТИКУМА В ДИСТАНЦИОННОМ РЕЖИМЕ.	192
Техник <i>Сорокин Б. С.</i> , зав.каф. <i>Королёв А. Ф.</i>	192

ВВОДНЫЕ ЛЕКЦИИ К КУРСУ «МЕХАНИКА», ПРОЧИТАННЫЕ
С. Э. ХАЙКИНЫМ НА ФИЗИЧЕСКОМ ФАКУЛЬТЕТЕ МГУ
В 1934-М, 1937-М И 1945-М ГОДАХ

Проф. *Илюшин А.С.*, доц. *Якута А.А.*, с.н.с. *Якута Е.В.*

Профессор Семён Эммануилович Хайкин (1901–1968) читал лекции по курсу «Механика» на физическом факультете МГУ имени М. В. Ломоносова ежегодно с 1933/34 учебного года по 1945/1946 учебный год [1, 2]. На основе этих лекций им был подготовлен вышедший в 1940-м году учебник [4], по которому можно судить о содержании лекций. Все, кто слушал лекции С. Э. Хайкина, отмечают его выдающееся лекторское мастерство.

Однако, не все лекции по механике, читавшиеся Семёном Эммануиловичем, вошли в его учебник. Из воспоминаний современников известно, что перед началом изложения курса С. Э. Хайкин читал вводную лекцию, которой в его учебнике нет. В музее физического факультета МГУ хранятся авторские конспекты этих вводных лекций, прочитанных им в 1934-м, в 1937-м и в 1945-м годах (данные конспекты были переданы в музей вместе с рядом документов из личного архива С. Э. Хайкина женой его сына – Ириной Петровной Голяминой). По этим конспектам можно проследить, как менялись некоторые педагогические воззрения Хайкина, а также как влияли на изложение учебного материала различные внешние обстоятельства.

Во всех трех лекциях на первый план выдвигался экспериментальный характер физической науки, большое внимание уделялось вопросам связи теории с экспериментом, но акценты расставлялись по-разному. В первой лекции С. Э. Хайкин довольно подробно обсуждал вопрос о физических моделях, во второй – еще и проблематику введения физических величин, в третьей же лекции речь шла в основном о той роли, которую играет механика в мировоззрении физика, и об использовании заимствованных из механики представлений, понятий и схем в других разделах физики.

По конспектам также можно проследить, как менялось отношение С. Э. Хайкина к лекционным демонстрациям. В первой лекции они вовсе не использовались, во втором конспекте была сделана короткая пометка «Демонстрации» (без уточнения их названий и количества), а на третьей лекции было показано уже более десятка опытов, о каждом из которых в конспекте написаны одна-две строки.

На содержание лекций заметно влияла общественно-политическая обстановка того времени. В лекции 1934 года, прочитанной в разгар индустриализации в СССР, С. Э. Хайкин говорит о важности физики для техники и экономики третьей пятилетки и о вкладе физики в решение

разных промышленных задач. В конспекте лекции 1937 года ни о чем подобном речи уже не шло, на лекции обсуждались только физические вопросы, без малейшего намека на общественную жизнь страны. Это, видимо, объясняется тем, что в 1936–1937 гг. в ходе кампаний по разоблачению троцкистов и правых уклонистов были арестованы Б. М. Гессен и А. А. Витт, с которыми С. Э. Хайкин тесно общался и вел научную работу. В конспекте же лекции 1945 года С. Э. Хайкин, начиная рассказ о механике, постепенно переходит к разговору о ядерной физике – это, очевидно, связано тем, что именно тогда в нашей стране активно велись работы по созданию ядерного оружия.

Идеологическая атмосфера того времени наложила на лекции С. Э. Хайкина и еще один отпечаток. В 1934 году и в 1937 году он уделял в своих лекциях большое внимание вопросу о выборе физической модели, говоря об «идеализации» изучаемых физических объектов и о «приписывании» им тех или иных свойств, и включил данные рассуждения в свой учебник. Это в 1944 году дало повод для обвинения С. Э. Хайкина в махизме. Вопрос обсуждался на заседании партийного комитета университета, а также на самом высоком уровне – в ЦК ВКП(б) [3, с. 191–192]. Поэтому С. Э. Хайкин переработал свою вводную лекцию 1945 года – в ней уже ничего не говорится про «идеализацию», разговор в основном идет о роли механики в физике.

Изучая конспекты вводных лекций С. Э. Хайкина, мы можем попытаться понять, какие он использовал педагогические идеи, как он видел курс механики, как считал необходимым начинать его чтение для студентов первого курса университета, что он считал важным донести до студентов. Помимо этого, знакомство с текстами лекций разных лет дает нам возможность почувствовать дух ушедшей эпохи, ощутить «дыхание истории». Таким образом, историко-педагогический анализ авторских конспектов неопубликованных лекций выдающихся педагогов физического факультета МГУ (к коим, без сомнения, относится профессор С. Э. Хайкин) может являться одним из методов изучения истории становления и развития курса физики в Московском университете.

Литература

1. Архив МГУ, Ф. о/к, оп. 2, ед. хр. 9653, кор. 226. – Личное дело С. Э. Хайкина (крайние даты: 1942–1946).
2. Иверонова В.И., Кайдановский Н.Л., Леонтович М.А., Парийский Ю.Н., Саломонович А.Е., Стрелков С.П., Яковлев И.А. Семен Эммануилович Хайкин. УФН, 1969, Т. 97, вып. 2, с. 366-370.
3. Сонин А. С. «Физический идеализм»: История одной идеологической кампании. – М.: Физматлит, 1994. – 224 с.
4. Хайкин С. Э. Механика. Общий курс физики. Том I. – Гос. изд. техн.-теор. Литературы, 1940. – 372 с.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА В МОСКОВСКОМ УНИВЕРСИТЕТЕ: ТРИДЦАТЫЕ ГОДЫ ДВАДЦАТОГО ВЕКА

Проф. *Николаев П.Н.*

В тридцатые годы двадцатого века в Московском университете произошли значительные изменения в области преподавания теоретической физики, а также в научных исследованиях в данной области [1,2]. Исключительно важную роль в этих изменениях сыграл Игорь Евгеньевич Тамм, 125-летие со дня рождения которого отмечается в текущем году. Он заведовал кафедрой теоретической физики с 1931 по 1937 год вначале на физическом отделении, а после образования физического факультета, - и на нем.

Переход на факультетскую систему был осуществлен, начиная с 1 мая 1933 года. Первым деканом факультета стал член-корреспондент АН СССР Б. М. Гессен, бывший до этого руководителем физического отделения. Он работал в этой должности до 1934 года включительно, а затем перешел работать в ФИАН на должность заместителя директора.

В 1933 году факультет закончили 17 специалистов-физиков при общем числе студентов 409, а уже в 1935 эта цифра возросла до 59 при общем числе обучающихся 635. В 1934 году была восстановлена система защиты кандидатских и докторских диссертаций. На физическом факультете первым кандидатскую диссертацию защитил Д.И. Блохинцев на тему «Некоторые вопросы теории твердых тел и в особенности металлов». Ему была присуждена степень доктора физико-математических наук. Научным руководителем диссертанта был И. Е. Тамм.

Касаясь преподавания физики в Московском университете во время своего обучения в нем, И. Е. Тамм писал: «Когда я учился в 1914/18 гг. в Московском университете, в курсе физики проф. Станкевича теория Максвелла вообще не затрагивалась, так как считалось, что по своей сложности эта теория не поддается лекционному изложению (Правда, она излагалась в специальном курсе „по выбору“ доц. А. Бачинского, но я на экзамене по этому предмету получил 5 только за то, что при выводе формул на доске написал знак векторного произведения и знал, каков смысл этого произведения, никаких других вопросов мне вообще не задавалось)» [3].

Вне зависимости от того, работал И. Е. Тамм на физическом факультете Московского университета в тот или иной период или нет, под его руководством трудились многие выпускники МГУ, в том числе Д. И. Блохинцев (выпускник 1930 года), М. А. Марков (1930), А. А. Власов (1931), В. С. Фурсов (1931), Е. Л. Фейнберг (1935), В. Л. Гинзбург (1938),

А. С. Давыдов (1939), А. Д. Сахаров (1942), Д. А. Киржниц (1949), В. П. Силин (1949), Л. В. Келдыш (1954).

В. Л. Гинзбург писал: "Игорь Евгеньевич Тамм был очень хорошим физиком-теоретиком. автором первоклассных работ. Он написал первоклассный учебник, воспитал много физиков, боролся за подлинно прогрессивную и современную науку. Все это, конечно, верно и очень важно. Но это не все. Если бы дело было только в сказанном, то вполне понятно было бы большое уважение, но любят прежде всего за другое, за человеческие черты. Вместе с тем именно как сплав уважения и любви я мог бы охарактеризовать отношение к Игорю Евгеньевичу Тамму и свое, и многих, многих других" [4].

Область научных исследований И. Е. Тамма чрезвычайно широка. Он известен как физик-теоретик, занимавшийся классической электродинамикой, квантовой механикой, теорией твердого тела, физической оптикой, ядерной физикой, физикой элементарных частиц, проблемой термоядерного синтеза, прикладной физикой и целым рядом других направлений.

В 1930 году в статье «О квантовой теории молекулярного рассеяния света в твердых телах» [5] И. Е. Тамм впервые ввел понятие акустических квантов (квантов звука) в твердом теле. По предложению Я. И. Френкеля кванты звука впоследствии были названы фононами.

В том же году выходит статья «О взаимодействии свободных электронов с излучением по дираковской теории электрона и по квантовой электродинамике» [6]. Здесь «последовательным квантовомеханическим методом рассматривается рассеяние излучения на электронах (волновое уравнение Дирака для электрона, квантование электромагнитного поля и материальных волн), а также подтверждается соответствующая формула для рассеяния, выведенная Клейном и Нишиной. При этом оказывается, что индуцированные излучением квантовые скачки электрона в промежуточные состояния отрицательной электронной энергии имеют решающее значение для рассеяния» [7]. То есть он показал, что отрицательная энергия электрона является существенным элементом теории электрона, предложенной Дираком. Концепция отрицательных уровней электрона тогда отвергалась многими физиками. Данная работа имела важное значение для утверждения релятивистского волнового уравнения Дирака для электрона, поскольку позитрон (частица, во всем тождественная электрону, но несущая положительный заряд) в то время еще не был обнаружен экспериментально.

Основы квантово-механической теории фотоэффекта в металлах были заложены И. Е. Таммом в 1931 году совместно с С. П. Шубиным в

работе «К теории фотоэффекта в металлах» [8]. В этой классической работе впервые сформулированы представления о решающей для фотоэффекта роли скачка потенциала на границе металл–вакуум и периодического потенциала внутри кристалла (поверхностный и объемный фотоэффекты). Здесь была не только создана качественно правильная физическая картина явления, но и заложены основы для широкого круга современных исследований электронных спектров и структуры поверхности кристаллов фотоэлектрическими методами [9].

В 1932 году выходит работа «О возможных связанных состояниях электронов на поверхности кристалла» [10], где показано, что электрон может оказаться в связанном состоянии на поверхности, ограничивающей периодическую потенциальную решетку кристалла. Эти состояния получили название уровней Тамма.

В 1934 году И. Е. Тамм создает первую теорию ядерного взаимодействия (теорию бета-сил) [11].

В дальнейшем число опубликованных статей и других научных работ значительно увеличивается. Существенно расширяется и тематика исследований. Но одна тематика занимает особое место в научной работе И. Е. Тамма. Это исследования, связанные с эффектом Вавилова–Черенкова. В своей деятельности И.Е. Тамм исходил из того, что "ученик – не сосуд, который надо наполнить, а факел, который необходимо зажечь" [12].

Литература

1. Спасский Б.И., Левшин Л.В., Красильников В.А. // УФН 1980. 130. С. 149.
2. Мигулин В.В. Московский университет за 50 лет Советской власти. Физические науки. Глава III. М., 1966.
3. Тамм И.Е. // УФН 1962. 76. С. 401.
4. Воспоминания о И.Е. Тамме: К 100-летию со дня рождения. М.: ИздАТ, 1995. С. 129.
5. Тамм И.Е. Собрание научных трудов. Т.1. М.: Наука, 1975. С. 168.
6. Тамм И.Е. Собрание научных трудов. Т.2. М.: Наука, 1975. С. 24-45.
7. Тамм И.Е. Собрание научных трудов. Т.2. М.: Наука, 1975. С. 24.
8. Тамм И.Е. Собрание научных трудов. Т.1. М.: Наука, 1975. С. 196-211.
9. Тамм И.Е. Собрание научных трудов. Т.1. М.: Наука, 1975. С. 211.
10. Тамм И.Е. Собрание научных трудов. Т.1. М.: Наука, 1975. С. 216-226.
11. Энциклопедия Московского университета. Физический факультет. Т. 2. М.: МГУ, физический факультет, 2008. С. 271.
12. Храмов Ю.А. Научные школы в физике. Киев: Наукова думка, 1987. С. 317.

КОМПЬЮТЕРНОЕ ОБУЧЕНИЕ ФИЗИКЕ: МЕХАНИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ

Доц. В.Ю.Иванов, ст. преп. И.Б.Иванова, с.н.с. М.А.Терентьев

Настоящий доклад посвящён дальнейшему развитию программы дистанционного обучения физике на примере классических задач механики [1]. Дистанционное обучение в последнее время приобретает всё более широкое распространение, а иногда становится единственно возможным видом обучения, как в этом году в связи с пандемией коронавируса. На кафедре общей физики физического факультета МГУ уже много лет функционирует система компьютерного тестирования по физике для студентов младших курсов. Эти тесты хорошо зарекомендовали себя в качестве инструмента, позволяющего преподавателю быстро и довольно объективно проверить текущие знания студентов, а студентам – оценить степень своей подготовки по изучаемому предмету. Очевидно, что тест – это способ контроля знаний и умений, но не способ обучения.

На конференциях «Ломоносовские чтения» 2016, 2018 и 2019 мы представили основные принципы построения обучающей программы по физике на примере решения классических задач механики, а также первые три раздела программы: кинематика материальной точки, динамика материальной точки и законы сохранения механической энергии и импульса. В настоящем докладе речь идёт о четвёртой части программы, посвящённой изучению механических колебаний и волн. Это очень важный раздел университетского курса механики, и как показывает наш опыт, один из наиболее сложных для понимания студентами первого курса.

Напомним те принципы, которые положены в основу обучающей программы. Программа состоит из нескольких разделов. Каждый раздел должен иметь теоретическое введение, прочитав которое студент сможет составить представление о поставленной проблеме и получить основные сведения о способах её решения. Основная часть программы содержит постановки задач и вопросы, требующие решения. Мы выбрали классические задачи механики: **раздел 1** - Кинематика материальной точки (задача о движении тела, брошенного под углом к горизонту); **раздел 2** - Динамика материальной точки (задача о движении двух тел, связанных невесомой и нерастяжимой нитью, переброшенной через невесомый блок: машина Атвуда); **раздел 3** - Законы сохранения импульса и механической энергии (задача о взаимодействии тела и незакреплённой горки); **раздел 4** - Механические колебания и волны (колебания пружинного маятника и механические волны в струне). Студент решает поставленную задачу и вводит полученный им численный ответ в программу. Если ответ верный,

то студент может переходить к следующему вопросу или более сложной задаче. Если ответ неверный, то студенту следует найти ошибку, чтобы понять, что он сделал неправильно. Для этого компьютер должен задать наводящие вопросы или дать некоторые подсказки. Предусмотрены два вида подсказок: совет и прямое указание. Сначала компьютер советует обратить внимание на определённые теоретические факты, которые надо иметь в виду при решении задачи, и возвращает студента к её решению. Если ответ снова неверный, то программа даёт прямое указание о том, что следует сделать, чтобы решить задачу, и приводит соответствующие формулы. Для лучшего усвоения материала в каждом разделе программы предлагается несколько однотипных задач. Если в результате проведённой работы студент получает правильный ответ без подсказок, то это может говорить о том, что он усвоил изучаемую тему. Отсутствие выбора ответа из предложенных вариантов позволяет исключить случайность выбора правильного ответа и заставляет учащегося думать и лучше усваивать изучаемый материал. Демонстрационный вариант описываемой обучающей программы находится на сайте дистанционного образования МГУ.

Исследуемыми задачами в разделе **механические колебания и волны** являются классические задачи о колебаниях пружинного маятника (груз на пружине) и стоячих волнах в струне длины L (моды струны). Задачи формулируются так:

1. Тело массы m подвешено к потолку с помощью пружины жёсткостью k . Найти период малых вертикальных колебаний тела.
2. Во сколько раз изменится частота основного тона натянутой струны, если её длину уменьшить на ΔL (в %), а силу натяжения увеличить на ΔF (в %)?

Дополнительными задачами служат следующие:

1. Тело массы m подвешено к потолку с помощью двух пружин жёсткостью k_1 и k_2 , соответственно. Пружины соединены один раз последовательно, а другой раз – параллельно. Во сколько раз отличаются периоды малых вертикальных колебаний груза?
2. Тело массы m подвешено к потолку кабины лифта с помощью пружины жёсткостью k . Лифт начинает двигаться вверх с ускорением a . Найти амплитуду вертикальных колебаний тела.
3. Тело массы m подвешено на пружине жёсткостью k . Сверху с высоты h начинает падать пластилиновый шарик массы m_1 , который прилипает к телу. Найти амплитуду вертикальных колебаний тела с шариком.

Как было сказано выше, при неверном решении задачи компьютер выдаёт подсказки разной степени: от наводящих вопросов до прямого

указания. Подсказок может быть несколько (до 6-ти). Ниже приведены примеры подсказок при решении дополнительной задачи номер 3.

Подсказка 1. Запишите закон движения тела с шариком и найдите его частоту колебаний.

Подсказка 2. Закон движения тела с шариком имеет вид: $(m + m_1)\ddot{z} = -kz$, где z – вертикальная координата, отсчитываемая от положения равновесия тела с шариком вниз.

Подсказка 3. Найдите новое положение равновесия тела после прилипания к нему шарика.

Подсказка 4. Найдите смещение положения равновесия тела после прилипания к нему шарика массы m_1 по формуле: $\Delta z = \frac{m_1 g}{k}$.

Подсказка 5. Найдите начальную скорость тела V_0 после прилипания к нему шарика, записав закон сохранения импульса для системы «тело + шарик» в виде: $m_1 u = (m + m_1)V_0$, где $u = \sqrt{2gh}$ – скорость шарика в момент прилипания к телу.

Подсказка 6. Воспользуйтесь формулой для амплитуды колебаний груза на пружине: $A = \sqrt{(\Delta z)^2 + \frac{V_0^2}{\omega_0^2}}$, где $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m + m_1}}$ – собственная частота колебаний груза с шариком на пружине.

В заключение отметим, что решение физических задач – это творческий процесс, и знания готовых алгоритмов иногда недостаточно, чтобы получить ответ. Тем не менее без знания алгоритмов и формул решить физическую задачу невозможно. Умение решать задачи приходит с практикой. Создаваемая авторами программа дистанционного обучения физике поможет студентам и всем желающим в практическом освоении алгоритмов решения классических задач общей физики.

Литература

1. Иванов В.Ю., Иванова И.Б., Терентьев М.А. Компьютерное обучение физике: кинематика и динамика материальной точки, законы сохранения импульса и механической энергии. Учёные записки физического факультета Московского Университета. №3, с.1931103, 2019.

СОВМЕСТНОЕ ПРИМЕНЕНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТА
В ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ РАБОТАХ ШКОЛЬНИКОВ ПО ФИЗИКЕ,
СВЯЗАННЫХ С ПАДЕНИЕМ ТЕЛ

Асп. *К.С. Князева*, асс. *Е.А. Михайлов*, доц. *С.Б. Рыжиков*

В настоящее время важность владения компьютером среди школьников практически не вызывает сомнений. В связи с этим в курсе информатики учащиеся осваивают основные программные инструменты, такие как редакторы текста, электронные таблицы, учатся составлять простые программы и т.д. Тем не менее, у школьников практически не возникает понимания того, что компьютер может быть применен для изучения математических и физических задач. При этом, математическое моделирование в физике является в настоящее время одним из самых бурно развивающихся направлений в науке. С целью восполнить этот пробел в 2015/16 учебном году под эгидой отделения прикладной математики физического факультета был создан практикум по математическому моделированию для школьников. Он ставит своей целью как обучение школьников основам программирования (естественно, в приложении к задачам физики и техники), так и выполнение исследовательских работ, связанных с изучением уравнений, которые не могут быть решены аналитически школьными методами. В случае с учениками 7–8 классов наиболее интересны задачи механики, которые так или иначе связаны с учетом силы сопротивления воздуха. Они, с одной стороны, являются понятными по постановке, с другой – допускают возможность численного решения с учетом подготовки школьников. Кроме того, большой интерес вызывает возможность проведения эксперимента, который позволяет убедиться в правильности или неправильности сделанных выводов. Эксперимент также может быть проведен с использованием понятных для школьников приборов и материалов.

В 2019/20 учебном году была проведена работа, связанная с моделированием на компьютере и воспроизведением в натурном эксперименте легендарного опыта Галилея, связанного с бросанием шаров с Пизанской башни. В данном случае, движение шарика может быть описано с помощью следующего уравнения (в проекции на ось y):

$$ma = mg - F_{\text{сопр}} - F_{\text{арх}}, \quad 1)$$

где m – масса тела, a – проекция ускорения на ось y , g – ускорение свободного падения, $F_{\text{сопр}}$ – сила сопротивления, $F_{\text{арх}}$ – сила Архимеда.

При числах Рейнольдса $Re > 100$, движение среды носит существенно турбулентный характер [1]. Таким образом, при падении тела в воздухе уже при достижении им скорости $v \approx 3 \text{ см/с}$ окружающие потоки воздуха становятся турбулентными. Пренебрегая участком пути, на протяжении которого устанавливалась турбулентность, можем записать выражение силы сопротивления:

$$F_{\text{сопр}} = \beta v^2, \quad 2)$$

где v – скорость падающего тела, β – коэффициент сопротивления. Основной целью данной исследовательской работы была оценка коэффициента сопротивления β в случае падения тела шарообразной формы в воздухе.

Уравнение (1) нельзя решить школьными методами, и разумно использовать метод Эйлера [2]. Его суть можно свести для школьника к разбиению процесса полёта на последовательность участков, в пределах которых скорость и ускорение можно считать постоянными.

Другими словами, пусть заданы начальные условия:

$$v = v_0 = 0, \quad x = x_0 = 0 \quad 3)$$

После выбранного небольшого промежутка времени Δt координата x_1 и скорость v_1 :

$$v \approx v_1 = v_0 + a_1 \Delta t, \quad x \approx x_1 = x_0 + v_1 \Delta t, \quad 4)$$

Продолжая эту последовательность, можно находить приближительные значения координаты и скорости на каждом шаге по формулам

$$v_i = v_{i-1} + a_i \Delta t, \quad x_i = x_{i-1} + v_i \Delta t \quad 5)$$

Школьникам предлагалось реализовать метод Эйлера на языке программирования Pascal в среде Lazarus. Результаты вычислений выводились в файл. По этим данным с использованием пакета Libre Office строились и анализировались различные графики.

Для оценки коэффициента сопротивления воздуха был проведён эксперимент. Различные тела шарообразной формы (шарик для настольного тенниса, мяч для гольфа, различные игрушечные мячи) сбрасывались с высоты 8,9 м. К исследуемым телам прикреплялись нитки, затем мячи подвязывались к крюку, и нить поджигалась. Тем самым мы добивались нулевой начальной скорости. Падение тела фиксировалось фотоаппаратом с помощью серийной съёмки. На полу стояла вертикальная шкала, с помощью которой фиксировалась координата падающего тела (Рис. 1).

Обработка результатов происходила следующим образом. Находились два последовательных кадра, на которых видны координаты падающего тела (обозначим их Y_1 и Y_2). Зная временной промежуток между кадрами (в нашем эксперименте он составлял $1/9$ с), мы определяли среднюю скорость V_{cp} на участке пути между этими двумя кадрами:

$$V_{cp} \approx \frac{Y_2 - Y_1}{\Delta t} \quad 7)$$

Вычисленную среднюю скорость мы принимали примерно равной точному значению скорости при координате $y = \frac{Y_2 + Y_1}{2}$, равной среднему арифметическому рассматриваемых координат.

Для результатов каждого опыта вычислялся коэффициент сопротивления путём подбора его значения таким образом, чтобы добиться совпадения численных результатов с экспериментально полученными данными. В качестве оценки коэффициента сопротивления мы приняли среднее арифметическое значений, полученных в каждом опыте, в качестве погрешности – среднюю квадратичную ошибку.

В ходе исследовательской работы школьники ознакомились с методами численного моделирования на примере метода Эйлера.

Проведение эксперимента позволило продемонстрировать, что сила трения оказывает значительное действие на падающее тело и определить коэффициент сопротивления тела шарообразной формы.

Литература

- Рыжиков С. Б. Классический опыт Галилея в век цифровой техники. Учебное пособие. — М., МЦНМО, 2008. — 64 с.
- Михайлов Е. А., Коняев Д. А. Компьютерное моделирование в задачах кинематики с использованием среды Lazarus для школьников // Физический факультет МГУ. — 2017. — 40с.



Рис. 1. Проведение эксперимента.

ОПЫТ ПРОВЕДЕНИЯ ОНЛАЙН ТЕСТИРОВАНИЯ ПО МАТЕМАТИКЕ НА 1 КУРСЕ

Вед. програм. *Хлебников Ф. Б.*, доц. *Овчинников А.В.*,
доц. *Шапкина Н.Е.*

Курс аналитической геометрии, преподаваемый на физическом факультете, содержит большое количество рутинных вычислительных задач, необходимых для развития у студентов необходимых технических навыков и аккуратности в проведении преобразований. Раньше для того чтобы студенты могли тренироваться в решении таких задач преподаватели проводили объёмные домашние контрольные, на проверку которых у преподавателей уходило большое количество времени и сил. Однако в осеннем семестре 2019 года впервые в нескольких группах была впервые введена практика онлайн-тестирования, включавших в себя основные задачи по различным темам курса с использованием системы moodle.

Moodle позволяет создавать не только задания тестового типа, но и задачи, ответом на которые может служить число, набор чисел, вектор или даже алгебраическая формула, что позволило переносить на эту платформу задачи из домашних контрольных практически без изменений.

В осеннем семестре 2020 года система тестирования пополнилась также первыми тестированиями по математическому анализу. В них вошли как задачи из курса математического анализа, так и важные теоретические вопросы. В ближайшем будущем планируется дальнейшее расширение системы тестирования, предполагается, что к ней будет добавляться по одному новому математическому курсу каждый семестр, а уже добавленные курсы будут обростать новыми заданиями.

Литература

1. Корпусов М.О., Овчинников А.В., Аналитическая геометрия. Методы решения задач. – М.: Физический факультет МГУ, 2019.
2. Овчинников А.В., Алгебра и геометрия в вопросах и задачах. Кн. 1: Основы алгебры и аналитической геометрии. — М.: ЛЕНАНД, 2016.

К ВОПРОСУ О ВОСТРЕБОВАННОСТИ КУРСА «ОБЩИЕ ВОПРОСЫ ПРЕПОДАВАНИЯ ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИХ ДИСЦИПЛИН»

Доц. *Рыжиков С.Б.*, в.н.с. *Рыжикова Ю.В.*

Курс «Общие вопросы преподавания физико-математических дисциплин» уже несколько лет читается для магистров второго года обучения. В декабре 2019 года на последней лекции студентам первого

потока было предложено заполнить анонимные анкеты, где они дали свою оценку полезности курса. Были розданы 100 и собрана 71 анкета, на лекции обычно присутствовало 100 – 120 студентов при численности потока – 160 человек.

Первый вопрос касался оценки курса в целом. Ответы распределились следующим образом.

Таблица 1. Распределения ответов на вопрос о ценности курса

Вариант ответа	число ответов
Да, я узнал много интересного и полезного	33 (46%)
Отдельные места в курсе были интересны, но лучше бы я это время потратил на физику и математику	32 (45%)
Нет, такой курс не нужен	4 (6%)
Я посетил мало лекций и затрудняюсь ответить	2 (3%)

Второй вопрос касался заинтересованности студентов посещать данный курс: Планируете ли Вы работать со школьниками (в т.ч. индивидуальные занятия)? Распределение ответов показано в табл. 2.

Таблица 2. Распределения ответов на второй вопрос

Вариант ответа	число ответов
Уже веду занятия со школьниками	26 (37%)
Не веду, но планирую вести занятия со школьниками	7 (10%)
Допускаю такую возможность при отсутствии другой хорошей работы	18 (25%)
Такая работа точно не для меня	17 (24%)
Затрудняюсь ответить	3 (4%)

Можно было ожидать, что студенты, которые ведут или планируют вести занятия со школьниками, более заинтересованы прослушать данный курс. В следующей таблице представлены ответы на первый вопрос среди студентов, которые либо ведут, либо собираются вести занятия со школьниками (33 человека).

Таблица 3. Распределения ответов на первый вопрос среди 33 студентов, ведущих или собирающихся вести занятия со школьниками

Вариант ответа	число ответов
Да, я узнал много интересного и полезного	16 (49%)
Отдельные места в курсе были интересны, но лучше бы я это время потратил на физику и математику	14 (42%)
Нет, такой курс не нужен	1 (3%)
Я посетил мало лекций и затрудняюсь ответить	2 (6%)

Как видно из таблицы, ожидание оправдано лишь отчасти, распределение ответов мало отличается от таблицы 1. По-видимому, это связано с тем, что на лекции присутствовали в основном заинтересованные в курсе студенты, и число ответивших, что курс не нужен в каждой подгруппе – единицы.

Кроме того, студентам было предложено оценить отдельные части курса. Условно курс можно разделить на 6 частей и каждую часть можно было оценить от 0 до 10 баллов. Если студент пропустил лекции по данной теме (неважно по какой причине), то он мог не оценивать эту часть курса, и среднее значение рассчитывалось как сумма баллов, деленная на число студентов, оценивших данный раздел курса (а не на общее число собранных анкет). Ниже приведены средние значения оценок разделов курса, как для всех студентов, так и для студентов, ведущих или планирующих вести занятия со школьниками.

Таблица 4. Средние значения оценки разделов курса (по 10-ти бальной шкале)

Раздел курса	все студенты	студенты, ведущие или собирающиеся вести занятия со школьниками
Проблемно-исследовательский подход к обучению школьников	8,1	7,9
Обучение одарённых детей, возможности проведения исследовательских работ в школе	8,1	8,1
Краткая история психолого-педагогической мысли	7,1	6,8
Становление системы образования в СССР и в России	7,3	7,2
Правовые основы обучения в школе и в вузе	7,8	8,0
Реализация положений Закона об образовании и ФГОСов в педагогической практике	7,2	7,1

Проведенный анализ позволяет сделать выводы о полезности курса, особенно в части изучения проблемно-исследовательского подхода к обучению школьников и обучению одарённых детей. В будущем этим разделам будет уделено больше внимания. Также представляется полезным издать новое учебное пособие по курсу, поскольку в имеющихся пособиях [1, 2] этим разделам уделено мало внимания.

Литература

1. Якута А. А. Состав, цели и задачи учебной дисциплины: основы методики подготовки и проведения лекций, семинарских занятий и практи-

кумов. / Учебное пособие для студентов магистратуры. М.: Физический факультет МГУ, 2017. 98 с.

2. Якута А. А. Нормативно-правовое и учебно-методическое обеспечение учебного процесса при преподавании физико-математических дисциплин. / Учебное пособие для студентов магистратуры. М.: Физический факультет МГУ, 2017. 76 с.

НОВАЯ МЕТОДИКА ОБУЧЕНИЯ ВОПРОСАМ, КАСАЮЩИХСЯ ИСТОРИИ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Доц. Рыжиков С.Б., в.н.с. Рыжикова Ю.В.

Изучение со школьниками истории и перспектив развития науки и техники наталкивается на сложность рассматриваемых проблем, поскольку уровень знаний школьников не позволяет должным образом объяснить им существующие проблемы и возможные пути их решения. Поверхностное же изложение материала, как показывает опыт, не вызывает особого интереса у школьников [1].

Авторы предлагают методику, которую можно условно озаглавить «онтогенез есть краткое повторение филогенеза». Предлагается проводить сопоставление основных этапов развития исследовательской личности и этапов пути, по которому развивалась определённая область науки и техники [2].

Рассмотрим для примера развитие электромагнетизма, приведшего к возникновению электроники и нанотехнологий. Любое исследование начинается с наблюдения. В течение длительного времени учёные только наблюдали за явлениями электричества и магнетизма. Ещё Фалес Милетский (VI в. до н.э.) наблюдал притяжение пёрышек куском янтаря, который потерял шерсть. Фалес также знал о притягивании железа к камням из «Магнесии», но никак не соотносил эти явления [3].

Кроме внимательности для наблюдателя важна готовность заметить новое. Классический пример: Луиджи Гальвани (1737–1798) в 1780 году коснулся скальпелем мышцы лягушки при работающей электрической машине, и заметил, что мышца дёрнулась. Но эффект был слабым и на это можно было не обратить внимание. Как выяснилось позже, ещё за 30 лет до Гальвани другой профессор в том же Болонском университете наблюдал тот же эффект, но не придавал ему значения!

На примере эксперимента Гальвани мы видим важнейшие качества любого исследователя: 1) он заметил новый эффект, 2) всесторонне его исследовал, 3) опубликовал. Именно книга Гальвани 1791 года побудила Вольта создать первую в мире батарейку. Очень важно донести до школьников необходимость публиковать свои наблюдения, хотя бы на уровне школьных конкурсов проектно-исследовательских работ, конечно

не для того, чтобы сохранить за собой приоритет открытия, а, чтобы иметь возможность обсудить его со сверстниками и с компетентным жюри [4].

Говоря о научном исследовании важно донести до школьников идею о соотношении случайности и закономерности открытий.

Очень много открытий были сделаны случайно. В 1780 году Гальвани случайно обнаружил электрические свойства ткани лягушки, в 1820 году Ханс Христиан Эрстед случайно обнаружил воздействие проводника с током на компас, в 1971 году Фруман-Бенчковский (род. 1939) случайно обнаружил электрические заряды на транзисторах с разрушенными затворами, что привело к созданию флэш – памяти... этот список можно продолжать без конца. Но эти и многие другие сделанные открытия – это не просто «везенье». Если бы эти люди не проводили многочисленные эксперименты, они бы ничего не открыли.

Ещё одно важное качество учёных – это развитость ассоциативного мышления, т.е. умение применять результаты, полученные в одной области науки и техники, к совсем другой. Например, Гальвани обнаружил, что лапка лягушки сокращалась, если прикоснуться к лапке проволоками из различных материалов. Гальвани не понял природы произошедшего. Но Вольт сопоставил этот эксперимент Гальвани с данными Иоанна Зульцера, который ещё в 1752 году обнаружил, что если олово и серебро приложить к языку, то будет ощущаться вкус железного купороса [3].

Казалось бы, что эти вкусовые ощущения имеют общего с опытами Гальвани? Но ассоциативное мышление в том и состоит, чтобы видеть связи между явлениями, которые не видны на первый взгляд. Вольт предположил, что электрическими свойствами обладают соединённые металлы, а лягушка – просто индикатор этих свойств.

Ещё одно важное качество учёных – это способность к долгому упорному труду. Вольт, 9 лет подбирал подходящие материалы, пока в 1799 году не придумал соединить цинковую и медную пластины, поместив между ними ткань, смоченную кислотой.

Следуя аналогии с филогенезом, нужно заметить, что в XX, и тем более, в XXI веке всё актуальнее становится задача внедрения научных результатов в практику. Поэтому важным качеством современного исследователя является умение работать в коллективе. Если сделать научное открытие может один человек (и то, с учётом сложности современного экспериментального оборудования, это сомнительно), то наладить производство один человек не в состоянии. Для организации производства нужен коллектив, состоящий из учёных, инженеров, экономистов [5].

При объяснении достижений и проблем современной электроники школьникам полезно останавливаться на особенности устройств,

которыми они пользуются каждый день, уделяя особое внимание мерам безопасности при эксплуатации.

Сегодня школьники стоят на пороге принципиально новых технологий, когда можно создавать системы из практически неограниченного числа слоёв полупроводников с различными свойствами. Перед ними открывается возможность стать создателями нового мира [1]. А для этого им нужно развивать навыки исследователей, о которых было сказано выше.

Литература

1. Рыжиков С. Б., Рыжикова Ю. В. Новый подход к изучению оптических иллюзий в школе. // Ученые записки физического факультета Московского Университета. 2019. № 3. С. 1931102.
2. Рыжиков С. Б., Рыжикова Ю. В. Загадочные и удивительные способности зрения. М.: Делу время, 2018. 174 с.
3. Ильин В. А., Кудрявцев В. В. История и методология физики: учебник для магистратуры. М.: Юрайт, 2014. 579 с.
4. Михайлов Е. А., Рыжиков С. Б. Исследовательские работы школьников, основанные на численном моделировании. // Наука и школа. 2018. № 3. С. 101–105.
5. Айзексон. У. Инноваторы. М.: АСТ, 2015. 820 с.

О НОВОМ КУРСЕ «ПЕДАГОГИКА» НА ФИЗИЧЕСКОМ ФАКУЛЬТЕТЕ ФИЛИАЛА МГУ ИМ. М.В.ЛОМОНОСОВА В Г. БАКУ

Асс. Бушина Т.А, доц. Слепков А.И.

Обсуждается опыт проведения нового курса «Педагогика» в Бакинском филиале физического факультета Московского государственного университета. Отличие данного курса от традиционного, проводимого на физическом факультете, заключался в основном в двух аспектах. Во-первых, он был адресован малочисленной аудитории студентов, в связи с этим лекционный формат пришлось изменить на «комбинированный», включающий в себя элементы лекций, семинаров, практической работы студентов, выполнению творческих заданий. Во-вторых, необходимо было учесть, что студенты – граждане Азербайджанской Республики, поэтому те части курса, которые посвящены основам нормативно-правовой базы образовательного процесса, истории физического образования, а также некоторые другие, пришлось «адаптировать» под интересы и запросы аудитории. В курс были включены обсуждения закона об образовании республики Азербайджан, вопросов организации учебного процесса в республике как в средней, так и в высшей школе, а также обсуждение сведений из истории развития физики в Азербайджане. Студенты при этом

были активно включены в процесс занятий. Такой вариант организации работы показал свою эффективность и предполагается использовать его в дальнейшем.

В соответствии с новыми образовательными стандартами, студенты магистратуры физического факультета МГУ изучают курс «Общие вопросы преподавания физико-математических дисциплин». Такой же курс, только под названием «Педагогика», в 2019-2020 учебном году впервые читался в филиале Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова в городе Баку. Нужно отметить, что физический факультет в филиале — самый молодой: он начал работать в 2016/2017 учебном году. Именно поэтому курс там преподавался впервые: выросли первые студенты-четверокурсники. Курс был рассчитан на 36 часов лекционной работы. Структура курса включает в себя:

1. Нормативно-правовые основы преподавательской деятельности.
2. История преподавания физики в Московском Университете.
3. Актуальные вопросы и задачи методики преподавания физики в ВУЗе.
4. Общая физика: структура курса и особенности преподавания.
5. Методические особенности преподавания физики в ВУЗе.
6. Лабораторный и лекционный эксперимент в курсе физики.

За основу был взят курс, изложенный в [1], однако, с учетом специфики филиала, он подвергся существенной переработке.

В чем состояла эта специфика? Во-первых, нужно было учесть, что курс адресован очень малочисленной аудитории. Поэтому лекционный формат, вполне уместный на физическом факультете МГУ в Москве, здесь никак не подходил. Пришлось вырабатывать «комбинированную» форму занятий, включающую в себя фрагменты лекций, фрагменты семинара, а также обсуждения, беседы, выполнение творческих заданий и т.д. Во-вторых, необходимо было учесть, что студенты — это граждане иностранного государства, поэтому части курса, касающиеся нормативно-правовой базы учебного процесса, а также истории преподавания физики, пришлось адаптировать под запросы аудитории, чтобы поддерживать интерес к занятиям и активность студентов. И еще, что очень важно, многие студенты рассматривают в будущем для себя карьеру преподавателя, на что тоже необходимо было ориентироваться.

В результате получился курс, включающий в себя новые формы работы. Часть курса излагалась в виде лекций. Кроме этого, использовался формат семинара с максимальной интерактивностью. На семинаре студентам предлагались вопросы «прикладного» характера, такие как: формулировать закон, привести пример на заданную тему, придумать вопрос, составить задачу, предложить формы стимулирования воображаемых, своих будущих студентов, придумать свою рейтинговую

систему. Кроме того, на дом давались творческие задания, которые затем разбирались на занятиях. Предлагалось следующее:

1. Студентам предлагалось найти и сообщить сведения, касающиеся нормативно-правовой базы образовательного процесса в Азербайджанской Республике.
2. Каждый студент должен был составить занятие-семинар на заданную тему, включающее в себя 5 – 6 задач, упорядочив их «от простого к сложному», и провести это занятие в аудитории. Мы называли это «цепочкой задач», и студенты соревновались в искусстве подбирать и составлять такие задачи.
3. Студентам предлагалось найти интересные сведения из истории преподавания физики в Азербайджане. Надо сказать, что это задание вызвало особый интерес студентов, и практически все подготовили интересные сообщения, которые изложили на занятиях. Например, они с гордостью рассказывали, что именно в Бакинском Университете учился Лев Давидович Ландау!
4. Предлагалось провести сравнительный анализ заданий и формата ЕГЭ по физике, проводимый в Российской Федерации, и выпускных и вступительных экзаменов, проводящихся в Азербайджанской Республике. Надо отметить, что формат этих мероприятий в наших странах существенно отличается, поэтому такое задание также вызвало большой интерес и активность студентов. Они приносили на занятия примеры вариантов экзаменационных работ, обсуждали их с методической точки зрения, и в это время уже демонстрировали свою компетентность как будущих специалистов.
5. Предлагалось подобрать набор задач на заданную тему, согласно таким критериям: задача технического содержания, задача исторического содержания, задача с «подвохом». Эти задачи, подготовленные студентами, решались на занятиях, обсуждались, критиковались.

В конце курса проводился зачет. Он также проводился в форме, отличающейся от той, которая принята в Москве. Для каждого студента индивидуально был составлен тест, после выполнения которого проходила устная беседа. Отрадно то, что студенты хорошо подготовились к зачету и все с успехом сдали его.

Такая форма проведения курса в целом показала свою эффективность и предполагается использовать ее в дальнейшей, дополняя новыми формами учебной деятельности.

Литература

1. А. А. Якута. Состав, цели и задачи учебной дисциплины: основы методики подготовки и проведения лекций, семинарских занятий и

практикумов. Учебное пособие для студентов магистратуры. Москва, Физический факультет МГУ имени М. В. Ломоносова, 2017.

ЗАДАЧИ-«КАПКАНЫ»: ИХ РОЛЬ И МЕСТО В КУРСЕ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ

Асс. Бушина Т.А., доц. Слепков А.И.

Обсуждается класс задач по общей физики, ресурсы которых, к сожалению, не всегда используются в полной мере преподавателями. А между тем, их дидактические возможности очень богаты. Это – так называемые задачи-«капканы», то есть задачи, где студентам уготовлен заранее продуманных подвох, или противоречие, заставляющие по-новому взглянуть на изучаемую тему. Кроме всего прочего, эти задачи надолго остаются в памяти, и, если студент сделал подобную ошибку и сумел сам, или с помощью преподавателя, устранить ее, то, как правило, такую ошибку он больше не повторит.

Среди огромного множества физических задач, предлагаемых студентам физического факультета в процессе обучения, особое место занимают задачи, относительно которых известно, что студент скорее всего сделает конкретную смысловую ошибку. Мы называем такие задачи «капканами», поскольку преподаватель нарочно «расставляет» их, чтобы студент попался [1]. Зато после того, как ошибка исправлена, для студента происходит маленькое открытие: на примере таких задач, как правило, вытаскивается на свет непонимание того или иного сложного места в курсе. Иногда это связано с каким-либо кажущимся противоречием, иногда – с недостаточно глубоким пониманием материала. Часто эти задачи похожи на шутку, провокацию, и в некотором смысле решение их со студентами отдаленно напоминают приемы, используемые в так называемой провокационной психотерапии [2]. Кроме того, такие задачи очень полезны с педагогической точки зрения, поскольку в педагогике немного найдется воспроизводимых ситуаций, когда преподаватель заранее знает результат на несколько шагов вперед. Получается искусственное воспроизведение феномена, которое дает педагогу в руки все: мы знаем, как он устроен, как он работает, и в нашей власти не только управлять им, но и встраивать в другие, более сложные конструкции, усиливая его действие и модифицируя под те функции и задачи, которые он призван выполнять [3].

Приведем несколько примеров таких задач.

Задача 1. Шарик падает с высоты h , двигаясь по изогнутой трубке в виде буквы L. Шарик перемещается по трубке без трения. Когда шарик будет двигаться по горизонтальной части трубки, он приобретет скорость

u . В соответствии с законом сохранения энергии: $mgh = mu^2 / 2$. Теперь рассмотрим задачу, перейдя в зрения систему отсчета, движущуюся вправо со скоростью u . Тогда по закону сохранения механической энергии энергия в начальный момент равна энергии в конечный момент. В начальный момент шарик движется вправо со скоростью u и обладает потенциальной энергией mgh , а в конце неподвижен и его потенциальная энергия равна нулю:

Вопрос: почему не выполняется закон сохранения энергии? Эта задача (а также различные ее модификации, использующие подвох с работой сил реакции) представляет собой «капкан». После правильного ответа вопрос можно спросить: а на каком участке действовала сила реакции и совершала работу? Цель этой задачи – разрешение кажущегося нарушения закона сохранения энергии при переходе в другую инерциальную систему отсчета, а также обсуждение со студентами вопроса в котором они часто путаются – о работе сил реакции.

Задача 2. Определить силу упругости пружины в двух случаях. В первом случае горизонтальная пружина растягивается с двух сторон в противоположные стороны одинаковыми по модулю силами F . Во втором случае один конец пружины закреплен, а второй тянут в горизонтальном направлении с силой F .

Понятно, что сила упругости пружины будет она и та же в обоих случаях. Во втором случае сила реакции стенки равна силе F (можно задать вопрос по какому закону Ньютона, второму или третьему, определяется, что реакция стенки равна F).

Задача является «капканом», так как в первом случае может сложиться ощущение (как возникало у некоторых студентов даже 3 курса), что сила упругости пружины равна $2F$, так как сила действует с двух сторон, а во втором - с одной стороны.

Задача 3. Сосуд со льдом поставили на плиту в комнате при 0 градусов Цельсия. В этом сосуде находится второй сосуд со льдом. Плитку включают. Будет ли плавиться лед в маленьком сосуде, в тоже время, когда большом сосуде он начнет плавиться?

Лед тает при постоянной температуре (0°C). При подводе тепла лед в большем сосуде начнет таять при постоянной температуре, тогда как в меньшем сосуде он таять не будет из-за отсутствия теплового потока, который пропорционален разности температур.

Задача относится к типу «капканов», так как студенту может показаться, что при подводе тепла к системе будет плавиться лед в обоих сосудах, т.е. процесс будет идти также, как с одним сосудом со льдом.

Такие преподаватель может использовать в разных ситуациях и для достижения различных целей. Так, например:

1. Они позволяют глубже изучать предмет.

2. Нужны для объяснения сложных ситуаций и возможных нетривиальных случаев.
3. Важны для понимания сути физических законов.
4. Это как удачная шутка, способствующая пониманию физики и очень запоминающаяся.
5. Хороший способ «расшевелить» студентов и вызвать интерес к разделу.
6. Крайне важно правильно выбрать момент для предложения задачи, то есть у студента должно быть достаточно времени, чтобы подумать.
7. На семинарах такие задачи очень хороши, как для совместной работы преподавателя и группы, так и для самостоятельной работы студента.
8. Они заставляют творчески мыслить.

К сожалению, ценность каждой задачи – «капкана» резко падает сразу после того, как подвох понят и задача решена. Но тем не менее, они обладают богатыми дидактическими ресурсами, и хорошо, если преподаватель, ведущий семинарские занятия, а возможно, и лекции, использует такого рода задачи в своей работе.

Литература

1. В.И.Николаев, Т.А.Бушина. Физика: учимся размышлять. Учебное пособие. Москва. Издательство физического факультета МГУ им. М.В.Ломоносова, 2015.
2. Ф.Фаррелли, Д.Брандсма. Провокационная терапия: Пер. с англ. Екатеринбург. Издательство «Екатеринбург», 1996.
3. А.В.Боровских. Деятельностная педагогика. Учебное пособие. Москва. Издательство «Макс-Пресс», 2020.

МЕТОДИКА ФОРМИРОВАНИЯ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ КОМПЕТЕНЦИЙ В ОБЩЕМ ФИЗИЧЕСКОМ ПРАКТИКУМЕ

Асс. Буравцова В. Е., доц. Митин И. В., ст. преп. Селиверстов А. В.

Изложение результатов исследовательской работы — письменное или устное — такой же творческий шаг, как и сама работа: оно подводит итоги, заставляет переосмыслить проделанный путь, позволяет наметить следующие шаги. Часто, особенно в начале научной карьеры, непонятно, что делать и с чего начать. Традиционно этому начинают обучаться только на старших курсах университета, при написании курсовых и дипломных работ, и перед их защитой. Такой подход вполне объясним: к этому времени студенты-старшекурсники получают первые самостоятельные научные результаты, которые можно сообщить научной общественности.

Однако переход на бакалавриат показал, что к концу четвёртого курса лишь малая доля студентов способна с высокой степенью самостоятельности подготовить выступление, а вопросы анализа проведённого исследования и планирования новых вообще не возникают. Таким образом, можно сделать вывод о том, что (по крайней мере на этом этапе) исследовательские компетенции формируются не у всех студентов.

В связи с возникновением подобных проблем актуальной становится подготовка студента к самостоятельной исследовательской деятельности уже на первом-втором курсах. В качестве задач, направленных на достижение этой цели, можно выделить необходимость формирования у учащихся ряда компетенций. Это следующие способности:

- *общепрофессиональные*: к использованию базовых знаний в области математики и естественных наук; самостоятельно приобретать новые знания, используя современные образовательные и информационные технологии; критически переосмысливать накопленный опыт; к пониманию методологии научного исследования и структурирования информации в соответствии с ней; к использованию в коммуникации научного стиля изложения;
- *профессиональные*: использовать теоретические знания по физике и математике для создания моделей и интерпретации полученных результатов; понимать принципы работы и методы эксплуатации измерительного оборудования; применять на практике знания теории и методов исследований; пользоваться современными методами обработки, анализа и синтеза физической информации; корректного использования терминологии в устной и письменной речи;
- *общекультурные*: к коммуникации в устной и письменной формах; к самоорганизации и самообразованию; работать в коллективе.

Решение этой проблемы мы видим в раннем формировании компетенций, ещё до начала самостоятельной работы в лаборатории специализации. У всех студентов в 1–4 семестрах учебным планом предусмотрен общий физический практикум, охватывающий четыре раздела общей физики (механика; молекулярная физика и термодинамика; электричество и магнетизм; оптика). Несмотря на то, что задачи ОФП носят учебный характер, именно в рамках этого вида занятий можно начинать формировать физика-исследователя.

Практикум выявляет методические проблемы в подготовке студентов-младшекурсников: они не видят различий между реальной экспериментальной установкой и идеализированной физической моделью из учебника или задачника. При подготовке, выполнении и обработке результатов задачи практикума необходимость анализа физической ситуации, её идеализации, и создания модели неочевидны для

большинства обучающихся, даже если полученные в результате измерений экспериментальные данные противоречат теоретическим предсказаниям: методичка с описанием задачи априори считается достаточным обоснованием модели. Понимание физической ситуации, создаваемой в натурном эксперименте, часто подменяется механическим заучиванием и пересказом текста этой методички.

Проблемы такого рода сравнительно легко диагностируются на теоретическом допуске к выполнению задачи: достаточно изменить структуру опроса по сравнению с готовым описанием, задать вопросы о возможной неидеальности исследуемой системы, первых принципах и следствиях из них, предполагаемых взаимосвязях измеряемых величин, порядках малости ожидаемых эффектов и т.п. Однако выявить эти проблемы гораздо проще, чем решить: для этого приходится ломать схоластический подход большинства студентов-младшекурсников к выполнению лабораторных работ, сформировавшийся ещё во время их обучения в школе.

Для приобретения обучающимися вышеперечисленных компетенций за основу мы выбрали конкретную предметную деятельность, осуществляемую студентами в рамках освоения учебной дисциплины, дополнив её деловой игрой, моделирующей анализ этой деятельности и представление результатов с позиции научного исследования.

В дополнение к стандартной форме контроля отчёт о выполнении задачи общего физического практикума студенты выполняют в новых для них форматах:

- научная статья (1-2 семестры);
- презентация для доклада на научной конференции (3-4 семестры).

Требования к ним можно условно разделить на формальные и неформальные. К первым, общепрофессиональным, можно отнести общепринятые в научной среде структуру и логику изложения, а также стилистическую и терминологическую корректность текста.

Узкопрофессиональные же требования формализовать сложнее, поскольку их понимание требует сформировавшегося кругозора и творческого уровня усвоения физических знаний: ведь на репродуктивном, а зачастую и на базовом уровне используемые методы и методики эксперимента не требуют анализа их точности и понимания ограничений применяемой физической модели. Можно сказать, что хороший отчёт не подтверждает базовую модель на 100%, а находит её недостатки и предлагает изменения в ней или методике выполнения измерений. Это имеет важное методологическое значение и объединяет содержательные элементы обучения физике с процессуальными.

Разные формы представления результатов делают акцент на различных аспектах обучения. Написание научной статьи помогает понять

логику и структуру изложения, освоить корректное употребление терминологии, относящейся к выбранной области физики, научиться сопоставлять экспериментальные результаты с теоретическими выводами. Подготовка презентации позволяет переместить фокус деятельности на то, чтобы выделить основные положения и результаты — и вместе с тем просто, лаконично и образно донести их смысл до слушателя. Таким образом, обе этих формы дополняют друг друга: первая помогает понять детали и разобраться в них, вторая — обобщить и выделить главное.

Авторы настоящей работы провели в нескольких академических группах эксперимент по подготовке студентов к самостоятельной исследовательской деятельности уже на первом-втором курсах в рамках учебного процесса. В течение первых двух семестров студентам предлагалось написать статьи, в третьем семестре — подготовка презентации к докладу. Четвёртый семестр ознаменовался переходом на дистанционные формы обучения, что резко затруднило и приостановило эту работу.

Эксперимент с написанием статей, помимо ожидаемых проблем с научным языком и пониманием физической ситуации, создаваемой в натурном эксперименте, также выявил проблемы с расстановкой приоритетов в изложении, выделением главного и второстепенного в модели, наглядным представлением результатов. Однако в процессе написания статьи многие студенты воспользовались возможностями графического представления информации. К другим результатам этой деятельности можно отнести осмысленность выбора модели процесса или явления и обоснование её достоверности, анализ достоверности результатов эксперимента, поиск причин отклонений этих результатов от теоретических предсказаний, уточнению выбранной модели, планированию измерений для выявления соответствия теоретических предсказаний результатам натурного эксперимента. Кроме того, большинство студентов существенно улучшило уровень владения физической лексикой, понимания структуры научной статьи, соответствия названия статьи её содержанию. Отдельно стоит упомянуть обучение формулировке результатов и выводов работы; как правило, эти понятия студенты не различают, и типичный вывод в отчёте о работе может выглядеть так: *«В результате исследования был получен график зависимости величины A от величины B ; рассчитана погрешность величины C »* и т.п.

Но молодым ученым мало писать статьи, нужно также выступать на конференциях. Создание презентации — отдельный вид искусства, где требуется не только глубокое понимание тематики, но и умение простыми словами и понятными иллюстрациями донести часто нетривиальные идеи, так как не все слушатели являются специалистами в выбранной области. Поэтому при подготовке презентации основные затруднения вызвали

логика доклада, последовательность изложения и степень его детализации, наглядные примеры. Однако проработка этой презентации, по отзывам студентов, сильно облегчила им подготовку к защите курсовых работ в конце второго курса.

При подготовке таких отчётов студентам более обычного необходимы консультации и помощь, ведь даже наличие образцов для подражания не позволит быстро преодолеть ошибки. Для этого нужен руководитель с опытом не только самостоятельного представления научных результатов, но и педагогического взаимодействия с обучаемыми, чтобы научить, создавать проблемные ситуации и при необходимости подсказывать пути их разрешения. Важно поощрять самостоятельность работы студентов, не делая всю работу самому.

В заключение хотелось бы довести эту деятельность до логического завершения, проводя раз в год или раз в семестр студенческую конференцию, на которой студенты учились бы делать устный доклад и получать обратную связь не только по его содержанию, но и по форме. Это показало бы им различия в восприятии информации у разных слушателей, продемонстрировало бы недочеты в их докладах, а также удачные находки в докладах коллег.

РЕЙТИНГ УЧЕБНЫХ ГРУПП ФИЗИЧЕСКОГО ФАКУЛЬТЕТА МГУ ПОСЛЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СТУДЕНТОВ ПО КАФЕДРАМ, СОГЛАСНО ДАННЫМ ОБ УСПЕВАЕМОСТИ СТУДЕНТОВ

С.н.с. Терентьев М.А.

На физическом факультете МГУ им. М.В. Ломоносова действует следующий порядок обучения: после зачисления на первый курс все студенты изучают дисциплины в рамках общей программы в течение первых четырёх семестров, а к началу пятого семестра происходит распределение студентов по кафедрам и начинается специализация. Исключением является астрономическое отделение, на которое абитуриенты зачисляются отдельно при поступлении. Отсроченное распределение по кафедрам имеет свои преимущества, так как студенты получают возможность лучше разобраться в различных направлениях физики и научных исследований, познакомиться с сотрудниками кафедр, попробовать себя в научной работе на понравившейся кафедре в рамках обязательной курсовой работы и, как результат, сделать более осознанный выбор при распределении по сравнению тем выбором, который мог бы сделать абитуриент.

На физическом факультете функционирует порядка 40 кафедр, что делает выбор студентов непростым. В первую очередь студенты определяются с характером своей будущей деятельности, будь то теория или эксперимент, а далее выбирают кафедру исходя из личных предпочтений. Наиболее мотивированные студенты обращают внимание на степень актуальности и востребованности в мировой науке научных направлений кафедры, тогда как менее мотивированные студенты подбирают кафедру, на которой не слишком трудно учиться. Поскольку количество мест для поступления на каждую кафедру ограничено, зачисление на самые популярные кафедры происходит по конкурсу, в котором учитывается количество потерянных студентом баллов во время сессий, а также активность студента на кафедре, проявленная им до распределения (например, при написании обязательной курсовой работы на 2 курсе). Решающую роль играет и слово будущего научного руководителя, у которого со студентом могло сложиться продуктивное взаимодействие ещё до распределения.

Таким образом, кафедральные учебные группы формируются под воздействием ряда факторов как объективного, так и субъективного характера, и в результате оказываются неодинаковыми по уровню мотивированности и успеваемости оказавшихся в них студентов. Используя данные об успеваемости студентов, можно построить рейтинг учебных групп на момент распределения, который покажет степень востребованности кафедр среди студентов и косвенно охарактеризует перспективность самих кафедр.

В настоящем исследовании предпринята попытка построить такой рейтинг на основе результатов поточных компьютерных тестирований студентов в предшествующий распределению семестр, проведённых Центром контроля качества образования физического факультета (ЦККО). Результаты тестирований позволяют оценить качество учебного процесса – опыт такого анализа представлен в [1-5], где построены рейтинги учебных групп на 1 и 2 курсах. В данной работе в качестве исходных данных взяты для сравнения рейтинги студентов разных наборов, 2016-го и 2017-го годов поступления, составленные по результатам тестирований в 4-ом семестре и опубликованные на сайте ЦККО (<http://ckko.phys.msu.ru/>). Исходя из рейтингов студентов посчитаны средние баллы учебных групп и произведено их упорядочение. Ниже представлен ТОП-15 кафедральных учебных групп на момент распределения в 2019 г. с указанием места в рейтинге в год распределения и разницы положений в рейтинге за два последовательных года:

Таблица 1. Рейтинг учебных групп на момент распределения студентов по кафедрам, ТОП-15 от 2019 г.

Группа и кафедра	Место в 2018 г.	Место в 2019 г.	Разница в месте
302-каф.математики	7	1	6
327-каф.квантовой электроники	1	2	-1
342-каф.физ.-мат. методов управления	19	3	16
343-каф.физ.частиц и космологии	24	4	20
316-каф.физ.полупроводников	10	5	5
313-каф.общей ядерной физики	16	6	10
303-каф.биофизики	9	7	2
305-каф.общей физики	23	8	15
321-каф.общ.физики и физ.конденс.состояния	31	9	22
340-каф.мед.физики	15	10	5
301-каф.теор.физики	6	11	-5
322-каф.физики колебаний	12	12	0
330-каф.физ.моря и вод суши	35	13	22
307-каф.квантовой статистики и теории поля	18	14	4
309-каф.физ.элемент.частиц	29	15	14

Можно заметить, что положение отдельных кафедр в рейтинге в разные года существенно различается. По-видимому, на это влияют случайные факторы, например, успешность кафедральной рекламной кампании в тот или иной год до распределения, недавние научные открытия, сделанные на кафедре и привлёкшие внимание студентов, и т. д. Напротив, некоторые кафедры демонстрируют стабильность в приведённом рейтинге. Всё это говорит о необходимости анализа динамики рейтинга на протяжении нескольких лет для выявления закономерностей, по которым можно судить о востребованности кафедр среди студентов. Важно отметить, что полученное распределение кафедральных групп по успеваемости подтверждается данными учебной части, причём изменение положения кафедры в рейтинге находит своё объяснение исходя из текущей ситуации. Представляет интерес построить аналогичный рейтинг учебных групп на основе данных о потерянных студентами баллов во время сессий за все четыре семестра.

Помимо составления рейтингов кафедральных учебных групп был проведён анализ состава групп и оценены пропорции хорошо и не очень хорошо успевающих студентов в каждой группе. Сравнение данных различных лет позволило выяснить, как эти пропорции меняются от года к году.

Литература

1. Терентьев М.А. Рейтинг учебных достижений студентов по результатам тестирований // Научная конференция «Ломоносовские чтения». Секция физики. Сб. тезисов докладов. М: Физический факультет МГУ, 2015. Стр. 126-128.
2. Терентьев М.А. Рейтинг учебных групп физического факультета по данным тестирований // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. 2016. № 3. 163005
3. Терентьев М.А. Динамика успеваемости учебных групп на 1 и 2 курсах физического факультета по результатам компьютерного тестирования и экзаменов // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. 2017. № 4. 1740402
4. Терентьев М.А. О динамике успеваемости студентов физического факультета МГУ в осеннем семестре 2017/2018 г. с точки зрения тестирований // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. 2018. № 5. 1851002
5. Терентьев М.А. О динамике успеваемости студентов физического факультета МГУ в весеннем семестре 2017/2018 г. с точки зрения тестирований // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. 2019. № 3. 1931107

К ВОПРОСУ РАБОТЫ ФИЗИЧЕСКОГО ПРАКТИКУМА В ДИСТАНЦИОННОМ РЕЖИМЕ.

Техник *Сорокин Б. С.*, зав.каф. *Королёв А. Ф.*

Физический практикум является важным компонентом программы обучения, который позволяет студентам наблюдать за выполнением законов физики на реальных установках. Тем не менее, у такого формата занятий есть существенный недостаток в современных условиях – он требует очного присутствия студента в одном помещении с экспериментальной установкой, что может ограничено в силу различных обстоятельств.

В качестве альтернативы существующим практическим занятиям рассматривается создание специального компьютерного физического практикума. В этом случае экспериментальной установкой является разрабатываемое для каждой задачи программное обеспечение. При этом, человеческому мозгу проще воспринимать визуальную информацию [1], поэтому наличие графического интерфейса позволит студенту проще воспринять материал. Также использование графического интерфейса может быть использовано для ускорения различных типовых задач, что может позволить студенту провести оценку большего количества материала по сравнению с традиционно используемыми в рамках физического практикума методами обработки данных. Пример такой задачи представлен на рисунке 1.

При этом в случае отсутствия у студента среды выполнения подготовленного программного обеспечения, преподаватель может осуществлять параллельное выполнение задачи с демонстрацией экрана. При этом можно поручить различные задачи студентам с тем, чтобы сохранить методическую нагрузку. Пример проведения практикума в удалённом режиме с использованием сервиса Дистант (Университет без границ, веб-адрес <https://distant.msu.ru/>) представлен на рисунке 2.

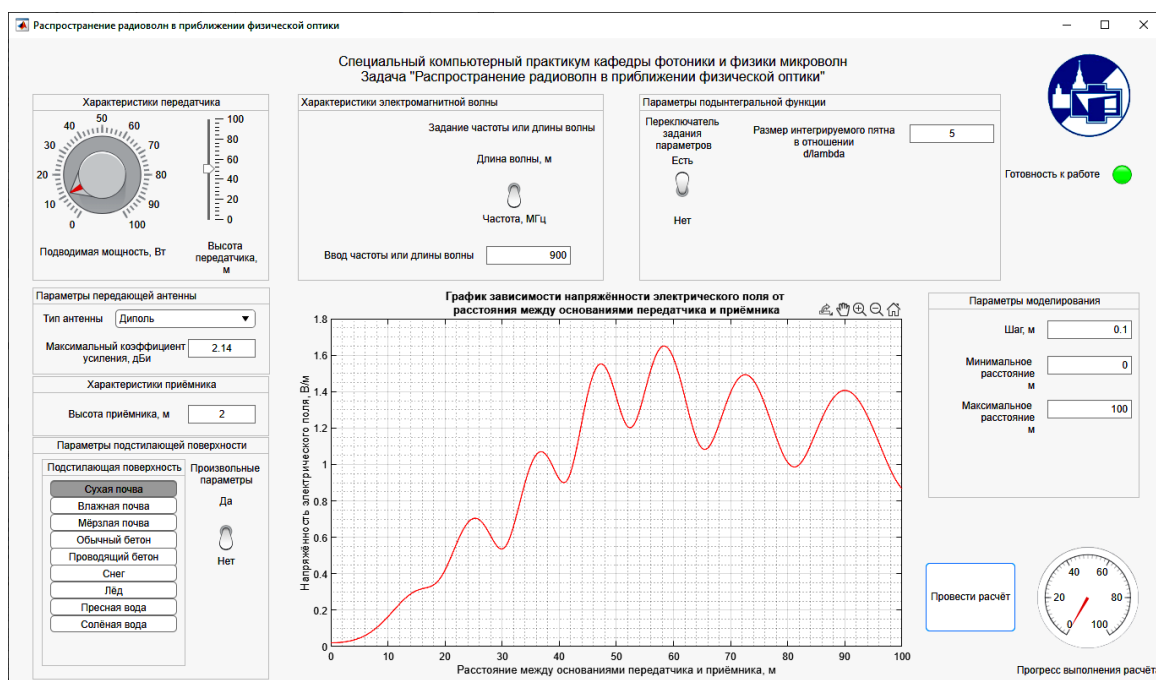


Рис. 1 Интерфейс программы к задаче «Распространение радиоволн в приближении физической оптики»

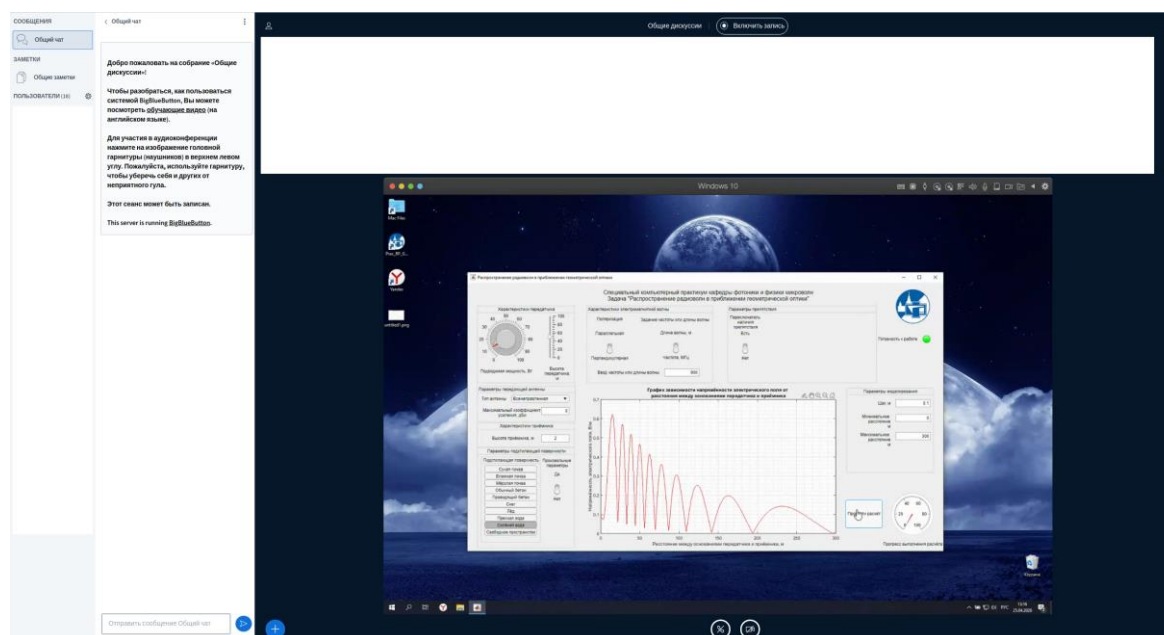


Рис. 2 Процесс проведения специального компьютерного физического практикума в удалённом режиме

При этом развитие трёхмерной графики позволяет не только использовать графический интерфейс для вывода графиков, но и для графического представления моделируемой экспериментальной установки. Более того, моделирование позволяет включить в физический практикум ряд задач, которые ранее могли бы быть недоступны в силу различных причин. В частности, возможно моделирование объектов, размеры которых значительно превышают типовые размеры аудиторий или использование которых понесло бы значительные финансовые затраты. Пример такой задачи, использующей апробированные методики [], представлен на рисунке 3.

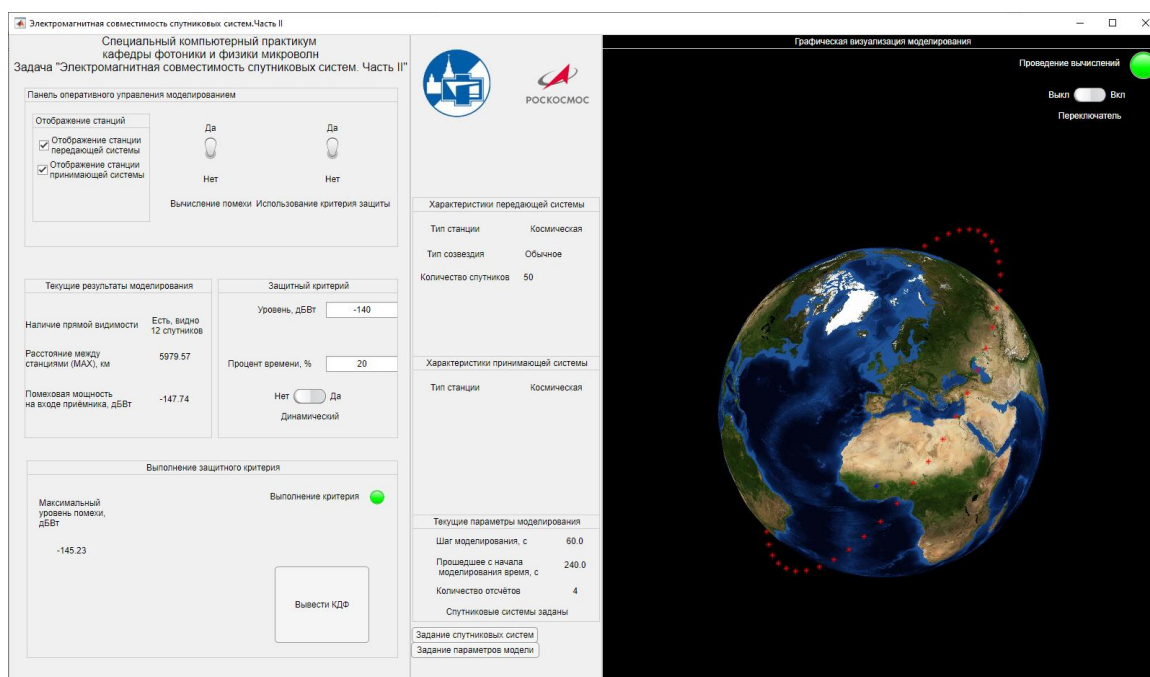


Рис. 3 Интерфейс программы к задаче «Электромагнитная совместимость спутниковых систем».

Дополнительным преимуществом такого формата может выступать возможность студента ознакомиться с экспериментальной установкой до непосредственного выполнения задачи. Более того, поскольку экспериментальная установка может быть развёрнута непосредственно на личном ПК студента или продемонстрирована преподавателем, возможно неограниченное масштабирование. Это означает, что в отличие от классического физического практикума количество одновременно выполняющих задачу студентов не ограничено количеством экспериментальных установок. В то же время преподаватель может

самостоятельно выбрать методику проверки знаний в зависимости от количества одновременно выполняющих задачу студентов.

Несмотря на все преимущества специальный компьютерный физический практикум имеет существенный недостаток по сравнению с классическим – экспериментальная установка моделируется. Это существенно понижает связь с реальностью, поскольку результаты будут всегда ограничены использованной моделью.

Специальный компьютерный физический практикум обладает рядом преимуществ и недостатков по сравнению с классическим физическим практикумом и может выступать в качестве альтернативы классическому. В то время, как специальный компьютерный физический практикум не должен рассматриваться как полноценная замена классическому, поскольку он его дополняет, его наличие позволяет сохранить формат практикума в ситуациях, когда физический доступ к экспериментальным установкам может быть ограничен.

Литература

1. Б. Величковский, Когнитивная наука: Основы психологии познания., Москва: Смысл / Академия, 2006
2. Т. И. Арсеньян, А. Ф. Королёв и Б. С. Сорокин, «Оценка электромагнитной совместимости спутниковых систем,» в Сборник докладов VI Всероссийской Микроволновой конференции, Москва, 2018.

Подсекция: НАУКИ О ЗЕМЛЕ

Сопредседатели:
проф. М. А. Носов, академик И. И. Мохов
доцент В.Б. Смирнов

ПАЛЕОМАГНЕТИЗМ И УТОЧНЕНИЕ ВОЗРАСТА НЕКОТОРЫХ ЛАВОВЫХ ПОТОКОВ ВУЛКАНА АВАЧИНСКИЙ (КАМЧАТКА).....	197
Проф. <i>В.И. Максимочкин</i>	197
О ВЛИЯНИИ ВЫБОРА НОДАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТИ НА ОЦЕНКУ ЦУНАМИГЕННОСТИ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ.....	198
Вед. инж. <i>Большакова А.В.</i> , мл.науч.сотр. <i>Колесов С.В.</i> , спец по учебно-метод. работе <i>Нурисламова Г.Н.</i> , проф. <i>Носов М.А.</i>	198
АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ ОТ ТРОПИЧЕСКИХ ЦИКЛОНОВ: ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ	199
Доц. <i>Захаров В.И.</i> , студ. <i>Сигачев П.К.</i>	199
КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ МИКРОСТРУКТУРЫ ОБРАЗЦОВ ПРИРОДНЫХ КОЛЛЕКТОРОВ УГЛЕВОДОРОДОВ МЕТОДАМИ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИИ	202
Асп. <i>Ивонин Д.А.</i> , рук. лаб. <i>Гришин П.А.</i> (Центр по добыче углеводородов, Сколтех), доц. <i>Грачев Е.А.</i>	202
ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ ОХЛАЖДЕНИЯ ПОДВОДНЫХ БАЗАЛЬТОВ НА ИХ ПАЛЕОМАГНИТНУЮ ИНФОРМАТИВНОСТЬ	205
М.н.с. <i>Целебровский А. Н.</i> , проф. <i>Максимочкин В. И.</i>	205
РЕТРОСПЕКТИВНЫЙ АНАЛИЗ ЦУНАМИОПАСНОСТИ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ С ПРИМЕНЕНИЕМ СИСТЕМЫ "TSUNAMI OBSERVER"	207
М.н.с. <i>Колесов С.В.</i> , проф. <i>Носов М.А.</i> , вед. инж. <i>Большакова А.В.</i> , спец. по учебно-методич. работе <i>Нурисламова Г.Н.</i> , физик <i>Семенцов К.А.</i> , асп. <i>Карпов В.А.</i>	207

ПАЛЕОМАГНЕТИЗМ И УТОЧНЕНИЕ ВОЗРАСТА НЕКОТОРЫХ
ЛАВОВЫХ ПОТОКОВ ВУЛКАНА АВАЧИНСКИЙ (КАМЧАТКА)

Проф. В.И. Максимочкин

Большая часть существующих палеомагнитных данных по голоцену Камчатки получены более 30 лет назад [Кочегура и др., 1986]. Данные, полученные с использованием современных методик на высокоточном современном оборудовании, остаются фрагментарными [Латышев и др., 2017].

Работа посвящена определению величины и направления геомагнитного поля по изверженным породам вулкана Авачинский (Камчатка) для пополнения базы данных магнитохронологической шкалы Камчатки для позднего плейстоцена и голоцена и уточнению возраста трех лавовых потоков путем сравнения результатов палеомагнитных исследований лавовых пород с литературными данными о палеовековых вариациях магнитного поля Земли. Использование палеомагнитного метода для уточнения возраста лавовых потоков оправдано, так как определение возраста пород менее 50 тыс лет изотопными методами практически невозможно.

Нами [Максимочкин и др., 2019] на современных лавах вулкана Толбачик показана надежность методики определения палеонапряженности геомагнитного поля по остаточной намагниченности изверженных пород. Отличие расчетного значения $H_{др}$ от IGRF12 не превышает 3%.

В результате исследований лавовых пород вулкана Авачинский получено, что палеонапряженность геомагнитного поля, определенная по лавовому потоку №1 извержения 1927 года, равна $\langle H_{др} \rangle = 53.5 \pm 0.8$ мкТл, по лавовому потоку №2 - $\langle H_{др} \rangle = 52.6 \pm 1.7$ мкТл, по лавовому потоку №3 $\langle H_{др} \rangle = 33.0 \pm 0.2$ мкТл.

Установлено, что величина дипольного магнитного момента - $VADM = (8.2 \pm 0.2) \cdot 10^{22}$ А*м² и положение геомагнитного полюса ($Plat = 70 \pm 5$ град, $Plong = 274 \pm 4$ град), определенных по образцам из лавового потока, относящегося к историческому извержению вулкана 1927 года, в пределах погрешности совпадают с данными инструментальных измерений положения магнитного полюса в 1931 году и палеовековых вариаций величины геомагнитного поля.

Сравнение $VADM = (7.6 \pm 0.5) \cdot 10^{22}$ А*м² и $Plat = 82 \pm 3$ град, $Plong = 235 \pm 17$ град, полученных по образцам возраста более 3.5 тысяч лет по геологическим данным (2-ой поток), с палеовековыми вариация геомагнитного поля Земли, показывает, что возраст этого потока можно оценить в 5100 лет.

На основе полученных данных о низком значении $VADM = (5.0 \pm 0.2) \cdot 10^{22}$ А*м², и сильном отклонении виртуального геомагнитного

полюса ($Plat=45\pm 8$ град, $Plong=218\pm 6$ град) от северного географического полюса сделан вывод, что 3-й лавовых поток возраста 30-50 тыс лет по геологическим данным образовался 42 тыс. лет назад по время экскурса геомагнитно поля Лашамп.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант 20-05-00573.

Литература

1. Латышев А.В., Кушлевич Д.О., Пономарева В.В., Певзнер М.М., Федюкин И.В. Вековые вариации геомагнитного поля последних 4000 лет, записанные в лавах и пирокластике Северной группы вулканов Камчатки: новые данные. // Физика Земли. 2017. №5. С. 139-148.
2. Кочегура В.В., Зубов А.Г., Брайцева О.А. Магнитостратиграфия голоценовых почвенно-пирокластических образований Камчатки. // Вулканология и сейсмология. 1986. № 6. С. 3-17.
3. Максимочкин В.И., Слепцова Ю.В. Надежность методики Телье определения интенсивности геомагнитного поля на исторических лавах Камчатки.// Процессы в геосредах, издательство ООО "Кватернион" (Москва), 2019, № 3, с. 345-353.

О ВЛИЯНИИ ВЫБОРА НОДАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТИ НА ОЦЕНКУ ЦУНАМИГЕННОСТИ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ

Вед. инж. *Большакова А.В.*, мл.науч.сотр. *Колесов С.В.*, спец по учебно-метод. работе *Нурисламова Г.Н.*, проф. *Носов М.А.*

В настоящее время оперативный прогноз цунами основан на использовании магнитудно-географического критерия. Решение об объявлении тревоги цунами принимается, когда магнитуда сейсмического события превышает некоторое пороговое для региона значение. Практика использования магнитудно-географического критерия говорит о его несовершенстве, что проявляется в значительном числе ложных тревог. Несовершенство критерия объясняется сложностью связи между волной цунами и породившим ее землетрясением. Магнитуда является важным, но далеко не единственным фактором, влияющим на силу цунами. Различия в механизмах очагов землетрясений и их глубинах, особенности топографии дна и затопляемого участка берега, возможный вклад в энергию цунами вторичных источников — оползней и обвалов, провоцируемых землетрясением, — все это не позволяет однозначно связать интенсивность цунами с магнитудой землетрясения.

Повысить точность оперативного прогноза цунами можно путем учета механизма очага землетрясения и его глубины. В январе 2018 г в тестовую эксплуатацию была запущена автоматическая система «Tsunami-

Observer», которая реализует означенную возможность. В качестве меры цунамигенности землетрясения в системе «Tsunami-Observer» используется оценка потенциальной энергии начального возвышения водной поверхности в очаге цунами (энергия цунами).

Особенностью данных о механизме очага землетрясения является сосуществование двух равнозначных решений. Выбор в пользу одного из этих решений в оперативном режиме затруднен или не представляется возможным. Целью настоящей работы является исследование того, как сильно влияет выбор нодальной плоскости на оценку потенциальной энергии начального возвышения в очаге цунами. Вторая цель – выявление условий, при которых выбор нодальной плоскости гарантированно слабо влияет на оценку энергии.

Исследование было проведено с использованием данных о механизмах очагов землетрясений Бюллетеня Международного Сейсмологического центра (ISC). Показано, что для большинства сейсмических событий оценка энергии слабо зависит от выбора нодальной плоскости. Но в отдельных редких случаях оценки энергии могут различаться значительно – до одного порядка. Как правило, такие значительные различия свойственны сильным мелкофокусным землетрясениям, т. е. именно тем сейсмическим событиям, которые способны эффективно возбуждать волны цунами. Установлено, что во всех случаях, когда отношение длины площадки разрыва к глубине очага невелико, выбор нодальной плоскости практически не влияет на оценку энергии.

Авторы признательны Международному Сейсмологическому центру (the International Seismological Centre) за предоставленные данные.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 19-05-00351, 20-07-01098, 20-35-70038).

АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ ОТ ТРОПИЧЕСКИХ ЦИКЛОНОВ: ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ

Доц. *Захаров В.И.*, студ. *Сигачев П.К.*

Возникновение и развитие атмосферной турбулентности (вихря) может сопровождаться генерацией волновых структур [1-3]. Такая генерация характерна для крупных атмосферных процессов - тропических циклонов (ТЦ) и возможна не только в результате движения всего ТЦ, но и как следствие его взаимодействия с поверхностью и ее неоднородностями, например, островами.

Известны теоретические упрощенные модели генерации волн при зарождении, развитии и движении ТЦ [2,3] над свободной поверхностью. Такие простейшие модели описывают возмущения, которые ТЦ вносит в

атмосферу земли и определяют структуру волн, излучаемых циклоном при своей эволюции. Эти волны имеют акустико-гравитационную природу и их обычно называются главными. Волны распространяются от на ионосферные высоты и приводят к колебаниям возмущений плотности, которые могут модулировать электронную концентрацию в ионосфере.

В работе для всех крупных ТЦ 2014 г. мы провели оценки параметров главных волн, которые могут возникать в ходе развития и движения ТЦ. Для всех случаев мы оценивали наблюдаемые параметры циклона и рассчитывали характерные частоты главных волн. Входными параметрами моделей [2,3] являются область действия ТС, перепады температур и/или давлений, которые определялись по дистанционным данным миссий Aqua - MODIS [4] и Terra - MODIS [5]. Параметры меняются во времени и далее мы их рассматриваем для фаз развития ТЦ не менее 4 по шкале Саффира-Симпсона [6]. Результаты проведенных оценок для нескольких событий 2014 г., имевших место в разных регионах планеты, приведены в Таблице.

Таблица

Название ТЦ 2014 г	Радиус глаза, км	Радиус ядра, км	Внешний радиус, км	Мах падение давл., hPa	Мах ско- рость, м/с	Частоты генерации, mHz	Область (км) воз- мущ. в ионосфере
Super ТЦ Hagupit (02-12) Dec	13	105	300	905	72	1.7-25	500-1200
Super ТЦ VongFong (02-14) Oct	25	115	305	900	80	1.6-24	600-1250
ТЦ-4 Si- mon (01-14) Oct	8	75	200	945	58	2-30	450-1100

Далее в работе проведено сравнение параметров волновых возмущений, определенных теоретически для наиболее крупных ТС 2014 г. с параметрами волноподобных возмущений плазмы на высотах пролетов спутников SWARM [7] при пересечении проекции трека спутника на ионосферу в области шторма. Для детектирования волновых явлений мы используем методику, подробно изложенную в [8] и рассматриваем экспериментальные проявления атмосферно-ионосферного взаимодействия, выявленного в время действия крупнейших ТС 2014г. Пример результатов выделения волноподобных возмущений приведен на рис. 1

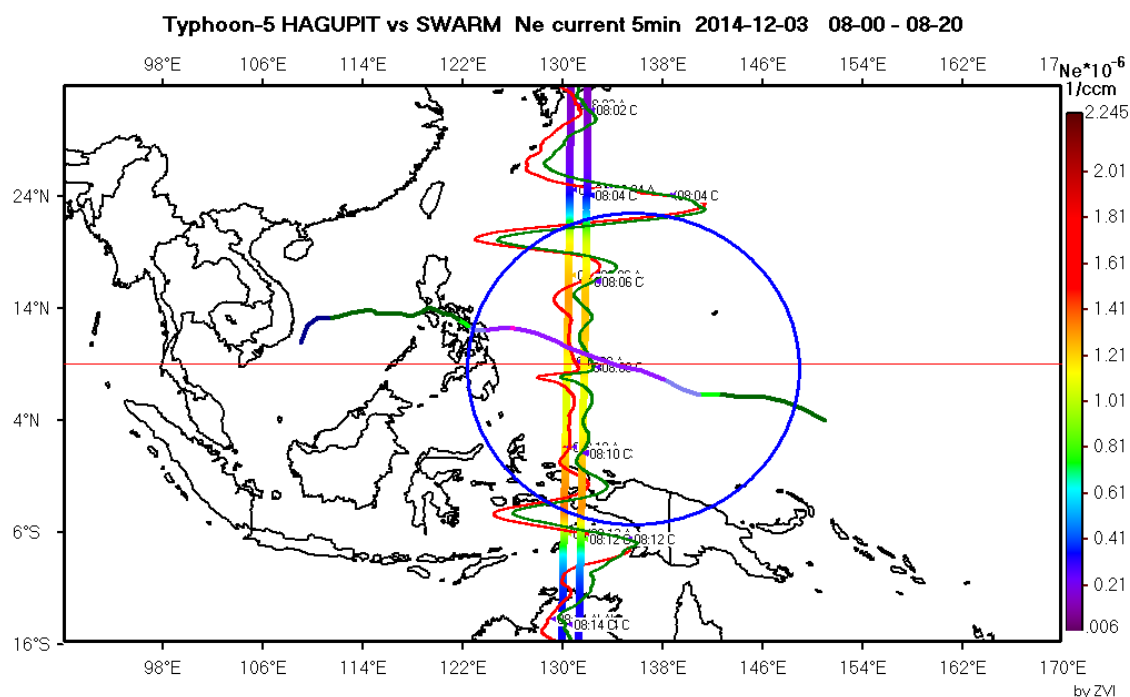


Рис. 1 Пример выделения волноподобных возмущений в ионосфере над ТЦ Hagupit

Мы обработали данные о более 250 пролетах ИСЗ SWARM над областью шторма при силе ТЦ не ниже 3 категории. Размер области, которую охватывают возмущения в ионосфере значительно превосходит область шторма в атмосфере. Всего для наиболее сильных циклонов 5 категории возмущения в ионосфере выделяются почти для 65% случаев пролетов над областью шторма, для циклонов 4 категории возмущения выделены в 50% случаев.

Получено, что в основном волновые проявления ТС имеют акустико-гравитационный характер. Зарегистрированные нами в ряде случаев в полосе частот 10...200 сек колебания электронной концентрации с локализацией и масштабами, характерны для акустических колебаний. Относительная величина возмущения составляет обычно 3-5%, в ряде случаев она достигает 10% в выбранной полосе частот и пропорциональна силе ТЦ. Размеры области проявления волновых возмущений в ионосфере для всех проанализированных ситуаций составляют от 1000 до 1200 км. т.е. меняются на 20%. В тоже время, периоды главных волн зависят от фазы эволюции ТС и меняются почти втрое от 0.3 до 0.8 часа, что совпадает с полученными в теоретических оценках данными.

В то же время, в ряде случаев прецизионные методики с использованием пространственных градиентов поля электронной концентрации [7] выделяют области возмущений электронной концентрации, которые также топологически определяются местоположением ТЦ, но не объясняются волновыми эффектами. Указанные явления могут объясняться полевыми механизмами передачи возмущения, определяемыми возникновением электрических полей в облачной структуре ТЦ. Указанные возмущения могут

проявляться в вариациях магнитного поля [8] или в виде электростатических шумов, часто регистрируемых бортовой аппаратурой современных ИСЗ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 19-05-00941

Литература

4. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. – М: Мир, 1978. – 532 с.
5. Дробязко И. Н. Красильников В. Н. Генерация акустико-гравитационных волн атмосферной турбулентностью // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т. 28, № 11. С. 1357 – 1365.
6. Черногор Л. Ф. Тропический циклон как элемент системы Земля – атмосфера – ионосфера – магнитосфера // Космічна наука і технологія. 2006. Т 12. № 2/3. С. 16-36
1. <https://worldview.earthdata.nasa.gov>
2. <https://ladsweb.modaps.eosdis.nasa.gov/https://ladsweb.modaps.eosdis.nasa.gov>
3. <http://www.nhc.noaa.gov/aboutsshws.php>
4. <https://earth.esa.int/web/guest/swarm/data-access>
5. Zakharov V.I., Pilipenko V.A., Grushin V.A., Khamidullin A.F. Impact of typhoon VongFong 2014 on the ionosphere and geomagnetic field according to SWARM satellite data: 1. Wave disturbances of ionospheric plasma // Solar-Terrestrial Physics. 2019. Vol. 5. Iss. 2. p. 101-108 doi DOI: 10.12737/stp-52201914
6. Martines-Bedenko V. A., Pilipenko V. A., Zakharov V. I., Grushin V.A., Influence of the Vongfong 2014 hurricane on the ionosphere and geomagnetic field as detected by SWARM satellites: 2. Geomagnetic disturbances» // Solar-Terrestrial Physics, 2019, V. 5, no. 4. p. 74–80, DOI - 10.12737/stp-54201910

КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ МИКРОСТРУКТУРЫ ОБРАЗЦОВ ПРИРОДНЫХ КОЛЛЕКТОРОВ УГЛЕВОДОРОДОВ МЕТОДАМИ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИИ

Асп. *Ивонин Д.А.*, рук. лаб. *Гришин П.А.* (Центр по добыче углеводородов, Сколтех), доц. *Грачев Е.А.*

Для решения задачи подбора оптимальной технологии воздействия на коллектор углеводородов с целью их извлечения и оптимизации инженерных решений необходима информация о строении и параметрах поверхности коллектора. Одной из ключевых характеристик природного коллектора углеводородов является его микроструктура. Численное описание параметров, описывающих внутреннюю структуру образцов позволяет как проводить прямые оптимизационные расчеты, так и подбирать представительные образцы для проведения натуральных экспериментов.

Наиболее информативным источником данных считается рентгеновская томография с последующими количественными расчетами [1]. Предлагается рассмотреть применение функционалов Минковского для анализа томографических изображений образцов коллекторов углеводородов. Объектом исследования предлагается выбрать пустотное пространство. Оставшаяся твердая матрица может содержать множество различных фаз, но основной интерес представляет пустотное пространство, так как именно его структура в первую очередь определяет фильтрационные свойства коллектора.

Пусть X — тело, ограниченное гладкой поверхностью δX в евклидовом d -мерном пространстве $E = R^d$. Для описания геометрических и топологических свойств такого тела интегральная геометрия позволяет определить $d + 1$ топологических инвариантов — функционалов Минковского [2], [3]. Нулевой функционал Минковского равен объему тела

$$M_0(X) = V(X)$$

Первый функционал равен площади поверхности данного тела:

$$M_1(X) = \int_{\delta X} dS = S(X)$$

где dS есть элемент поверхности δX . Второй функционал равен интегралу от средней кривизны поверхности тела:

$$M_2(X) = \int_{\delta X} (1/r_1 + 1/r_2) dS = S(X)$$

где r_1 и r_2 — главные радиусы кривизны поверхности dS . Третий функционал равен интегралу от гауссовой (полной) кривизны поверхности тела

$$M_3(X) = \int_{\delta X} (1/r_1 r_2) dS = 2\pi\chi(\delta X) = 4\pi\chi(X)$$

где $\chi(\delta X)$ и $\chi(X)$ — характеристики Эйлера-Пуанкаре для поверхности δX и выпуклого тела X соответственно.

Вопросы вычисления функционалов Минковского для трехмерных структур подробно рассмотрены в работах [4], [5].

В настоящей работе образцы песчаников Бентхаймер и Каслгейт были исследованы методом компьютерной рентгеновской томографии. На полученных в результате исследования трехмерных изображениях было выделено пустотное пространство, после чего образцы были разделены на подобразцы репрезентативного размера. Для каждого из подобразцов были вычислены удельные значения функционалов Минковского (по отношению к объему вычислительной области), после чего были построены диаграммы рассеяния.

Анализ приведенных зависимостей позволяет говорить о том, что исследуемые образцы имеют различную структуру. Пустотное пространство образца песчаника Каслгейт имеет более сложную структуру по сравнению с образцом Бентхаймер: стандартные отклонения распределения функционалов Минковского для образца Каслгейт превышают соответствующие значения для образца Бентхаймер. Чем сложнее и разнообразнее геометрическая форма пустотного пространства, тем больше размер соответствующего ему облака точек на диаграммах рассеяния.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что с помощью функционалов Минковского может быть выполнено количественное описание пустотного пространства как песчаников, так и более сложнопостроенных коллекторов нефти и газа. Аналогичными методами могут быть решены задачи классификации, кластеризации коллекторов нефти и газа, а также задача поиска образов-аналогов в существующей базе данных («Цифровое кернохранилище»).

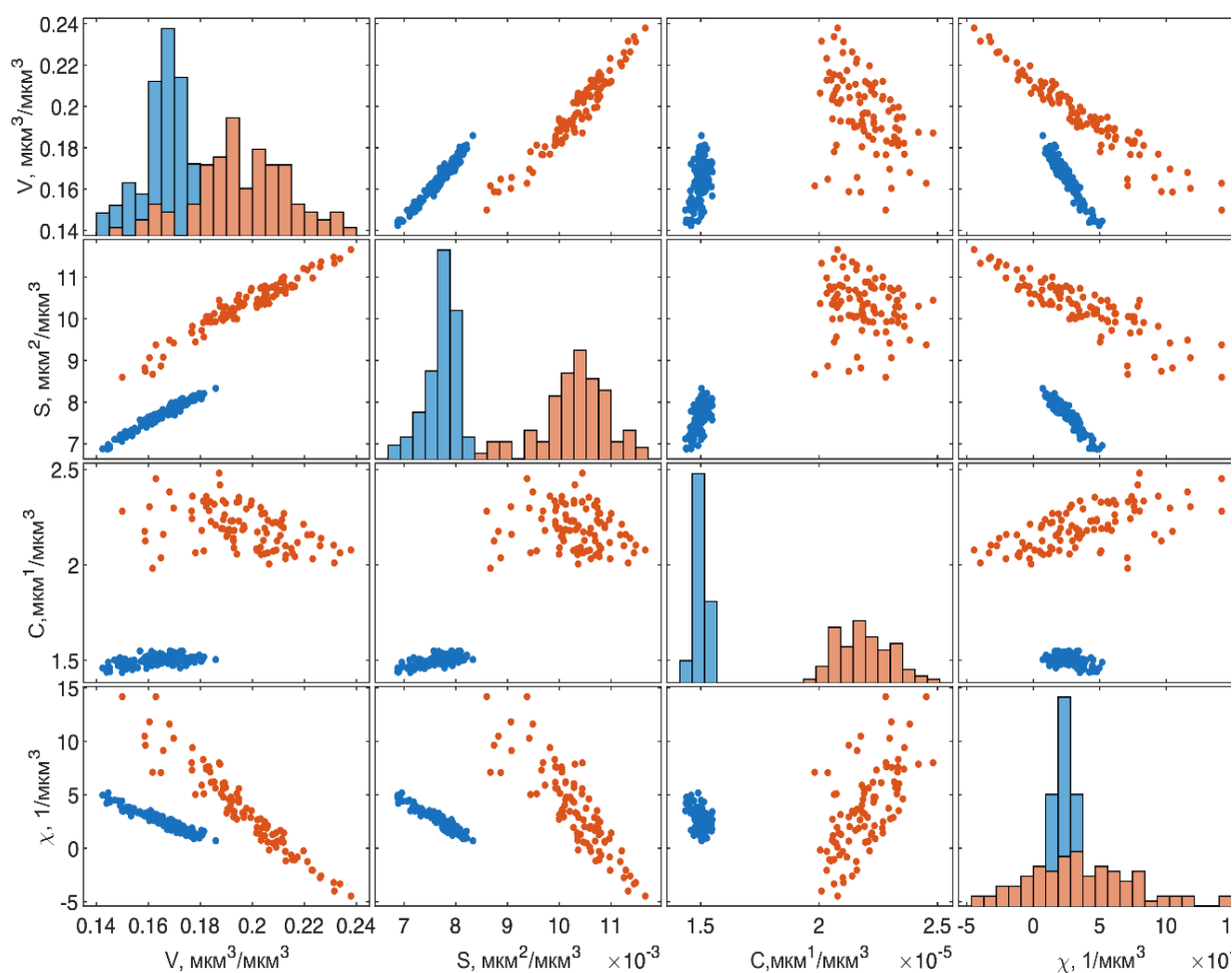


Рис. 1. Диаграммы рассеяния удельных значения функционалов Минковского. Синим цветом обозначены точки, соответствующие подобразцам песчаника Бентхаймер, красным – подобразцам песчаника Каслгейт.

Стоит отметить, что объектом исследования может быть выбрано не только пустотное пространство, но и любые другие фазы, которые исследователь может выбрать в зависимости от особенностей конкретного образца и целей исследования. Таким образом, метод количественного анализа образцов кернов, основанный на применении функционалов Минковского, может быть использован для описания любых трехмерных структур со сложной внутренней геометрией, в том числе коллекторов нетрадиционного типа, например, Ачимовской свиты.

Работа выполнена на базе Лаборатории математического моделирования сложных естественных и инженерных систем МГУ.

Литература

- J. Ohser и K. Schladitz, *3D Images of Materials Structures: Processing and Analysis*. Weinheim, Germany: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2009.
- J. Serra, *Image Analysis and Mathematical Morphology*. Orlando, FL, USA: Academic Press, Inc., 1983.
- H. Hadwiger, «Inhalt, Oberfläche und Isoperimetrie», в *Vorlesungen Über Inhalt, Oberfläche und Isoperimetrie*, H. Hadwiger, Ред. Berlin, Heidelberg: Springer, 1975, сс. 179–198.
- D. Legland, K. Kiêu, и M.-F. Devaux, «Computation of Minkowski measures on 2D and 3D binary images», *Image Anal. Stereol.*, т. 26, вып. 2, с. 83, май 2011, doi: 10.5566/ias.v26.p83-92.
- C. H. Arns и др., «Digital Core Laboratory: Petrophysical Analysis from 3D Imaging of Reservoir Core Fragments», с. 18, 2005.

ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ ОХЛАЖДЕНИЯ ПОДВОДНЫХ БАЗАЛЬТОВ НА ИХ ПАЛЕОМАГНИТНУЮ ИНФОРМАТИВНОСТЬ

М.н.с. Целебровский А. Н., проф. Максимочкин В. И.

Палеомагнитный метод основан на анализе естественной остаточной намагниченности термоостаточной природы. Эта намагниченность несёт в себе информацию о магнитном поле планеты в период формирования породы. Для получения надёжных данных о древнем магнитном поле необходимо исключить факторы, которые могут исказить получаемую информацию [1]. Эти факторы могут иметь как естественную, так и методическую природу. Так, метод Телье-Кое [2], который позволяет определить поле формирования естественной намагниченности, проводится при нормальных условиях давления атмосферы и концентрации кислорода. Однако, формирование породы и её первичной намагниченности может происходить при экстремальных условиях, например, повышенном давлении и

высокой скорости охлаждения для подводных базальтов [3]. В данной работе показаны предварительные результаты влияния скорости охлаждения подводных базальтов на их палеомагнитную информативность.

Исследовался кусок базальта рифтовой зоны Красного моря №70/3 [3]. Носителем его остаточной намагниченности является титаномагнетит с температурой Кюри 320-220 °С. Этот кусок со следами закалки был распилен на 7 слоёв толщиной 1 см параллельно площадке контакта с водой. На образцах из полученных слоёв были измерены естественные магнитных характеристики, проведены термомагнитные исследования.

Установлено, что с увеличением расстояния от зоны контакта с водой растёт удельная восприимчивость с 0.89 до 6.23 СИ/кг, параметр Кёнигсбергера уменьшается с 257 до 67, также меняется наклонение с 62 до 75 относительно плоскости контакта с водой. Показано, что температура Кюри с удалением от зоны закалки падает с 320 до 217 °С на расстоянии 4-5 см, и для более глубоких слоёв меняется не значительно. Для образцов отобранных ближе к корке характерно уменьшение температуры Кюри после нагрева в аргоне и увеличение магнитной восприимчивости. Сканирующая электронная микроскопия и элементный анализ проведённый для корки и слоя 6-7 см показали, что размер кристаллов титаномагнетита увеличивается с 0.2 до 6 мкм, а концентрация ульвошпинели меняется от 25 до 60%.

Полученные результаты свидетельствуют об изменении фазового состояния титаномагнетита и наличии сильных внутренних напряжений в слоях близких к зоне закалки, что может существенно исказить результаты определения величины древнего магнитного поля по естественной намагниченности подводных базальтов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 20-05-00573.

Литература

1. Максимочкин В. И., Целебровский А. Н. Влияние химической намагниченности океанических базальтов на определение палеоинтенсивности геомагнитного поля методом Телье // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. — 2015. — № 6. — С. 136–143.
2. Coe R.S., Grommé S., Mankinen E.A. Geomagnetic paleointensities from radiocarbon-dated lava flows on Hawaii and the question of the Pacific nondipole low // J. Geophys. Res. 1978. V. 83. No B4. P. 1740–1756.
3. Шрейдер А.А., Трухин В.И., Сычев В.А. и др. Детальные геомагнитные исследования рифтовой зоны на юге Красного моря // Океанология. 1982. вып.3. Т.ХХИ. С. 439–445.

РЕТРОСПЕКТИВНЫЙ АНАЛИЗ ЦУНАМИОПАСНОСТИ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ С ПРИМЕНЕНИЕМ СИСТЕМЫ "TSUNAMI OBSERVER"

М.н.с. Колесов С.В., проф. Носов М.А., вед. инж. Большакова А.В.,
спец. по учебно-методич. работе Нурисламова Г.Н., физик Семенов К.А., асп. Карпов В.А.

«Tsunami observer» – автоматическая система оценки цунамиопасности землетрясения. В режиме реального времени система отслеживает происходящие сейсмические события и по данным о механизме очага землетрясения производит оценку интенсивности возможного цунами по шкале Соловьева-Имамуры и проводит численное моделирование распространения волн цунами. В данной работе обсуждается проводилось моделирование и анализ уже произошедших цунами-событий, по которым имеются данные натурных наблюдений. Из каталога Global CMT были выбраны около 200 цунамигенных землетрясений за период с 1976 г по н.в., для которых одновременно имелись данные о высотах заплеска и механизмах очагов. Кроме того, в научных публикациях была найдена информация о механизмах очагов еще 22 цунамигенных землетрясений. Для проведения ретроспективного анализа из этого перечня был отобран ряд событий, включая такие мощные сейсмические события как землетрясение 01.04.1946 (о. Унимак, Алеутские о-ва), землетрясение 04.11.1952 (Камчатка), землетрясение 22.05.1960 (Чили), землетрясение 28.03.1964 (Аляска). С помощью системы «Tsunami observer» проведены оценки цунаимоопасности землетрясений, выполнено сопоставление амплитуд смоделированных цунами с данными натурных наблюдений. Система «Tsunami observer» дала адекватные оценки проанализированным событиям практически во всех случаях за редкими исключениями. Анализируются причины расхождения натурных данных и теоретических оценок.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект 20-07-01098.

Подсекция:
**ГАЗОДИНАМИКА, ТЕРМОДИНАМИКА
И УДАРНЫЕ ВОЛНЫ**

Сопредседатели
профессор Н.Н. Сысоев, профессор И.А. Знаменская,
профессор В.М. Шибков

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУЕЙ ЗАТУПЛЕННОГО ТЕЛА С ЭНЕРГОВОДОВОДОМ	209
Проф. Знаменской И.А., проф. Луцкого А.Е., доц. Черникова В.А.	209
ПРОБЛЕМА ФОРМУЛИРОВКИ УСЛОВИЙ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА «ЖИДКОСТЬ–ГАЗ» В ГИДРОДИНАМИКЕ.....	212
Проф. Уваров А.В., инженер Пуштаев А.В., ст.н.с. Винниченко Н.А., ассистент Плаксина Ю.Ю.....	212
АНАЛИЗ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ТЕЧЕНИЙ ЖИДКОСТИ НА ОСНОВЕ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ТЕРМОГРАФИИ.....	214
Асп. Шагиянова А.М., ст. преп. Коротеева Е.Ю., проф. Знаменская И.А., проф. Сысоев Н.Н.....	214

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУЕЙ ЗАТУПЛЕННОГО ТЕЛА С ЭНЕРГОВОДОВОДОМ

Проф. Знаменской И.А., проф. Луцкого А.Е., доц. Черникова В.А.

Возможность управления внешним и внутренним течением с помощью подвода энергии в сверхзвуковой поток на основе локализованных плазменных образований рассматривалась численно и экспериментально в ряде работ. Одной из важных задач гиперзвуковой аэродинамики является быстрое воспламенение сверхзвукового потока воздушно-топливной смеси в камере сгорания прямоточного двигателя с минимальными энергетическими затратами. В связи с этим, для инициации воспламенения исследуются различные типы плазменных источников [1]. Одним из приемлемых источников является магнитоплазменный компрессор (МПК) эрозионного типа, создающий высокоскоростную и высокотемпературную струю плотной плазмы. Целью данного исследования является анализ возможности использования локализованных в потоке плазмOIDных образований для изменения структуры и параметров сверхзвукового течения с ударной волной.

Сверхзвуковое сопло Лаваля и генератор плазмы (МПК) размещались внутри камеры низкого давления на одной оси, проходящей как по центру сопла, так и по центру генератора, при этом общая ось системы сопло – генератор находилась по центру светового поля теневой установки и была перпендикулярна направлению световых лучей. Головная ударная волна фиксировалась на передней кромке магнитоплазменного компрессора в набегающем из сверхзвукового сопла потоке.

Характерные параметры плазменного образования: интегральная по времени температура плазмы ~ 1.2 эВ, средняя плотность электронов $(10^{15} - 10^{16})$ см⁻³.

Измеренное по осциллограммам (рис. 1) время нарастания тока разряда — около 5 μ s. Такой быстрый ввод энергии в газ, реализуемый в плазменном образовании, приводит к образованию взрывных волн, движущихся из зоны инициирования разряда со сверхзвуковыми скоростями и существенно влияющими на поток. Анализ осциллограмм тока показал, что после 100 мкс ток разряда затухает. Послесвечение плазмы после окончания протекания тока разряда продолжало регистрироваться камерой вплоть до 140–180 мкс. Изменялись значения скорости потока, истекающего из сопла; напряжения и тока.

Визуализация процесса позволила измерить пространственно - временные характеристики быстропротекающего процесса, связанного с динамикой плазменного образования и разрывов. Проведена покадровая теневая высокоскоростная съемка процесса взаимодействия плазмOIDных образований и возникающего при их генерации течения с областью

сверхзвукового потока с головной ударной волной в течение 150 – 200 мкс после инициирования плазмоида.

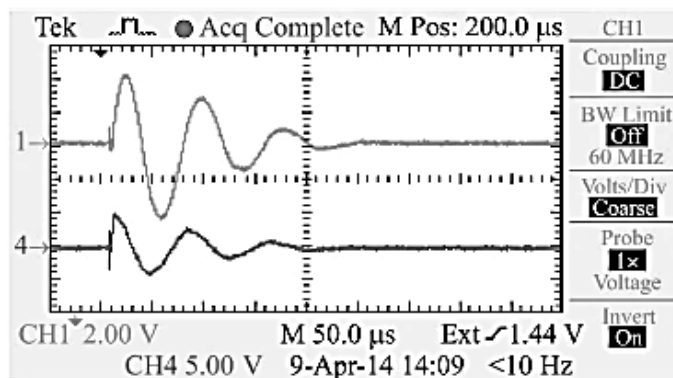


Рис. 1. Осциллограмма тока МПК.

Анализ полученных данных в исследованном диапазоне параметров (тока, напряжения, давления, скорости набегающего потока) – показал: после генерации квазистационарного шаровидного плазменного образования на оси симметрии сверхзвукового струйного течения с головной ударной волной перед затупленным конусом на время протекания тока разряда меняется режим и конфигурация сверхзвукового обтекания модели [2]. В области инициирования разряда возникают взрывные волны от плазмоида, их динамика определяет нестационарную стадию процесса – рис.2.

Перед обтекаемым телом перестраивается ударный слой, значение отхода головной волны на оси симметрии существенно увеличивается (на величину порядка диаметра плазмодного образования). Зафиксированные пульсации размеров и интенсивности свечения плазменного образования а также слабые возмущения, генерируемые из зоны плазмоида, коррелируют с зарегистрированными пульсациями тока разряда. Показано, что после окончания тока разряда - через 160-200 мкс исходный картина обтекания и величина ударного слоя восстанавливается.

Перед обтекаемым телом перестраивается ударный слой, значение отхода головной волны на оси симметрии существенно увеличивается (на величину порядка диаметра плазмодного образования). Зафиксированные пульсации размеров и интенсивности свечения плазменного образования, а также слабые возмущения, генерируемые из зоны плазмоида, коррелируют с зарегистрированными пульсациями тока разряда. Показано, что после окончания тока разряда – через 160 – 200 мкс исходная картина обтекания и величина ударного слоя восстанавливается.

Проведено численное моделирование нестационарного осесимметричного газодинамического процесса на основе уравнений Навье – Стокса с энергоподводом [3]. Определены расчетные поля параметров сверхзвукового газодинамического течения при условиях эксперимента, оценены

энергетические характеристики плазменного высокоэнергетического воздействия на поток.

Проведено сравнение расчетов и экспериментальных анимаций высокоскоростного нестационарного процесса взаимодействия плазмоида с областью головной ударной волны (Рис.3).

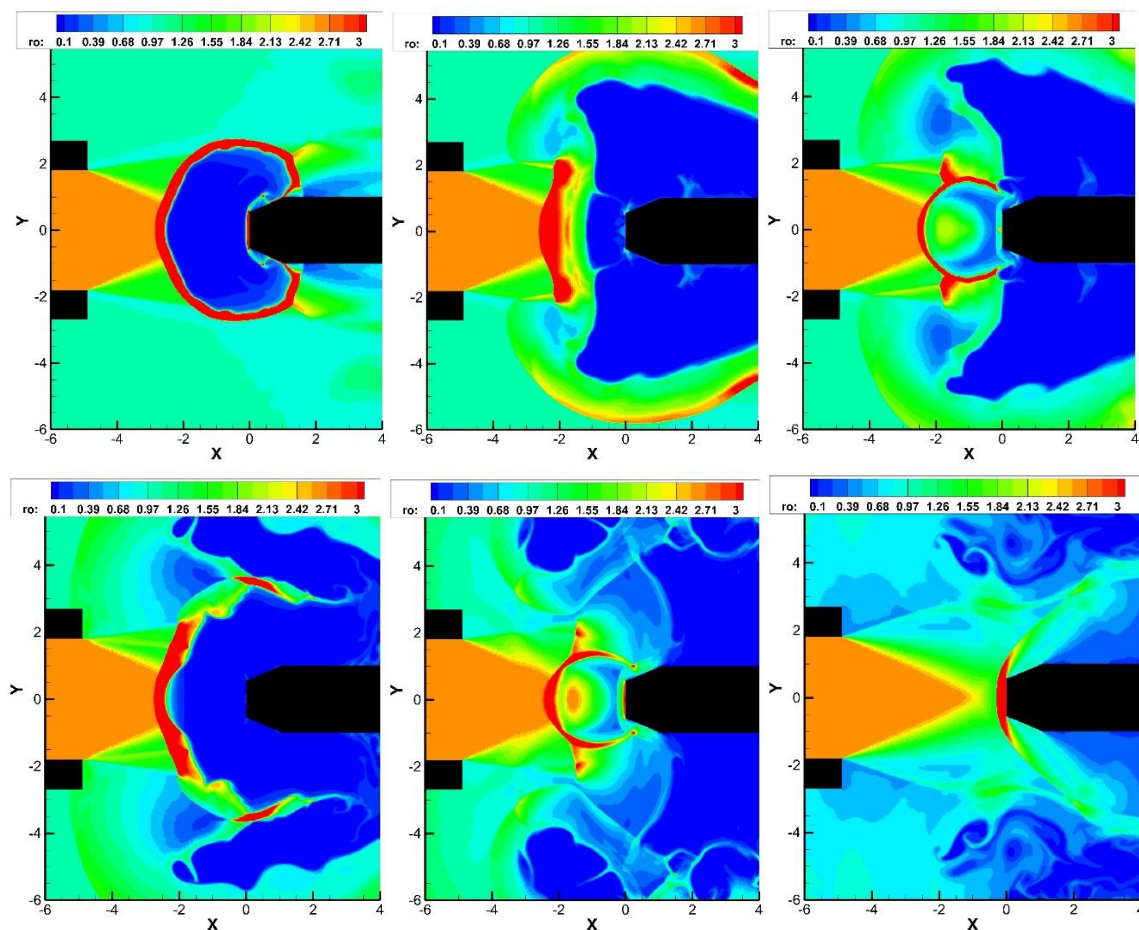


Рис. 2 Распределение давления в моменты времени 20, 60, 80, 107, 152, 316 микросекунд после инициирования плазмоида в сверхзвуковом потоке.

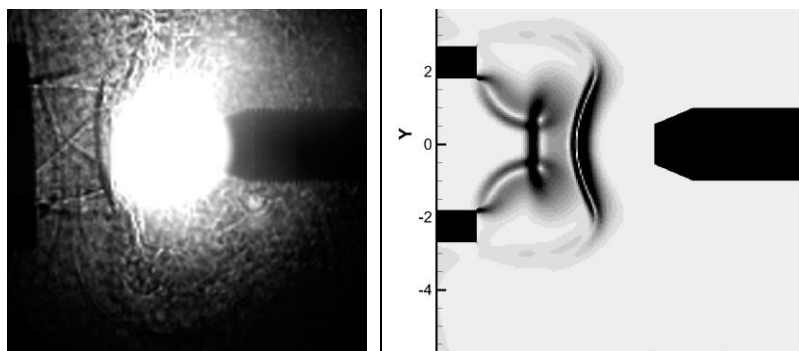


Рис. 3. Теневое и расчетное изображения поля течения через 80 микросекунд после инициирования плазмоида в сверхзвуковом потоке.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФ № 18-19-00672.

Литература

1. Bychkov V. L., Deshko R. I., Chernikov V. A. Stimulated ignition and quenching of the cathode spot in a low-power discharge with plasma injection. *Plasma Physics Reports*. — 2019. — Vol. 45, no. 10. — P. 973–979.
2. И. А. Знаменская, Д. С. Наумов, Н. Н. Сысоев, В. А. Черников. Развитие газодинамических возмущений из зоны распределенного поверхностного скользящего разряда. // *ЖТФ*. 2019. — Т. 89, № 6. — С. 856–860.
3. И. Ю. Кудряшов, А. Е. Луцкий, Я. В. Ханхасаева, “Численное исследование влияния вложения энергии в поток на течение в донной области”, *Матем. моделирование*, 27:9 (2015), 33–48; *Math. Models Comput. Simul.*, 8:2 (2016), 207–218.

ПРОБЛЕМА ФОРМУЛИРОВКИ УСЛОВИЙ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА «ЖИДКОСТЬ–ГАЗ» В ГИДРОДИНАМИКЕ

Проф. Уваров А.В., инженер Пуштаев А.В., ст.н.с. Винниченко Н.А.,
ассистент Плаксина Ю.Ю.

Существуют значительные расхождения в подходах к постановке граничных условий между широким кругом специалистов – механиков, занимающихся практическими расчетами и существенно более узким кругом исследователей, которые занимаются анализом физико-химических процессов на границе раздела сред с учетом наличия примесей даже в очень незначительных концентрациях.

Традиционный подход состоит в использовании условий проскальзывания, а при необходимости учета термокапиллярных эффектов – условий Пирсона, связывающих градиенты скорости с изменением коэффициента поверхностного натяжения (КПН). Только при наличии достаточно прочных (конденсированных) пленок ставится вопрос о реологических уравнениях на поверхности. Вопрос об уточнении граничных условий периодически ставится (достаточно указать часто цитируемый сборник [1]), но «модернизированные» граничные условия, которые могут быть использованы в практических расчетах, на сегодняшний день отсутствуют. Такая ситуация понятна, потому что учет, например, термоконцентрационного эффекта требует уже анализа кинетики взаимодействия «объем-адсорбционный слой» (см, например, [2]) и расчета поверхностных концентраций примесей, которые существенно отличаются от объемных.

В то же время, постепенный переход от инженерных формул к точному моделированию ставит проблему формулировки таких условий. Развитие

экспериментальных и теоретических методов анализа поверхности (термография высокого разрешения, новые виды спектроскопии поверхности, теории мягкой материи, «двумерной среды») позволяют сделать необходимые шаги по сближению подходов, используемых механиками, химиками и физиками.

Теория двумерного газа в настоящее время является классическим способом описания состояния примеси на поверхности жидкости. Исследование изотерм в координатах «поверхностное давление-удельная площадь» осуществляется либо с помощью весов Ленгмюра, либо с помощью модификации метода пластинок Вильгельми [3]. Эти изотермы имеют два горизонтальных участка. Первый участок, соответствующий удельным площадям на молекулу порядка 20 кв.А соответствует фазовому переходу «конденсированная пленка – растянутая пленка» (LC/LE). Исследование второй области от 45 кв.А и до тысяч кв.А существенно затруднено очень малой величиной поверхностного давления (порядка 0.1 мН/м) и требует решения проблем точности измерений. Этот участок изотермы соответствует фазовому переходу «растянутая пленка – двумерный газ» (LE/G). В то же время, величина поверхностного давления 0.1 мН/м, очень малая по сравнению с КПН, при пересчете на объемные давления (исходя из толщины слоя порядка 10 ангстрем) дает значения порядка нескольких атмосфер [3].

Влияние конденсированных пленок на гидродинамические течения достаточно хорошо изучено и часто обсуждается в научной и научно-популярной литературе [2]. В то же время, концентрация примесей в дистиллированной воде оказывается достаточной для создания двухфазной пленки LE/G и блокировки массообмена «поверхность-объем». Образующаяся при этом пленка по своим свойствам существенно отличается от конденсированной – она не блокирует касательные сдвиги, часто рвется (но тут же восстанавливается), практически не препятствует испарению с поверхности, но блокирует массообмен и полностью меняет гидродинамические условия [4].

Таким образом, для исследования свойств таких пленок необходимо перейти к исследованию влияния контролируемых примесей, используя деионизированную воду с добавлением в нее известного количества нерастворимой примеси (в работе используется миристиновая кислота). Предложен новый метод исследования поверхностных давлений в таких пленках, основанный на использовании термографии высокого разрешения. В работе исследуется разность температур пленки и свободной поверхности и из этой разности температур восстанавливается величина поверхностного давления. При изменении температуры поверхности испаряющейся жидкости меняется как площадь пленки, так и разность температур между пленкой и свободной поверхностью. Эти

данные позволяют определить параметры двумерного газа Ван-дер-Ваальса и определить энергию связи. Эта энергия связи, как и в «трехмерном» уравнении Ван-дер-Ваальса, приводит к дополнительным взаимодействиям между молекулами примеси, помимо обычного отталкивания в «газовом» приближении. Таким образом, помимо КПН, возникает еще одна характеристика поверхности. В то же время, граничные условия существенно усложняются, потому что прочность пленки LE/G не очень велика и гидродинамические воздействия на поверхность, такие как выходящие на поверхность конвективные и гидродинамические струи, обдув поверхности (ветер, если говорить о геофизических приложениях) приводят к разрыву пленки и возникновению свободной поверхности со стандартными условиями, хорошо известными в гидродинамике.

Рассматриваются изменения в стандартных гидродинамических условиях и возможности их упрощения в различных приближениях.

Литература

1. Гидродинамика межфазных поверхностей. Сб. статей, М.: Мир, 1984, 210 с.
2. D. Langevin// Annu. Rev. Fluid Mech. 2014, 46, p.47
3. А. Адамсон А. Физическая химия поверхностей, М.Мир, 1979, 568с.
4. Ю. Ю. Плаксина, А. В. Пуштаев, Н. А. Винниченко, А. В. Уваров // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. 2018. № 5. С. 56

АНАЛИЗ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ТЕЧЕНИЙ ЖИДКОСТИ НА ОСНОВЕ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ТЕРМОГРАФИИ

Асп. *Шагиянова А.М.*, ст. преп. *Коротеева Е.Ю.*,
проф. *Знаменская И.А.*, проф. *Сысоев Н.Н.*

В турбулентном пограничном слое неизотермического течения жидкости тепловые пульсации существенно воздействуют на обтекаемые поверхности, что может привести возникновению термической усталости материалов. Проблема прогнозирования такого воздействия при численном моделировании заключается в отсутствии достоверных экспериментальных данных для верификации расчетов – по температурным, энергетическим, пульсационным характеристикам пограничного слоя жидкости. Это связано с отсутствием надежных экспериментальных методов диагностики характеристик тепловых полей для быстропротекающих процессов: методики должны давать возможность визуализировать как течение в объеме, так и в пограничном слое жидкости и непосредственно на стенках.

При теплообмене неизотермического потока с твердой поверхностью решающую роль играет непосредственно пристеночная область течения, визуализация которой позволяет контролировать механизмы теплопередачи и исследовать пограничный слой жидкости. Сложность регистрации заключается, с одной стороны, в необходимости измерения многомасштабных турбулентных структур, требующих бесконтактных измерений с высоким пространственным и временным разрешением. С другой стороны, пограничный турбулентный слой вблизи стенки является областью высоких градиентов скорости, которая практически не разрешается методами на основе засева частицами. Таким образом, применимость традиционных методов, основанных на цифровом трассировании, лазерной анемометрии, теневой визуализации и пр., весьма ограничены для исследований затопленных турбулентных течений в пограничном слое жидкости.

В связи с появлением нового класса тепловизионных приборов с временным разрешением до тысяч кадров в секунду стал возможным количественный анализ быстропротекающих тепловых процессов с визуализацией поля течения [1]. К основным преимуществам термографического подхода следует отнести бесконтактность, низкую инерционность, высокую чувствительность и возможность получения двумерного изображения для последующей цифровой обработки. В данной работе представлен новый метод анализа неизотермических течений пограничного слоя жидкости через стенку резервуара, прозрачную для инфракрасного (ИК) излучения, который позволяет выполнить принципиально новые измерения с использованием тепловизионной камеры.

Целью настоящей работы является апробация и отработка методов высокоскоростной ИК-термографии для количественных исследований приповерхностных (в том числе высокоскоростных) течений жидкости. В частности, рассмотрены три вида течений воды (рис. 1):

- 1) модельное течение «затопленная импактная струя»;
- 2) взаимодействие двух пересекающихся струй в дискообразном тройниковом устройстве;
- 3) высокоскоростная незатопленная струя.

В основе предложенного экспериментального метода лежит свойство воды поглощать ИК излучение на субмиллиметровом масштабе. Для визуализации не требуется использования засеивающих частиц или красителя, которые могут вносить возмущения в структуру турбулентных течений вблизи стенки. ИК излучение в рабочем диапазоне тепловизионной камеры (3.7 – 4.8 мкм) проходит через ИК-прозрачное окно и поглощается в тонком слое воды.

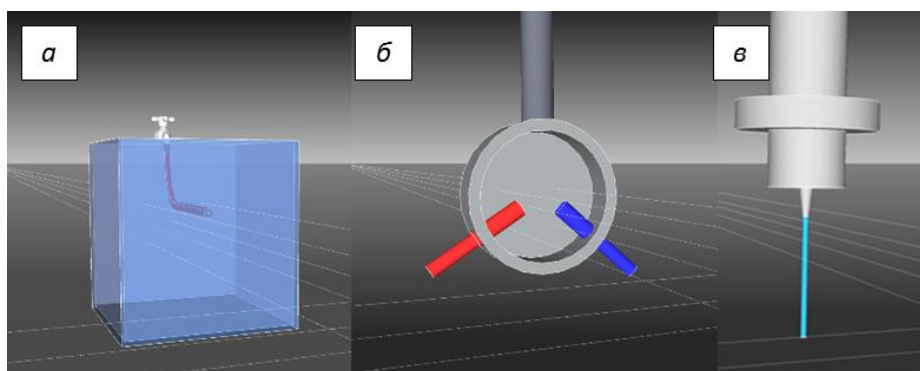


Рис. 1. Схема экспериментальных установок струйных течений воды, рассмотренных в данной работе: а) импактная затопленная струя; б) взаимодействие двух пересекающихся струй; в) высокоскоростная незатопленная струя.

Метод ИК-термографии быстропротекающих процессов применим для определенного класса течений. Поток должен быть неизотермическим, а само течение – динамическим или турбулентным. Вихри в турбулентном неизотермическом потоке образуют «кластеры» одинаковой температуры. Пульсации теплового поля обусловлены гидродинамикой течения, что приводит к корреляции пульсаций температуры и скорости [2]. Для определения области применимости метода и оценки эффективной толщины зоны визуализации в предложенном методе проведены два типа экспериментов, основанных на динамическом и статическом подходе. В результате экспериментов получено, что в диапазоне разности температур 5–70 °С толщина слоя воды, пропускающего ИК излучение (3.7 – 4.8 мкм) меняется от 0.12 до 0.27 мм. Для представленных в работе течений можно считать, что регистрируемые температурные пульсации излучаются слоем воды толщиной до 0.2 мм.

Визуализация пристеночных температурных пульсаций, образующейся при взаимодействии импактной затопленной струи (диаметром $D = 1\text{--}4$ мм) с твердой стенкой, позволяет верифицировать предложенный метод на основе известных данных в литературе о структуре данного модельного течения. На рис. 2 представлена типичная временная зависимость пульсаций температуры на разных расстояния от точки торможения потока. В работе получено, что в диапазоне чисел Рейнольдса струи 3000–35000 амплитуда тепловых пульсаций минимальна в области торможения потока и достигает максимума в переходной области $R/D = 2.2\text{--}3.6$, при этом радиус среднеквадратичной величины температурных флуктуаций возрастает с увеличением относительного расстояния от сопла до стенки. Схожая динамика наблюдается в работах других авторов [4].

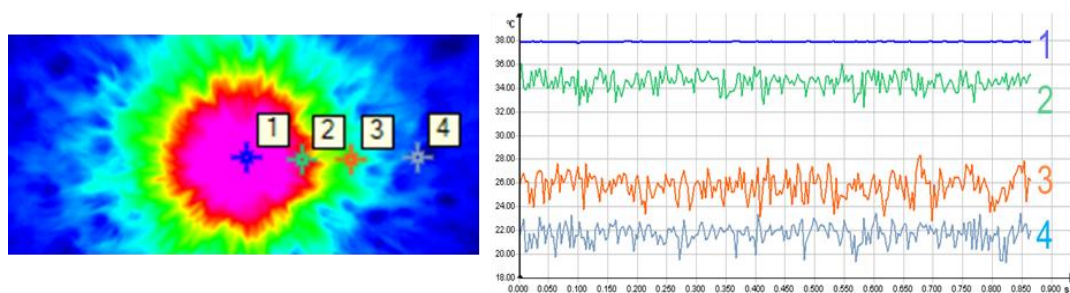


Рис. 2. Пример мгновенной термограммы и временной развертки температуры на четырех разных расстояниях (R) от точки торможения.

Проведен анализ энергетических спектров турбулентных пульсаций пограничного слоя воды в интервале частот до 150 Гц. По форме спектров и сравнению их с известными моделями турбулентности можно говорить об особенностях областей течения и ламинарно-турбулентном переходе. Показано, что турбулентные свойства пограничного слоя зависят от расстояния по потоку от точки торможения и коррелируют с характерными зонами течения в погранслое. Обычно вблизи точки торможения потока ($R/D < 2$) спектр мощности тепловых пульсаций практически не зависит от частоты (1 на рис. 3). Изменение характера спектрального закона можно объяснить окончанием ламинарной области и переходом к турбулентным пульсациям. Далее в области 3–6 относительных диаметров от места соударения становится возможным выделить участок, сопоставимый классическому степенному закону Колмогорова « $-5/3$ » (2 на рис. 3) и соответствующий появлению инерционного интервала [3]. Далее по потоку наклон спектров увеличивается, а показатель степени, в основном, находится в интервале от 1.8 до -3.5 (3 на рис.3).

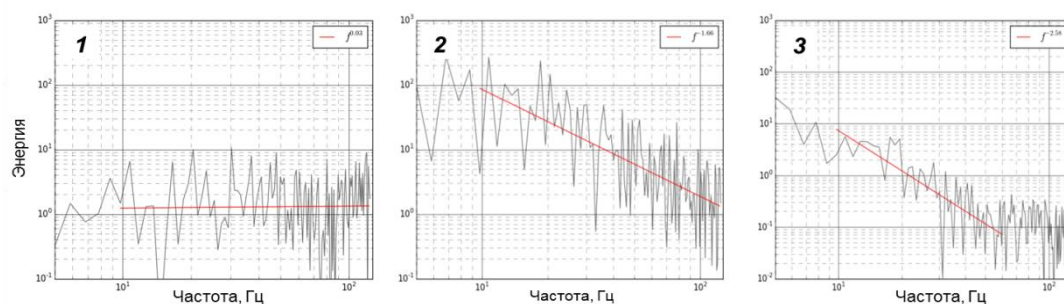


Рис. 3. Типичные спектры тепловых пульсаций в трех выбранных точках потока, соответствующие рис. 2: 1 - $R/D = 0$; 2 - $R/D \sim 4$; 3 - $R/D \sim 8$.

Подобный спектральный анализ проведен и для другого изотермического течения – взаимодействие двух неизотермических струй под углом в дискообразном тройниковом устройстве. Обнаружено, что в зоне интенсивного взаимодействия струй на расстоянии 0.5 – 2.0 см от уровня сопел

на спектральных кривых можно выделить два степенных интервала с характерными наклонами спектра (рис. 4). Как видно из графика, на низкочастотном участке спектра в диапазоне от 2 до 9 Гц отмечено формирование наклона, близкого к $-5/3$. Далее следует второй участок с наклоном, близким к -3 (от 9 до 22 Гц). При удалении от центрально-осевой области к периферии тройника перегиб на спектральных кривых исчезает.

В работе экспериментальный метод тепловизионной визуализации приповерхностных течений был также применен для исследования нестационарного процесса истечения незатопленной высокоскоростной гидроструи из сопла диаметром 0.4 мм со скоростью до 270 м/с. Впервые зарегистрированы динамические тепловые поля - пусковые процессы и динамика высокоскоростного потока. Обнаружено, что при запуске струи происходит однократное колебание температуры с амплитудой порядка 2-3 °С в интервале времени 0.1 секунды от начала включения. Затем наблюдается выход на стационарный режим. Экспозиция съемки позволяет регистрировать интегрально движущуюся от сопла ограниченную область струи при стартовом процессе. По изменению величины регистрируемого излучения вдоль струи можно связать с изменением толщины воздушно-водной оболочки вблизи поверхности струи.

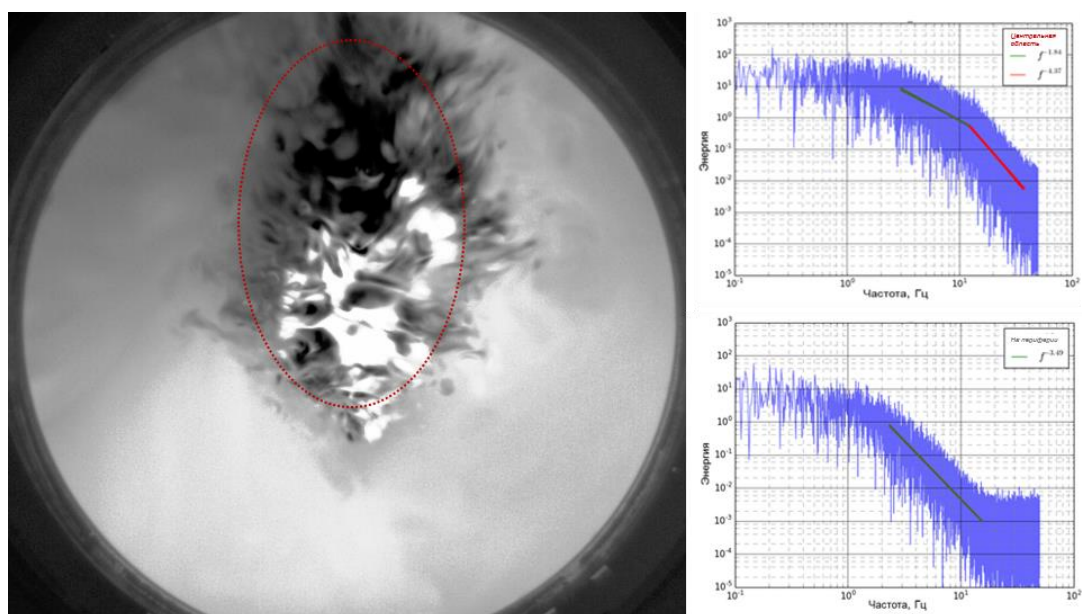


Рис. 4. Пример термограммы взаимодействия двух затопленных струй одинакового напора, с температурами 12 и 52 °С (слева) и характерные спектры приповерхностных температурных пульсаций: на периферии и в центрально-осевой области (справа).

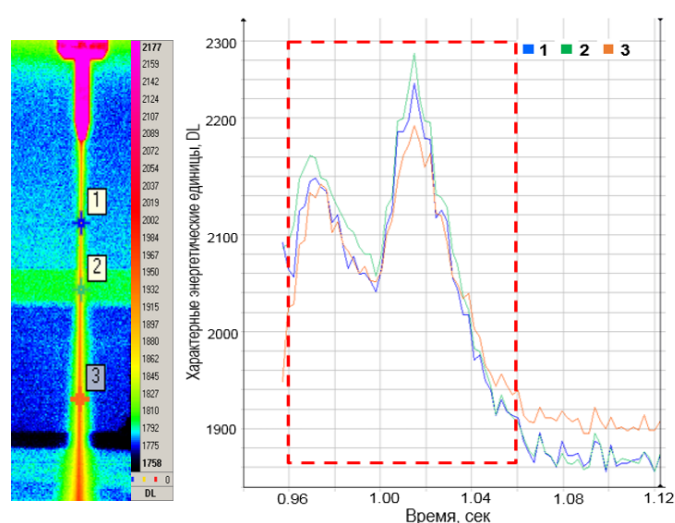


Рис. 5. Пример термограммы высокоскоростной незатопленной струи с указанием опорных точек и временной разверткой запуска после включения.

Таким образом, в данной работе предложен новый метод исследования нестационарных приповерхностных течений жидкости, основанный на высокоскоростной ИК термографии. Метод апробирован и отработан на трех типах струйных течений жидкости, для которых получены новые данные по структуре течений в пограничном слое толщиной порядка 0.2 мм.

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант № 19-79-00162).

Литература

1. Astarita T. and Carlomagno G.M., *Infrared Thermography for Thermo-Fluid-Dynamics*, Springer Berlin Heidelberg (2013).
2. Nebuchinov A.S., Lozhkin Y.A., Bilsky A.V. Combination of PIV and PLIF methods to study convective heat transfer in an impinging jet, *Experimental Thermal and Fluid Science* 80 (2017) P. 139–146.
3. Фрик П.Г. Турбулентность: подходы и модели, Москва – Ижевск: Институт компьютерных исследований (2003) 292 с.
4. Frosell T., Frippa M., Gutmark E. Dynamics of the impingement region of a circular turbulent jet, *Experimental Thermal and Fluid Science* 91 (2018) P. 399–409.

Подсекция:

АТОМНАЯ, ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ФИЗИКА КОСМОСА

Сопредседатели
профессор С.И. Свертилов, доцент Е.В. Широков

РОЛЬ НЕЙТРОННЫХ ОБОЛОЧЕК В ФОРМИРОВАНИИ ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ В АТОМНЫХ ЯДРАХ	221
Проф. Гончарова Н.Г.	221
АЛЬТЕРНАТИВНАЯ ОЦЕНКА ВЕЛИЧИНЫ ИЗОСПИНОВОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА АТОМНЫХ ЯДЕР	224
Проф. Капитонов И.М.	224
ХИМИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ ПРИ ИСКРОВОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ РАЗРЯДЕ В СРЕДЕ ВОЗДУХА, АЗОТА И КИСЛОРОДА	227
В.н.с. Пискарев И.М., доц. Аристова Н.А., Иванова И.П.	227
БАРИОННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И СТРУКТУРА ЛЕГКИХ Λ -ГИПЕРЯДЕР ВБЛИЗИ ЛИНИЙ НУКЛОННОЙ СТАБИЛЬНОСТИ	230
Асп. Сидоров С.В., доц. Ланской Д.Е., ст.науч.сотр. Третьякова Т.Ю.	230
ПРОТОН-НЕЙТРОННЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ И ОЦЕНКА ЭНЕРГИЙ СВЯЗИ ЭКЗОТИЧЕСКИХ ЯДЕР... ..	231
Студент Симонов М.В., асп. Владимирова Е.В., проф. Ииханов Б.С., ст. н. с. Третьякова Т.Ю.	231
ЭВОЛЮЦИЯ АТОМА КРИПТОНА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИМПУЛЬСА РЕНТГЕНОВСКОГО ЛАЗЕРА НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ	234
Асп. Киселев М.Д., ст.н.с. Грызлова Е.В., в.н.с. Грум-Гржимайло А.Н.	234
УСТРОЙСТВ ДЛЯ ПРИЕМА И ОБРАБОТКИ СИГНАЛА НА ОСНОВЕ МАКРОСКОПИЧЕСКИХ КВАНТОВЫХ ЭФФЕКТОВ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ: ТЕКУЩЕЕ ПОЛОЖЕНИЕ ДЕЛ И ПЕРСПЕКТИВЫ.....	238
Доц. Кленов Н.В., н.с. Бакурский С.В., в.н.с. Соловьев И.И.	238
АНАЛИЗ СОБЫТИЙ С РОЖДЕНИЕМ W , Z БОЗОНОВ И ТОП КВАРКОВ В СОУДАРЕНИЯХ ПРОТОНОВ В ОТКРЫТЫХ ДАННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТА ATLAS	245
Студ. Артемьева Н.М., студ. Короткова А.А., студ. Рогатнев С.С., проф. Смирнова Л.Н.	245
УПРАВЛЕНИЕ УГЛОВЫМИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯМИ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ В БИХРОМАТИЧЕСКОЙ ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ В ОБЛАСТЬ СТРУКТУРИРОВАННОГО НЕПРЕРЫВНОГО СПЕКТРА	247
Ст. науч. сотр. Грызлова Е.В., асп. Попова М.М., асп. Киселев М.Д., вед. науч. сотр. Грум-Гржимайло А.Н.	247

РОЛЬ НЕЙТРОННЫХ ОБОЛОЧЕК В ФОРМИРОВАНИИ
ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ В АТОМНЫХ ЯДРАХ

Проф. Гончарова Н.Г.

Важная роль поверхности ядра в формировании его свойств была показана на заре физики ядра при создании капельной модели [1].

В работах О.Бора и сотрудников была показана связь коэффициента поверхностного натяжения атомных ядер с их жесткостью [2,3], т.е. с характеристикой, определяющей коллективные колебания ядер. Коллективные квадрупольные колебания поверхности четно-четных ядер являются главной модой возбуждения этих ядер при низких энергиях. Коллективные квадрупольные колебания ядер ответственны за формирование низших возбужденных состояний четно-четных ядер, причем потенциальная энергия коллективных колебаний таких ядер является функцией жесткости ядра.

Жесткость C четно-четного ядра относительно квадрупольных колебаний связана с величиной коэффициента поверхностного натяжения ядра [2,3] :

$$C = 4R^2\sigma - \frac{3Z^2e^2}{10\pi R} \quad (1)$$

В теории коллективных колебаний показана связь жесткости C с энергией низшего 2^+ уровня четно-четного ядра и его среднеквадратичной деформацией β :

$$C = \frac{5E(2^+)}{2\beta^2} \quad (2)$$

В обзоре [4] приведены результаты серии экспериментальных и теоретических работ, целью которых было определение среднеквадратичной деформации ядер в основных состояниях. (Оценка β возможна благодаря связи вероятности переходов $2^+ \rightarrow 0^+$ с этой величиной.) Проведенный расчет жесткостей четно-четных ядер показал высокую степень зависимости величин C от оболочечной структуры ядра [5].

Эта связь позволяет произвести оценку коэффициентов поверхностного натяжения четно-четных ядер [6]. Сравнение полученных величин с оболочечной структурой исследуемых четно-четных ядер показало доминирующее воздействие заполненности нейтронных оболочек на поверхностное натяжение ядра. Примером этой зависимости является распределение коэффициентов поверхностного натяжения σ в четных изотопах кальция.

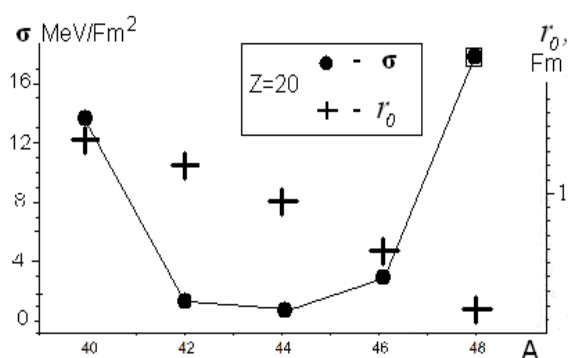


Рис.1

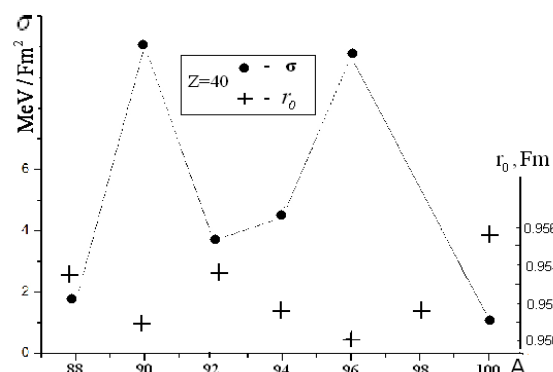


Рис.2

Для чётно-чётных изотопов кальция коэффициенты поверхностного натяжения максимальны для ядер ^{40}Ca и ^{48}Ca (Рис.1), для них же минимальны значения параметра r_0 в формуле зависимости радиуса ядра от числа нуклонов. Последовательное заполнение нейтронных подболочек $(1d_{3/2})^4(1f_{7/2})^8$ имеет следствием максимальное значение σ для изотопа ^{48}Ca . Высокие значения коэффициентов поверхностного натяжения в ядрах ^{90}Zr и ^{96}Zr (Рис.2.) также связаны с замкнутостью нейтронных подболочек в этих ядрах. В случае ^{96}Zr это $(1g_{9/2})^{10}(2d_{5/2})^6$. Для чётных изотопов циркония также наблюдается корреляция высоких значений σ и минимумов параметра r_0 .

Поскольку нуклонная плотность ядер обратно пропорциональна третьей степени параметра r_0 , то уменьшение его значений соответствует сжатию протонной составляющей ядерной материи. Корреляция высоких значений жесткости и минимумов в распределении плотности заряда атомного ядра является следствием влияния поверхностного натяжения на форму и размер ядра. Рост жесткости ядра и связанного с ней коэффициента поверхностного натяжения вызывает рост давления на сферу радиуса R , что отражает «классическая» формула Лапласа $p = 2\sigma/R$. Увеличение поверхностного натяжения и связанное с ним увеличение давления на ядро, несмотря на слабую сжимаемость ядерной материи, приводит к минимальным значениям параметра $r_0 = R_{ch} \cdot A^{-1/3}$ для зарядовых радиусов, т.е. к сжатию протонной компоненты ядерной материи. Замкнутость нейтронных оболочек характерна также для средних ядер (Cr, Fe, Ni, Zn) с высокими значениями коэффициента поверхностного натяжения (Рис.3).

Заполнение протонных оболочек влияет на величину поверхностного натяжения в меньшей степени, чем замкнутость нейтронных уровней. На рис.4 показана зависимость от Z коэффициентов σ для чётно-чётных ядер с числом нейтронов $N=28$.

Чётные изотопы свинца имеют максимальные значения поверхностного натяжения (рис.4). Для ^{210}Pb $\sigma \approx 33.9 \text{ MeV/Fm}^2$.

Поверхностное натяжение в атомных ядрах в сильной степени зависит от оболочечной структуры ядра, в первую очередь от заполненности нейтронных оболочек.

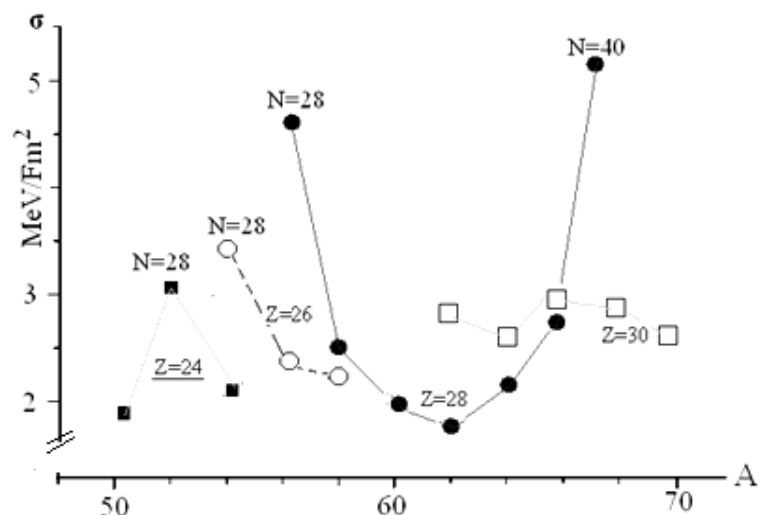


Рис.3

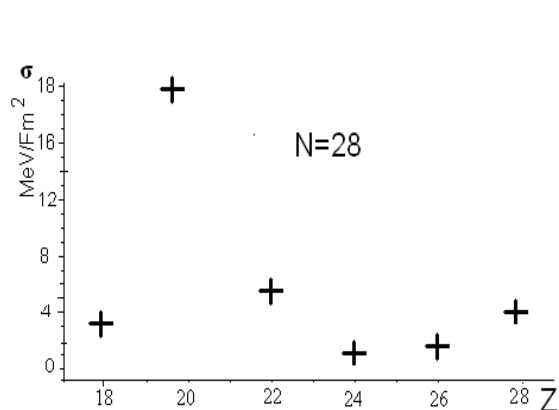


Рис.3

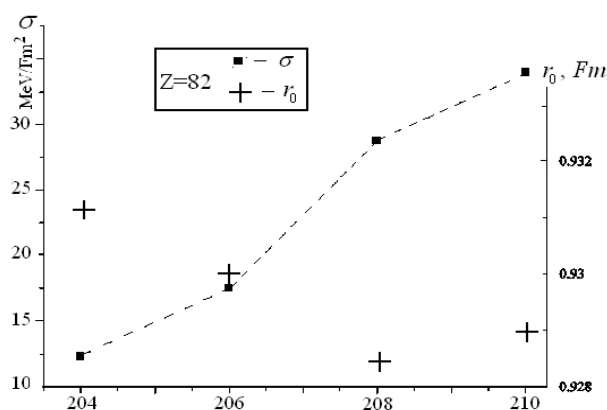


Рис.4.

Литература

1. v.Weizsäcker C.F. //Zs.f.Phys. 1935., 96, P.431
2. Bohr A. // Dan.at.Fys.Medd.1952..22.#14.,P.7;
3. Alder K., Bohr A., Huus T.,et al // Rev.Mod.Phys. 1956. 28., P.433
4. Raman S., Nestor Jr. C.W., Tikkanen P. // At.Data & Nucl.Data Tables. 2001.78, 1
5. Goncharova N.G., Dolgodvorov A.P. et al// Moscow Univ.Phys.Bull, 69 #3(2014)237
6. Goncharova N.G. //Phys. Part. Nucl., 2019, 50, #5, P.532

АЛЬТЕРНАТИВНАЯ ОЦЕНКА ВЕЛИЧИНЫ ИЗОСПИНОВОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА АТОМНЫХ ЯДЕР

Проф. Капитонов И.М.

Состояния атомных ядер характеризуются квантовым числом *изоспин*. Это является следствием инвариантности (нечувствительности) нуклон-нуклонных сил к замене нейтрона на протон и наоборот. Специфика изоспина ярко проявляется в процессе возбуждения и распада Гигантского Дипольного Резонанса (ГДР), вызванного поглощением ядром электрических дипольных (E1) фотонов. Правила отбора по изоспину для электромагнитных переходов позволяют установить изоспины возбуждаемых E1-фотонами ядерных состояний. В зависимости от того, рассматриваем ли мы ядра с числом нейтронов N равным числу протонов Z , т. е. так называемые самоспряженные ядра с $N=Z$, или ядра с $N \neq Z$ (их подавляющее большинство), ситуация будет различной. Учитывая, что E1-фотон ведет себя как частица с изоспином 1 и проекцией изоспина 0 и то, что изоспин T_0 основного состояния ядра определяется равенством $T_0 = |(N-Z)/2|$, получаем следующие возможности для изоспинов T возбуждаемых E1-фотонами ядерных состояний:

$$\text{ядра с } N = Z: \quad T = T_0 + 1 \equiv 1, \quad (1)$$

$$\text{ядра с } N \neq Z: \quad T = T_0 \text{ или } T_0 + 1. \quad (2)$$

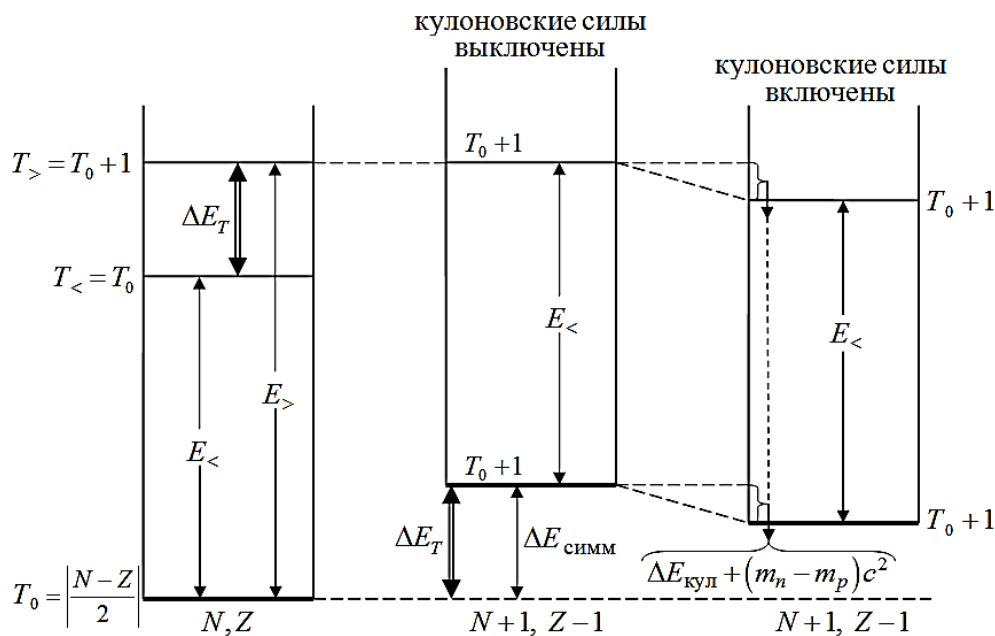
Мы видим, что в случае самоспряженных ядер E1-фотоны возбуждают состояния лишь с одним изоспином 1, а в случае несамоспряженных ядер могут возбуждаться состояния с двумя изоспинами: T_0 и $T_0 + 1$. В этом последнем случае для изоспинов обычно используют обозначения $T_0 = T_<$, $T_0 + 1 = T_>$, а для энергий возбуждения соответствующих состояний – $E_<$ и $E_>$. Таким образом, для ядер с $N \neq Z$ (в отличие от самоспряженных ядер) возникают две изоспиновые ветви E1-переходов, центры тяжести которых, как известно [1], располагаются при разных энергиях, причем $T_>$ -состояния лежат выше (схематически это показано в левой части рисунка). Величину расщепления центров тяжести состояний $T_>$ и $T_<$ будем обозначать ΔE_T .

Для оценки ΔE_T ранее использовался подход, основанный на непосредственном применении принципа изобарической инвариантности к двум сильно взаимодействующим объектам, например, частице a и ядру B . Потенциал такого взаимодействия выбирался в виде так называемого *потенциала Лейна* [2]: $V_{aB} = \frac{100}{A} (\vec{t}_a \vec{T}_B) \text{ МэВ}$, где A – массовое число ядра B , а числовой коэффициент 100 МэВ задаётся величиной энергии симметрии в полуэмпирической формуле Вайцеккера для удельной энергии связи ядер. При применении потенциала Лейна к оценке величины ΔE_T в качестве объекта a использовалась частично-дырочная (*particle-hole*) нуклонная

пара с изоспином $t_{ph} = 1$, возникающая при поглощении ядром E1-фотона, а в качестве изоспина ядра B – изоспин T_0 ядра-мишени в основном состоянии. Сложение этих двух изоспинов приводит к двум конечным изоспинам возбужденного ядра – T_0 и $T_0 + 1$ и расщепление по энергии этих изоспиновых состояний непосредственно определяется потенциалом Лейна (соответствующий расчёт приведен в [3]). Итоговая формула имеет вид

$$\Delta E_T = E_{>} - E_{<} = \frac{100}{A} (T_0 + 1) \text{ МэВ}. \quad (3)$$

Учет коллективизации отдельных ph -состояний приводит к сближению центров тяжести E1-возбуждений с T_0 и $T_0 + 1$ и в окончательном выражении вместо множителя $100/A$ принято использовать множитель $60/A$.



Величину изоспинового расщепления ΔE_T можно оценить другим и более простым способом. Обратимся к рисунку. Слева для ядра с $N \neq Z$ показана величина ΔE_T искомого изоспинового расщепления ГДР, равная $E_{>} - E_{<}$. Под энергиями уровней $T_{>}$ и $T_{<}$ можно понимать либо центры тяжести этих возбуждений, либо по одному коллективному дипольному состоянию с соответствующим типом изоспина. Из концепции изоспиновой симметрии следует, что состояние с $T_{>} = T_0 + 1$ в ядре (N, Z) имеет изобар-аналог в ядре $(N + 1, Z - 1)$, который в этом ядре является уже $T_{<}$ -состоянием (средняя часть рисунка), причем энергия возбуждения этого изобар-аналога должна быть практически той же, что и энергия $T_{<}$ -состояния в ядре (N, Z) , поскольку обсуждаемые два ядра переходят одно в другое заменой лишь одного протона на нейтрон или наоборот ($p \leftrightarrow n$).

Если пренебречь кулоновскими силами и разницей в массах протона и нейтрона, то, как следует из полуэмпирической формулы Вайцзеккера для энергии связи ядра [4], энергии всех состояний ядра $(N+1, Z-1)$ будут сдвинуты вверх по энергии относительно состояний ядра (N, Z) за счёт возрастания энергии симметрии $E_{\text{симм}} \approx 24 \frac{(N-Z)^2}{A} \text{ МэВ}$. При переходе от ядра (N, Z) к ядру $(N+1, Z-1)$ это увеличение энергии симметрии, как легко убедиться, составит

$$\Delta E_{\text{симм}} = 24 \cdot 4 \frac{[(N-Z)+1]}{A} \text{ МэВ} \approx \frac{100}{A} (2T_0 + 1) \text{ МэВ}. \quad (4)$$

и эта же величина будет давать значение изоспинового расщепления ΔE_T , т.е. имеем

$$\Delta E_T \approx \frac{100}{A} (2T_0 + 1) \text{ МэВ}. \quad (5)$$

С учетом эффекта коллективизации дипольных ph -состояний, уменьшающего величину расщепления возбуждений с $T_>$ и $T_<$, в выражении (5), как и выше в выражении (3), нужно вместо множителя $100/A$ использовать множитель $60/A$.

Отличие (5) от (3) состоит в появлении в скобках коэффициента 2 перед T_0 . Поэтому формула (5) предсказывает большую величину изоспинового расщепления ГДР чем формула (3). На вопрос о том, насколько формула (5) пригодна для воспроизведения величины изоспинового расщепления ГДР, ответ может дать лишь анализ экспериментальных данных. Принято [1, 3] оценивать это расщепление по величине энергетического сдвига сечения реакции (γ, p) , которое связывают с преимущественным возбуждением компоненты ГДР с изоспином $T_>$, относительно сечения реакции (γ, n) , которое в основном должно быть обусловлено $T_<$ -компонентой. Опираясь на этот критерий, для лёгких ядер не удастся сделать однозначный вывод в пользу одного из обсуждаемых вариантов. Для средних ядер лучше подходит формула (3), а для тяжёлых – (5).

Учет кулоновского взаимодействия и разности масс протона и нейтрона приведет к дополнительному понижению уровней ядра $(N+1, Z-1)$ на величину $\Delta E_{\text{кул}} + (m_n - m_p)c^2$, где $\Delta E_{\text{кул}}$ – уменьшение кулоновской энергии ядра $(N+1, Z-1)$ по сравнению с ядром (N, Z) . Это, однако, не скажется на величине ΔE_T (см. правую часть рисунка). Заметим, что $\Delta E_{\text{кул}}$ хорошо аппроксимируется выражением $\Delta E_{\text{кул}} = (1,44 Z/A^{1/3} - 1,13) \text{ МэВ}$.

Литература

1. Ишханов Б.С., Капитонов И.М. Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами. М.: Изд-во Моск. Ун-та, 1979.
2. Lane A.M. Nucl. Phys. v. 35, p. 676, 1962.

3. Ишханов Б.С., Капитонов И.М. Гигантский дипольный резонанс атомных ядер. М.: Университетская книга. 2008.

4. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Юдин Н.П. Частицы и атомные ядра. М.: ЛЕНАНД, 2019.

ХИМИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ ПРИ ИСКРОВОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ РАЗРЯДЕ В СРЕДЕ ВОЗДУХА, АЗОТА И КИСЛОРОДА

В.н.с. Пискарев И.М., доц. Аристова Н.А., Иванова И.П.

Холодная плазма и плазмой активированная вода (ПАВ) имеют большие перспективы для их широкого применения и поэтому интенсивно исследуются [1]. При получении ПАВ плазма непосредственно контактирует с водой. Используемая для такой обработки плазма (в частности, плазма скользящего разряда) слабо светится, поэтому роль излучения в образовании ПАВ считается несущественной. В работах [2, 3] установлен сильный химический эффект, создаваемый в воде и водных растворах генератором искрового электрического разряда на воздухе. Производимый эффект может быть обусловлен как излучением плазмы в самой жидкости, так и окислами азота, диффундирующими из области разряда. Окислы азота образуются за счет механизма Зельдовича в зоне разряда, содержащей азот и кислород воздуха.

Представляет интерес оценить роль процессов под действием только излучения и совместного действия излучения и окислов азота, диффундирующих из области разряда. Для этого нами выполнены эксперименты с искровым электрическим разрядом на воздухе и в среде газов: отдельно в среде азота и кислорода. При разряде только в азоте или только в кислороде, механизм Зельдовича образования окислов азота не работает, и весь эффект в обрабатываемой жидкости будет определяться только излучением плазмы.

Источником импульсного излучения служил генератор искрового разряда ИР50 [2, 3]. Искровой разряд происходил между твердыми электродами, соединенными с разрядным конденсатором $C = 680$ пф. На конденсатор через балластное сопротивление $R = 8$ МОм подавалось высокое напряжение 11 кВ. При включении высокого напряжения начинался самостоятельный искровой разряд. Полная длительность импульса тока 5 мкс, передний фронт 50 нс, энергия в импульсе 8.1×10^{-3} Дж, частота повторения импульсов 50 Гц, мощность разряда 0.4 Дж/с. Длительность импульса тока определялась временем рассасывания заряда. Ток, потребляемый от источника питания, составлял 0.7 ± 0.02 мА.

При разряде в среде газов (азота или кислорода) осуществлялся продув этими газами реакционной полости и полости с обрабатываемым раствором. При этом проба жидкости была насыщена растворенным газом, который применялся для продува (только азотом, или только кислородом). Для продува использовались технический азот (чистота 99.6%) и технический кислород (чистота 99.7%) из баллона. Время продува газом перед включением разряда составляло 16 минут.

Сравнивалось прямое и косвенное воздействие источника активных частиц. Прямое действие означает, что источник непосредственно воздействует на образец с растворенным пробным веществом, активные частицы могут сразу взаимодействовать с веществом. Косвенное действие означает, что источник активных частиц непосредственно воздействует только на воду. При косвенном действии активные частицы образуются и накапливаются в воде. Сразу после обработки воду смешивали с раствором пробного вещества, где начинались реакции накопившихся активных частиц с пробным веществом.

Для определения химического эффекта использовались окислительно-восстановительные реакции с пробными веществами. В качестве пробных веществ применялись водные растворы соли Мора и марганцовокислого калия. Выход окислительных эквивалентов в пробе, образовавшихся за время обработки, определяли по окислению двухвалентного железа в соли Мора $\text{Fe}^{2+} \rightarrow \text{Fe}^{3+}$. Выход восстановительных эквивалентов определялся по восстановлению марганца $\text{Mn}^{7+} \rightarrow \text{Mn}^{2+}$ в растворе марганцовокислого калия.

Концентрация соли Мора составляла 20 г/л, $[\text{Fe}^{2+}] = 5.1 \cdot 10^{-2}$ моль/л. Концентрация марганцовокислого калия, используемого при обработке, составляла 1.58 г/л (0.05N). В растворы добавляли 21 мл/л концентрированной серной кислоты (0.4 M). Концентрацию окисленного Fe^{3+} определяли по оптической плотности полосы 304 нм, $\epsilon = 2100 \pm 50$ л(моль см) $^{-1}$. Концентрацию марганцовокислого калия определяли по оптической плотности полосы 527 нм, $\epsilon = 2160 \pm 50$ л(моль см) $^{-1}$.

Проанализированы механизмы взаимодействия активных частиц, образующихся в воде под действием генератора ИР50, с пробными веществами. Показано, что цепные реакции окисления пробных веществ не имеют места. Все реакции медленные, полный выход реакции определялся через 3 дня после обработки.

С учетом стехиометрии реакций рассчитаны выходы окисления и восстановления, приводимые в таблице. Из таблицы видно, что в случае разряда на воздухе выходы окисления и восстановления при прямом и косвенном действии одинаковы. Равенство выходов означает, что

активные частицы сначала нарабатываются в воде, а потом взаимодействуют с пробным веществом, непосредственно содержащимся в растворе, либо вводимым после обработки.

Выходы окисления при разряде в среде азота для прямого и косвенного действия меньше, чем при разряде в среде воздуха на $\sim 15\%$. Это означает, что роль азотсодержащих соединений, образующихся в области разряда в среде воздуха и диффундирующих к поверхности пробы, невелика и не превышает $\sim 15\%$.

Выход восстановления для разряда в среде азота или кислорода во всех режимах обработки почти на порядок меньше, чем окисления. Особенности реакций в этих случаях могут быть связаны с тем, что в водном растворе есть только кислород или только азот, и в воде не могут образовываться окислы азота. Отсюда следует, что образующиеся из них под действием излучения азотсодержащие соединения в случае разряда на воздухе играют большую роль в окислительно-восстановительных процессах.

Основную роль в окислительно-восстановительных процессах под действием генератора искрового разряда ИР50 играет излучение.

Основной механизм реакций под действием излучения – косвенный, когда активные частицы сначала образуются в жидкости, затем вступают в реакции.

Таблица. Выходы окисления и восстановления в растворах пробных жидкостей под действием генератора ИР50, $1/(100 \text{ эВ})$.

Условия разряда	Прямое действие		Косвенное действие	
	Окисление	Восстановление	Окисление	Восстановление
Разряд на воздухе	5.7 ± 0.9	6.2 ± 1	6.1 ± 0.9	5.6 ± 0.9
Разряд в азоте	3.7 ± 0.7	0.47 ± 0.05	5.7 ± 0.9	0.27 ± 0.03
Разряд в кислороде	1.35 ± 0.3	0.5 ± 0.1	4.53 ± 0.8	0.1 ± 0.015

Литература

1. Kolb J., Simek M., Holub M., Locke B.R., et al. // Plasma Processes and Polymers. 2018. V. 16(1). 1800118.
2. Пискарев И.М., Трофимова С.В., Иванова И.П., Аристова Н.А. // ХВЭ. 2012. Т. 40. №5. С. 406.

3. Piskarev I.M., Ivanova I.P. // Plasma Sources Sci. Technol. 2019. V. 28. No. 8. 085008 (10pp).

БАРИОННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И СТРУКТУРА ЛЕГКИХ Λ -ГИПЕРЯДЕР ВБЛИЗИ ЛИНИЙ НУКЛОННОЙ СТАБИЛЬНОСТИ

Асп. Сидоров С.В., доц. Ланской Д.Е., ст.науч.сотр. Третьякова Т.Ю.

Гиперядра предоставляют уникальную возможность для изучения свойств барион-барионного взаимодействия. Особый интерес представляют экзотические системы с избытком нейтронов или протонов. Отклик слабосвязанных состояний на добавление гиперона (поляризация остова) может быть весьма чувствителен к деталям гиперон-нуклонного взаимодействия [1]. Притягивающее взаимодействие гиперона с нуклонами может привести к стабилизации едва связанной нуклонной системы или даже к образованию гиперядра, нуклонный остов которого в отсутствие гиперона не связан [2]. В настоящей работе анализируются характеристики легких Λ -гиперядер в рамках подхода Хартри-Фока с эффективным потенциалом Скирма. В рамках такого феноменологического подхода удобно изучать зависимость гиперядерных свойств от нуклон-нуклонной и гиперон-нуклонной составляющей барионных взаимодействий. Нуклон-нуклонные взаимодействия отбираются исходя из требования наилучшего согласия с известными из эксперимента энергиями связи и радиусами легких ядер, в том числе экзотических, гиперон-нуклонные – из согласия с энергиями связи легких гиперядер.

На рис. 1 представлен пример расчета энергии связи Λ -гиперона для нескольких изобарных цепочек с использованием нуклон-нуклонного взаимодействия Sly230a [3] и гиперон-нуклонного взаимодействия YBZ5 [4]. Видно, что зависимость B_Λ от $(N-Z)$ невелика, но заметна. Максимум энергии связи преимущественно приходится на симметричные ядра $N = Z$ или ядра $N = Z+1$. Наиболее характерная колоколообразная зависимость имеет место для $A = 12$. В то же время для других гиперон-нуклонных взаимодействий данная зависимость может носить существенно иной характер [1]. Таким образом, изучение изобарных цепочек легких Λ -гиперядер может давать ценную информацию о свойствах ΛN -взаимодействия, дополняющую то, что уже известно из «обычных» гиперядер.

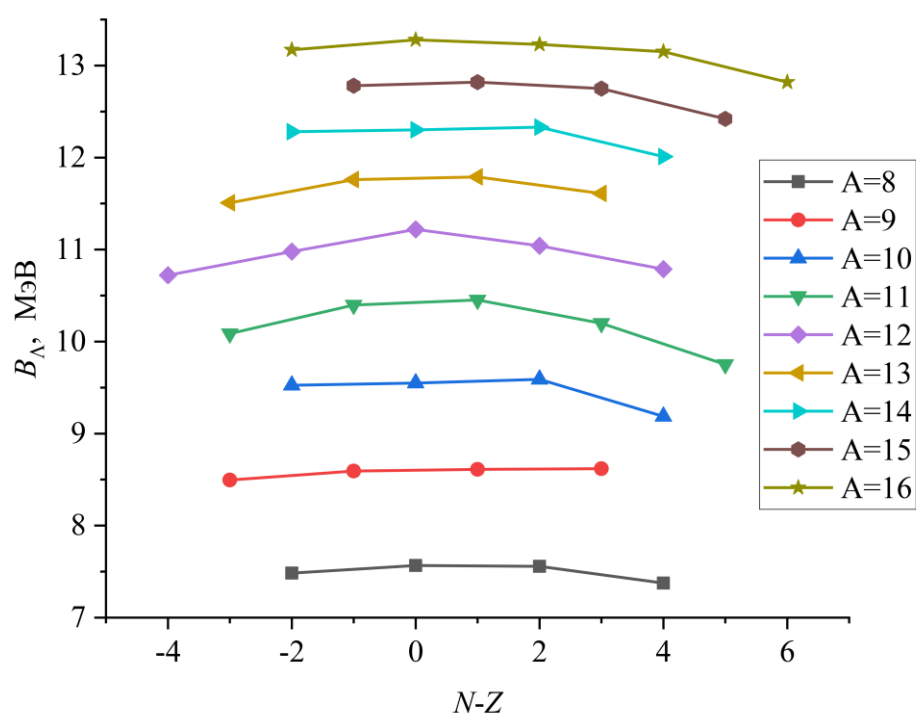


Рис. 1. Энергия связи Λ -гиперона в цепочках гиперядер с остовами-изобарами, содержащими A нуклонов

Литература

1. T.Yu.Tretyakova, D.E.Lanskoy // Eur. Phys. Jour. A. 1999. 5. P. 391-398;
D.E.Lanskoy, T.Yu.Tretyakova // EPJ Web of Conf. 2019. 222. 03012.
2. L.Majling // Nucl. Phys. A. 1995. 585. 211c;
L.Majling, S.Gmuca // Phys. At. Nucl. 2007. 70. P. 1611.
3. E. Chabanat, P. Bonche, P. Hansel, J. Meyer, R. Schaeffer // Nucl. Phys. A. 1997. 627. P. 710.
4. Y. Yamamoto, H. Bandō, J. Žofka // Progr. Theor. Phys. 1988. 80. P. 757.

ПРОТОН-НЕЙТРОННЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ И ОЦЕНКА ЭНЕРГИЙ СВЯЗИ ЭКЗОТИЧЕСКИХ ЯДЕР

Студент *Симонов М.В.*, асп. *Владимирова Е.В.*, проф. *Исиханов Б.С.*,
ст. н. с. *Третьякова Т.Ю.*

Одной из важнейших характеристик атомного ядра является масса, а также напрямую связанная с ней энергия связи. На основе энергии связи могут быть получены многие важные характеристики, например, энергии распадов и связанные с ними феноменологическими соотношениями периоды полураспада ядер. Теоретическая оценка энергии связи атомного ядра

является важной задачей, для решения которой могут быть использованы различные подходы: макроскопические, микроскопические или вычисления с использованием локальных массовых соотношений. Метод локальных массовых соотношений характеризуется наглядностью, математической простотой и хорошей точностью, составляющей порядка 60-300 кэВ. Сущность метода заключается в использовании формулы, объединяющей несколько энергий связи соседних ядер; при условии наличия аппроксимации используемой формулы и только одной неизвестной энергии связи, последняя может быть легко выражена, что позволит получить искомую теоретическую оценку [1]. В рамках данного метода успешно применяются локальные массовые соотношения, описывающие парные двухнуклонные корреляции [2, 3]. Благодаря своей гладкости, позволяющей подобрать точную аппроксимацию, и небольшому количеству используемых ядер, наиболее эффективной для данных целей является формула для *np*-спаривания, предложенная в работе [4]:

$$\begin{aligned}\Delta_{np}^{\text{def}}(N, Z) &= S_{np}(N, Z) - [S_n(N, Z-1) + S_p(N-1, Z)] \\ &= B(N, Z) + B(N-1, Z-1) - B(N-1, Z) - B(N, Z-1)\end{aligned}\quad (1)$$

где $S(N, Z)$ – энергия отделения нуклона(-ов), $B(N, Z)$ – энергия связи ядра.

Ранее на основе данного соотношения нами были выполнены оценки энергий связи, а также энергий и периода распада по альфа-каналу для изотопов трансфермиевых элементов с $Z \leq 106$ и $N \leq 157$ [5]. За последние десятилетия экспериментальные методы синтеза сверхтяжелых элементов получили значительное развитие. Интерес фундаментальной ядерной физики к области сверхтяжелых элементов обусловлен их расположением вдали от долины стабильности, а также уникальным соотношением кулоновских и ядерных взаимодействий. Важной задачей эксперимента является не только открытие новых элементов, но и синтез как можно большего количества изотопов. Преобладающей модой распада сверхтяжелых элементов является α -излучение, на определении характеристик которого во многом основан современный метод регистрации синтезированных ядер. Точность оценки энергии распада крайне важна, так как изменение энергии на 500 кэВ приводит к изменению оценки периода полураспада на один порядок.

С использованием последней компиляции экспериментальных значений энергий связи AME2016 [6] была получена аппроксимация зависимости величины протон-нейтронных парных корреляций $\Delta_{np}(A)$ от массового числа A в виде степенной зависимости:

$$\Delta_{np}^{\text{approx}}(A) = C_1 + C_2 \cdot A^{-\gamma}\quad (2)$$

где C_1, C_2, γ – параметры. Подобранные параметры (Таблица 1) приводят в обозначенной области к среднеквадратичному отклонению Δ_{np}^{approx} от Δ_{np} равному 153 кэВ и 111 кэВ для ядер с четным и нечетным A соответственно. На рис. 1 приведено сравнение полученной аппроксимации Δ_{np}^{approx} со значениями Δ_{np} , рассчитанными на основе экспериментальных масс ядер.

Таблица 1. Коэффициенты аппроксимации Δ_{np}^{approx} , подобранные для ядер с $A \geq 180$ за исключением ядер с $Z = 81, 82, 83$ и $N = 125, 126, 127$.

	C_1 , кэВ	C_2 , кэВ	γ
A четные	$-0,031 \pm 0,083$	$106,599 \pm 16,646$	1
A нечетные	$0,116 \pm 0,005$	—	—

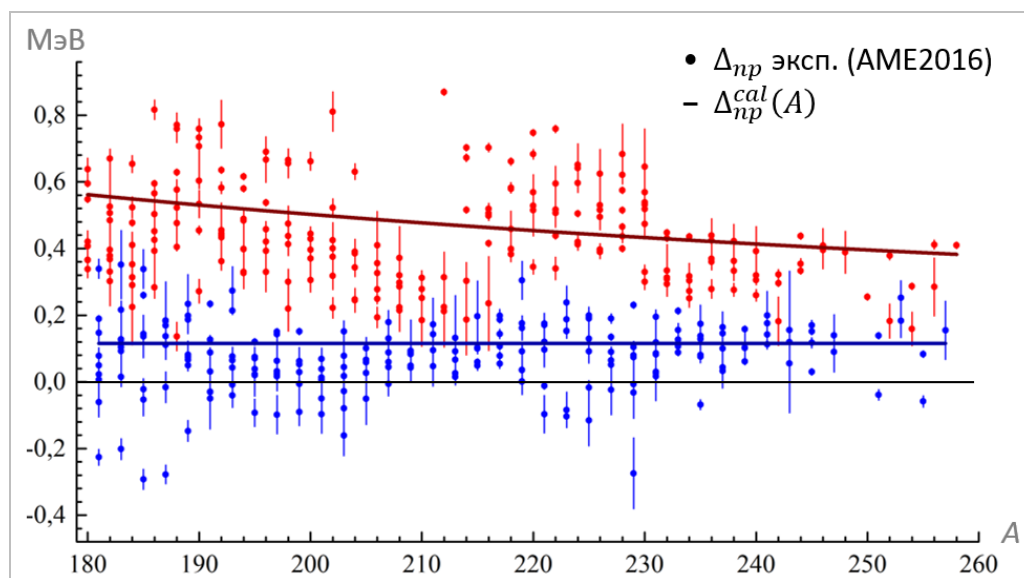


Рис. 1. Сравнение полученной аппроксимации Δ_{np}^{approx} (линии) с Δ_{np} , рассчитанными на основе экспериментальных масс (точки) для ядер с четными (красные) и нечетными (синие) значениями A .

Недостаток экспериментальных данных по массам атомных ядер в области сверхтяжелых элементов не позволяет получить на основе Δ_{np} оценки энергий связи за пределами области ядер с числом протонов $Z \leq 106$ и числом нейтронов $N \leq 157$. Соответственно возникает необходимость в расширении спектра используемых массовых соотношений.

В данной работе получены аппроксимации соотношений, связанных как с протон-нейтронными парными корреляциями [7], так и со спариванием тождественных нуклонов. Расширение спектра используемых массовых соотношений позволило расширить диапазон ядер, для которых были получены теоретические оценки энергий связи, как в сторону увеличения

Z, так и в область нейтронного избытка. Сравнение полученных результатов с расчетами других работ демонстрирует удовлетворительную точность метода и полученных аппроксимаций.

Литература

1. D. Lunney et al. // Rev. Mod. Phys. 2003, 75, 1021.
2. H. Jiang et al. // Phys. Rev. C 2012, 85, 054303.
3. J. Janecke et al. // At. Data and Nucl. Data Tabl. 1988. 39, 265-271.
4. V.A. Kravtsov // Sov. Phys. JETP. 1959. 36(9). P. 871.
5. Е.В. Владимирова, Б.С. Ишханов, М.В. Сидоров, Т.Ю. Третьякова // Ученые записки физического факультета МГУ, 2019, №3, 1930409
6. G. Audi et al. // Chinese Phys. C 2017, 41, 030001.
7. B. S. Ishkhanov et al. // Chinese Phys. C 2019, 43, 014104.

ЭВОЛЮЦИЯ АТОМА КРИПТОНА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИМПУЛЬСА РЕНТГЕНОВСКОГО ЛАЗЕРА НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

Асп. Киселев М.Д., ст.н.с. Грызлова Е.В.,
в.н.с. Грум-Гржимайло А.Н.

Создание и развитие техники генерации высокочастотного излучения, в частности, лазеров на свободных электронах (ЛСЭ) [1], открыло возможность изучения фотопроцессов на ранее недоступных мишенях. Одним из примеров являются кратные ионы, в том числе с вакансиями во внутренних оболочках, образующиеся, благодаря высокой яркости ЛСЭ, в цепочках последовательных актов поглощения [2]. При этом эволюция заселенностей различных состояний может быть довольно сложной, благодаря конкурирующим процессам релаксации – Оже-распадам и флуоресценции [3]. Информация об этой эволюции имеет большое значение, в частности, для рентгеновской кристаллографии нанокристаллов и одиночных (био)молекул [4].

Таким образом, существует потребность в проведении комплексных вычислений, включающих в себя аккуратное описание спектроскопических характеристик атомов и ионов, с последующим определением эволюции состояний под действием интенсивного импульса излучения ВУФ и рентгеновского диапазона. Здесь мы представляем пример таких вычислений, а именно исследование кратной ионизации атома криптона под действием неполяризованного излучения с энергией $\hbar\omega=80$ эВ, плотностью потока частиц в импульсе (флюенс) 200 фотонов/Å² и шириной импульса с гауссовой огибающей на половине высоты FWHM=50 фс.

При выбранной энергии фотона для атома Kr, и для ионов Kr⁺, Kr²⁺ возможна ионизация валентной 4p и внутренней 4s оболочки:

$$[1s^2 2s^2 \dots 6 3d^{10}]4s^n 4p^m {}^{2S_i+1}L_i + \gamma \rightarrow 4s^n 4p^{m-1} {}^{2S_f+1}L_f + \varepsilon s / \varepsilon d \quad (1)$$

$$[1s^2 2s^2 \dots 6 3d^{10}]4s^n 4p^m {}^{2S_i+1}L_i + \gamma \rightarrow 4s^{n-1} 4p^m {}^{2S_f+1}L_f + \varepsilon p / \varepsilon f$$

Схема уровней Kr-Kr³⁺, заселяемых при последовательной ионизации излучением с энергией 80 эВ, представлена на рис. 1.

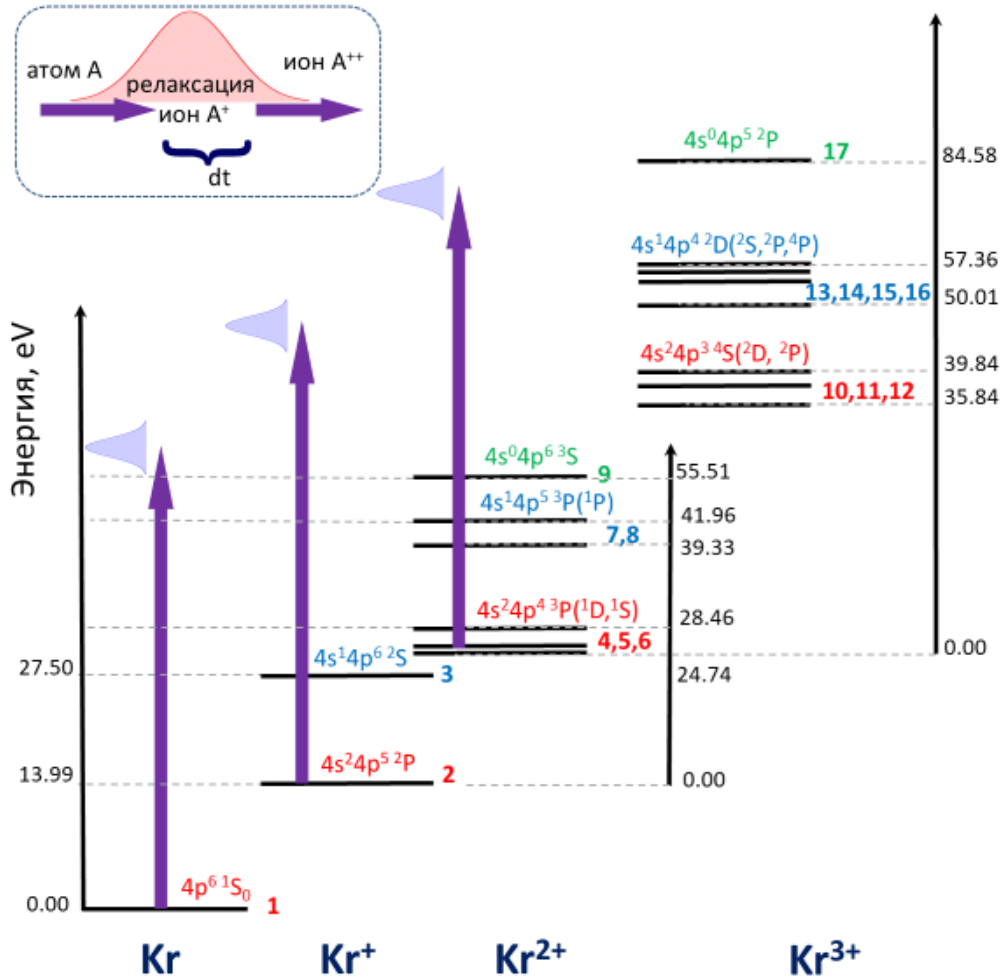


Рис. 1 Схема уровней атома и ионов криптона, возбуждаемых при ионизации фотонами с энергией 80 эВ. На врезке – схематическое изображение временной эволюции кратной ионизации.

Расчёты амплитуд фотоионизации проводились методом R-матрицы с помощью программного комплекса BSR (B-Spline R-matrix) [5]. В основе метода лежит разделение пространства на две части: ограниченную внутреннюю область, в которой можно ввести удобный базис квадратично-интегрируемых функций, позволяющих сделать хорошую аппроксимацию радиальных частей электронных орбиталей с учётом взаимодействий в многоэлектронной системе, и внешнюю область, в которой взаимодействие частей исследуемой системы хорошо описывается известными даль-

нодействующими потенциалами. В качестве базисных функций во внутренней области в комплексе BSR выбраны В-сплайны. В расчетах используется приближение LS-связи и неортогональные электронные орбитали для наиболее эффективного учёта релаксационных явлений. Эта неортогональность полностью учитывается при вычислении матричных элементов. Расчёты электронных орбиталей для начального и конечного связанных состояний проводились многоконфигурационным методом Хартри-Фока [6]. Для проведения фотоионизационных расчётов методом R-матрицы необходимо задать набор многоэлектронных конфигураций остаточного фотоиона («пороги»), на которые может происходить распад возбуждённого из начального состояния промежуточного резонанса. В качестве порогов использовались конфигурации с вакансиями в 4s и 4p оболочках, соответствующие схемам (1) для разных зарядностей ионов криптона.

На рис. 2 приведены результаты расчета сечений фотоионизации, как функции энергии фотона. Для примера мы привели самые вероятные процессы для каждой ступени ионизации. Как правило, при фиксированной энергии фотона сечение ионизации растет с ростом заряда иона. Например, на рис. 2а сечение ионизации иона Kr^{2+} в $4s^0 4p^6$ состоянии практически в два раза выше, чем сечение ионизации атома Kr в состоянии $4s^2 4p^6$. Для ионизации 4s оболочки (рис. 2б) с ростом заряда иона нивелируется припороговый куперовский минимум и сечение вырастает на два порядка. В сечениях ионизации 4p оболочки видны серии автоионизационных резонансов вида $4s^1 4p^n m p$, сходящиеся к порогу ионизации 4s оболочки. Здесь мы выбрали энергию ионизирующего излучения выше этих серий автоионизационных резонансов.

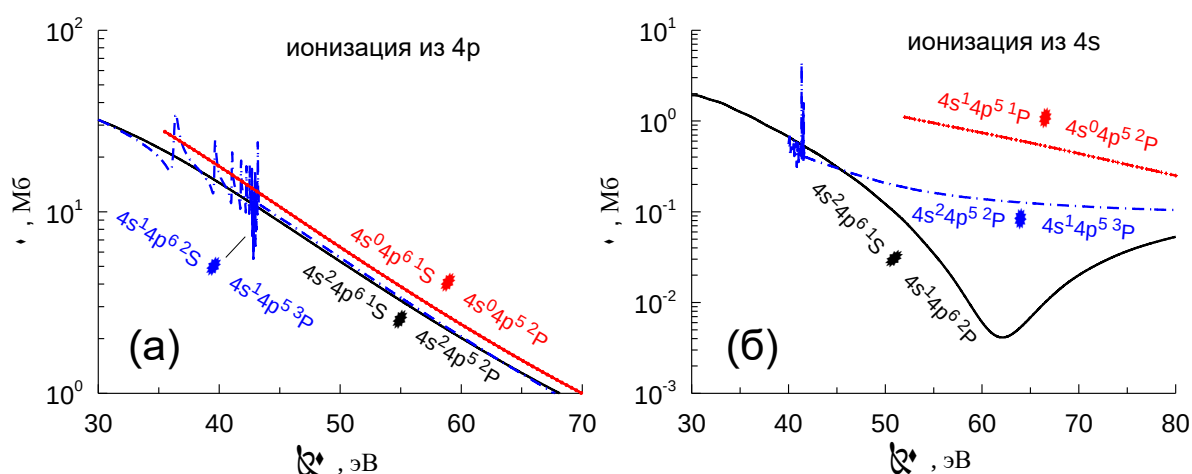


Рис. 2 Сечение фотоионизации 4p (а) и 4s (б) оболочек для атома Kr, однократно Kr^+ и двукратно Kr^{2+} заряженного иона. Приведено по одному примеру для самого большого сечения каждой ступени.

Для определения заселенностей различных состояний использовалось решение системы уравнений баланса:

$$dN_i = \left(\sum_{j \neq i} \sigma_{ij} N_j * I(t) \right) dt,$$

реализованное в [7]. Здесь σ_{ij} – сечение ионизации состояния j в состояние i , N_j – заселенности соответствующих состояний, $I(t)$ – огибающая электромагнитного импульса.

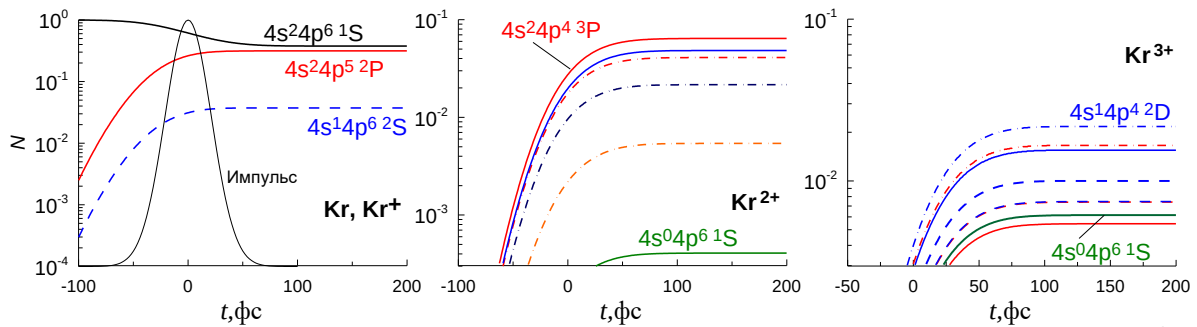


Рис. 3 Относительная заселенность различных состояний атома Kr и ионов Kr⁺, Kr²⁺, Kr³⁺ как функция времени. На левой панели показана огибающая импульса в произвольных единицах.

На рис. 3 приведены зависимости заселенностей атома и ионов криптона, как функции времени, при воздействии импульса с гауссовской огибающей, максимум которого приходится на нулевой момент времени. При выбранных параметрах импульса заселенности возрастают, выходя на постоянное значение. Это обусловлено с одной стороны исключением медленных каналов релаксации (флуоресценции), и с другой стороны умеренной интенсивностью излучения, исключающей возможность насыщения. При этом заселенность однократных ионов выходит на постоянное значение к моменту, когда импульс достигает максимума ($t=0$), заселенность Kr²⁺ - при $t=35$ фс, а заселенность Kr³⁺ практически к окончанию импульса $t=70$ фс. То есть, в какой-то момент времени вероятности ионизации в и из Kr⁺ сравниваются между собой. Также следует отметить, что если однократные ионы образуются преимущественно в основном состоянии (32% в 4s²4p⁵ по сравнению с 4% в дырочном 4s¹4p⁶), то уже для двукратного иона вклады основного и дырочного состояний становятся сравнимы (11% в 4s²4p⁴ по сравнению с 7% в дырочном 4s¹4p⁵), а для трехкратного дырочные состояния превалируют (3% в 4s²4p³ по сравнению с 5.5% в дырочном 4s¹4p⁴). Более того, заселенность состояний с вакансией на 4s оболочке растет с ростом зарядности иона, в то время как для валентной оболочки тенденция противоположна.

Вышеописанная сложная динамика эволюции заселенностей различных уровней критическим образом влияет на электронные и ионные спектры, получаемые в экспериментах на современных ЛСЭ.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и DFG в рамках научного проекта № 20-5212023.

Литература

1. W. Ackermann et al., Nature Photonics 1, 336 (2007); E. Allaria et al., Nature Photonics 6, 699 (2012).
2. A. A. Sorokin et al., Phys. Rev. Lett. 99, 213002 (2007); A. Rouzee et al., Phys. Rev. A 83, 031401(R) (2011); A.N. Grum-Grzhimailo, E.V. Gryzlova, S. Fritzsche, and N.M. Kabachnik, Journal of Modern Optics 63, 334 (2016).
3. S. Serkez, G. Geloni, S. Tomin, G. Feng, E.V. Gryzlova, A.N. Grum-Grzhimailo, M. Meyer, Journal of Optics 20, 024005 (2018).
4. Lunin V.Y. et al., Acta Crystallographica Section D: Biological Crystallography 71, 293 (2015).
5. O. Zatsarinny, Computer Physics Communications 174, 273 (2006).
6. C. Froese Fischer, T. Brage and P. Jönsson “Computational Atomic Structure: an MCHF Approach”. Bristol: IOP Publishing, 1997.
7. В.Ю. Лунин и др., Математическая биология и биоинформатика 8, 93 (2013).

УСТРОЙСТВ ДЛЯ ПРИЕМА И ОБРАБОТКИ СИГНАЛА НА ОСНОВЕ МАКРОСКОПИЧЕСКИХ КВАНТОВЫХ ЭФФЕКТОВ В СВЕРХПРО- ВОДНИКАХ: ТЕКУЩЕЕ ПОЛОЖЕНИЕ ДЕЛ И ПЕРСПЕКТИВЫ

Доц. Кленов Н.В., н.с. Бакурский С.В., в.н.с. Соловьев И.И.

В связи с открывшимся окном возможностей для применения цифровой сверхпроводниковой технологии (ЦСТ) в области суперкомпьютерных вычислений, исследования, нацеленные на применение ЦСТ-решений для энергоэффективной и высокоскоростной обработки сигнала, переживают период бурного развития.

В основу обсуждаемых ниже методов и средств приема и обработки радиосигналов положено явление макроскопической квантовой интерференции, одним из следствий которого является способность замкнутого сверхпроводящего контура с двумя «слабыми связями» – джозефсоновскими контактами – преобразовать изменения магнитного поля в отклик напряжения. Это позволяет рассматривать такую систему как электрически малую ненаправленную активную антенну, совмещенную с усилителем–преобразователем сигнала, причем её рабочий диапазон частот определяется характерной частотой используемых джозефсоновских контактов, которая может достигать сотен ГГц.

Сверхпроводящий контур с джозефсоновскими контактами (сверхпроводящий квантовый интерферометр, СКВИД) может быть использован также как базовая логическая ячейка: существование здесь циркулирующего тока, связанного с квантом магнитного потока Φ_0 , ассоциируют с «логической единицей», отсутствие такого тока – с «логическим нулем».

Слабые связи, функционирующие как нелинейные индуктивности, позволяют осуществлять логические операции, перестраивая распределение токов и меняя число квантов Φ_0 в контуре. Каждый такой процесс сопровождается появлением «одноквантового» импульса напряжения на одном из джозефсоновских контактов. Преобразование магнитного сигнала в импульсы напряжения положено также в основу работы сверхпроводниковых аналого-цифровых преобразователей. Создание общих для перечисленных технических решений принципов разработки и проектирования джозефсоновских ячеек (в том числе и наноразмерных) позволяет сконструировать полностью цифровой модуль приёма и обработки сигнала без применения аналоговых входных фильтров, аналоговых преобразователей частоты, схем автоматической регулировки усиления.

На рисунке 1 представлена для примера блок-схема когнитивной широкополосной (ШП) системы, состоящей всего лишь из широкополосной антенны, совмещенной с малошумящим усилителем (МШУ), аналого-цифрового преобразователя (ШП АЦП) и блока обработки сигнала, включающего и устройства вывода обработанных данных. Пути технической реализации элементной базы для такой системы лежат в центре внимания настоящего исследования.

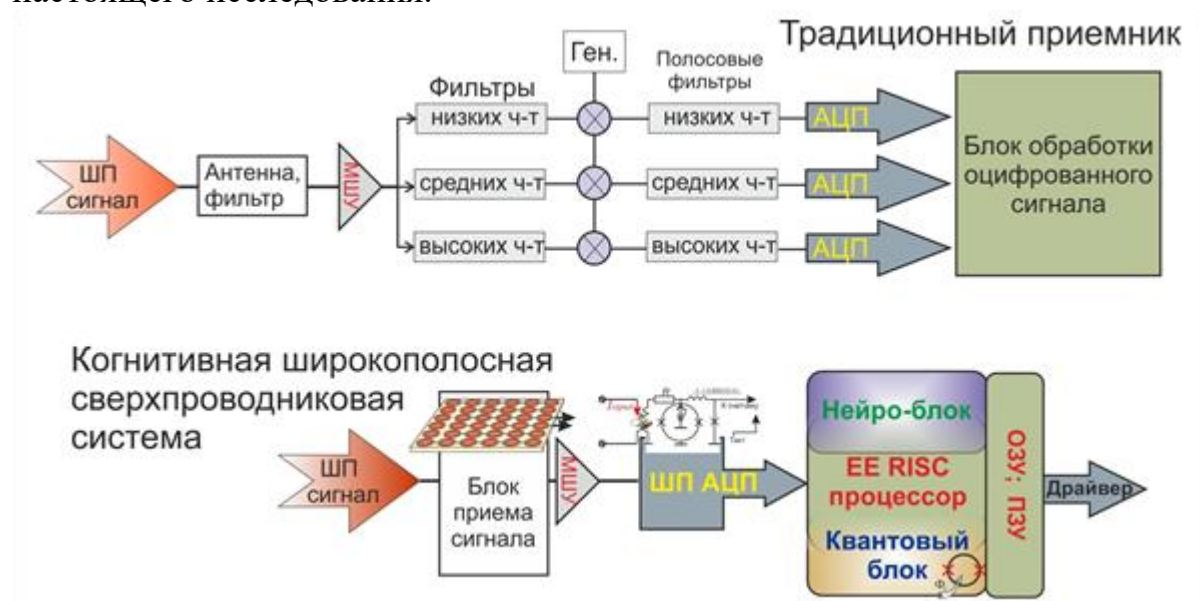


Рисунок 1 – Сравнение принципов построения традиционного (вверху) и полностью цифрового приемника на основе когнитивной технологии (внизу), рассчитанного на прием сигнала в широком диапазоне частот [1]

ШП АЦП. Ключевым элементом рассматриваемой когнитивной системы являются широкополосные высокопроизводительные АЦП, производящие оцифровку быстропеременных сигналов с высоким разрешением для радиосистем сверхвысокочастотного (СВЧ) и миллиметрового диапазонов. Типичные требования к таким АЦП – частота импульсов выборки

60 Гвыб/сек с точностью не менее 6.0 ENOB (эффективных двоичных разрядов, ЭЧБ). Стандартная транзисторная электроника, в силу известных физических и технологических ограничений для «частотных» и «усилительных» параметров микросхем, не смогла взять такую высокую планку.

Эта задача может быть успешно решена с помощью сверхпроводниковых малощумящих АЦП, обеспечивающих в требуемой широкой полосе высоколинейное преобразование аналогового сигнала с динамическим диапазоном до 100 дБ и выше. Тактовые частоты таких преобразователей, составляющие 40 – 50 ГГц (недоступные для полупроводниковых аналогов), обеспечивают возможность реализации прямой оцифровки сигналов на частотах до 25 ГГц, соответствующих сантиметровому и миллиметровому диапазонам (X, Ku, K, Ka). На базе сверхпроводниковых АЦП американской фирмой HYPRES (под руководством О. А. Муханова) уже реализованы коммерчески доступные высокоэффективные широкополосные системы сотовой и спутниковой связи. Комбинация широкополосных систем связи со сверхпроводниковыми комплексами обработки сигнала, включающими, в частности, и искусственные нейронные сети, создает актуальные новые возможности для приема и обработки сигнала [1].

Блок приема сигнала. Сверхпроводниковая технология позволяет создавать также элементы активных принимающих систем с предельно высокой чувствительностью к магнитным сигналам: энергетическое разрешение таких элементов (изготовленных, например, в группе Дж. Кларка) достигает $10^{-30} \dots 10^{-32}$ Дж/Гц, причем в отдельных экспериментах было достигнуто отношение $\delta E / \Delta F$ порядка двух постоянных Планка h . Здесь стоит указать, что в исследованиях слабых электрических полей с помощью современных полупроводниковых приборов экспериментаторы только пытаются взять порог 10^{-22} Дж/Гц. Типичные образцы усилителей, работающих по схеме «модулятор-демодулятор» на основе тонких пленок ниобия, продемонстрировали шумовые характеристики на уровне квантового шума на частотах до 8 ГГц, шумовую температуру ниже 1 К и температуру насыщения около 150 К. Смесители на основе гетероструктур сверхпроводник – изолятор – сверхпроводник (SIS), созданные в группе В.П. Кошельца, успешно используются для создания приемников излучения в субтерагерцовом диапазоне частот [1].

Блок обработки сигнала. На базе этой же сверхпроводниковой технологии уже реализованы быстродействующие процессоры с тактовыми частотами 20–40 ГГц: речь идет о 8-битном процессоре с сокращенным набором команд (англ. restricted instruction set computer, RISC) CORE1Beta в Японии и 8- и 16-битных процессорах FLUX в США. На этом направлении развития методов цифровой обработки сигнала получены следующие критически важные для развития всей отрасли результаты:

– частота работы цифрового делителя частоты на базе логического элемента Т-триггер доведена до 750 ГГц, что почти в 8 раз больше такого же показателя для современного полупроводникового аналога;

– продемонстрированы (например, в группе В. К. Семенова) вычисления с диссипацией энергии менее 1 аДж на операцию, что на три порядка меньше характерных для «полупроводникового репера» значений. Для адекватной оценки последней величины стоит указать, что обычные криокулеры, обеспечивающие требуемую для функционирования сверхпроводниковых устройств температуру, при весе порядка десяти килограмм потребляют 1.2 кВт, тогда как энергопотребление лучших современных суперкомпьютеров доходит до 20 МВт [1, 2].

На настоящий момент уже достаточно проработаны такие системы, как WCDMA- детектор (Wide Band Code Division Multiple Access) для распознавания пользователей в составе базовой станции систем связи большой емкости; цифровой коммутатор-маршрутизатор; уже упоминавшиеся аналого-цифровые и цифро-аналоговые преобразователи; сигнальные процессоры для работы в составе интегрального приёмника для миллиметровых и субмиллиметровых длин волн [1].

Наконец, проявление в сверхпроводящих структурах квантовых эффектов на макроскопических масштабах обеспечило возможность создания демонстрационных процессоров, эффективно решающих отдельные задачи, трудные с точки зрения классических вычислений (генерация случайных последовательностей с заданными свойствами, поиск глобального экстремума функции многих переменных) [1, 2]. Накопленные достижения на этом направлении также могут быть использованы для совершенствования устройств приема и обработки сигнала.

Можно выделить три серьезные технологические проблемы, не позволившие до сих пор реализовать очевидный потенциал использования макроскопических квантовых эффектов в сверхпроводниках для создания полноценных комплексов приема: это проблема интеграции, проблема интеграции и опять проблема интеграции. Речь идет о

– слишком большом (микронном) размере джозефсоновских туннельных гетероструктур, ключевых элементов упомянутых выше аналоговых и цифровых устройств;

– слишком большом (порядка нескольких микрометров) размере базовых логических элементов, создаваемых на основе сверхпроводящих квантовых интерферометров, и ячеек для постоянных и оперативных запоминающих устройств (ПЗУ и ОЗУ), работающих с квантами магнитного потока;

– отсутствии технических решений, позволяющих адекватно использовать при обработке сигнала те возможности по радикальному уменьшению

количества используемых логических элементов, что открывают известные на сегодняшний день квантовые и нейросетевые алгоритмы [1, 2].

На текущий момент удалось найти ряд решений для перечисленных проблем за счет исследований в области микроскопической теории гибридных сверхпроводящих гетероструктур с ферромагнитными и нормальными слоями в области слабой связи. Так, была предложена концепция компактного фи-контакта (с характерными размерами значительно меньшими джозефсоновской длины проникновения, см. рисунок 2а), разработана теория быстродействующих двойных джозефсоновских контактов с туннельным и ферромагнитным слоем, исследованы топологические эффекты (состояния нулевой энергии и спонтанные токи) в структурах с p -волновыми сверхпроводниками, найдены метастабильные состояния в джозефсоновских контактах со значительной второй гармоникой в ток-фазовой зависимости, предсказано появление доменов сверхпроводящей фазы в тонких слоях внутри джозефсоновских контактов.

На основе данных исследований была получена возможность многократно улучшить быстродействие магнитных джозефсоновских контактов, а также предложить ряд принципиально новых устройств: поворотный джозефсоновский клапан, клапан на доменах джозефсоновской фазы, а также элемент памяти на защищенных фазовых состояниях. Последние устройства отличаются тем, что функционируют за счет управления фазой сверхпроводящего бозе-конденсата и не требуют перемангничивания элементов системы.

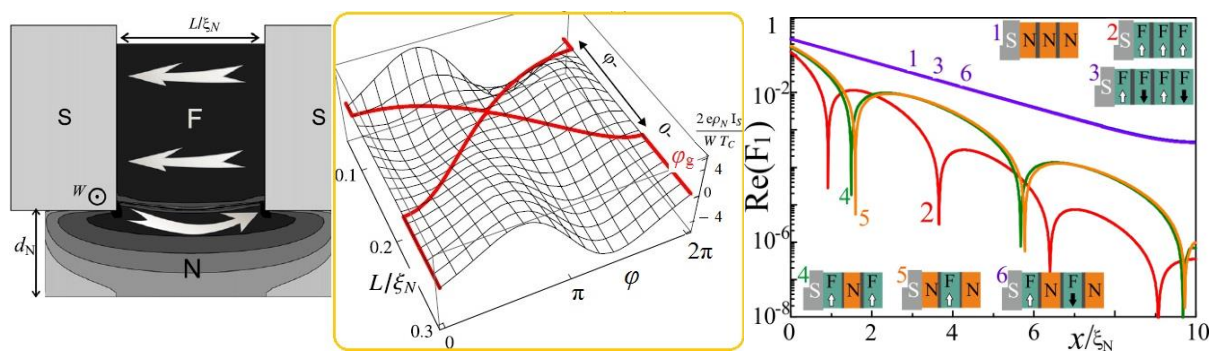


Рисунок 5 – (а) Разработанная топология компактной фазовой батареи с конкурирующими токовыми каналами и рассчитанные для неё ток-фазовые зависимости. (б) Различные виды стековых гетероструктур, содержащих сверхпроводящие, нормальные и магнитные слои, и рассчитанные для них концентрации наведенных сверхпроводящих корреляций в «нормально-ферромагнитной» области как функции расстояния до границы сверхпроводника.

Исследования основ макроскопической квантовой интерференции позволили создать новые методы расчета статических и динамических характеристик сверхпроводниковых схем на базе джозефсоновских контактов. В

частности, построены и апробированы новые аналитические выражения для описания отклика сверхпроводящих квантовых интерферометров на внешний магнитный сигнал.

Полученные фундаментальные результаты в области физики джозефсоновских контактов и многоконтактных систем легли в основу новых разработанных подходов к созданию быстродействующей и энергоэффективной элементной базы устройств приема сигнала и обработки информации, включая, например, аналоговые и цифровые преобразователи магнитного сигнала в напряжение на базе сверхпроводящих квантовых интерферометров. Были созданы методики для разработки и проектирования компактных (до 100 нм) фазовых батарей. Были разработаны, спроектированы и исследованы экспериментально базовые элементы постоянных запоминающих устройств на основе джозефсоновских гетероструктур со сверхпроводящими, изолирующими и магнитными слоями в области слабой связи (длительность операции «Считывание» уменьшена до 10 пс). Для базовых элементов оперативных запоминающих устройств выявлены возможности сделать длительность операции «Запись» менее 1 нс.

Предложены методы создания ячеек для нейросетевого блока обработки сигналов на основе одно- и двухконтактных сверхпроводящих квантовых интерферометров, шунтированных дополнительной индуктивностью с энергоэффективностью на уровне долей аДж на операцию. Разработана концепция осуществления манипуляций с состояниями сверхпроводящих квантовых битов пикосекундными импульсами магнитного потока, созданными за счет воздействия распространяющихся по нелинейным джозефсоновским средам солитоноподобных возбуждений [3].

Можно заключить, что объединение на одном чипе (или хотя бы в одном криогенном комплексе) и уникальной приемной системы, и логических цепей, обеспечивающих первичную обработку (классификацию) поступающих данных, в том числе с использованием нейроморфных и квантовых вычислений, в перспективе создает принципиально новые возможности для развития телекоммуникационных систем.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ МД-186.2020.8 (разработка программного комплекса для моделирования и проектирования элементов искусственных нейросетей) и гранта РНФ 20-12-00130 (разработка методов создания наноразмерных джозефсоновских контактов).

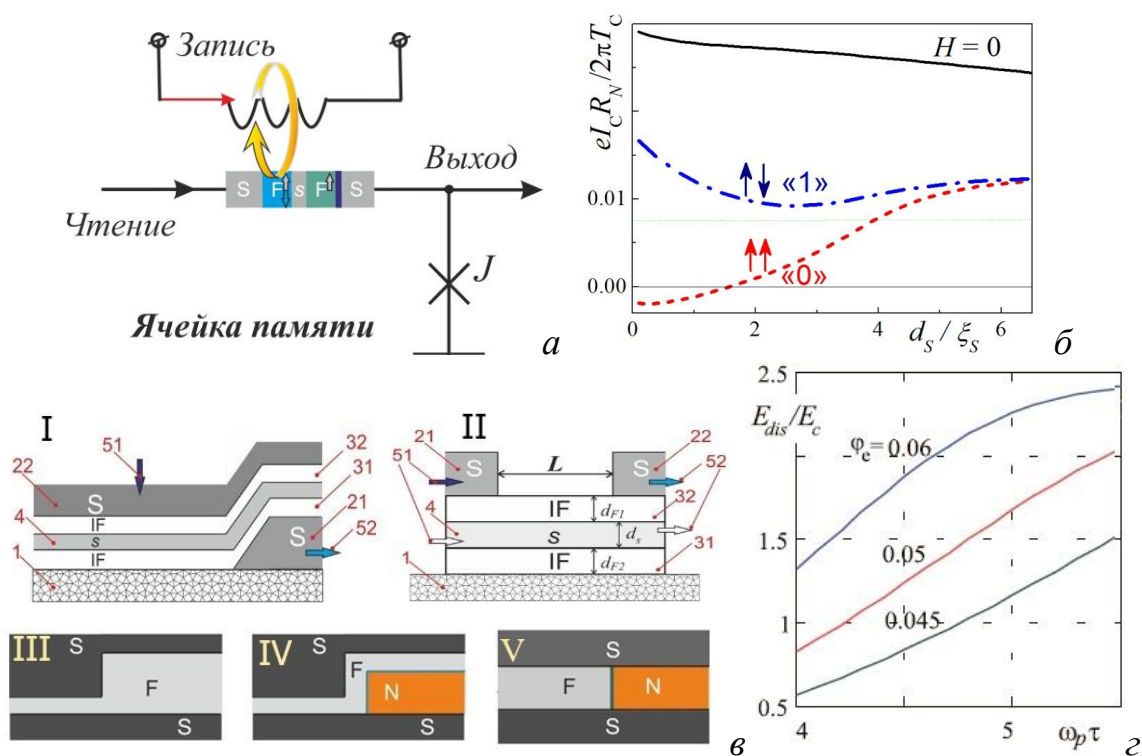


Рисунок 6 – (а) Принципиальная схема предлагаемой оптимизированной компактной ячейки ПЗУ, содержащей структуру с магнитными материалами. (б) Зависимости критического тока SFsFIS-контакта от толщины s-слоя для параллельной (штриховая линия) и антипараллельной (штрихпунктирная) ориентаций намагниченностей в F-слоях. (в) I и II. Дополнительно оптимизированная часть переключаемого элемента ПЗУ на подложке (1) с двумя слоями магнитного материала (31 и 32) и дополнительным слоем сверхпроводника (4). Представлено возможное расположение сверхпроводящих электродов (21 и 22) с токоподводами (51, 52) как для торцевой топологии (I), так и для топологии «мостик переменной толщины» (II). III, IV и V. Топологии джозефсоновских гетероструктур с пространственно неоднородными областями слабой связи с одним магнитным слоем для реализации ячеек ОЗУ и ПЗУ. Для варианта (III) представлены нормированные энергии диссипации для операции «Запись» для различных нормированных амплитуд управляющего импульса магнитного потока как функции длительности перехода между состояниями бистабильной системы [1]

Литература

1. Кленов Н.В. Принципы построения устройств для приема и обработки сигнала на основе макроскопических квантовых эффектов в сверхпроводниках. Диссертация на соискание ученой степени доктора технических наук, 2018.
2. Соловьев И.И. Сверхпроводящие квантовые интерферометры для устройств приема сигнала и обработки информации. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук, 2018.
3. Щеголев А.Е. Разработка элементной базы для сверхпроводниковых искусственных нейронных сетей на основе макроскопических квантовых эффектов. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, 2018.

АНАЛИЗ СОБЫТИЙ С РОЖДЕНИЕМ W , Z БОЗОНОВ И ТОП КВАРКОВ В СОУДАРЕНИЯХ ПРОТОНОВ В ОТКРЫТЫХ ДАННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТА ATLAS

Студ. *Артемьева Н.М.*, студ. *Короткова А.А.*,
студ. *Рогатнев С.С.*, проф. *Смирнова Л.Н.*

Эксперимент ATLAS является одним из двух самых крупных экспериментов общего назначения на Большом адронном коллайдере (БАК). Общая задача эксперимента ATLAS — проверка стандартной модели и поиск новой физики. Актуальными направлениями для таких исследований являются исследования характеристик рождения векторных бозонов W , Z и топ кварков в процессах столкновения протонов при высоких энергиях. Энергии столкновения в системе центра масс протонов на Большом адронном коллайдере от момента его запуска постепенно повышаются, что позволяет проводить более детальные исследования реакций, например, энергетическую зависимость сечений реакций. С увеличением энергии такие сечения растут. Кроме того, увеличение светимости коллайдера обеспечивает большую интегральную светимость, накопленную при максимальной достигнутой во втором сеансе энергии работы коллайдера 13 ТэВ. Можно сравнить интегральные светимости, накопленные в эксперименте ATLAS при энергии 8 ТэВ в первом сеансе работы БАК, составляющую 21.3 фб^{-1} , и интегральную светимость при энергии 13 ТэВ во втором сеансе БАК, составляющую 147 фб^{-1} . В 2016 году коллаборацией ATLAS был впервые представлен проект открытых данных ATLAS open data, позволяющий не участникам коллаборации работать с реальными данными, собранными в результате работы детектора.

На начальной стадии проекта для анализа были доступны данные, зарегистрированные при энергии 8 ТэВ с интегральной светимостью 1 фб^{-1} [1]. В 2020 году проект получил развитие — в него были добавлены новые данные, зарегистрированные при энергии 13 ТэВ с интегральной светимостью 10 фб^{-1} [2].

Для анализа данных пользователю доступна для скачивания виртуальная машина с предустановленным программным пакетом ROOT для построения и анализа гистограмм. Примеры возможных вариантов обработки данных написаны на языках Python и C++ для 8 и 13 ТэВ, соответственно. Программное обеспечение, позволяющее обрабатывать данные детектора при 13 ТэВ, находится в стадии разработки. В дальнейшем будет предоставлена возможность анализа данных на обоих языках программирования. Данные при 8 ТэВ можно анализировать только при помощи виртуальной машины. Для данных, зарегистрированных при энергии 13 ТэВ, у пользователя есть два возможных пути анализа: с помощью виртуальной машины и в онлайн режиме.

Помимо экспериментальных данных, у пользователя есть доступ к событиям, смоделированным методом Монте Карло. Эти события представляют собой рассчитанные физические реакции, продукты которых проходят ту же систему регистрации и анализа, что и экспериментальные события. Это позволяет проводить детальное сравнение экспериментальных результатов с теоретическими.

В данной работе проведен анализ трех классов событий с рождением W , Z бозонов и топ кварков при энергиях 8 и 13 ТэВ. БАК является фабрикой топ кварков, самых тяжелых частиц стандартной модели с массой порядка 173 ГэВ.

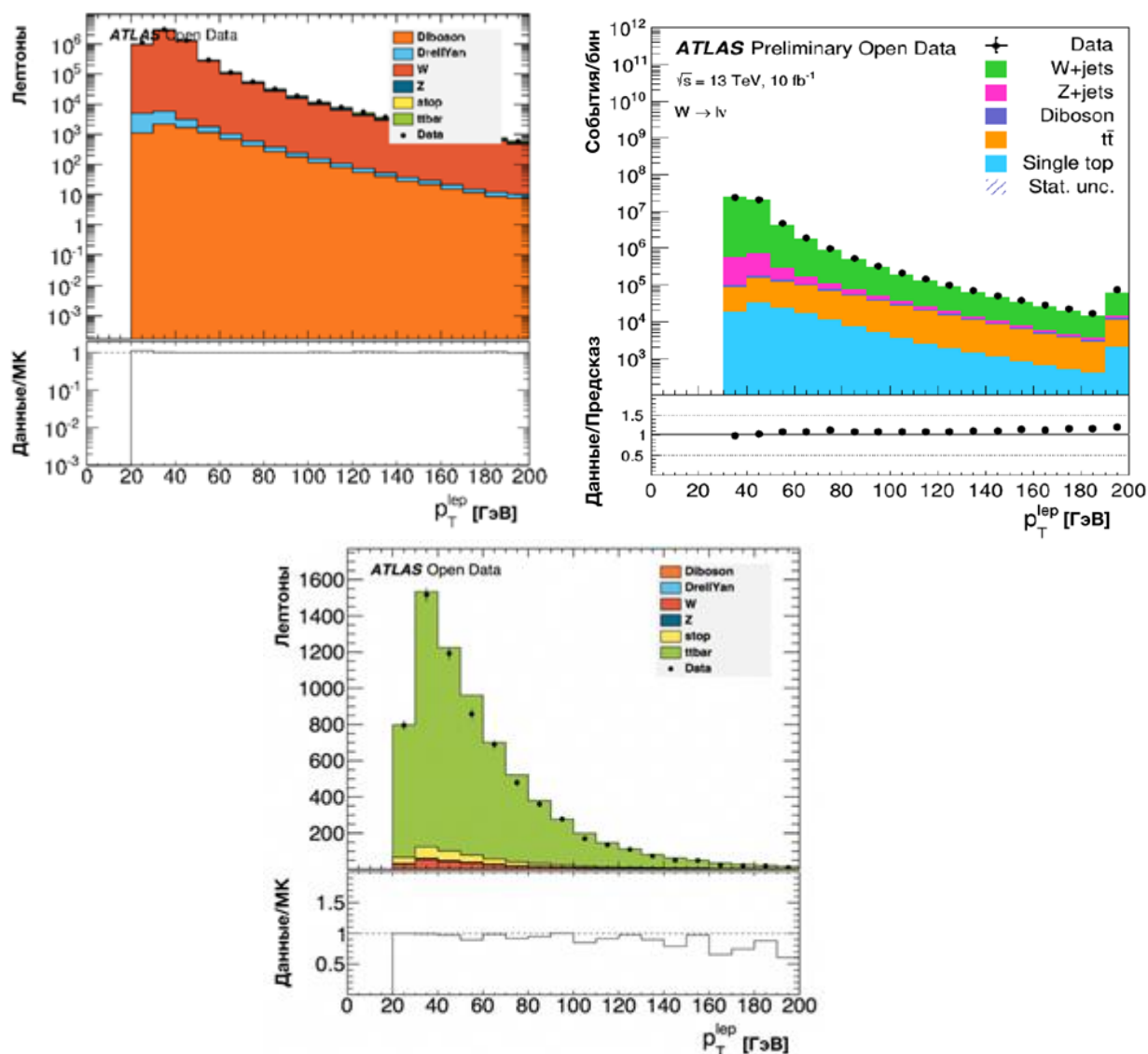


Рис. 1: а — распределение лептонов от распада W бозона по поперечному импульсу при энергии 8 ТэВ [6]; б — распределение лептонов от распада W бозона по поперечному импульсу при энергии 13 ТэВ; в — распределение лептонов от распада топ кварка по поперечному импульсу при энергии 8 ТэВ.

W и Z бозоны распадаются на пару лептонов или пару кварк-антикварк. Топ кварк распадается на W бозон и b кварк. Условия регистрации топ кварка зависят от канала распада W бозона. На рис. 1 а-в приведены полученные распределения лептонов от распадов этих частиц при стандартных критериях выделения событий в эксперименте ATLAS [3, 4, 5].

Видно, что количество событий различается благодаря более высокой интегральной светимости. Большая статистика при энергии 13 ТэВ позволяет изучать больше фоновых каналов. При увеличении энергии появляются заметные вклады от дополнительных фоновых процессов Дрелла-Яна, процессов парного рождения векторных бозонов, а также от рождения пар топ-анти топ кварков (рис. 1 а, б). Распределение лептонов от распада топ кварка при энергии 8 ТэВ приведено на рис. 1в.

Открытие данные ATLAS при 13 ТэВ позволяют также исследовать характеристики процессов парного рождения векторных бозонов, парного и одиночного рождения топ кварков, рождения бозонов Хиггса.

Литература

1. The ATLAS Collaboration. ATL-OREACH-PUB-2018-001
2. The ATLAS Collaboration. ATL-OREACH-PUB-2020-01
3. The ATLAS Collaboration. A Measurement of $W^{\pm}Z$ Production in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS Detector. Phys. Lett. B. 2016. 601-621
4. The ATLAS Collaboration. A Measurement of $W^{\pm}Z$ Production in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS Detector. ATLAS-CONF-2013-021
5. The ATLAS Collaboration. Measurements of top-quark pair differential and double-differential cross-sections in the $l^{+}j$ ets channel with pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV using the ATLAS Detector. Eur.Phys.J. C79 (2019) no.12, 1028
6. А.А. Короткова. Рождение тяжелых векторных бозонов в pp соударениях в эксперименте ATLAS. Труды XX межвузовской научной школы молодых специалистов "концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине".

УПРАВЛЕНИЕ УГЛОВЫМИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯМИ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ В БИХРОМАТИЧЕСКОЙ ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ В ОБЛАСТЬ СТРУКТУРИРОВАННОГО НЕПРЕРЫВНОГО СПЕКТРА

Ст. науч. сотр. Грызлова Е.В., асп. Попова М.М., асп. Киселев М.Д.,
вед. науч. сотр. Грум-Гржимайло А.Н.

Управление процессами на квантовом уровне и их мониторинг — квантовый когерентный контроль — направление в физике, представляющее огромную важность, как с точки зрения фундаментальной физики, так и

для приложений. В его основе лежит интерференция между несколькими путями перехода в одно конечное состояние. Когерентный контроль электромагнитным полем над процессами в атомах реализуется по следующей схеме

$$A + \begin{cases} n\omega_1 \\ m\omega_2 \end{cases} \rightarrow A', \quad n\omega_1 \approx m\omega_2.$$

Управление протеканием реакции осуществляется, в первую очередь, изменением интенсивности полей с частотами ω_1 и ω_2 , или/и их относительной фазы [1-3]. Помимо этого, обсуждаются и более изощренные способы управления, такие как изменение начальной фазы и формы огибающей, применимые только для очень коротких импульсов.

В спектре большинства лазерных источников, помимо основной частоты, присутствуют и высшие моды излучения, поэтому генерация кратных частот, удовлетворяющих условию $n\omega_1 = m\omega_2$, происходит естественным образом. С развитием техники генерации высокочастотного излучения, в частности, лазеров на свободных электронах (ЛСЭ) [4], эксперименты по когерентному контролю стали проводиться в ВУФ диапазоне [5]. Особенностью взаимодействия атомов с ВУФ излучением является то, что одного-двух фотонов достаточно, чтобы перевести систему в состояние непрерывного спектра. Контролируемыми величинами тогда оказываются характеристики электронной эмиссии, например, угловые распределения или степень спиновой поляризации фотоэлектронов.

В работах [6,7] мы исследовали когерентное управление угловыми распределениями электронной эмиссии при бихроматической ионизации атомов водорода и неона, то есть в процессе

$$A + \begin{cases} \omega + \omega \\ 2\omega \end{cases} \rightarrow A^+ + e^-.$$

Водород и неон не обладают никакими структурными особенностями в исследованной области энергий непрерывного спектра. Здесь мы обобщаем исследования на системы, где непрерывный спектр обладает какими-либо особенностями. Самыми типичными особенностями непрерывного спектра являются автоионизационные состояния [8], куперовские минимумы в сечениях фотоионизации [9], и гигантский дипольный резонанс [10].

Среди вышеперечисленных структур непрерывного спектра наибольший интерес представляют автоионизационные состояния, так как вариация амплитуды происходит на очень узком интервале энергий.

При ионизации бихроматическим полем любая наблюдаемая определяется билинейными комбинациями амплитуд переходов, причем интерференция одно- и двухфотонных амплитуд приводит к появлению новых наблюдаемых величин [6], например, при ионизации линейно поляризо-

ванными вдоль оси z гармониками — нечетных рангов параметров угловой анизотропии

$$W(\vartheta) = \frac{W_0}{4\pi} \left(1 + \sum_k \beta_k P_k(\cos \vartheta) \right).$$

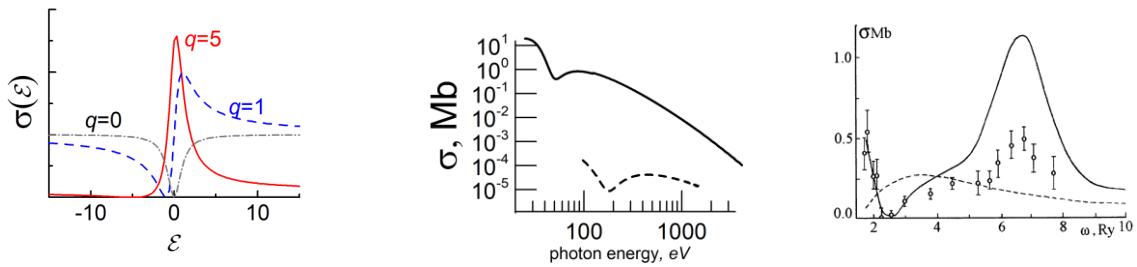


Рис. 1 Проявление структуры непрерывного спектра в спектрах фотоионизации: левая панель: в области автоионизационного состояния для различных значений профильного индекса Фано [8]; центральная панель: в области куперовского минимума дипольного (сплошная линия) и квадрупольного (пунктирная линия) сечения фотоионизации [11]; правая панель: в области гигантского резонанса атома ксенона [10].

Появление ненулевых коэффициентов при нечетных полиномах Лежандра P_k нарушает симметрию относительно плоскости, перпендикулярной вектору линейной поляризации ионизирующего излучения, а вид параметров угловой анизотропии β_k в терминах амплитуд неоднократно обсуждался ранее [12,13]. Более интересным является извлечение параметров излучения [14] или амплитуд [15] по результатам измерения этих параметров.

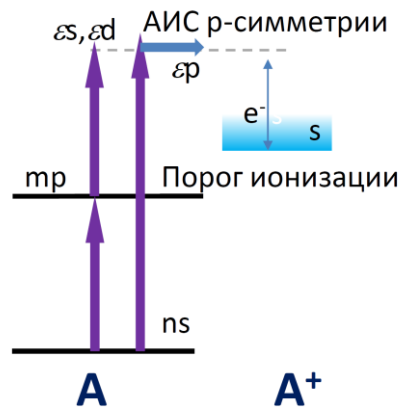


Рис. 2 Схема бихроматической ионизации в окрестности автоионизационного состояния.

Здесь мы рассматриваем ионизацию из s -состояния, когда однофотонный переход возбуждает автоионизационное состояние p -симметрии. Двухфотонный переход приводит к ионизации в s - и d -волны фотоэлектрона (рис. 2).

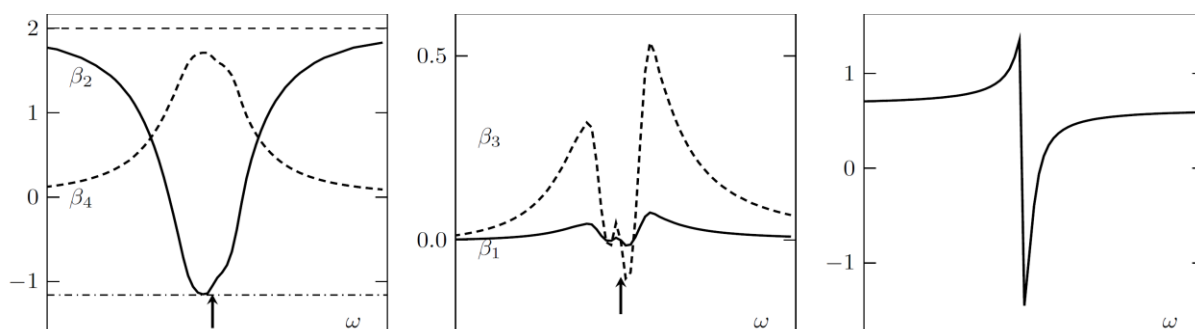


Рис. 3 Модельный расчет. Левая панель: параметры угловой анизотропии при ионизации s-состояния $\beta_{2,4}$, вместе с (постоянными) параметрами для обычных однофотонной и двухфотонной ионизации; средняя панель: параметры угловой анизотропии, определяемые интерференцией одно и двухфотонных амплитуд $\beta_{1,3}$; правая панель: фаза амплитуды канала однофотонной ионизации в р-волну, которую можно извлечь из измерения параметров β_{1-4} (в единицах π).

Когда конечный ион оказывается в состоянии s-симметрии (при ионизации гелия и щелочных элементов), в однофотонной ионизации разрешен только один канал. Тогда, даже при наличии структуры в континууме, параметры угловой анизотропии в однофотонной ионизации оказываются постоянными (рис. 3 левая панель). Наличие же интерференции однофотонного и двухфотонного каналов ионизации проявляет резонансную структуру (рис. 3 средняя панель) и позволяет определить фазу амплитуды ионизации в окрестности автоионизационного состояния (рис. 3 правая панель).

Таким образом, при ионизации одновременно основной и второй гармоникой, одна из ветвей служит «проявителем», позволяя выделить структуры, скрытые в обычной однофотонной или двухфотонной ионизации.

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

Литература

1. P. Brumer, M. Shapiro // Chem. Phys. Lett. 1986. v.126, p. 541.
2. Н.Б. Баранова, Б.Я. Зельдович, А.Н. Чудинов, А.А. Шульгинов // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1990. Т. 98, № 6(12). С. 1857.
3. Yi-Yian Yin, Ce Chen, D. S. Elliott, A. V. Smith // Phys. Rev. Lett. 1992. v. 69, p. 2353.
4. E. Allaria, R. Appio, L. Badano et al. // Nature Photonics. 2012. v. 6. p. 699.
5. K. C. Prince, E. Allaria, C. Callegari et al. // Nature Photonics. 2016. v. 10. p. 176.
6. A.N. Grum-Grzhimailo et al. // Phys. Rev. A. 2015. v. 91, p. 063418.
7. N. Douguet et al. // Phys. Rev. A. 2016. v. 93. p. 033402.
8. U. Fano // Phys. Rev. 1961. v. 123. N. 6. p. 1866.
9. J. W. Cooper // Phys. Rev. 1962. v. 128, p. 681.

10. M. Ya. Amusia and J.-P. Connerade // Rep. Prog. Phys. 2000. v.63 p. 41.
11. E.V. Gryzlova et al. //J. Phys. B. 2013. v. 46 p. 164014.
- 12.E.V. Gryzlova// Phys. Rev. A. 2018. v.97 p.013420.
13. N. Douguet// Eur. Phys. J. D 2017. v.71 p. 105.
14. M. Di Fraia et al.// Phys. Rev. Lett. 2019. v. 123 p. 213904.
15. P. A. Carpeggiani et al.// Nature Phys. 2019. v. 15 p. 170.