

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова
Физический факультет



НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ

Секция физики

Апрель 2021 года

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
Физический факультет

НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ
Секция физики

Апрель 2021 года

Сборник тезисов докладов
Под редакцией профессора Н.Н. Сысоева

Москва
Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова
2021

Научная конференция «ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ».
Секция физики. Апрель 2021. Сборник тезисов докладов / Под ред.
Н.Н. Сысоева. — М., Физический факультет МГУ, 2021 г. 328 с.
ISBN 978-5-8279-0204-1

Подписано в печать 19.04.2021 г.
Формат А5. Объем 20,5 п.л.
Тираж 50 экз. Заказ №

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова
Москва, ГСП-1, Ленинские горы, д.1, стр.2

Отпечатано в Отделе оперативной печати
Физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

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».

Подсекция:
ОПТИКА И ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

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

ГЕНЕРАЦИЯ ГАРМОНИК АТОМАРНОЙ СРЕДОЙ В ОПТИЧЕСКИХ ВИХРЕВЫХ ПОЛЯХ

Проф. Андреев А.В., асс. Шутова О.А.

В задаче о генерации высоких гармоник атомарной газовой средой в настоящее время наметилось понимание, что описание поля, падающего на среду в скалярном приближении, в рамках которого сформулирована доминировавшая долгие годы трехступенчатая модель генерации, не позволяет решать сложнейшие задачи управления поляризацией гармоник. Как следствие, невозможно адекватно описывать состояние поляризации отдельных гармоник, а также локализовывать области генерации определенных гармоник в заданном состоянии поляризации как в направлении вдоль оптической оси, так и в плоскости детектора. Даже в случае взаимодействия среды с одноцветным острогофокусированным лазерным полем в фокальной плоскости падающее поле представляет собой сложный объект, имеющий компоненты поля в трех декартовых направлениях. Амплитудные, фазовые и поляризационные свойства этого поля, если выйти за пределы параксиального приближения фокусировки, принципиально неоднородны как вдоль оптической оси, так и в фокальной и любой другой поперечной плоскости. Сформулированная и разрабатываемая в нашей группе теория является уникальным инструментом описания такого взаимодействия т.к. основана на решении подлинно трехмерной задачи об атоме в поле, волновые функции которого задаются не для одномерной потенциальной ямы, как в большинстве теоретических работ, а непосредственно как волновые функции водородоподобного атома в сферических координатах. В последнее время много работ, в частности разработанных нашей научной группой, было посвящено генерации гармоник высокого порядка в протяженной среде с учетом фазового сдвига Гюи. Фазовый сдвиг Гюи – это переключение фазы падающего на среду острогофокусированного излучения на величину равную π вблизи фокальной плоскости в узком слое. Однако фазовый сдвиг Гюи — это теоретическое явление, возникающее при рассмотрении фокусировки света в параксиальном приближении волнового уравнения. Для более строгого описания необходимо привлечение векторных теорий фокусировки Ричардса-Вольфа [1] или Дебая [2], приводящих к схожим результатам для векторного поля в фокальной плоскости острогофокусированного пучка.

В настоящей работе на основе точных решений для фокусировки гауссова и негауссова излучения исследован вопрос о генерации гармоник в тонкой разреженной среде, локализованной вблизи фокальной плоскости, для пяти разных конфигураций падающих полей, позволяющих

исследовать влияние амплитудно-фазовых особенностей падающего поля на процесс генерации гармоник на оптической оси. В частности, ставится задача отыскания для отдельных гармоник положения максимумов продольного поля на оптической оси по интенсивности и определения состояния поляризации в этой области.

В настоящее время появился ряд экспериментальных работ, в частности [3-5], в которых исследовался вопрос о взаимодействии атома с негауссовыми модами поля. В этом случае сказанное выше об острогофокусированном гауссовом пучке становится актуальным в еще большей степени, т.к. если в гауссовом пучке продольная компонента поля существенно меньше по величине, чем поперечная, то в негауссовых модах они становятся величинами одного порядка. В таких условиях использовать скалярную теорию взаимодействия становится бессмысленно. При этом использование негауссовых мод, в случае достижения в них высокой интенсивности поля, представляет собой широчайший спектр возможностей управления поляризационными свойствами гармоник, а также получения «безоптической» фокусировки гармоник, что особенно актуально для высоких гармоник. Важнейшим результатом представленной работы является возникновение асимметрии распределения гармоник на детекторе, особенно сильно проявляющееся в поляризационно разрешенных измерениях.

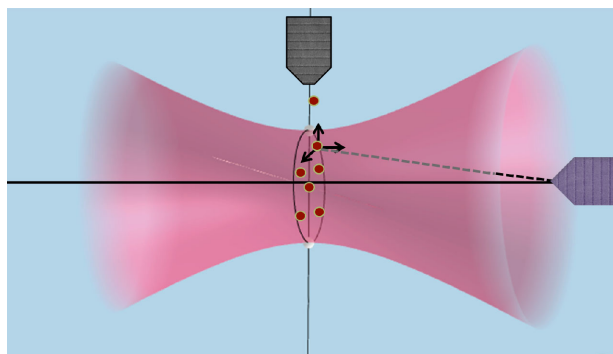


Рис. 1. Постановка задачи

За основу для расчета амплитудно-фазовых характеристик полей в фокальной области были взяты решения Ричардса-Вольфа для векторной фокусировки поля для одно- и двух-частотной схем генерации гармоник:

- 1) в фокальной плоскости одноцветного лазерного поля в основной гауссовой моде (HG_{00});
- 2) в фокальной плоскости двухцветной коллинеарной схемы лазерных полей в основной гауссовой моде (HG_{00}) плоскости фокусировки которых совпадают;

3) в фокальной плоскости одного из полей двухцветной ортогональной схемы лазерных полей в основной гауссовой моде (HG_{00}) плоскости фокусировки которых сдвинуты на величин;

4) в фокальной плоскости радиально поляризованной тороидальной моды ($HG_{10 n_x} + HG_{10 n_y}$)

5) в фокальной плоскости азимутально поляризованной моды ($-HG_{01 n_x} + HG_{01 n_y}$)

В рамках непертурбативной теории [6] исследовалась динамика населенностей по подуровням с различным магнитным квантовым числом для газов, в которых внешний электрон находится в p -состоянии. Динамика волновой функции состояний с различным значением проекции углового момента в атоме неона a_0, a_1, a_{-1} , где в нижнем индексе указана величина магнитного квантового числа подуровня $2p$ -уровня рассчитывалась для каждой индивидуальной пары радиуса и угла как координат атома в цилиндрической системе.

Радиально- и азимутально- поляризованная моды, получаемые из двух эрмитово -гауссовых мод, ориентированных ортогонально друг к другу, характеризуется неоднородной аксиально симметричной поляризацией в поперечной плоскости пучка, и продольным полем, амплитуда которого сопоставима с поперечной компонентой. Результат исследования спектров отклика в таких полях показал, что длина, на которой достигается максимум генерации гармоник в этом существенно превышает получаемую в гауссовой моде, что представляет собой интересный результат возможность исследовать влияние разных параметров эксперимента на эту величину открывает новые возможности.

Литература

1. Novotny, L., & Hecht, B. (2006). Principles of Nano-Optics. Cambridge: Cambridge University Press. doi:10.1017/CBO9780511813535.
2. Ю.В. Крыленко и др. «Расчет структуры поля лазерного излучения различных поляризаций в фокальной области идеальной фокусирующей линзы методами скалярной теории дифракции». ФИАН. 2011.
3. L. Quintard et al., «Optics-less focusing of XUV high-order harmonics» 2019. <https://doi.org/10.1126/sciadv.aau7175>.
4. P. B. Corkum et al. “Vectorizing the spatial structure of high-harmonic radiation from gas”. 2019. <https://www.nature.com/articles/s41467-019-10014-5#citeas>.
5. W. Paufler et al «High harmonic generation with Laguerre–Gaussian beams» 2019 J. Opt. 21 094001.
6. V. Andreev, S. Y. Stremoukhov, and O. A. Shutova, Ionization of a multi-level atom by ultrashort laser pulses, Journal of Experimental and Theoretical Physics, 111 (2010), pp. 936–948. <https://istina.msu.ru/publications/article/413333/>.

ФАНТОМНАЯ ПОЛЯРИМЕТРИЯ В КЛАССИЧЕСКОМ И КВАНТОВОМ СВЕТЕ — НОВОЕ НАПРАВЛЕНИЕ В ФАНТОМНОЙ ОПТИКЕ

Доц. С. А. Магницкий, проф. А. С. Чиркин

Аннотация. Предложено и создано новое направление в фантомной оптике — фантомная поляриметрия (ФП). В рамках современной терминологии, ФП представляет собой интеллектуальную систему видеонаблюдения, относящуюся к классу систем искусственного интеллекта. Развита теория ФП как в классическом, так и в квантовом свете. Разработаны методики и схемы экспериментальной реализации ФП. Экспериментально доказана эффективность ФП для измерения поляризационных свойств объектов, обладающих линейным дихроизмом как в классическом, так и в квантовом свете. Создана приборная база, позволяющая реализовать ФП в квантовом свете. В частности, были разработаны, изготовлены и использованы для экспериментальной реализации ФП следующие приборы: счетчики одиночных фотонов; время-цифровые преобразователи; СПР-источники коррелированных фотонов и квантовый томограф. ФП, в особенности в однофотонном варианте, качественно расширяет возможности обычной поляриметрии, открывая путь к созданию уникальной, недоступной в рамках существующих технологий, медицинской нетравмирующей диагностической техники нового поколения, а также поляризационных систем распознавания образов при космической и аэросъемке объектов, невидимых в обычном свете.

Введение.

Фантомная поляриметрия (ФП) объединяет в себе идеи традиционной оптической поляриметрии, статистической и квантовой оптики и базируется на одном из самых интригующих методах современной оптики - методе получения изображений с помощью фантомного принципа [1-6]. В отличие от обычной поляриметрии, где происходит «фотографирование объекта», в ФП поляризационное изображение объекта не фотографируется, а реконструируется «компьютерным» образом на основе корреляционных математических алгоритмов, использующих информацию, получаемую с детекторов, установленных на выходе двух каналов, в которые направляются два коррелированных световых потока со специально приготовленными пространственными, временными и поляризационными свойствами. Один из них освещает объект, а второй остается в фантомном поляриметре, где подвергается сложной физической и математической обработке.

Теория ФП в классическом свете.

Была разработана теория [7], позволившая обобщить принцип, лежащий в основе фантомных изображений в классическом свете, на объекты, изменяющие состояние поляризации. Построенная теория является первой теорией, показавшей возможность реализации принципа ФП, т.е. получения фантомных поляризационных изображений двумерных объектов с пространственным разрешением. Принципиальная схема ФП изображена на рис.1. Теория построена следующим образом.

Пространственное распределение поляризационных свойств объекта описывается матрицей

Джонса $M = \begin{pmatrix} M_{xx} & M_{xy} \\ M_{yx} & M_{yy} \end{pmatrix}$, элементы которой $M_{jk} = M_{jk}(\theta)$ зависят от ориентации пространственных координат $\{x, y\}$, связанных с ориентацией поляризационного светоделителя. Вектор r лежит в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения. Непосредственно после объекта поле определяется выражением

$A(r) = MA_0(r)$, где $A_0(r) = (A_0^{(x)}(r), A_0^{(y)}(r))^T$, где T означает транспонирование.

Случайные функции $A_0^{(x)}(r)$ и $A_0^{(y)}(r)$ — комплексные амплитуды ортогональных поляризационных компонент поля источника излучения. Пересчет поля в плоскости объекта и детектора производится в квазиоптическом приближении с помощью передаточных функций. Так, ток на детекторе можно записать в виде $I_0 = |Tr(A(\rho)A^\dagger(\rho))|d^2\rho = |Tr(MI_0(\rho)M^\dagger)|d^2\rho$, где матрица $I_0(\rho) = A(\rho)A^\dagger(\rho)$ — матрица исходного излучения, падающего на объект. Учитывая корреляционные свойства случайных полей с гауссовской статистикой, можем рассчитать взаимные корреляционные функции токов в зондирующем и восстанавливающем плечах $G_{xy}(\tau) = \langle U_x J_x^{(x)}(\rho) - U_y J_y^{(y)}(\rho) \rangle$ в x и y каналах схемы, а именно, $G_{xx}(\tau) = sK^{(xx)}(-r)|\Gamma^{(xx)}(\rho)|^2 d^2\rho$, где s — площадь пикселя, $K^{(xx)} = |M_{11}|^2 + |M_{21}|^2$, $K^{(yy)} = |M_{22}|^2 + |M_{12}|^2$, а $\Gamma^{(xx)}(\rho + r) = \langle A_0^{(x)}(\rho)A_0^{(x)*}(\rho + r) \rangle$ фактически есть корреляционные функции

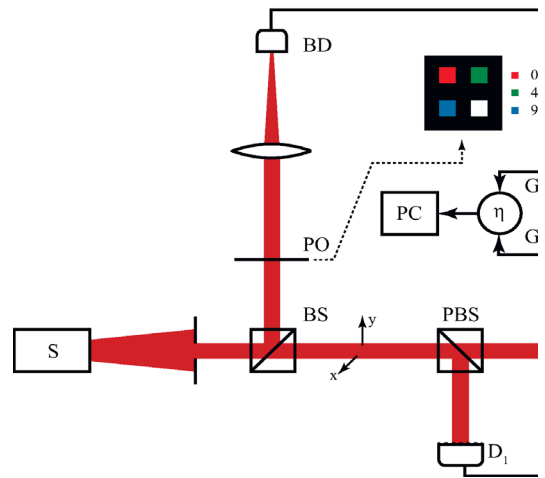


Рис. 1. Принципиальная схема реализации ФП: S — источник квазитеплого света, BS — симметричный светоделитель, PBS — поляризационный светоделитель, D1, D2 — матричные детекторы, BD — собирающий детектор, PO — поляризационный объект (цветом обозначено направление поляризации, при котором пропускание участка объекта максимально), η — устройство

исходного излучения. В итоге приходим к заключению, что состояние поляризации объекта определяется следующим соотношением:

$$\eta = \frac{G_y(r)}{G_x(r)} = \frac{K^y(r)}{K^x(r)}$$

В случае, если отдельный элемент поперечного сечения объекта можно рассматривать как поляризатор, то $\eta = \eta(\theta(r)) = \tan^2 \theta(r)$, где $\theta(r)$ — угол, который составляет направление оси поляризатора с направлением оси x .

Таким образом была показана возможность реализации ФП в классическом свете.

Экспериментальная реализация фантомной поляриметрии в классическом свете. Первая экспериментальная реализация принципа ФП была выполнена в неполяризованном классическом свете в применении к объектам, поляризационные свойства которых обусловлены амплитудным линейным дихроизмом [8]. Матрица Джонса таких объектов имеет вид:

$$M = \begin{pmatrix} \cos^2 \theta(r) + P(r) \sin^2 \theta(r) & (1 - P(r)) \sin \theta(r) \cos \theta(r) \\ (1 - P(r)) \sin \theta(r) \cos \theta(r) & \sin^2 \theta(r) + P(r) \cos^2 \theta(r) \end{pmatrix},$$

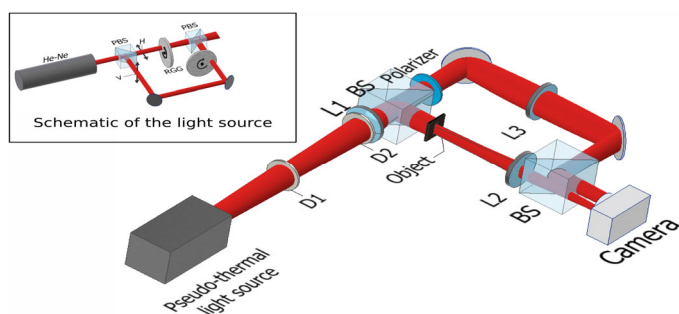


Рис.2. Схема экспериментальной установки ФП в классическом свете. На вставке: квазитепловой источник неполяризованного света

где r — радиус-вектор в сечении объекта, перпендикулярном направлению распространения падающего света; $\theta(r)$ — азимут линейной амплитудной анизотропии, $P(r)$ — ее величина. Схема экспериментальной установки приведена на рис.2. Методика измерений заключается в следующем [8-10]. С помощью CCD производится

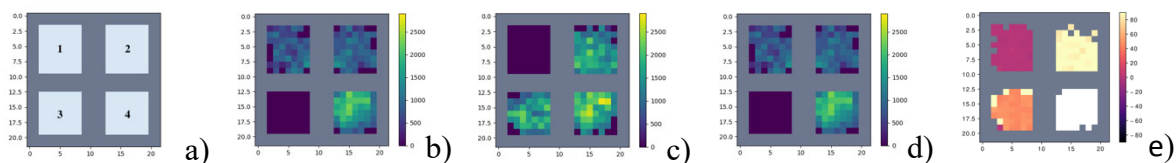


Рис.3. Экспериментальные результаты: (а) схематичное изображение объекта; (b,c,d) экспериментально измеренные кросс-корреляционные функции $G^{xy}(r)$, $G^{yx}(r)$ и $G^{T(A)}(r)$, соответственно. Шкалы даны в пикселях, полный масштаб 930 μm ; е) поляризационное фантомное изображение $\theta(r)$ 4-х секционного образца.

покадровая съемка с временем экспозиции $\Delta T = 50 \mu\text{s}$. Временные интервалы $\tau_{\text{дел}}$ между измерениями 12 нс. Время набора данных ~ 8 мин (~4000 кадров). Эксперимент производился на искусственном объекте,

конструкция которого и измеренные кросс-корреляционные функции представлены на Рис.3. В секции 1 образца находится поляризатор, ориентированный вдоль оси x , в секции 2 — под углом $\pi/4$ в секции 3 — под углом $\pi/2$, в секции 4 находится неполяризующая пленка. Распределения, показанные на рис. 3(b-d), по сути являются амплитудными фантомными изображениями, однако полученными в поляризованном свете. Зная все 3 корреляционные функции $G^{(3)}(r)$, в соответствии с разработанной теорией ФП можно восстановить поляризационные изображения $P(r)$ и $\theta(r)$. Сначала восстанавливается изображение $P(r)$, и затем $\theta(r)$. Результаты представлено на Рис.3(e).

Полученные экспериментальные результаты подтвердили работоспособность предложенной концепции и адекватность разработанной теории в применении к объектам, обладающим линейным амплитудным дихроизмом.

Теория фантомной поляриметрии в квантовом свете.

В этом разделе представлена теория фантомной поляриметрии в квантовом свете. Показано, что ФП может быть реализована в квантовом варианте с использованием запутанных квантовых состояний бифотонов [11]. Была рассмотрена схема квантового фантомного поляриметра (КФП) с линзами в объектном и восстанавливающем каналах, изображенная на рис. 4. Расчеты проведены в представлении Гейзенберга, а объект, как и в классическом случае, описывается матрицей Джонса M . Операторы полей сигнального $A_{10}(R)$ и холостого $A_{20}(R)$ фотонов на выходе кристалла СПР удобно описать, воспользовавшись преобразованием Боголюбова:

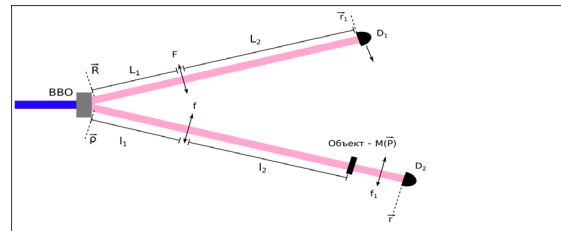


Рис.4. Схема квантового фантомного поляриметра, использованная для построения теории

здесь $A_{1,10}(R) = A_{1,11}(R) + B_{1,12}^\dagger(R)$ $A_{1,20}(R) = B_{1,21}^\dagger(R) + A_{1,22}(R)$.

Здесь введены обозначения $A_{ij}(R) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} Q_{ij}(q) v_j(q) e^{iqR} dq$, $B_{1,12}^\dagger(R) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} Q_{1,12}(q) v_1^\dagger(-q) e^{iqR} dq$, где $\hat{v}_j(q)$ и $\hat{v}_m^\dagger(-q)$ – Бозе операторы вакуумного поля. Операторы медленно меняющихся амплитуд $A_{jo}(R)$, $A_{jo}(R)$ волн подчиняются коммутационным соотношениям $[A_{1,ja}(R^t), A_{1,mb}^\dagger(R^s)] = \delta(R^t - R^s) \delta_{jmb}$, $G, m = 1 \dots 2$.

Расчет проводился в квазиклассическом приближении, используя стандартные функции передачи полей линзами. Как и в классическом случае, для каждого пикселя вычислялась взаимная пространственная корреляционная функция $G(r_m) = (U_1(r_m)U_2) - (U_1(r_m)N_2)$ операторов тока с одного пикселя

$I_1(\sigma_m) = \int_{\sigma_p} I_1(\sigma) d\sigma$ и интегрального тока детектора $\langle I_2 \rangle^{r_m} = \int_{\sigma_n} \langle I_2 \rangle^{\square}(\sigma) d\sigma$.

Усреднение производится по вакуумному состоянию. В результате довольно громоздких вычислений приходим к выводу, что при однофотонном освещении поляризационное изображение объекта, поляризационные свойства которого задаются матрицей Джонса

$M = \begin{pmatrix} \cos^2\theta & \sin\theta\cos\theta \\ \sin\theta\cos\theta & \sin^2\theta \end{pmatrix}$, может быть описано формулой

$\eta\left(\frac{l}{L}r_m\right) = G^{(r/A)}(\sigma_m) / G^{(r/B)}(\sigma_m) - \tan^2\theta\left(\frac{l}{L}r_m\right)$, где $G^{(r/A)}(\sigma_m)$ — кросс-корреляционная функция, полученная в повернутой на 90° поляризации. Привлекательной особенностью предложенной схемы, которая ранее не анализировалась ни для каких видов фантомных изображений, является возможность увеличения изображения в $1/L$ раз.

Разработка приборной базы для экспериментальной реализации фантомной поляриметрии в квантовом свете.

Для экспериментальной реализации ФП в квантовом свете требуются целый ряд приборов, составляющих инструментальную базу современных квантовых технологий. Это двухканальный время-цифровой преобразователь, два счетчика одиночных фотонов, СПР-источник бифотонов и квантовый томограф, используемый для контроля квантового состояния фотонной пары, генерируемой СПР-источником. В силу того, что в России все эти приборы не производятся, то было принято и реализовано решение разработать и изготовить данные приборы своими силами.

Счетчик одиночных фотонов SPC-V1. Для регистрации одиночных фотонов был разработан счетчик фотонов на видимый диапазон (SPC-V1) [12-14]. Фоточувствительным элементом является лавинный фотодиод (ЛФД) SAP500FP-10/22-FC-1BV фирмы Laser Components. Внешний вид счетчика одиночных фотонов представлен на рис.5 (а, б), а интерфейс

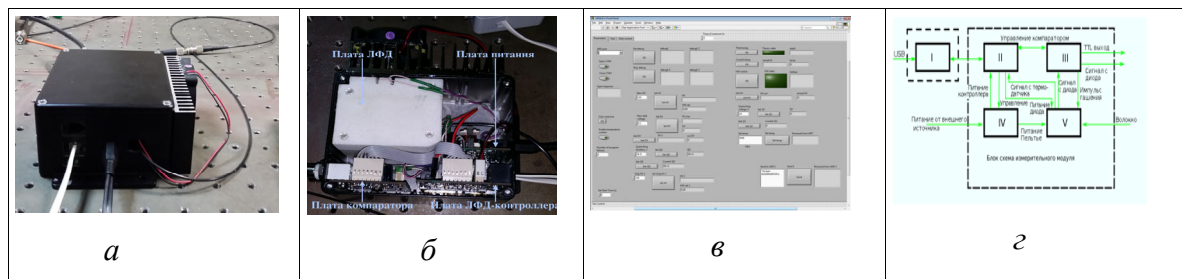


Рис. 5. Счетчик одиночных фотонов SPC-V1: (а) внешний вид счетчика; (б) укомплектованный вид счетчика изнутри; в) меню управления; г) функциональная схема

программы управления и блок-схема счетчика приведены на рис.5(в,г). Для работы со счетчиком одиночных фотонов была разработана интерактивная

программа «APD_VNIOFI», написанная на LabView. Программа обладает удобным интерфейсом управления. Для работы со счетчиком необходимы компьютер под управлением 64-разрядной ОС Windows 7 со следующим программным обеспечением: LabVIEW Run-Time Engine 2015 (64-bit) или LabVIEW 2015 (64-bit), NI VISA или NI VISA Run-Time Engine >15.0, FTDI Virtual COM Port driver >2.11. В компьютере должен иметься USB порт, работающий по протоколу USB 2.0. Счетчики были доведены до коммерческого уровня и 2 экземпляра были поставлены по контракту во ВНИИОФИ, где совместно с нашей группой были использованы при разработке метрологических методик безэталонного измерения квантового выхода детекторов [13].

Время-цифровой преобразователь TDC-6. Время-цифровой преобра-

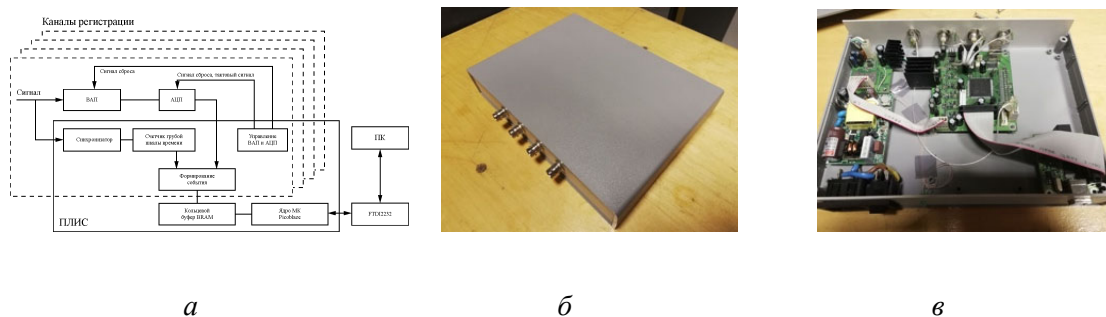


Рис. 6. Время-цифровой преобразователь TDC-6: а) функциональная схема одного из 4-х идентичных каналов; б) внешний вид; в) вид изнутри.

зователь TDC-6 также разработан и произведен в нашей лаборатории [12]. Время-цифровой преобразователь TDC-6 представляет собой 4-х канальное устройство, способное одновременно обрабатывать четыре потока импульсов фотоотсчетов с 4-х счетчиков одиночных фотонов. Ключевым элементом электронной части прибора является ПЛИС FPGA Xilinx Spartan-6 XC6SLX9 с тактовым генератором 80МГц. Оцифровка пилообразного напряжения производится 12-ти битным АЦП ADS7886 последовательного приближения. Прибор отличается низким энергопотреблением, габаритами и себестоимостью, обеспечивая хорошую (порядка 20 пс) точность временной привязки.

СПР-источник запутанных по поляризации фотонов. Были разработаны и созданы 4 различных источника бифотонов на основе спонтанного параметрического рассеяния 1-го типа [15-18], три из которых по неколлинеарной схеме и один по схеме Саньяка. В качестве накачки использовались cw диодный лазер (405 нм, 500 мВт) и cw YAG генератор с преобразованием во 2-ю гармонику. Неколлинеарные СПР-источники могли функционировать в 2-х модах: в режиме запутанных по импульсу фотонов (однокристалльная схема, один из вариантов которой приведен на рис.7а) и в режиме генерации фотонов, запутанных по поляризации

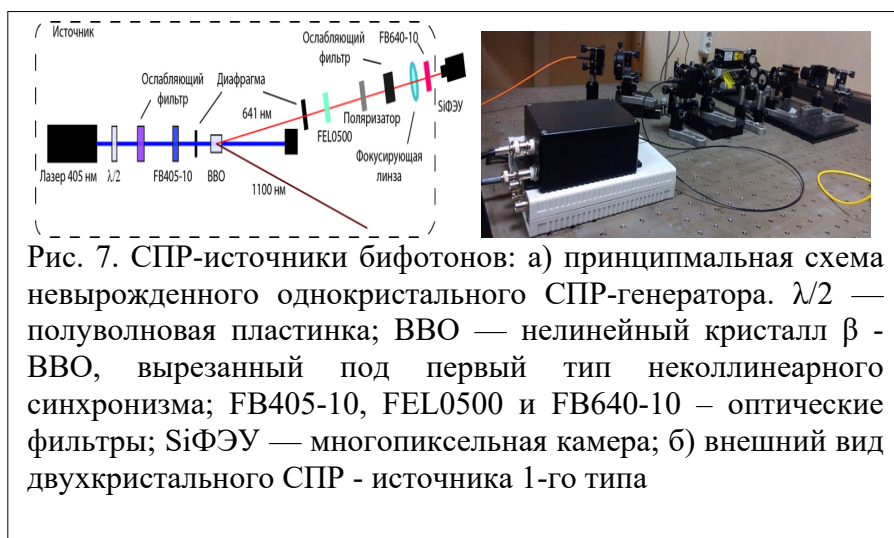


Рис. 7. СПР-источники бифотонов: а) принципиальная схема невырожденного однокристалльного СПР-генератора. $\lambda/2$ — полуволновая пластинка; ВВО — нелинейный кристалл β -ВВО, вырезанный под первый тип неколлинеарного синхронизма; FB405-10, FEL0500 и FB640-10 – оптические фильтры; SiФЭУ — многопиксельная камера; б) внешний вид двухкристалльного СПР - источника 1-го типа

(двухкристалльная схема, рис.8а). В однокристалльном СПР, изображенном на рис.7а, длина волны сигнального фотона 640 нм, ширина спектра 8 нм. Диапазон перестройки

потока одиночных фотонов От 1 до 300000 фот/сек. Внешний вид двухкристалльного СПР-источника вместе с время-цифровым преобразователем и счетчиком фотонов на первом плане изображен на рис. 7б. Источник собран по неколлинеарной двухкристалльной схеме с применением специальных компенсационных кристаллов. Предложен

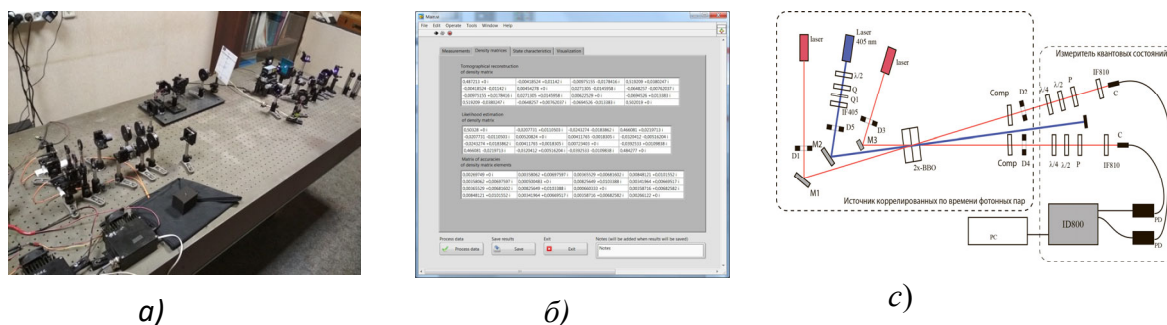


Рис. 8. Квантовый томограф: а) Общий вид; в) меню; б) принципиальная схема: Q, Q1 – кварцевые компенсационные кристаллы, D1 - D5 – ирисовые диафрагмы, Comp – пространственные компенсационные кристаллы. Пунктирной линией выделены СПР-источник (слева) и собственно квантовый томограф (справа)

способ устранения разрушающего действия эффекта Мигдалла на степень перепутанности бифотонов, в двухкристалльной схеме СПР на кристаллах 1-го типа [19], открывающий путь к построению «идеального» СПР-источника запутанных по поляризации фотонов [20].

Квантовый томограф. Квантовый томограф представляет собой устройство, способное измерять квантовое состояние фотонов. Такой прибор является необходимым инструментом при проведении любых квантово-оптических измерений. Схема разработанного квантового томографа [21], позволяющего характеризовать как чистые, так и смешанные поляризационные состояния бифотонов, включая степень их запутанности, представлена на Рис.8. Прибор вычисляет матрицу

плотности двухкубитного состояния с помощью измерения проекций измеряемого состояния на 16 различных известных состояний. На основе рассчитанной матрицы плотности вычисляются характеристики квантового состояния – фиделити, линейная энтропия, энтропия фон Неймана, Concurrence, Tangle и перепутывание формирования. Прибор доведен до состояния коммерческого изделия. Один экземпляр поставлен в ООО “Спектр”.

Экспериментальная реализация ФП в квантовом свете. Экспериментальные методики регистрации поляризационных изображений в малофотонном свете были отработаны на поверхностных наноструктурах [22]. Для экспериментальной реализации ФП в квантовом однофотонном режиме была создана установка, схема которой и ее внешний вид приведены на рис 9.

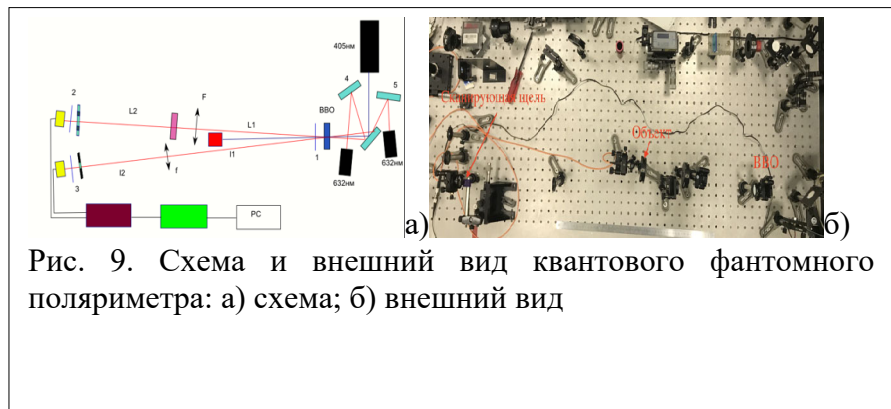


Рис. 9. Схема и внешний вид квантового фантомного поляриметра: а) схема; б) внешний вид

В качестве источника одиночных фотонов был выбран СПР-источник 1-го типа на нелинейном кристалле ВВО, работающий в неколлинеарном вырожденном режиме, накачиваемый непрерывным полупроводниковым лазером с длиной волны и длиной когерентности $\sim 1\text{ м}$. Детектирование производится в режиме счета фотонов.

Для борьбы со световыми шумами перед коллиматорами детекторов установлены светофильтры 2 и 3 с полосой пропускания $810 \pm 5\text{ нм}$. Сигналы с детекторов одиночных фотонов поступают на времяцифровой преобразователь (ВЦП)

и затем на компьютер. Обработка результатов происходит в соответствии методикой, основанной на схеме совпадений. Во всех областях объекта,

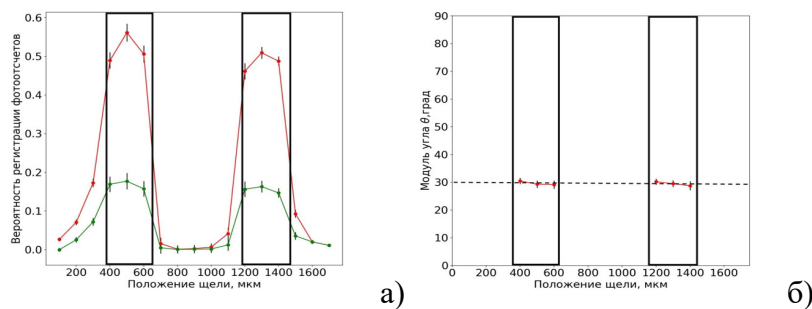


Рис. 10. Экспериментальные результаты: а) вероятности совпадения фотоотсчетов в зависимости от положения сканирующей щели для горизонтальной(красный) и вертикальной(зеленый) поляризации излучения. б) Одномерное поляризационное квантовое фантомное изображение. Пунктир показывает реально значение азимута. Прямоугольники показывают положение щелей.

обладающих ненулевым коэффициентом пропускания, было восстановлено значение азимута дихроизма $\theta \pm 6^\circ$, т.е. построено одномерное поляризационное ФИ [23].

Т.к. значение азимута дихроизма для этого объекта было равно 30° , то полученные экспериментальные данные можно рассматривать как убедительное подтверждение работоспособности ФП в квантовом свете.

Заключение

Как уже отмечалось, ФП имеет значительные перспективы в плане ее практического применения. Так, 30 марта 2021 г. наша заявка «Разработка физических методов и интеллектуальных систем формирования и обработки фантомных изображений на элементной базе волоконной оптики в классическом и квантовом свете» оказалась в числе победителей конкурса 2021 года на получение грантов РФ по направлению «Проведение фундаментальных научных исследований и поисковых научных исследований отдельными научными группами».

Разработанные приборы готовы к мелкосерийному производству. Они могут быть использованы не только для ФП, но и для широкого круга научно-исследовательских работ в области квантовой оптики, и для решения ряда практических задач, стоящих перед современными квантовыми оптическими технологиями.

Авторы выражают благодарность всему коллективу лаборатории «экспериментальной и теоретической квантовой оптики», за неоценимую помощь в экспериментальной реализации ФП, а также Д.В.Яковлеву за его вклад в разработку счетчиков одиночных фотонов и время-цифровых преобразователей

Литература

1. А.В. Белинский, Д.Н. Клышко, ЖЭТФ 105 1574 (1994);
2. A.S. Chirkin. Ghost images without the background based on bell states. JETP Letters, 103(4):282–285, 2016;
3. A.S. Chirkin. Multiplication of a ghost image by means of multimode entangled quantum states. JETP Letters, 102(6):404–407, 2015.;
4. D. A. Balakin, A. V. Belinsky, and A. S. Chirkin. Object reconstruction from multiplexed quantum ghost images using reduction technique. Quantum Information Processing, 18(3):80–1–80–18, 2019;
5. D. A. Balakin, A. V. Belinsky, and A. S. Chirkin. Correlations of multiplexed quantum ghost images and improvement of the quality of restored image. Journal of Russian Laser Research, 38(2):164–172, 2017;
6. Д. А. Балакин, А. В. Белинский, and А. С. Чиркин. Улучшение восстановления оптического изображения на основе мультиплексированных квантовых фантомных изображений. ЖЭТФ, 152(2(8)):252–266, 2017;
7. S. Chirkin, P. P. Gostev, D. P. Agapov, and S. A. Magnitskiy. Ghost polarimetry: ghost imaging of polarization-sensitive objects. Laser Physics Letters, 15(11):115404, 2018;

8. Sergey Magnitskiy, Dmitriy Agapov, and Anatoly Chirkin. Ghost polarimetry with unpolarized pseudo-thermal light. *Optics Letters*, 45(13):3641–3644, 2020;
9. С. А. Магницкий. Оптическая поляриметрия на основе принципа формирования фантома; фантомная поляриметрия. В “Современные проблемы оптики и спектроскопии”, с.с. 22–23. Тривант Москва, г.Троицк, 2018;
10. Д. П. Агапов, С. А. Магницкий, and А. С. Чиркин. Experimental obtaining of polarization ghost images by ghost polarimetry. *EPJ Web of Conferences*, 220, 2019;
11. A.S.Chirkin, S.A.Magnitskiy, D.P.Agapov. Theory of Ghost Polarimetry in Biphoton Light. *Phys.Rev.Letters/ послано в редакцию*, 2021;
12. P.P.Gostev, S.A.Magnitskiy, N.M.Nagorskiy, I.E.Protsenko, M.Y.Saygin, M.A.Turaev, V.V.Firsov, D.N.Frolovstev, and D.V. Yakovlev. The source of time-correlated photons at 1.064 μm and its applications. *EPJ Web of Conferences*, 103:10010, 2015;
13. Measurement of the efficiency of detection by single-photon counters based on avalanche photodiodes by the method of spontaneous parametric down conversion with spectrally asymmetric channels / P. P. Gostev, D. P. Agapov, A. V. Demin et al. // *Measurement Techniques*. — 2019. — Vol. 61, no. 12. — P. 1166–1173;
14. Sergey Magnitskiy. Metrology of low-photon light sources. *EPJ Web of Conferences*, 220:01007–1–01007–2, 2019;
15. S.Magnitskiy, D.Frolovstev, V.Firsov, P.Gostev, I.Protsenko, and M.Saygin. A SPDC-based source of entangled photons and its characterization. *Journal of Russian Laser Research*, 36(6):618–629, 2015;
16. D. N. Frolovstev and S. A. Magnitskiy. Effect of polarization deviation of spontaneous parametric down-conversion on the degree of biphoton entanglement. *Physics of Wave Phenomena*, 25(3):180–184, 2017;
17. S.A.Magnitskiy, P.P.Gostev, D.N.Frolovstev, and V.V.Firsov. Characterization of polarization-angular spectrum of type-i spdc in bbo crystal. *Moscow University Physics Bulletin*, 70(5):382–389, 2015;
18. D.Agapov, P.Gostev, S.Magnitskiy, V.Firsov, and D.Frolovstev. Polarization-angle spdc spectrum and its effect on generated photon states. *EPJ Web of Conferences*, 103:03004, 2015;
19. Dmitry Frolovstev and Sergey Magnitskiy. A double-crystal scheme with full compensation of the migdall effect. *EPJ Web of Conferences*, 220:03016, 2019.;
20. Магницкий С.А., Фроловцев Д.Н. Способ и устройство источника поляризационно-перепутанных фотонов с максимально возможной степенью перепутанности. Патент РФ 2636808;
21. D.N. Frolovstev, S.A. Magnitskiy, and A.V. Demin. Quantum tomograph for measurement and characterization of quantum states of biphoton sources. *Measurement Techniques*, 63(4):273–280, 2020;
22. Evgeniy A. Mamonov, Anton I. Maydykovskiy, Irina A. Kolmychek, Sergey A. Magnitskiy, and Tatiana V. Murzina. Polarization-resolved second har-

monic generation microscopy of chiral g-shaped metamaterials. *Physical Review B*, 96(7):075408–1–075408–4, 2017;

23. D. P. Agapov, I. A. Belovolov, S. A. Magnitskiy, and A. S. Chirkin. Ghost polarimetry based on entangled quantum states. In *2020 International Conference Laser Optics (ICLO)*, pages 1–1. IEEE, 2020.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ РАЗБАВЛЕННЫХ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ СО ВРЕМЕНЕМ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЛАЗЕРНОГО ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКОГО МЕТОДА

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

Одной из актуальных проблем, связанных с производством и применением магнитных жидкостей, является проблема стабильности магнитной жидкости как коллоидной системы. Многочисленные эксперименты показывают, что даже в стабилизированных с помощью поверхностно-активных веществ магнитных жидкостях помимо однодоменных одиночных частиц магнетита обычно присутствует некоторое небольшое количество микроагрегатов из малого числа частиц [1-3]. Основной причиной этого является наличие дефектов защитных оболочек частиц [2, 3]. Разбавление несущей жидкостью, наличие свободного стабилизатора также могут быть причинами образования агрегатов в магнитной жидкости [3]. Стабильность магнитных жидкостей очень важна для их применения в оптических устройствах, таких как модуляторы, фильтры и т.д., а также для их использования в других областях (например, в медицине).

Целью данной работы является демонстрация возможностей оптико-акустического (ОА) метода для исследования динамики изменения оптических свойств разбавленных магнитных жидкостей со временем. Анализ формы переднего фронта возбуждаемого в исследуемой жидкости ОА-сигнала позволяет измерить величину коэффициента экстинкции света жидкости и восстановить его пространственное распределение по глубине жидкости [4, 5]. Для этого проводится измерение коэффициента экстинкции света в магнитных жидкостях сразу после разбавления, а затем после некоторого определенного промежутка времени. Преимущество метода заключается в том, что он позволяет измерить как средний по глубине коэффициент экстинкции света в магнитной жидкости, так и восстановить его распределение по глубине жидкости с достаточно высоким пространственным разрешением.

Для демонстрации возможности исследования изменения оптических свойств магнитной жидкости вследствие утраты стабильности, в качестве примера магнитной жидкости с нарушенной стабильностью можно взять разбавленную жидкость. В настоящей работе были исследованы магнитные жидкости на основе воды с различной концентрацией частиц магнетита Fe_3O_4 . Различные концентрации были получены путем разбавления исходной магнитной жидкости дополнительным количеством несущей жидкости. С целью анализа поведения жидкостей различной концентрации для проведения экспериментов было создано две группы образцов магнитных жидкостей – с более высокой концентрацией магнетита (от 3.15% до 4.2%) и с более низкой (от 0.35% до 1.4%). Были экспериментально получены зависимости среднего коэффициента экстинкции света $\langle\mu_{\text{eff}}\rangle$ от концентрации магнитной жидкости в исходных жидкостях (сразу после разбавления), через 7 суток и через 30 суток (величина $\langle\mu_{\text{eff}}\rangle$ соответствует среднему коэффициенту экстинкции по данной глубине зондирования). Из полученных данных следует, что через 7 суток величина коэффициента экстинкции уменьшается на 18-23% от изначальной (в зависимости от концентрации), а через 30 суток – на 50 % от начальной величины. При этом небольшое уменьшение коэффициента экстинкции света, не сильно превышающее ошибку измерения, отмечается уже на следующие сутки после разбавления.

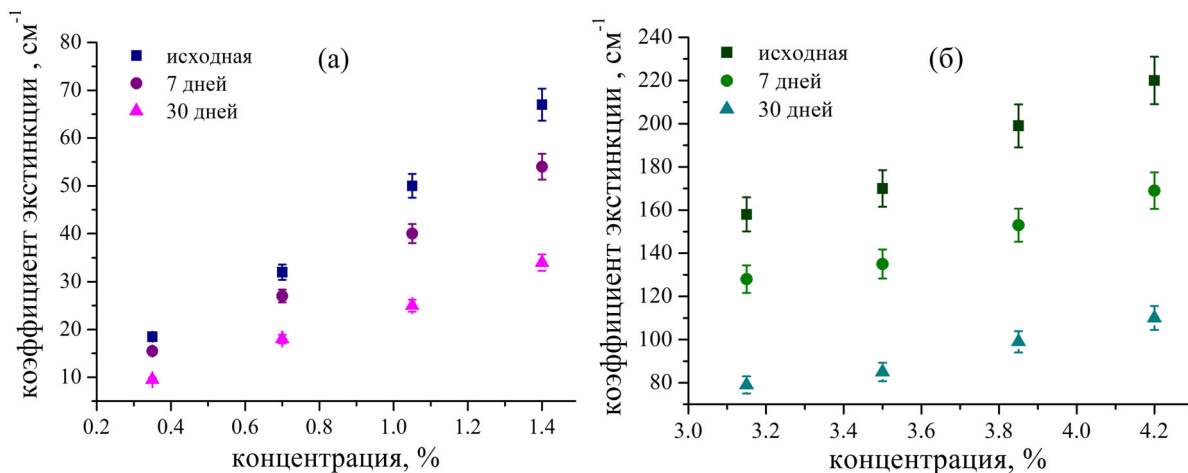


Рис. 4. Изменение среднего по глубине коэффициента экстинкции света со временем: для концентраций $n = 0.35\%$ - 1.4% (а) и $n = 3.15\%$ - 4.2% (б).

Отмеченное уменьшение величины коэффициента экстинкции света со временем является следствием структурных изменений, происходящих в разбавленной магнитной жидкости. Разбавление жидкости дополнительным количеством несущей жидкости приводит к нарушению стабильности и возникновению агрегатов частиц, причем распределение этих агрегатов по размерам неустойчиво, и может меняться со временем, что приводит к изменению оптических свойств жидкости. Характер

установления распределения агрегатов по размерам зависит от исходных характеристик магнитной жидкости [2].

Таким образом, связь между структурой магнитной жидкости и ее оптическими свойствами позволяет обнаружить изменение структуры магнитной жидкости с помощью предложенного метода. Данный метод может быть полезен для проверки качества получаемых магнитных жидкостей (в том числе при внедрении новых технологий их производства или модификации состава), а также для оценки возможностей использования магнитных жидкостей в оптических устройствах и в медицине.

Литература

1. Chikazumi S., Taketomi S., Ukita M., Mizukami M., Miyajima H., Setogawa M., Kurinara Y. // J. Mag. Mag. Mater. 1987. V. 65. P. 245.
2. Ерин К.В. // Коллоид. журн. 2017. Т. 79. № 1. С. 32.
3. Лахтина Е.В., Пшеничников А.Ф. // Коллоид. журн. 2010. Т. 72. № 2. С. 231.
4. Бурмистрова Л.В., Карабутов А.А., Портнягин А.И., Руденко О.В., Черепецкая Е.Б. // Акуст. журн. 1978. Т. 24. Вып. 5. С. 655.
5. Соколовская Ю.Г., Подымова Н.Б., Карабутов А.А. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Т. 75., № 4, С. 55-63.

РОЛЬ СВЕРХБЫСТРОГО ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ В ФОРМИРОВАНИИ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПРИРОДНОГО ОРГАНИЧЕСКОГО ВЕЩЕСТВА

Асп. *Рубекина А.А.*, асп. *Якимов Б.П.*, н. с. *Будылин Г.С.* (МНОЦ МГУ),
г. н. с. *Перминова И.В.* (химический факультет МГУ), проф. *Фадеев В.В.*,
с. н. с. *Шириин Е.А.*

Природное органическое вещество (ПОВ) представляет собой гетерогенную систему флуорофоров (ГС), то есть сложную полидисперсную смесь, содержащую в своем составе десятки тысяч различных молекулярных компонент, что подтверждается данными масс-спектрометрии сверхвысокого разрешения.[1] К ГС могут быть отнесено не только ПОВ, но и вещества различного происхождения, например, оксид графена, пигмент кожи меланин.[2–4] Молекулярная и структурная сложность, свойственная всем ГС, определяет их физические и химические характеристики. Однако такое структурное разнообразие значительно усложняет изучение их свойств, ограничивая понимание фундаментальных

механизмов лишь феноменологическим описанием. Эта тенденция проявляется и при описании оптических свойств ГС.

Несмотря на активное изучение ПОВ в последние несколько десятилетий,[5,6] до сих пор остается неясным происхождение их оптических свойств. Особый интерес вызывает тот факт, что различные по происхождению и составу ПОВ проявляют схожие оптические свойства: экспоненциально спадающее с длиной волны поглощение, наличие флуоресцентного отклика в широком спектральном диапазоне (видимом и ближнем инфракрасном), характерную вложенность спектров флуоресценции, монотонную зависимость максимума эмиссии и квантового выхода флуоресценции от длины волны возбуждения.

На данный момент в литературе предложены и активно обсуждаются две возможные модели формирования оптических свойств ПОВ.[7] Первая – модель невзаимодействующих флуорофоров, в рамках которой предполагается, что спектры поглощения и флуоресценции ПОВ являются результатом суперпозиции спектральных вкладов от отдельных невзаимодействующих друг с другом флуорофоров, входящих в состав ПОВ.[8] Во второй модели подразумевается, что ПОВ состоит из взаимодействующих друг с другом доноров и акцепторов электронов и/или электронного возбуждения. ПОВ при этом представляет собой цепочку флуорофоров, в которой осуществляется перенос энергии, а наличие длинноволнового поглощения связано со вкладом донорно-акцепторных комплексов. [5,9] В современных исследованиях имеются подтверждения в пользу обеих этих гипотез.

Таким образом, физический механизм, ответственный за формирование оптических свойств ПОВ, до сих пор не ясен. В данной работе преследовались две основные цели: (1) проверить наличие процессов миграции энергии возбуждения в ПОВ и (2) охарактеризовать роль этого процесса в формировании оптических свойств.

Обычно перенос энергии возбуждения проявляется в спектроскопических измерениях, включая время-разрешенную флуориметрию. Ему свойственны две особенности: во-первых, в случае межмолекулярного переноса энергии, в кинетике дезактивации возбужденного состояния ПОВ должна проявляться короткоживущая компонента; во-вторых, перенос энергии возбуждения должен привести к так называемой спектральной диффузии, которая представляет собой красное смещение спектра эмиссии в ходе затухания возбуждения. Поскольку состояния с более высокой энергией («доноры») имеют дополнительные каналы дезактивации из-за электронной связи с состояниями с более низкой энергией («акцепторы»), должно наблюдаться увеличение времени жизни флуоресценции наряду с увеличением длины волны эмиссии. Однако предыдущие исследования затухания

флуоресценции ПОВ на (суб)наносекундном временном масштабе [6] показали уменьшение времени жизни флуоресценции с увеличением длины волны эмиссии, то есть отличные от спектральной диффузии результаты.

Проверяемая в ходе работе гипотеза постулировала что в системе плотно упакованных спектрально различных хромофоров (ПОВ) сильная электронная связь приводит к сверхбыстрому перераспределению энергии поглощенных фотонов и переносу энергии возбуждения на более коротких временных масштабах.

В данной работе мы представляем результаты измерений время-разрешенных оптических свойств ПОВ на (суб)пикосекундном временном масштабе. Анализ показал повсеместное присутствие сверхбыстрой компоненты (~1пс) и спектральной диффузии в кинетике затухания флуоресценции. Величина этой сверхбыстрой компоненты уменьшается при уменьшении количества акцепторов электронов в системе и увеличивается с увеличением соотношения ароматических и алифатических фрагментов в образце. В совокупности эти наблюдения представляют собой прямое доказательство переноса энергии возбуждения в молекулярных системах природного органического вещества и обеспечивают механистическое понимание формирования их оптических свойств.

Работа выполнена при поддержке Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина». Работа А.А.Рубекиной поддержана советом по грантам Президента Российской Федерации (стипендия Президента Российской Федерации СП-4410.2021.4). Работа Б.П.Якимова поддержана Российским Фондом Фундаментальных Исследований (грант для аспирантов № 19-32-90260).

Литература

1. Kujawinski E. Electrospray Ionization Fourier Transform Ion Cyclotron Resonance Mass Spectrometry (ESI FT-ICR MS): Characterization of Complex Environmental Mixtures // *Environ. Forensics*. 2002. Vol. 3, № 3. P. 207–216.
2. Yamashita Y. et al. Assessing the dynamics of dissolved organic matter (DOM) in coastal environments by excitation emission matrix fluorescence and parallel factor analysis (EEM-PARAFAC) // *Limnol. Oceanogr.* American Society of Limnology and Oceanography Inc., 2008. Vol. 53, № 5. P. 1900–1908.
3. Zonios G., Dimou A. Melanin optical properties provide evidence for chemical and structural disorder in vivo // *Opt. Express*. 2008. Vol. 16, № 11. P. 8263.

4. Shang J. et al. The origin of fluorescence from graphene oxide // Sci. Rep. Nature Publishing Group, 2012. Vol. 2, № 1. P. 1–8.
5. Del Vecchio R., Blough N. V. On the origin of the optical properties of humic substances // Environ. Sci. Technol. American Chemical Society, 2004. Vol. 38, № 14. P. 3885–3891.
6. Boyle E.S. et al. Optical Properties of Humic Substances and CDOM: Relation to Structure // Environ. Sci. Technol. American Chemical Society, 2009. Vol. 43, № 7. P. 2262–2268.
7. McKay G. Emerging investigator series: Critical review of photophysical models for the optical and photochemical properties of dissolved organic matter // Environ. Sci. Process. Impacts. Royal Society of Chemistry, 2020. Vol. 22, № 5. P. 1139–1165.
8. McKay G. et al. The Case Against Charge Transfer Interactions in Dissolved Organic Matter Photophysics // Environ. Sci. Technol. American Chemical Society, 2018. Vol. 52, № 2. P. 406–414.
9. Sharpless C.M., Blough N. V. The importance of charge-transfer interactions in determining chromophoric dissolved organic matter (CDOM) optical and photochemical properties // Environ. Sci. Process. Impacts. 2014. Vol. 16, № 4. P. 654–671.

СТРУКТУРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НИТЕВИДНЫХ КРЕМНИЕВЫХ НАНОСТРУКТУР, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ МСХТ С УЧАСТИЕМ НАНОЧАСТИЦ ЗОЛОТА

М. н. с. *Гончар К.А.*, студ. *Моисеев Д.В.*; м. н. с., *Божьев И.В.*, доц.
Шалыгина О.А., доц. *Елисеев А.А.*, с. н. с. *Осминкина Л.А.*

Кремниевые нанонити (КНН), изготовленные методом металл-стимулированного химического травления (МСХТ), проявляют такие свойства, как фотолюминесценция в видимом [1-3] и инфракрасном [3,4] диапазонах спектра, причем эффективность последней возрастает по сравнению с кристаллической подложкой, низкий коэффициент отражения в видимом диапазоне спектра [5-7], а также имеют крайне низкий коэффициент теплопроводности ($\sim 0,1$ Вт/м·К) [8]. Недавно было показано, что пористые кремниевые нанонити можно использовать в качестве чувствительного элемента оптического сенсора на кислород [2,9].

В подавляющем большинстве работ в методе МСХТ в качестве катализатора химических реакций используются серебряные наночастицы, осаждённые химическим способом из раствора, содержащем AgNO_3 и HF. Что касается методов осаждения золотых наночастиц и дальнейшего травления КНН, то чаще всего используются трудновоспроизводимые методы распыления Au на кремниевую подложку [10,11] и дорогие методы

литографии [12-15]. Покрытие золотыми наночастицами, осажденных химическим способом из соли AuCl_3 , осуществлялось ранее только на уже готовые нанонити [16,17]. В данной работе был предложен метод осаждения золотых наночастиц химическим способом из соли AuCl_3 на исходную подложку кристаллического кремния для дальнейшего получения КНН методом МСХТ и изучены структурные и оптические свойства, полученных КНН на различных подложках кристаллического кремния.

В настоящей работе КНН были получены МСХТ, где в качестве катализаторов химической реакции выступали наночастицы Au. Для травления были использованы пластины монокристаллического кремния р-типа проводимости, кристаллографической ориентацией (100) и различным удельным сопротивлением.

Структурные свойства КНН исследовались с помощью сканирующей (CarlZeiss SUPRA 40 FE-SEM) и просвечивающей (Zeiss Libra200FE) электронной микроскопии для контроля размеров, формы и пористости полученных образцов.

Спектры отражения полученных образцов в ближнем и среднем ИК диапазонах измерены на ИК-спектрометре с обратным Фурье – преобразованием Bruker IFS 66v/S. Спектры полного отражения получены с помощью спектрометра Perkin Elmer Lambda 950, который оборудован интегрирующей сферой. Это сделано для контроля поверхности образцов, а также для получения интерференционной картины, которая, в зависимости от толщины слоя нанонитей и их морфологии, может быть в видимом, ближнем ИК или среднем ИК диапазонах спектра. По интерференционной картине рассчитан эффективный показатель преломления и оценена пористость получившихся образцов по модели эффективной среды.

ИК спектрометр Bruker IFS 66v/S также использован для изучения межзонной фотолюминесценции и комбинационного рассеяния света кремниевых нанонитей, для контроля кристалличности структуры и усиления локальных полей, которые выражаются в увеличении интенсивности как комбинационного рассеяния света, так и интенсивности межзонной фотолюминесценции.

Фотолюминесценция в видимом диапазоне спектра возбуждалась при помощи гелий-кадмиевого лазера и регистрировалась монохроматором SOLAR ТП с CCD-камерой. Изучение данной фотолюминесценции позволило сделать выводы о наличии кремниевых нанокристаллов и их количестве на поверхности и в объеме кремниевых нанонитей, а также оценить их размер.

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

Литература

1. V.A. Sivakov, G. Bronstrup, B. Pecz, A. Berger, G.Z. Radnoczi, M. Krause, S.H. Christiansen. *J. Phys. Chem. C*. 114, 3798 (2010).
2. В.А. Георгобiani, К.А. Гончар, Л.А. Осминкина, В.Ю. Тимошенко. *ФТП*, 49 (8), 1050 (2015).
3. V.Yu. Timoshenko, K.A. Gonchar, L.A. Golovan, A.I. Efimova, V.A. Sivakov, A. Dellith, S.H. Christiansen. *J. Nanoelectron. Optoelectron.* 6, 519 (2011).
4. К.А. Гончар, Л.А. Головань, В.Ю. Тимошенко, В.А. Сиваков, С. Кристиансен. *Известия РАН. Сер. физическая*. 74, 1782 (2010).
5. L.A. Osminkina, K.A. Gonchar, V.S. Marshov, K.V. Bunkov, D.V. Petrov, L.A. Golovan, V.A. Sivakov, V.Yu. Timoshenko. *Nanoscale Research Letters*, 7, 524 (2012).
6. К.А. Гончар, Л.А. Осминкина, R.A. Galkin, M.B. Gongalsky, V.S. Marshov, V.Yu. Timoshenko, M.N. Kulmas, V.V. Solovyev, A.A. Kudryavtsev, V.A. Sivakov. *J. Nanoelectronics and Optoelectronics*, 7 (6), 602 (2012).
7. К.А. Гончар, Л.А. Осминкина, В. Сиваков, В. Лысенко, В.Ю. Тимошенко. *ФТП*, 48 (12), 1654 (2014).
8. S.P. Rodichkina, L.A. Osminkina, M. Isaiev, A.V. Pavlikov, A.V. Zoteev, V.A. Georgobiani, K.A. Gonchar, A.N. Vasiliev, V.Yu. Timoshenko. *Appl. Phys. B.*, 121 (3), 337 (2015).
9. V.A. Georgobiani, K.A. Gonchar, E.A. Zvereva, L.A. Osminkina. *Phys. Stat. Sol. A*, 215 (1), 1700565 (2018).
10. X. Li, P.W. Bohn. Metal-assisted chemical etching in HF/H₂O₂ produces porous silicon. *Appl. Phys. Lett.*, 77(16), 2572–2574 (2000).
11. M.K. Dawood, S. Tripathy, S.B. Dolmanan, T.H. Ng, H. Tan, J. Lam. Influence of catalytic gold and silver metal nanoparticles on structural, optical, and vibrational properties of silicon nanowires synthesized by metal-assisted chemical etching. *J. Appl. Phys.*, 112, 073509 (2012).
12. I.V. Bagal, M.A. Johar, M.A. Hassan, A. Waseem, S.-W. Ryu. Facile morphology control of high aspect ratio patterned Si nanowires by metal-assisted chemical etching. *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, 29, 18167–18177 (2018).
13. F.J. Wendisch, M. Rey, N. Vogel, G.R. Bourret. Large-scale synthesis of highly uniform silicon nanowire arrays using metal-assisted chemical etching. *Chem. Mater.*, 32, 21, 9425–9434 (2020).
14. S. Wang, H. Liu, J. Han. Comprehensive study of Au nano-mesh as a catalyst in the fabrication of silicon nanowires arrays by metal-assisted chemical etching. *Coatings*, 9, 149 (2019).
15. B. Li, G. Niu, L. Sun, L. Yao, C. Wang, Y. Zhang. Design optimization and antireflection of silicon nanowire arrays fabricated by Au-assisted chemical etching. *Materials Science in Semiconductor Processing*. 82, 1-8 (2018).
16. S. Amdouni, Y. Cherifi, Y. Coffinier, A. Addad, M.A. Zaïbi, M. Oueslati, R. Boukherroub. Gold nanoparticles coated silicon nanowires for efficient catalytic and photocatalytic applications. *Materials Science in Semiconductor Processing*. 75, 206–213 (2018).

- 17.N. Brahiti, T. Hadjersi, H. Menari, S. Amirouche, O. El Kechai. Enhanced photocatalytic degradation of methylene blue by metal-modified silicon nanowires. *Materials Research Bulletin*, 62, 30–36 (2015).

ВОЗМОЖНОСТЬ РОЖДЕНИЯ ВСТРЕЧНЫХ ОРТОГОНАЛЬНО-ПОЛЯРИЗОВАННЫХ МОД ВНУТРИ РДС-КРИСТАЛЛА И ФОРМИРОВАНИЯ КВАНТОВЫХ ФАНТОМНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

В. н. с. *А. В. Белинский*, физик *Р. Сингх*

Традиционно для рождения встречных ортогонально-поляризационных мод внутри оптически нелинейного кристалла рассматриваются изотропные кубические среды. Встречные моды можно использовать для формирования квантовых фантомных изображений. Отметим, что в квадратичных монодоменных кристаллах рождение (генерация) встречных мод отсутствует в связи с отсутствием фазового синхронизма между взаимодействующими модами.

В данной работе рассматривается возможность реализации спонтанного параметрического процесса, в результате которого рождаются ортогонально-поляризованные встречные моды, вырожденные по частоте. Для реализации данного процесса используется метаматериал, например, регулярные доменные структуры (РДС), которые позволяют компенсировать фазовый набег за счет обратной решетки волнового вектора или чередования значения восприимчивости $\chi^{(2)}$ с периодом домена Λ (см. рис 1). Четыре плоские монохроматические вырожденные по частоте моды взаимодействуют внутри PPMC (Periodically poled nonlinear crystal - РДС-кристалла).

Процессы в РДС-кристалле

Пусть четыре плоские монохроматические моды, характеризующиеся операторами уничтожения фотона $\hat{a}_{1e}, \hat{a}_{1o}, \hat{a}_{2e}$ и \hat{a}_{3e} коллинеарно распространяются внутри РДС-кристалла с квадратичной нелинейностью. Операторы удовлетворяют стандартным коммутационным соотношениям: $[\hat{a}_j^\dagger, \hat{a}_k] = \delta_{j,k}$. Нелинейные оптические процессы, которые описывают эффективное взаимодействие и распространение 4 мод внутри РДС-кристалла имеют вид:

$$2\omega_e = \omega_o + \omega_e, \quad \delta k_1 = k_{2e} + k_{1e} - k_{1o} + m_1 G_1, \quad (1)$$

$$\omega_e + 2\omega_e = 3\omega_e, \quad \delta k_2 = k_{3e} - k_{2e} + k_{1e} + m_2 G_2. \quad (2)$$

Здесь k_j – модули волновых векторов мод с частотами ω_j ; $j = o, e, 2e, 3e$; $\delta k_{1,2}$ – волновые расстройки соответствующего процесса и $m_{1,2} = \pm 1, \pm 3, \pm 5 \dots$ – порядки квазисинхронизма; Выполнение условия квазисинхронизма для рассматриваемых процессов соответствует $\delta k_1 = \delta k_2 = 0$. Одновременный квазисинхронизм в одной и той же доменной структуре с $G_1 = G_2 = G$ можно реализовать, например, при различных порядках квазисинхронизма $m_{1,2}$.
 Найдены значения порядков квазисинхронизма $m_1 = m_2 = 1, 3, 5, 7$ (для процессов 1 и 2) при длинах волн $\lambda_{1e} = \lambda_{1o} = 5,349 \mu m$, $\lambda_{2e} = 2,6745 \mu m$, $\lambda_{3e} = 1,7830 \mu m$ и периодов $\Lambda_1 = 1,2 \mu m$; $\Lambda_3 = 3,8 \mu m$; $\Lambda_5 = 6,4 \mu m$; $\Lambda_7 = 8,9 \mu m$ в РДС-кристалле $LiNbO_3$.

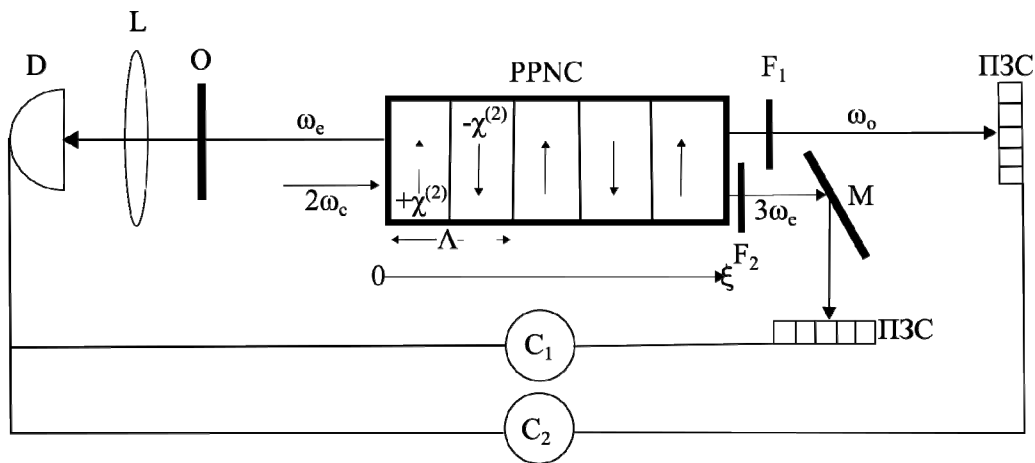


Рис. 1. Схема рождения встречных ортогонально поляризационных мод внутри РДС-кристалла и формирования фантомного изображения объекта O на матрице детекторов ПЗС. Моды имеют вырожденные частоты с поляризациями o (обыкновенная) и e (необыкновенная). Накачка на частоте является неистоцимой на входе РДС-кристалла и остальные моды находятся в вакуумном состоянии. Для разделения частот используются фильтры F и F_2 . Одна из встречных мод - сигнальная на частоте ω_e облучается на прозрачный объект, затем линза L собирает лучи и они регистрируются на интегральном детекторе D . Другая - холостая мода на частоте ω_o и мода на $3\omega_e$ используются для восстановления изображения объекта с пространственной регистрацией фотонов на матрице детекторов (ПЗС). M – зеркало, которое отражает моду на частоте $3\omega_e$. Моды на частотах (ω_e, ω_o) и $(\omega_e, 3\omega_e)$ попарно коррелированы. Корреляторы C_1 и C_2 фиксируют регистрацию единовременный приход фотонов.

Система операторных уравнений, которая описывает рассматриваемые нелинейные процессы (1,2) имеет вид

$$\frac{\partial \hat{a}_{1o}}{\partial \xi} = -i \hat{a}_{1e}^\dagger,$$

$$\frac{\partial \hat{a}_{1e}}{\partial \xi} = i\hat{a}_{1o}^\dagger + i\gamma \hat{a}_{3e},$$

$$\frac{\partial \hat{a}_{3e}}{\partial \xi} = -i\gamma \hat{a}_{1e}.$$

Где $\gamma = \frac{\gamma_2}{\gamma_1}$ - соотношение нелинейных коэффициентов, которые отвечают за

нелинейные процессы (1,2), $\xi = \gamma_1 z$ - приведенная длина взаимодействия.

Данная система операторных уравнений решена аналитически, в результате вычислены средние значения коэффициентов корреляций между модами $g_{1e,1o}^{(2)}(\xi)$ и $g_{1e,3e}^{(2)}(\xi)$ по формуле

$$g_{1e,1o}^{(2)}(\xi) = \frac{\langle \hat{a}_{1e}^\dagger(0) \hat{a}_{1e}(0) \hat{a}_{1o}^\dagger(\xi) \hat{a}_{1o}(\xi) \rangle}{\langle \hat{a}_{1e}^\dagger(0) \hat{a}_{1e}(0) \rangle \langle \hat{a}_{1o}^\dagger(\xi) \hat{a}_{1o}(\xi) \rangle},$$

$$g_{1e,3e}^{(2)}(\xi) = \frac{\langle \hat{a}_{1e}^\dagger(0) \hat{a}_{1e}(0) \hat{a}_{3e}^\dagger(\xi) \hat{a}_{3e}(\xi) \rangle}{\langle \hat{a}_{1e}^\dagger(0) \hat{a}_{1e}(0) \rangle \langle \hat{a}_{3e}^\dagger(\xi) \hat{a}_{3e}(\xi) \rangle}.$$

Усреднение коэффициентов корреляций произведены в случае, когда мода накачки не истощалась, а остальные моды находились в вакуумном состоянии (см. Рис. 2). Значения коэффициентов корреляции вычислялись, когда мода на частоте ω_e на входе РДС-кристалла 0, а мода на частотах ω_o и $3\omega_e$ на конце в точке ξ . Рис. 2 показывает, что имеется хороший уровень корреляций между модами (ω_o, ω_e) и $(\omega_e, 3\omega_e)$. С возрастанием длины РДС-кристалла значение коэффициентов корреляций стремится к 2.

Краткое обсуждение результатов

Впервые рассмотрена возможность реализации вырожденного параметрического процесса, когда две ортогонально-поляризованные встречные моды рождаются и распространяются внутри РДС-кристалла. Найдены длины волны, периоды решеток и порядки квазисинхронизм в случае LiNbO₃, когда оба нелинейных процесса (1,2) одновременно могут эффективно реализоваться.

На рис. 2 приведены значения коэффициентов корреляции 2-го порядка. При $g^{(2)} > 1$ преобладают фотоны парные, коррелированные в двух модах. Кривые корреляции показывают, что встречные ортогонально-поляризованные моды могут стать хорошими кандидатами для формирования квантовых фантомных изображений аналогично, как в случае встречного четырехфотонного смешения в формировании фантомных изображений с помощью кубической нелинейной среды.

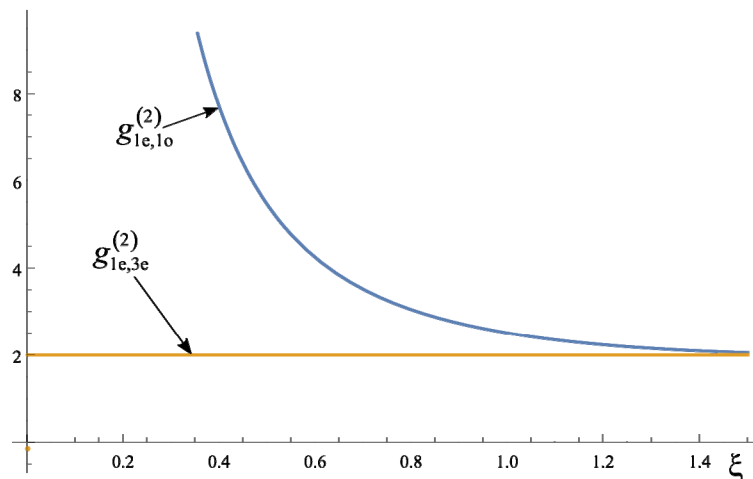


Рис. 2. Коэффициенты корреляций между модами $g_{1e,1o}^{(2)}(\xi)$ и $g_{1e,3e}^{(2)}(\xi)$.

Литература

1. В. В. Волоховский, А. С. Чиркин. Генерация неклассического света при встречном параметрическом усилении в последовательных взаимодействиях. Квантовая электроника, 31:5 (2001), 437–442.
2. Booth, M. C., Atature, M., Di Giuseppe, G., Sergienko, A. V., Saleh, B. E. A., & Teich, M. C. (n.d.). Counterpropagating entangled photons in a periodically poled nonlinear waveguide. The 15th Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society. doi:10.1109/leos.2002.1133929
3. Kai-Hong Luo, Vahid Ansari, Marcello Massaro, Matteo Santandrea, Christof Eigner, Raimund Ricken, Harald Herrmann, and Christine Silberhorn. Counter-propagating photon pair generation in a nonlinear waveguide. Opt. Express 28, 3215-3225 (2020)
4. Patrick Mutter, Andrius Zukauskas, Anne-Lise Viotti, Valdas Pasiskevicius and Carlota Canalías. Degenerate Backward wave Optical Parametric Oscillator.
5. EPJ Web Conf., 243 (2020) 18003. DOI: <https://doi.org/10.1051/epjconf/202024318003>
6. А. В. Белинский, Р. Сингх. Встречное четырехфотонное смешение в формировании фантомных изображений. ЖЭТФ, Том 159, Вып. 2, стр. 258 (Февраль 2021)

МЕТОДЫ ТЕРАГЕРЦОВОГО ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСА
В ИССЛЕДОВАНИИ ПАРАМЕТРОВ ДВУМЕРНОГО
ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В КВАНТОВЫХ ЯМАХ INGAN/GAN

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

Эффективность работы фотодиодов на основе гетероструктур AlGaIn/InGaIn/GaN зависит от параметров 2ДЭГ, определение которых

представляет собой сложную исследовательскую задачу. Наиболее успешно зарекомендовавшими себя методами исследования электрических свойств 2ДЭГ в квантовых ямах (КЯ) InGaN/GaN являются циклотронный резонанс и осцилляции Шубникова – де Гааза, которые ограничиваются преимущественно температурами жидкого гелия. При более высоких температурах, когда 2ДЭГ невырожденный и преобладают механизмы рассеяния 2ДЭГ на акустических фонах, применяют оптические методы, основанные на спектроскопии в дальней ИК области.

Электронный газ в структурах InGaN/GaN демонстрирует резонансное поведение в ТГц диапазоне, связанное с коллективным возбуждением плазмонных волн в 2ДЭГ. Терагерцовая спектроскопия (ТГц) во временной области является ключевым методом всесторонней характеристики 2ДЭГ в суб- и ТГц диапазонах частот. В данной работе метод ТГц спектроскопии дополнен быстрым Фурье – преобразованием, что позволило сравнить отдельные гармоники сигналов, прошедших через пустой криостат и криостат с образцом. Фурье – преобразование каждого из них предоставило возможность определить амплитуду и фазу составляющих частот. На основании сравнения частотно зависимых амплитуд и фаз падающего и прошедшего излучения изучены коллективные электронные возбуждения и основные параметры 2ДЭГ в КЯ InGaN/GaN, такие как эффективная масса, подвижность и время релаксации.

Объектом исследования является типичная для светодиодных гетероструктур с квантовыми ямами InGaN/GaN в р-n-переходе GaN слюевая структура, выращенная методом газофазной эпитаксии (ГФЭ) на сапфировой подложке в направлении [0001]. Слоевая структура, а также параметры светодиодов на основе гетероструктур AlGaIn/InGaN/GaN представлены в работе [1]. На основании расчетов, представленных в [1], концентрация 2ДЭГ в КЯ InGaN/GaN составляет $2.61 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, при этом подвижность и время релаксации 2ДЭГ в условиях приложенного к гетероструктуре InGaN/AlGaIn/GaN внешнего электрического поля равны $2.14 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ и $5.77 \cdot 10^{-9} \text{ с}$ соответственно.

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

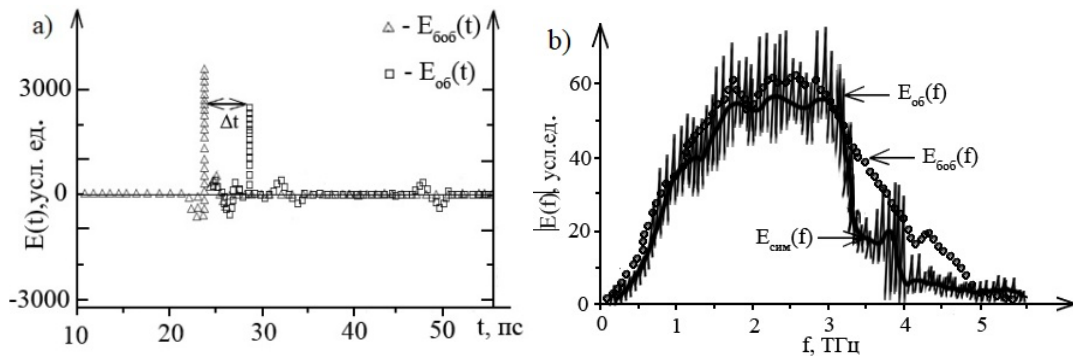


Рис. 1. *a* – Осциллограммы электрического поля ТГц импульсов во временной области; *b* – Соответствующие частотные зависимости амплитуд БПФ сигналов. Спектры получены при температуре 90К.

Как видно из рис. 1. основной пик сигнала, прошедшего через криостат с образцом, сдвинут во времени на Δt относительно опорного сигнала. Уменьшение сигнал обусловлено потерями энергии в слоях гетероструктуры и частичного отражения от поверхностей слоев. Задержка импульса является результатом конечного времени перестройки электронной системы 2ДЭГ в КЯ InGaN/GaN. На рис.1.(*a*) влияние подложки связывается с появлением дополнительных пиков с гораздо меньшей амплитудой при $t=35$ пс и $t=48$ пс, т.е. «эхо» падающего импульса вследствие его отражения от краев образца.

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

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

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

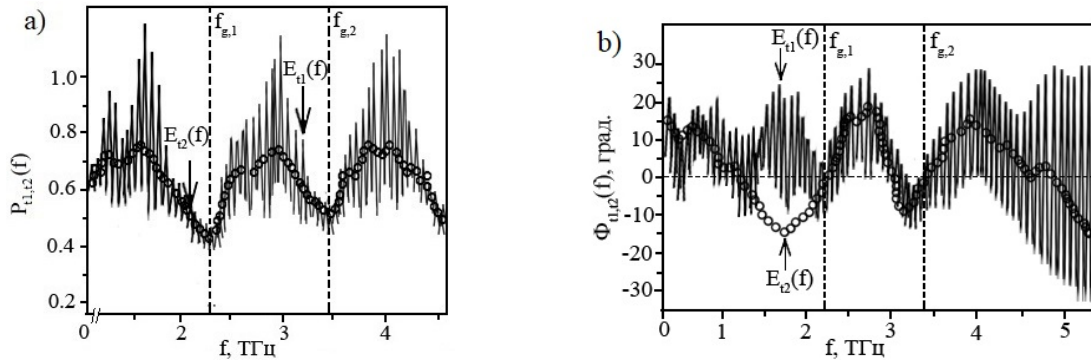


Рис. 2. Частотные зависимости мощности (а) и фазы сигналов (б). Спектры получены для двух временных окон лазерных импульсов длительностью $t_1=1.5$ пс и $t_2=0.8$ пс при возбуждении образца 130 фс лазерными импульсами на длине волны 797 нм.

На рис. 2. представлены модулированные полосами Фабри–Перо осцилляции функций $P_i(f)$ и $\Phi_i(f)$ в диапазоне частот от 1 ТГц до 9 ТГц. На частотной зависимости мощности излучения хорошо выражены провалы вблизи частот 2Д плазмонных резонансов. Эффект «бахромы» Фабри – Перо был подавлен путем вырезания дорожек сигнала для импульсов с $t_2=0.8$ пс перед первым «эхом» на временной зависимости (рис. 1. (а)). Для анализа фазовых спектров $\Phi_i(f)$ была применена процедура разворачивания фазы. Результаты для разных временных окон показаны на рис. 2. (б). На рис. 2.(а) видны первые две резонансные частоты 2Д плазмонов, обозначенные как $f_{g,1}, f_{g,2}$. Видно, что фазовый сдвиг вблизи плазмонных резонансов ведет себя как точка перегиба функции, что соответствует минимумам в спектрах мощности $P_i(f)$. Для рассматриваемых плазмонных структур резонансные частоты оценивались из закона дисперсии стробируемых 2Д плазмонов:

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

где $q_k = 2\pi k / P$, $k = 1, 2, \dots$ (в данном случае $k = 2$); ϵ_s – диэлектрическая постоянная; $\epsilon_d = 8.2 + i\gamma$ – диэлектрическая проницаемость, где $\gamma = 1.8$ введен для учета радиационных потерь; m^* – эффективная масса, определяемая из (2); d – период активного слоя InGaN/GaN. Из рис. 2. видно, что первые две резонансные частоты равны $f_{g,1} = 2.37$ ТГц и $f_{g,2} = 3.48$ ТГц. Подстановка $f_{g,1}, f_{g,2}$ в (2) дает оценку эффективной массы 2ДЭГ ($m^* = 0.27m$), времени релаксации ($\tau \sim 10^{-9}$ с), а также подвижности $\mu = e\tau / m^* = 2 \cdot 10^3$ см²/В·с. Полученные значения хорошо согласуются с теми, которые были рассчитаны

ранее в рамках предложенной модели работы [1]. Данный факт говорит о хорошем согласии теории [1] и эксперимента.

Литература

1. Бурмистров Е.Р., Авакянц Л.П. // Известия вузов. Физика. 2021. **64**(6). 12 С.
2. Piprek J. // Phys. Status Solidi Appl. Mater. Sci. 2010. **207**(10). pp. 2217–2225.

Подсекция:
РАДИОФИЗИКА,
ФИЗИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОНИКА
И АКУСТИКА

Сопредседатели:
доцент А. Ф. Королев,
доцент И. Н. Карташов

**УСИЛЕНИЕ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН
В УСЛОВИЯХ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ИНЖЕКЦИИ ЭЛЕКТРОННОГО
ПУЧКА В ПЛАЗМЕННЫХ ИСТОЧНИКАХ СВЧ ИЗЛУЧЕНИЯ**

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

Рассматривается усиление плазменных волн в холодной электронной плазме трубчатой геометрии со средним радиусом трубки r_p и толщиной δ_p , с медленно меняющейся плотностью электронов $n_0(t)$. Усиление волн возникает за счет развития пучковой неустойчивости релятивистского электронного потока, движущегося вдоль оси z , также имеющего трубчатую геометрию со средним радиусом трубки r_b и толщиной δ_b . Скорость электронов на входе в систему меняется со временем, что формирует пространственно-временную модуляцию плотности $n_{b0}(t, z)$ и гидродинамической скорости $u(t, z) = u_0 + u_1(t, z)$ электронного потока. Вся система помещена в волновод радиуса R и в сильное магнитное поле, направленное вдоль оси z (оси волновода), замагничивающее движение электронов плазмы и пучка. Динамика электронов плазмы и пучка описывается системой уравнений холодной гидродинамики с самосогласованным полем.

Если плотность пучка мала по сравнению с плотностью электронов плазмы, то пространственный инкремент усиления при развитии пучковой неустойчивости будет мал по сравнению с волновым числом усиливаемой волны. Если, кроме того, и нестационарные эффекты являются медленными по сравнению с осцилляциями поля электромагнитной волны, то система гидродинамических уравнений с самосогласованным полем может быть редуцирована с использованием метода медленно меняющихся амплитуд, в результате чего она примет вид

$$\delta v_p + i \frac{\partial \delta v_p}{\partial \tau} = \frac{1}{u_0^2 \gamma_0^2} \left(k_{\perp p}^{-2} \hat{L} \left[\omega_p^2(\tau) \delta v_p \right] + k_{\perp b}^{-2} \hat{L} \left[\omega_b^2(\tau, \xi) \delta v_b + u(\tau, \xi) \delta \omega_b^2 \right] \right), \quad (1)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial \tau} + \frac{u(\tau, \xi)}{u_0} \frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{i u_1(\tau, \xi) + \partial u_1(\tau, \xi) / \partial \xi}{u_0} \right] \delta v_b =$$

$$= - \frac{i}{u_0^2 \gamma_0^2 \gamma^3(\tau, \xi)} \left(k_{\perp p}^{-2} \hat{L} \left[\omega_p^2(\tau) \delta v_p \right] + k_{\perp b}^{-2} \hat{L} \left[\omega_b^2(\tau, \xi) \delta v_b + u(\tau, \xi) \delta \omega_b^2 \right] \right), \quad (2)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial \tau} + \frac{u(\tau, \xi)}{u_0} \frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{i u_1(\tau, \xi) + \partial u_1(\tau, \xi) / \partial \xi}{u_0} \right] \delta \omega_b^2 =$$

$$= - \frac{i \left[\omega_b^2(\tau, \xi) \delta v_b \right] + \partial \left[\omega_b^2(\tau, \xi) \delta v_b \right] / \partial \xi}{u_0}. \quad (3)$$

Здесь время обезразмерено на частоту сигнала $\tau = \omega t$, а координата на волновое число $\xi = \omega z / u_0$, оператор $\hat{L} = 1 - 2i\gamma_0^2 \left(\frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{u_0^2}{c^2} \frac{\partial}{\partial \tau} \right)$ и введены ленгмюровские частоты плазмы и пучка $\omega_p^2(\tau)$, $\omega_b^2(\tau, \xi)$, а также амплитуды возмущений скорости электронов плазмы и пучка δv_p и δv_b , амплитуда возмущений ленгмюровской частоты пучка (плотности электронов) $\delta \omega_b^2$, релятивистские факторы $\gamma_0 = (1 - u_0^2 / c^2)^{-1/2}$ и $\gamma(t, z) = (1 - u^2(t, z) / c^2)^{-1/2}$. Величины $k_{\perp p, \perp b, pb, bp}^{-2}$ определяются геометрией системы и здесь ввиду громоздкости не приводятся.

Рассмотрим результаты численного решения системы (1)-(3) на примере прохождения переднего фронта импульса электронного пучка. В качестве параметров выберем параметры плазменного СВЧ усилителя (ИОФ РАН) [1], а именно, $R = 4.9$ см, $r_p = 2$ см, $r_b = 1.25$ см, $\delta_p = 0.2$ см, $\delta_b = 0.5$ см, длину системы L выберем такой, что на ней укладывается 7 длин волн. На вход подается излучение от задающего магнетрона на частоте $\omega / (2\pi) = 2.715$ ГГц. Скорость электронов пучка в стационарном режиме работы усилителя составляет $u_0 = 2.6 \times 10^{10}$ см/с, а плотность электронов плазмы обычно составляет $n_p = (1 \dots 2) \times 10^{12}$ см⁻³. Длительность переднего фронта импульса ускоряющего напряжения составляет $t_f = 180$ нс, причем имеет место почти линейный рост от нуля до уровня 0.5 МВ. Таким образом, зависимость от времени релятивистского фактора влетающего электрона имеет вид $\gamma(t, z = 0) = \gamma_0 + t / t_f$. Здесь в качестве начала отсчета времени принят момент окончания переднего фронта импульса ускоряющего напряжения и выхода на плато. В сильноточной СВЧ электронике для формирования электронного пучка используют магнитоизолированные диоды. После прохождения ускоряющей разности потенциалов и достижения электронами энергии с релятивистским фактором $\gamma(t, z = 0)$, формируется ток (формула Федосова) [2]:

$$I = \frac{mc^3}{e} \frac{\gamma(t, z = 0) - \gamma_F}{\gamma_F} \frac{\sqrt{\gamma_F^2 - 1}}{2 \ln R / r_b}, \quad (4)$$

где $\gamma_F = \sqrt{2\gamma(t, z = 0) + 0.25} - 0.5$, а величина $mc^3 / e = 17$ кА.

Из-за нестационарности параметров электронного пучка величина $\delta v_p(t, z = L) \exp\left(-i\omega t + i \frac{\omega}{u_0} L\right)$ на выходе плазменного СВЧ усилителя уже

будет осциллировать с частотой отличной от частоты задающего магнетрона ω . Определим относительное смещение частоты как

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = - \frac{d \arg[\delta v_p(\tau, \xi = \omega L / u_0)]}{d\tau}, \quad (5)$$

где $\arg[\delta v_p(\tau, \xi = \omega L / u_0)]$ представляет собой фазу колебаний комплексной амплитуды $\delta v_p(\tau, \xi = \omega L / u_0)$ на выходе плазменного СВЧ усилителя. На рис. 1 представлены зависимости относительного смещения частоты усиленного сигнала при $n_p = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ для трех различных длительностей переднего фронта импульса напряжения $t_f = 150 \text{ нс}$, $t_f = 180 \text{ нс}$ и $t_f = 200 \text{ нс}$, ускоряющего электроны до энергии 0.5 МэВ. Смещение происходит в сторону увеличения частоты, что легко понять из качественных соображений. При увеличении скорости электронного пучка создается уменьшающийся во времени набег фазы $\omega L / u$, что и приводит к эффективному увеличению частоты осциллирующий сигнала. Характерный порядок смещения частоты в размерных единицах составляет 5...10 МГц.

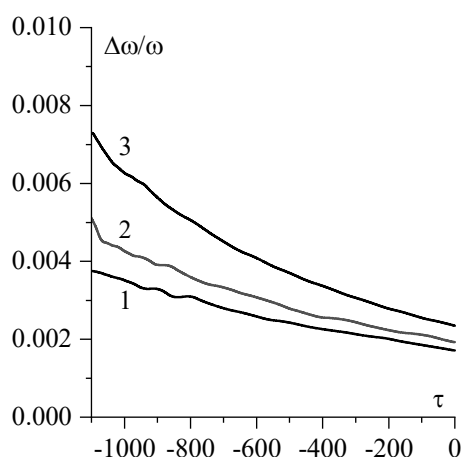


Рис. 1. Зависимости от времени относительного смещения частоты для трех различных длительностей переднего фронта импульса напряжения $t_f = 150 \text{ нс}$ (кривая 1), 180 нс (2) и 200 нс (3).

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

Литература

1. Карташов И.Н., Кузелев М.В., Стрелков П.С., Тараканов В.П. // Физика плазмы. 2018. Т.44. №2. С.250-260.
2. Федосов А.И., Литвинов Е.А., Беломытцев С.Я., Бугаев С.П. // Изв. вузов. Физика. 1977. №10. С.134–135.

«ПОЮЩИЕ» ПОВЕРХНОСТИ КАК ПРОСТЕЙШЕЕ НЕЛИНЕЙНОЕ АКУСТИЧЕСКОЕ ЯВЛЕНИЕ

Проф. *Кротов С.С.* , ст.науч.сотр. *Шутеев С.А.*

Задачи, связанные с изучением шумов (обнаруживаемых, в частности, и в звуковом диапазоне), порождаемых растекающимся по пористой поверхности нестационарным сдвиговым течением жидкости или газа, широко исследовались на протяжении последних 60-70 лет [1,2].

Основное внимание было обращено на обнаружение и изучение механизма образования новой крупномасштабной гидродинамической неустойчивости. Более конкретно, речь шла о совокупности явлений возникновения и развития самоподдерживающихся колебаний (звукового диапазона), порождаемых турбулентным (нестационарным) сдвиговым течением прилегающего к поверхности слоя воздуха или жидкости. Важнейшей особенностью обтекаемых поверхностей является то, что это либо перфорированные, либо плоские пористые поверхности с большим числом щелей, которые представляют собой как одиночные, так и множественные круглые или прямоугольные сквозные отверстия (прорези). Ещё одной особенностью этих поверхностей является то, что с противоположной по отношению к обтекаемым участкам этих поверхностей стороны находятся объёмные полости (собственные размеры которых значительно превосходят размеры индивидуальных отверстий и расстояний между ними) разной геометрической формы и конфигурации [3,4].

Интерес к этой проблеме определялся, во-первых, сугубо практически соображениями [5,6]. Многие из них диктовались необходимостью учитывать специфические процессы воздушного и водяного обтекания как сплошных поверхностей, так и всевозможных вентиляционных отверстий при конструировании как воздушных, так и морских средств передвижения. Общая цель исследований была направлена на минимизацию неизбежных для такого рода ситуаций потерь. В качестве примера можно отметить, например, работы по так называемой **ламинаризации**.

С целью установления картины явления в целом начало формироваться новое научное направление с большим числом разных теоретических подходов [7,8]. Справедливости ради стоит отметить, что в силу сложности описываемого принципиально нелинейного явления и, как следствие, необходимости привлечения для этого специфического теоретического формализма, целостная картина явления все ещё не завершена.

Как оказалось, довольно сложные коллективные процессы, обнаруженные в тонком приповерхностном слое и приводящие к специфической обратной связи, способствовали образованию самоподдерживающихся когерентных колебаний в распространяющемся над полостями приповерхностном сдвиговом слое потока, которые, взаимодействуя с возникающими в

примыкающей полости собственными колебаниями, играли решающую роль при появлении результирующих шумов [9-13]. Характерно, что спектр этого шума в зависимости от условий проводимого эксперимента состоял как из интенсивных дискретных, так и широкополосных частотных составляющих.

Обнаруженный нами акустический эффект, возникающий при взаимодействии струи воды с перфорированной поверхностью (металлическое чайное ситечко), относится к тому же классу коллективных процессов, упомянутых выше. Критический обзор литературы, которая могла бы иметь отношение к данному кругу явлений, показал, что практически, отсутствуют работы с подробным анализом очень наглядного, легко воспроизводимого и интригующего нелинейного акустического явления. К тому же выяснилось, что теоретическое обоснование явления не позволяет предложить его исчерпывающую физическую картину.

С целью построения такой картины было проведено в первую очередь всестороннее экспериментальное изучение явления. Для проверки так называемого критерия Штроугола, устанавливающего связь частоты звучания, скорости обтекания поверхности, протяжённости звучащей поверхности, характерных размеров отверстий и расстояний между ними, влияния полости под поверхностью нами были изучены следующие основные особенности изучаемого явления, а именно, набор и тип возбуждаемых частот, их зависимость от диаметра круглых отверстий, плотности и конфигурации отверстий, силы и ширины струи, места попадания струи на дно, величины обтекаемой поверхности дна, роли размеров полости под пористой поверхностью дна ситечка, наклона плоскости дна по отношению к направлению падающей струи и проч.

Стоит отметить, что результаты исследования пока носят скорее предварительный характер, их основная цель состоит в привлечении внимания заинтересованной научной общественности к простейшей наглядной системе, обнаруживающей большую совокупность тонких эффектов нелинейной акустики, которые могли бы иметь, как нам кажется, как общенаучную, так и педагогическую ценность.

Литература

1. Ekmekci A., Rockwell D. J., *Fluids and Structures*. **17**, 1237-1245, 2003
2. Dai X., *J. Fluid Mech.* **884**, A4-1, 2020
3. Tsui C.Y., Flandro G.A. *J. Sound Vib.* **50 (3)**, 315-331, 1977
4. Testud P., Moussou P., Hirschberg A. and Auregan Y. *J. Fluids and Structures*. **23**, 163-189, 2007
5. Тейлор Р. Шум. М.Мир. 1978 стр. 308
6. Ozalp C., Kara O., Pinarbasi A. *Cumhuriyet University Science Journal*, **37**, S189, 2016

7. Gloerfelt X. (PDF) Cavity Noise (lecture) Arts et Metiers, Paris Tech, France, 2007
8. Rockwell D., Naudascher E., J. Fluid Engineering. 100, 152, 1978
9. Betts P.L., J. Fluid mech. **55**, 401-417, 1972
10. Ronneberger D. J. Sound Vib. , **71 (4)**, 565- 581, 1980
11. Nelson P.A. J. Sound Vib. **83 (1)**, 11-26, 1982
12. Howe M.S., J. Sound Vib. **139**, 227-240, 1990
13. Celik E., Rockwell D., Phys. Fluids, **14**, 4444, 2002

Подсекция:
ФИЗИКА
КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

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

УЧЕТ МНОГОВОЛНОВЫХ ЭФФЕКТОВ
ПРИ ИЗМЕРЕНИИ ЗАПРЕЩЕННЫХ ОТРАЖЕНИЙ
РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПАРАТЕЛЛУРИТЕ

н. с. Козловская К. А., проф. Овчинникова Е. Н.,
м. н. с. Института кристаллографии им. Шубникова Куликов А. Г.,
в. н. с. DESY Новиков Д.

Многоволновые рентгеновские отражения могут выступать как помехи при измерении слабых брэгговских отражений, а могут быть источником информации о кристалле. Энергетические зависимости интенсивности запрещенных отражений 002 и 100 в парателлуриде TeO_2 были измерены на линии P23 синхротрона PETRA III [1]. В процессе измерений мы столкнулись с паразитными многоволновыми пиками на энергетических спектрах. На верхней панели рисунка 1 показаны энергетические спектры запрещенного отражения (100), измеренные при разных азимутальных углах, где синяя линия – спектр с паразитными многоволновыми пиками, красная линия – чисто двухволновой спектр. Как видно из рисунка, многоволновые отражения радикально искажают исследуемую кривую и не оставляют возможности для её анализа.

Для того, чтобы получить чисто брэгговский энергетический спектр отражения (100) мы построили азимутально-энергетическую карту отражения (нижняя панель рисунка 1). Карта демонстрирует распределение интенсивности многоволновых отражений в зависимости от энергии падающего излучения и азимутального поворота кристалла вокруг нормали к его поверхности. Белые линии на карте показывают положения многоволновых пиков. Выбрав значение азимутального угла, при котором белые линии отсутствуют, мы получаем оптимальные условия для наблюдения чисто двухволнового энергетического спектра. На практике после неудачного измерения спектра, снятого при угле ψ_1 , мы изучили азимутально-энергетическую карту и повернули образец на 5 градусов, чтобы измерить чистый спектр при азимутальном угле ψ_2 .

Для расчета азимутально-энергетических карт многоволновых отражений мы исходим из предположения, что амплитуда падающей волны значительно превышает амплитуду поля многократно рассеянных волн. Это позволяет вычислить интенсивность многоволновых отражений исходя из теории возмущений [2, 3]. Для выполнения расчетов такого рода мы разработали программу Jmulti [4], которая призвана упростить работу всем, кто занимается измерением слабых брэгговских отражений.

Поскольку положения многоволновых отражений в обратном пространстве определяются параметрами элементарной ячейки, то их величину можно извлечь из азимутальной зависимости интенсивности

запрещенного брэгговского отражения, выполнив реннингеровское сканирование.

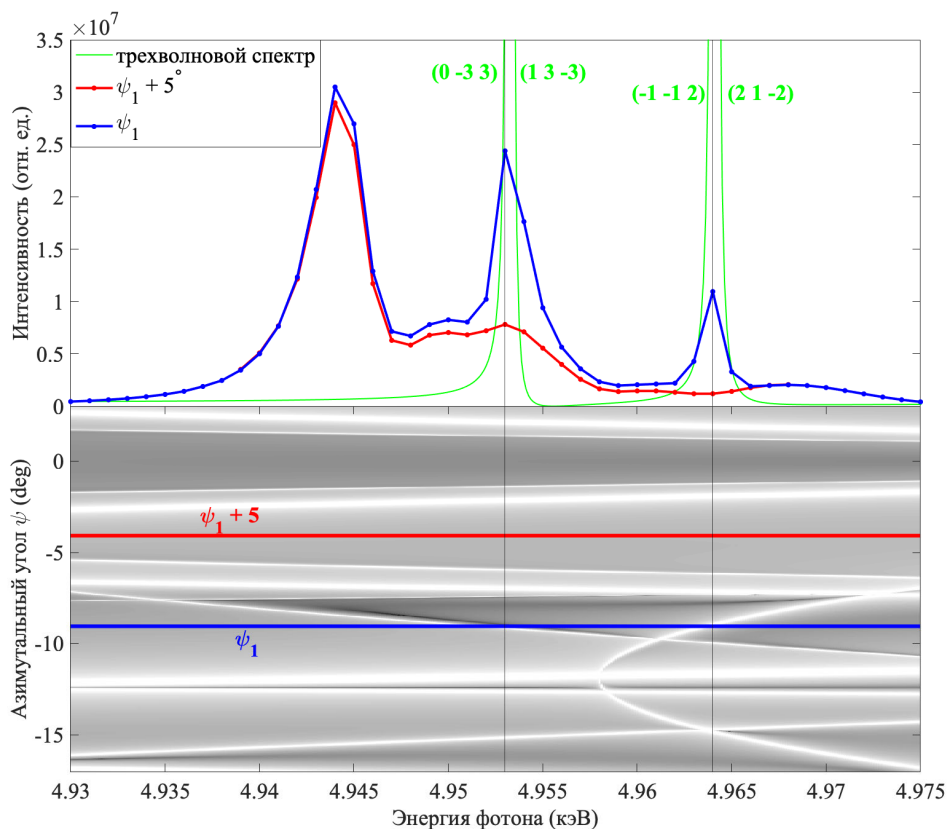


Рис. 1

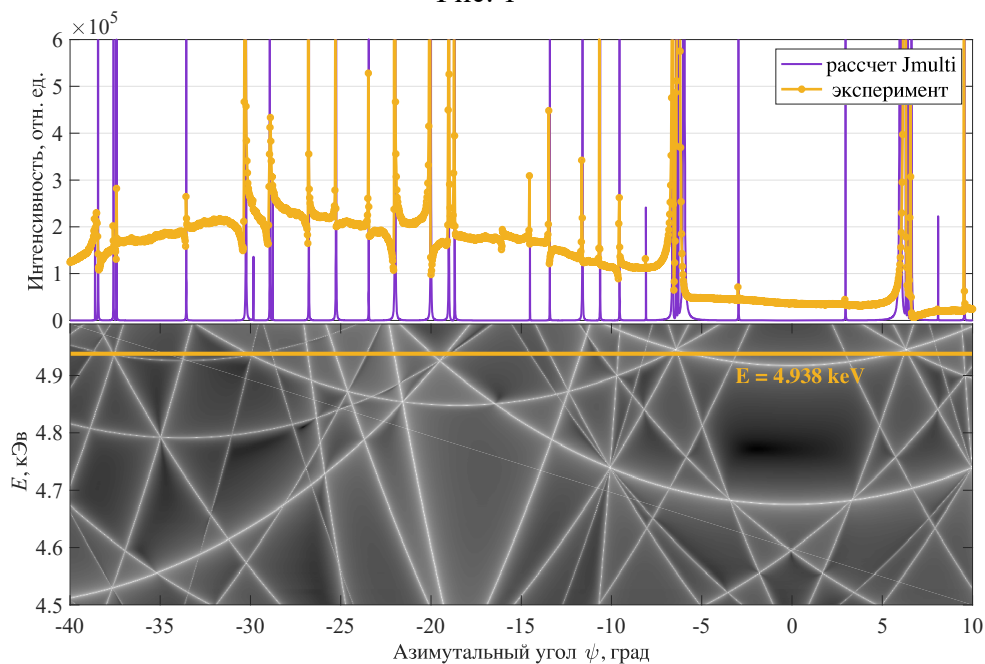


Рис. 2

Чтобы проанализировать полученную зависимость отражения (002) в парателлурите (рис. 2) мы использовали программу Jmulti, варьируя параметры кристаллической ячейки, определили значения, которые

обеспечивали бы наилучшее совпадение положения экспериментального и расчетного пиков с минимальной погрешностью.

Таким образом, полукинематический теоретический анализ многоволновых брэгговских рентгеновских отражений позволил уточнить данные, полученные при изучении запрещенных отражений в парателлурите. Полученные результаты демонстрируют практический способ ускорить и улучшить экспериментальные измерения, позволяющие упростить анализ энергетических зависимостей интенсивности брэгговских отражений.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 19-02-00483, 19-52-12029). Мы благодарим Немецкий Электронный Синхротрон DESY (Гамбург, Германия) из Ассоциации Гельмгольца HGF за предоставление экспериментального оборудования.

Литература

1. E. Ovchinnikova, D. Novikov, M. Zschornak, A. Kulikov, K. Kozlovskaya, V. Dmitrienko, A. Oreshko, A. Blagov, E. Mukhamedzhanov, N. Marchenkov, M. Borisov, A. Khadiev, A. Petrenko and Y. Pisarevsky, Crystals, 2020, 10, 719, 1
2. J. Kokubun, K. Ishida, V. E. Dmitrienko, Journal of the Physical Society of Japan, 1998, 67, 4 1291.
3. K. A. Kozlovskaya, A. G. Kulikov, D. Novikov, E. N. Ovchinnikova, A. M. Ustyugov, and V. E. Dmitrienko, Crystal Research and Technology, 2021, 2000195, 1.
4. К. А. Козловская, А. М. Устюгов, С. В. Иванов, Е. Н. Овчинникова, А. Г. Куликов, А. Рогалев, Ученые записки физического факультета, 2020, 6, 2060501

УПРАВЛЕНИЕ СКОРОСТЬЮ ДВИЖЕНИЯ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ В ПЛЕНКЕ ФЕРРИТА-ГРАНАТА С ПОМОЩЬЮ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Асп. *Прабхакара К.Х.* (Унив. св. Радбоуда, Нидерланды),
с. н. с. *Шапаева Т.Б.*, асп. *Давыдова М.Д.* (МФТИ), с.н.с. *Звездин К.А.*
(МФТИ), г. н. с. *Звездин А.К.* (Инст. общей физики им. А.М. Прохорова),
с. н. с. *Девис К.С.* (Унив. св. Радбоуда,), проф. *Кириллюк А.И.* (Унив
св. Радбоуда, Нидерланды), проф. *Райзен Т.* (Унив. св. Радбоуда,
Нидерланды), проф. *Кимель А.В.* (Унив. св. Радбоуда, Нидерланды)

Используя метод, объединяющий метод двукратной высокоскоростной фотографии и метод накачки-зондирования, было обнаружено, что фемтосекундный лазерный импульс способен изменять

скорость движущейся доменной границы в пленке феррита-граната. Комбинация указанных методов была использована впервые. Изменение скорости доменной границы зависит от интенсивности возбуждающего оптического импульса и скорости самой доменной границы и не зависит от поляризации импульса накачки. Для объяснения полученных результатов была предложена модель, в которой скорость доменной границы контролируется фотоиндуцированной генерацией вертикальных блоховских линий.

В экспериментах использовали пленку Vi -содержащего феррита-граната, выращенную на подложке с ориентацией (111). Поле анизотропии при комнатной температуре составляло ≈ 7 кЭ. Для создания в образце единственной доменной границы (ДГ) использовали градиентное магнитное поле величиной $3,4$ кЭ/см, создаваемое постоянными магнитами. Помимо компоненты перпендикулярной плоскости образца эти магниты имели компоненту, ориентированную в плоскости образца, перпендикулярно плоскости доменной границы, ее величина была около 5 кЭ. Дополнительно создавали постоянное магнитное поле той же ориентации, величину которого можно было менять. Таким образом, максимальное плоскостное магнитное поле достигало $6,7$ кЭ. Постоянное плоскостное поле стабилизирует структуру динамической доменной границы и позволяет достичь скоростей вплоть до 4 км/с и выше [1]. В нашем эксперименте скорость движения ДГ не превышала $0,6$ км/с.

Для управления динамикой ДГ была использована пара соосных катушек, расположенных на поверхностях образца. Длительность импульса напряжения, подаваемого в эти катушки, составляла 20 мкс, его переднего фронта – 20 нс. После окончания действия импульса магнитного поля ДГ возвращалась в положение равновесия под действием градиентного поля.

Положение динамической ДГ контролировали с помощью метода двукратной фотографии. Два линейно-поляризованных импульса с длиной волны 800 нм и длительностью 70 фс освещали движущуюся границу с интервалом 35 нс. Это величина определяет временное разрешение установки. Импульс накачки (400 нм, 70 фс), действующий на динамическую ДГ через 1 нс после первого зондирующего импульса, был сфокусирован в пятно диаметром ~ 50 мкм и был расположен на образце так, чтобы возбуждать именно движущуюся ДГ. По двукратным фотографиям можно определить скорость границы в области влияния импульса накачки и вне ее. Сопоставляя эти скорости, было обнаружено, что, начиная с порогового значения мощности импульса накачки ($\sim 0,17$ Дж/см²), наблюдается торможение границы, величина которого может достигать 50 %. Уменьшение скорости растет с ростом мощности возбуждающего импульса и насыщается. Торможение ДГ после

оптической накачки наблюдается только при движении границы со скоростями, меньше некоторой критической величины (0,6 км/с).

Поскольку уменьшение скорости не зависит от поляризации возбуждающего импульса аналогично другим поляризационно-независимым эффектам, описанным для ферритов-гранатов [2, 3], мы предполагаем, что основным влиянием импульса накачки является локальное повышение температуры. Однако в работе [4] и ранее проведенных исследованиях было показано, что однородный статический нагрев образца приводит к обратному эффекту – возрастанию скорости ДГ. Это различие указывает на важность влияния на динамическую ДГ именно сильного неоднородного нагрева, вызванного фемтосекундным лазерным импульсом.

Считается, что изгиб и замедление движущейся ДГ указывает на увеличение концентрации внутри нее блоховских линий и подобных вихревых дефектов, которые уже были изучены теоретически и экспериментально [5]. Поэтому, для объяснения наблюдаемых эффектов, была предложена модель, основанная на фотоиндуцированной генерации вертикальных блоховских линий [6]. Известно, что структура статической и динамической ДГ различна. В движущейся блоховской ДГ вектор намагниченности выходит из плоскости границы, этот угол растет при увеличении скорости границы. В определенный момент выход намагниченности из плоскости ДГ будет такой, что внутри блоховской границы возникнет участок неелевской ДГ. Таким образом произойдет рождение пары магнитных вихрей – вертикальных блоховских линий. Эти вихри будут двигаться в противоположных направлениях с равными по модулю скоростями, величина которых растет при увеличении скорости самой границы и уменьшается с увеличением топологического заряда вихря. Чем больше этот заряд, тем сильнее будет торможение границы в области локализации вихря. Во время точечного нагрева динамической ДГ, ее скорость увеличивается, что приводит к рождению пары вихрей, движущихся в противоположные стороны. Чем больше энергия импульса накачки, тем выше локальная температура, граница в этой области ускоряется сильнее, и возникают вихри с большими топологическими зарядами. Если при этом скорость ДГ велика, то за время между импульсом накачки и вторым импульсом зондирования вихрь с большим топологическим зарядом распадается на отдельные вихри с минимальными зарядами, подвижность которых выше. Однако торможение границы, вызываемое этими вихрями по отдельности, мало, и не может быть обнаружено экспериментально. Если скорость ДГ невелика, возникшие вихри движутся медленнее, и распада на отдельные вихри за время наблюдения не происходит. В этом случае в эксперименте наблюдается локальное торможение границы.

Таким образом, с помощью метода, объединяющего метод двукратной фотографии и метод накачки-зондирования, было показано, что ультракороткие лазерные импульсы оказывают абсолютно противоположное влияние на движущиеся ДГ по сравнению с обычным нагревом. В отличие от однородного повышения температуры, которое ускоряет ДГ, оптическое возбуждение может снизить скорость движущейся границы в области накачки до 50%. Наблюдаемый эффект устойчив и был продемонстрирован для широкого диапазона скоростей и мощности накачки. Для объяснения наблюдаемого явления, была предложена модель, основанная на генерации вертикальных блоховских линий внутри динамической границы после ее возбуждения.

Литература

1. М. В. Четкин, Ю.Н. Курбатова, Т.Б. Шапаева. ФТТ, т. 52, № 9. с. 1795–1797, 2010.
2. F. Hansteen et al. Phys. Rev. B, vol. 73, no. 1, pp. 1–14, 2006.
3. C. S. Davies et al. Phys. Rev. Lett., vol. 122, no. 2, p. 027202, Jan. 2019.
4. В.А. Боков, В.В. Волков. ФТТ, том 50, № 2, с. 193 – 221, 2008.
5. V.G. Bar'jakhtar, M.V. Chetkin, B.A. Ivanov, S.N. Gadetskiy. Dynamics of Topological Magnetic Solitons. (Springer tracts in modern physics, Berlin), vol. 129, 1994.
6. K. H. Prabhakara et al. J. Phys.: Condens. Matter, vol.33, № 7, 075802, 2021.

ВЛИЯНИЕ ДОБАВОК УГЛЕВОДОРОДА НА ВЯЗКОУПРУГИЕ СВОЙСТВА РАСТВОРА ГИБРИДНЫХ ЧЕРВЕОБРАЗНЫХ МИЦЕЛЛ ПОВЕРХНОСТНО-АКТИВНОГО ВЕЩЕСТВА

Н. с. *Квятковский А. Л.*, с. н. с. *Молчанов В. С.*, проф. *Филиппова О. Е.*

Червеобразные мицеллы поверхностно-активных веществ (ПАВ) – агрегаты цилиндрической формы, образованные амфифильными молекулами ПАВ в водных средах [1]. Вязкоупругие растворы червеобразных мицелл ПАВ широко применяются в нефтедобывающей отрасли в качестве загустителей в технологии гидроразрыва нефтеносного пласта [2], благодаря свойству мицелл разрушаться при сольubilизации углеводорода [3–5].

В настоящее время широко изучаются различные способы модификации червеобразных мицелл. Одним из таких способов является внедрение в них макромолекул полимера. Так образуются гибридные мицеллы. Ранее, нами были получены гибридные мицеллы, состоящие из

анионного ПАВ олеата калия с внедренным гидрофобным полимером поли(4-винилпиридином) [6]. Были изучены их свойства и структура.

Данная работа посвящена исследованию влияния углеводорода додекана на вязкоупругие свойства водных растворов гибридных мицелл олеата калия с внедренным поли(4-винилпиридином). Исследование проводилось в Лаборатории ассоциирующих полимеров и коллоидных систем кафедры физики полимеров и кристаллов реологическим методом на реометре Anton Paar MCR 301.

Благодарность: работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект №19-73-20133).

Литература

1. Zana R., Kaler E.W. // Giant Micelles: Properties and Applications. Boca Raton: CRC Press, 2007.
2. Dreiss C.A., Feng Y. // Wormlike Micelles: Advances in Systems, Characterisation and Applications. London, UK: The Royal Society of Chemistry, 2017.
3. Molchanov V.S., Philippova O.E., Khokhlov A.R., Kovalev Y.A., Kuklin A.I. // Langmuir. 2007. V. 23, № 1. P. 105.
4. Shibaev A. V., Molchanov V.S., Philippova O.E. // J. Phys. Chem. B. 2015. V. 119, № 52. P. 15938.
5. Shibaev A. V., Tamm M. V., Molchanov V.S., Rogachev A. V., Kuklin A.I., Dormidontova E.E., Philippova O.E. // Langmuir. 2014. V. 30, № 13. P. 3705.
6. Kwiatkowski A.L., Sharma H., Molchanov V.S., Orekhov A.S., Vasiliev A.L., Dormidontova E.E., Philippova O.E. // Macromolecules. 2017. V. 50, № 18. P. 7299.

МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ ФОРМИРОВАНИЯ Cu-Pt НАНОКОНТАКТОВ

М. н. с. *Докукин С.А.*, доц. *Колесников С.В.*, зав. каф. *Салецкий А.М.*

Металлические и биметаллические наноконтакты обладают необычными свойствами и активно исследуются [1]. Однако, экспериментальные исследования дороги, трудоемки и не всегда позволяют определить атомную структуру контакта. Поэтому формирование наноконтактов исследуют методами компьютерного моделирования, в частности, методом молекулярной динамики. В данной работе исследовано формирование Cu-Pt наноконтактов из сплава Pt/Cu с помощью двух наиболее распространенных методов формирования

наноконтактов: механического управляемого разрыва [2] и погружения иглы сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) в подложку [3].

При исследовании формирования Cu-Pt наноконтакта при механическом разрыве провода, состоящего из сплава Pt/Cu, было обнаружено, что область разрыва наноконтакта имеет сложную аморфную структуру, которая может быть представлена в виде суперпозиции трех модельных структур: структуры, аналогичной объемному сплаву Pt/Cu; структуры, состоящей из двух центрированных икосаэдров, повернутых друг относительно друга на 90 градусов вокруг оси растяжения, и пентагональной структуры [4,5]. Относительный вклад структур меняется при изменении температуры и концентрации атомов платины. При этом длина области разрыва увеличивается с ростом температуры и уменьшается с увеличением концентрации атомов платины.

Исследование погружения медной СТМ иглы в Pt/Cu сплав показало, что вероятность вытащить атом платины из сплава растет с увеличением числа атомов платины непосредственно под СТМ иглой и увеличением температуры. При вытягивании СТМ иглы из поверхности могут формироваться Cu-Pt наноконтакты, структура которых аналогична структуре Cu-Pt наноконтактов, формирующихся при механическом разрыве провода с малыми концентрациями атомов платины. После разрыва наноконтакта на поверхности подложки остается кластер конусообразной формы. При этом количество вытянутых атомов платины и размер кластера зависят от формы и ориентации СТМ иглы.

Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ имени М.В. Ломоносова [6,7]. Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РНФ (№ 21-72-20034).

Литература

1. Формирование и свойства металлических атомных контактов / А.Л. Клавсюк, А.М. Салецкий // УНФ **185**, 1009 (2015).
2. The signature of conductance quantization in metallic point contacts / J. M. Krams, J. M. van Ruitenbeek, V. V. Fisun, I. K. Yanson, L. J. de Jongh // Nature **375**, 767 (1995).
3. Quantized conductance through individual rows of suspended gold atoms / Hideaki Ohnishi, Yukihito Kondo, Kunio Takayanagi // Nature **395**, 780 (1998).
4. Molecular dynamics simulation of the formation of Cu–Pt nanocontacts in the mechanically controlled break junction experiments / S.A. Dokukin, S.V. Kolesnikov, A.M. Saletsky // PCCP **22**, 16136 (2020).
5. Моделирование растяжения медно-платиновых наноконтактов методом молекулярной динамики / С.А. Докукин, С.В. Колесников, А.М. Салецкий // ЖЭТФ **158**, 858 (2020).

6. Contemporary High Performance Computing: From Petascale toward Exascale, Chapman & Hall / V. Sadovnichy, A. Tikhonravov, V. Voevodin, V. Opanasenko // /CRC Computational Science, 283-307. Boca Raton, United States (2013).
7. Supercomputer Lomonosov-2: Large Scale, Deep Monitoring and Fine Analytics for the User Community / V. Voevodin, A. Antonov, D. Nikitenko, P. Shvets, S. Sobolev, I. Sidorov, K. Stefanov, V. Voevodin, S. Zhumatiy // Supercomput. Front. Innov. **6**, 4-11 (2019).

РАЗРАБОТКА НА ОСНОВЕ ЭПР СПЕКТРОСКОПИИ АЛЬТЕРНАТИВНОГО МЕТОДА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОМАТЕРИАЛОВ

Проф. *Константинова Е.А.*, проф. *Кульбачинский В.А.*, доц. *Кытин В.Г.*

Полупроводниковые материалы и, в частности, наноструктурированные полупроводники по-прежнему являются объектом пристального внимания мирового научного сообщества ввиду многообразия присущих им физико-химических свойств [1-3]. Важной характеристикой полупроводников является ширина запрещенной зоны (E_g), определяющая всю совокупность их оптоэлектронных и электрофизических свойств [2, 3]. В настоящее время существует большое количество методов определения величины E_g , например, оптические и теоретические подходы, метод электроотражения [1-3]. В ряде случаев (например, для порошкообразных образцов) возникают технические трудности при исследовании, преодоление которых часто приводит к существенным временным затратам, росту погрешности эксперимента и т.п. Основной целью данной работы является разработка альтернативного метода определения E_g с помощью ЭПР спектроскопии, также с помощью предлагаемого подхода можно определить положение уровней энергии парамагнитных дефектов в запрещенной зоне. В его основе лежит вариация амплитуды сигнала ЭПР при освещении образцов квантами света с различной энергией непосредственно в резонаторе спектрометра ЭПР. Преимуществом данного способа определения E_g является отсутствие жестких требований к типу исследуемого образца, быстрое получение результата, включая обработку экспериментальных данных.

Определение ширины запрещенной зоны с помощью ЭПР спектроскопии было реализовано на наноструктурированных легированных азотом оксидах металлов как одиночных ($N-TiO_2$, $N-MoO_3$, $N-WO_3$, $N-V_2O_5$), так и в составе наогетероструктур ($N-TiO_2/MoO_3$, $N-TiO_2/WO_3$, $N-TiO_2/V_2O_5$, $N-TiO_2/MoO_3/V_2O_5$, $N-TiO_2/WO_3/V_2O_5$,

TiO₂/MoO₃/V₂O₅/WO₃). Синтез образцов был выполнен с помощью методов золь-гель и пиролиза аэрозолей [4]. Согласно данным рентгеновской дифракции средний размер наночастиц, составляющих образцы, варьировался от 10 до 30 нм. В работе использовался ЭПР-спектрометр фирмы Bruker ELEXSYS-500 (рабочая частота 9.5 ГГц, чувствительность прибора $5 \cdot 10^{10}$ спин/Гс). Температура измерений составляла 20-300 К. Образцы освещались непосредственно в резонаторе спектрометра ЭПР с помощью ртутной лампы высокого давления BRUKER ELEXSYS ER 202 UV (50 Вт). Селектирование по длинам волн осуществлялось с использованием монохроматора МДР-204.

Природа и основные свойства дефектов в исследуемых образцах были изучены нами ранее [4, 5]. Для определения величины E_g и положения энергетических уровней дефектов в запрещенной зоне нанокристаллических оксидов металлов была измерена зависимость амплитуды сигнала ЭПР от энергии падающих фотонов ($h\nu$). Изменение амплитуды сигнала ЭПР происходит либо при достижении фотонами величины E_g (межзонное поглощение), либо при достижении определенной для каждого типа дефектов энергии (внутризонное поглощение). Данный эффект был обратим. Поэтому можно сделать вывод, что при освещении происходит перезарядка дефектов вследствие захвата фотовозбужденных носителей заряда, образовавшихся либо в результате межзонного поглощения, либо в результате внутризонного. В первом случае энергия фотонов позволяет оценить величину E_g , во втором – глубину залегания энергетических уровней дефектов в запрещенной зоне. Например, рост величины сигнала ЭПР в TiO₂ для азотных парамагнитных центров происходит при энергии квантов $h\nu \geq 1.7$ эВ, т.е., начиная с данной энергии, в результате примесного поглощения электрон переходит с уровня дефекта в зону проводимости TiO₂. Это позволяет нам оценить положение уровня данного дефекта в запрещенной зоне TiO₂, как отстоящим от дна зоны проводимости на величину 1.7 эВ. Далее, при освещении с $h\nu \geq 3.0$ эВ наблюдается рост сигнала ЭПР для Ti³⁺-центров, что можно объяснить переходом электрона из валентной зоны на первоначально непарамагнитные Ti⁴⁺/кислородная вакансия центры, которые образуют состояния вблизи дна зоны проводимости TiO₂. Аналогично, рост интенсивности сигнала ЭПР для Mo⁵⁺ в MoO₃ при освещении фотонами с $h\nu \geq 2,7$ эВ и также для V⁴⁺ в V₂O₅ при освещении с энергией $h\nu \geq 2$ эВ можно объяснить переходом электрона из валентной зоны соответствующего оксида металла на первоначально непарамагнитные ионы металлов, которые образуют состояния вблизи дна зоны проводимости. В качестве примера на рис.1 показаны зонные диаграммы нанооксидов в образцах TiO₂/MoO₃/V₂O₅/WO₃.

Таким образом, данная работа является новым оригинальным исследованием, в результате которого разработан метод определения ширины запрещенной зоны полупроводников с помощью ЭПР спектроскопии.

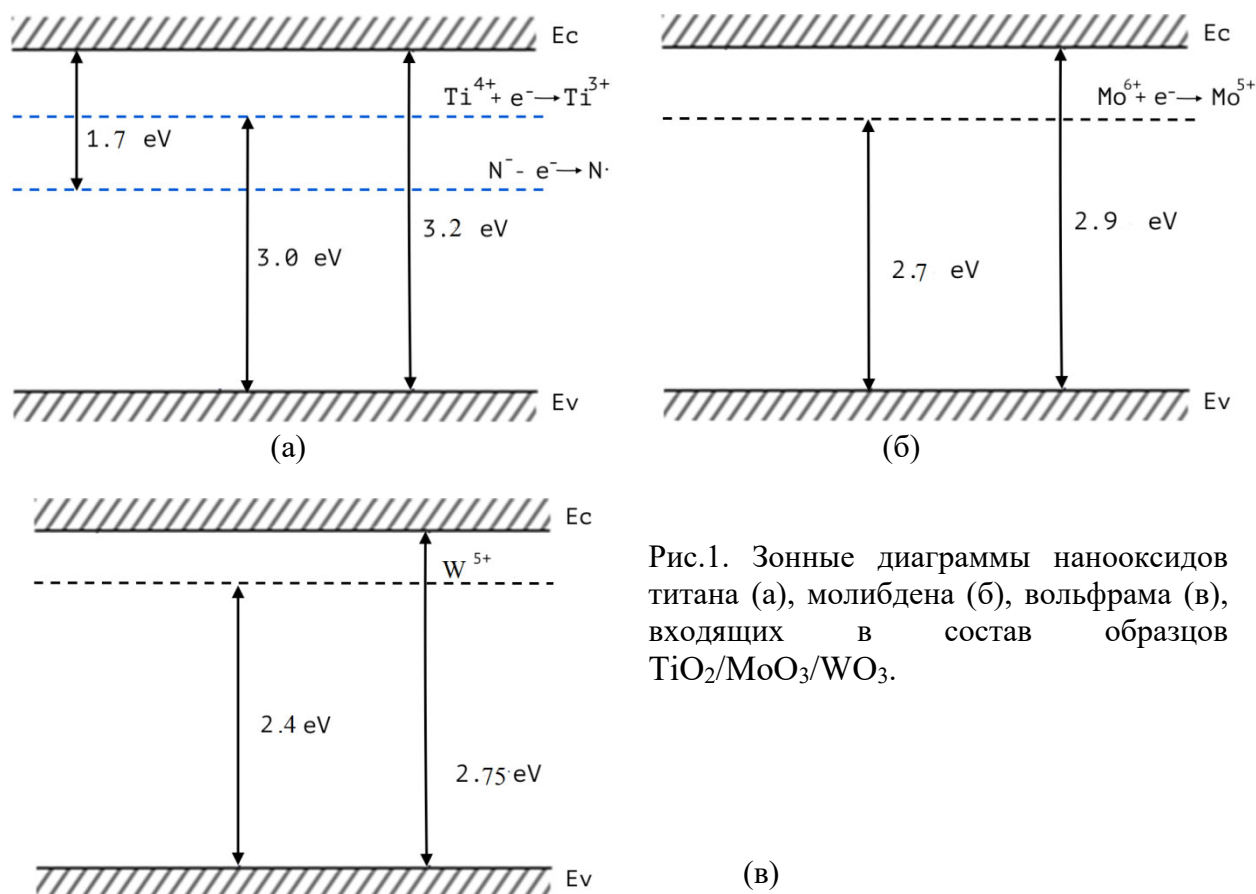


Рис.1. Зонные диаграммы наноксидов титана (а), молибдена (б), вольфрама (в), входящих в состав образцов $\text{TiO}_2/\text{MoO}_3/\text{WO}_3$.

Также нами были определены положения энергетических уровней дефектов в запрещенной зоне нанокристаллических оксидов металлов и построены их зонные диаграммы.

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

Литература

1. Chemical Physics of Nanostructured Semiconductors, eds. A. I. Kokorin, D.W. Bahnemann, VSP–Brill Acad. Publ., Utrecht, Boston, 2003.
2. А.А. Елисеев, А.В. Лукашин «Функциональные наноматериалы», М.: Физматлит, 2010.
3. К.В. Шалимова «Физика полупроводников», СПб: Лань, 2010.
4. 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.

5. Konstantinova E.A., Minnekhanov A.A., Trusov G.V., Kytin V.G. Titania-based nanoheterostructured microspheres for prolonged visible-light-driven photocatalysis. *Nanotechnology*, 31 (2020) 345207-1 – 345207-10.

ОГРАНКА И ДВОЙНИКОВАНИЕ КРИСТАЛЛОВ МАРТЕНСИТА В УПРУГОЙ АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ

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

Мартенситные кристаллы, формирующиеся в сплавах с эффектами памяти формы в массиве аустенита при охлаждении в отсутствии внешних напряжений, должны иметь вполне определённую внешнюю огранку и внутреннее строение. Они представляют собой самоаккомодационные комплексы (СК), состоящие из множества попарно сдвойникованных мартенситных кристаллов - кристаллографически эквивалентных вариантов ориентационного соотношения (ОС) между решетками аустенита и мартенсита. Причиной формирования СК является минимизация полей упругих напряжений, компенсирующая деформацию формы в масштабах комплекса в целом.

Хотя СК могут иметь различную конфигурацию, определяемую числом входящих в него доменов и геометрией междоменных границ, число возможных вариантов доменной структуры СК ограничено и поддается классификации, так как аустенит в сплавах с эффектами памяти формы всегда имеет кубическую решетку, для которой число кристаллографически эквивалентных вариантов ОС не превышает 24-х.

Путем минимизации деформации при двойниковании, выполненной исключительно из соображений симметрии, возможно строить замкнутые комплексы из 3-х, 4-х, 6-ти, 8-ми, 12-ти, 24 доменов. Однако далеко не все предсказанные таким образом СК наблюдаются экспериментально.

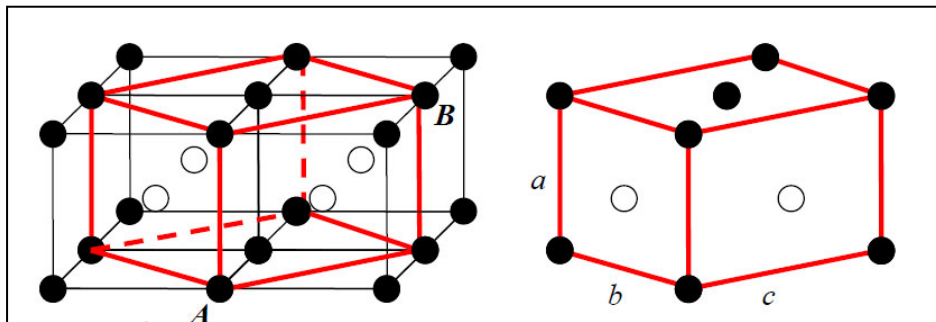
В литературе по этой теме неоднократно упоминаются СК трех типов:

- Четырехдоменные комплексы ромбоэдрического R -мартенсита в сплавах $Ni-Ti$;
- Четырехдоменные комплексы моноклинного $m18R$ мартенсита в сплавах на основе меди ($Cu-Al-Ni$, $Cu-Al-Mn$);
- Шестидоменные комплексы моноклинного мартенсита $B19'$ в сплавах $Ni - Ti$.

Анализ деформации, усредненной по указанному комплексу моноклинного мартенсита $18R$ показывает, что полная самоаккомодация в нем не достигается, она возможна только если СК содержит **все** варианты

ОС. Тем не менее СК из четырех доменов моноклинного $18R$ мартенсита многократно наблюдались в сплавах $Cu-Ni-Al$ и $Cu-Al-Mn$, что требует объяснений.

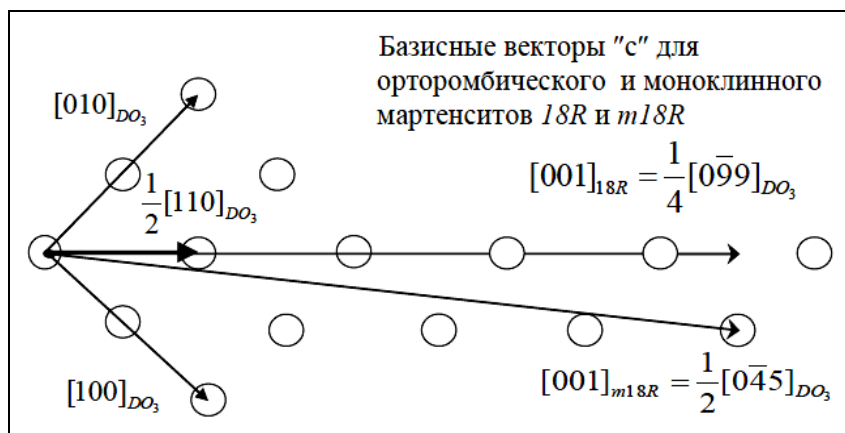
В случае мартенситного превращения в сплавах на основе меди деформацию решетки проще описывать не в базисе ОЦК решетки аустенита, а в орторомбическом базисе, переход к которому описывается матрицей, подобной матрице Бейна.



Тогда деформацию можно учесть с помощью последовательных преобразований: перехода в орторомбический базис, деформации, обратного перехода к исходному базису: $|r'\rangle = \hat{B} \hat{\mathcal{R}}_{mono}^{-1} \hat{B}^{-1} |r\rangle$, где

$$\hat{\mathcal{R}}_{mono} = \begin{vmatrix} 1+\varepsilon_1 & 0 & (1+\varepsilon_3)\sin\beta \\ 0 & 1+\varepsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & (1+\varepsilon_3)\cos\beta \end{vmatrix} \text{ – тензор деформации, } \hat{B} = \begin{vmatrix} 0 & 1/2 & n/4 \\ 0 & -1/2 & n/4 \\ 1 & 0 & 0 \end{vmatrix},$$

n – число атомных слоев в элементарной ячейке мартенсита.



В случае мартенситного превращения аустенита со структурой типа DO_3 в многослойную решетку мартенсита nR деформации ε_i выражаются через параметры решеток мартенсита:

$$1 + \varepsilon_1 = \frac{a_{nR}}{a_{DO_3}}, \quad 1 + \varepsilon_2 = \frac{b_{nR}}{\sqrt{2}a_{DO_3}}, \quad 1 + \varepsilon_3 = \frac{2\sqrt{2}c_{nR}}{na_{DO_3}},$$

$$\sin \beta = \frac{2}{\sqrt{n^2 + 4}}, \quad \cos \beta = \frac{n}{\sqrt{n^2 + 4}}, \quad n - \text{число слоев (в данном случае } n = 18).$$

Для варианта ОС, приведенного на рисунке, уравнение эллипсоида деформации можно получить, подставляя преобразованные координаты $|x', y', z'\rangle = \hat{G}_1^{mono}|x, y, z\rangle$, в уравнение сферы единичного радиуса. Для других вариантов ОС уравнение эллипсоида получается при замене матрицы \hat{G}_1^{mono} на $\hat{G}_i^{mono} = \hat{S}_i \hat{G}_1^{mono}$. Группа операторов симметрии \hat{S}_i содержит 24 оператора, но разных уравнений эллипсоидов – 12 пар. Анализ показывает, что самоаккомодация достигается только в комплексе из 12 разных доменов, т.е. СК должен содержать **все** варианты ОС.

Подобные рассуждения справедливы и в отношении СК кристаллов моноклинного мартенсита в никелиде титана, ОС для которого практически совпадает с ОС для мартенсита $m18R$, а его структура $B19'$ также является моноклинной и отличается от структуры $m18R$ лишь количеством плотноупакованных слоев.

В тоже время СК из четырех (четверик) или шести (шестерик) доменов наблюдались экспериментально в сплавах $NiTi$, $Cu-Al-Ni$ и $Cu-Al-Mn$. Расхождение эксперимента с теоретическим анализом должно иметь объяснение.

По-видимому, причина в том, что экспериментально наблюдаемые в электронном микроскопе комплексы залегают не внутри кристалла аустенита, а выходят на его поверхность. Тогда минимизация той части упругой энергии, которая связана 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. Математически это означает, что расчет упругой деформации по комплексу может ограничиться двумя направлениями, перпендикулярными нормали, т.е. к замене системы эллипсоидов деформации на систему эллипсов.

Итак, причина существования комплексов, содержащих не все возможные варианты ОС, видится в частичной аккомодации, 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. Во всяком случае, ясно, что при сопряжении СК с кубической 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.

ПРОТИВОПОЛОЖНОЕ ВЛИЯНИЕ СОЛИ НА РАЗВЕТВЛЕННЫЕ ЧЕРВЕОБРАЗНЫЕ МИЦЕЛЛЫ ПОВЕРХНОСТНО-АКТИВНОГО ВЕЩЕСТВА ОЛЕАТА КАЛИЯ БЕЗ ПОЛИМЕРА И С ПОЛИМЕРОМ

Н. с. Квятковский А. Л., с. н. с. Молчанов В. С., проф. Филиппова О. Е.

В результате самоорганизации амфифильных молекул поверхностно-активных веществ (ПАВ) в водных растворах образуются агрегаты, называемые мицеллами. Образование мицелл вызвано стремлением гидрофобных частей молекул ПАВ уменьшить термодинамически невыгодный контакт с водой [1,2]. В случае ионогенного ПАВ с ростом экранирования отталкивания заряженных гидрофильных частей противоположно заряженными ионами соли образуются линейные червеобразные мицеллы. Дальнейшее увеличение экранирования может приводить к образованию в них разветвлений [1,3].

В настоящее время одним из способов модификации червеобразных мицелл ПАВ является внедрение в них цепей полимера. Ранее нами было показано, что внедрение макромолекул гидрофобного полимера поли(4-винилпиридина) в червеобразные мицеллы анионного ПАВ олеата калия приводило к образованию в них точек ветвления и петель [4].

Целью данной работы является сравнение влияния концентрации неорганической соли хлорида калия на свойства растворов червеобразных мицелл ПАВ олеата калия без полимера и с внедренным поли(4-винилпиридином). Исследование проводилось в Лаборатории ассоциирующих полимеров и коллоидных систем кафедры физики полимеров и кристаллов.

Благодарность: работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект №19-73-20133).

Литература

1. Feng Y., Chu Z., Dreiss C.A. // Smart Wormlike Micelles: Design, Characteristics and Applications. Springer-Verlag: Berlin, Heidelberg, 2015.
2. Dreiss C.A., Feng Y. // Wormlike Micelles: Advances in Systems, Characterisation and Applications. London, UK: The Royal Society of Chemistry, 2017.

3. Dreiss C.A. // *Soft Matter*. 2007. V. 3, № 8. P. 956.
4. Kwiatkowski A.L., Sharma H., Molchanov V.S., Orekhov A.S., Vasiliev A.L., Dormidontova E.E., Philippova O.E. // *Macromolecules*. 2017. V. 50, № 18. P. 7299.

КОНФОРМАЦИОННО-ЗАВИСИМЫЙ ДИЗАЙН ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ ЗВЕНЬЕВ В ПОЛИМЕРНЫХ ЦЕПЯХ В РАСПЛАВЕ

Доц. Говорун Е.Н., студ. Шупанов Р.М., студ. Павленко С.А.

Последовательности звеньев в полимерных цепях во многом определяют их структурирование в объеме образца. В работе проанализированы последовательности звеньев, созданные при модификации гомополимеров в расплаве в соответствии с пространственным расположением мономерных звеньев. Рассмотрены геометрические шаблоны в виде чередующихся плоских слоев, гексагонально расположенных цилиндров и сфер, образующих объемноцентрированную кубическую решетку (Рис. 1). Такие структуры являются типичными для микрофазно расслоенных расплавов блок-сополимеров.

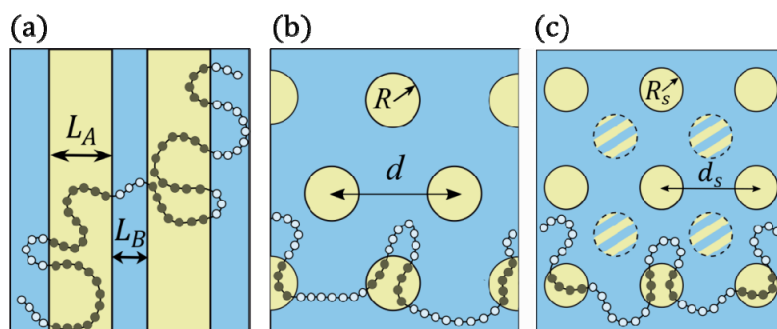


Рис. 1. Схема модификации расплава гомополимера в расплав мультиблок-сополимера по объемным шаблонам. Показаны поперечные сечения ламеллярной структуры (а), гексагонально расположенных цилиндров (b) и сфер, образующих объемноцентрированную кубическую решетку (с), где проекции внутренних сфер на плоскость сечения изображены штриховкой. Мономерным звеньям в желтых (светлых) областях, в цилиндрах и сферах приписывается тип А, а остальным мономерным звеньям – тип В.

Случайные траектории полимерных цепей описываются теоретически и, параллельно, моделируются в компьютерном эксперименте методом диссипативной динамики частиц (DPD). В моделировании анализировались полимерные цепи из 1000 звеньев, помещенные в область размером $60 \times 60 \times 60$ для слоев и $60 \times 60\sqrt{3} \times 60$ для цилиндров. В область моделирования помещали целое число

элементарных ячеек структуры и задавали периодические граничные условия. После уравнивания системы макромолекул отдельным звеньям приписывался тип А или В в зависимости от того, в какой области (светлой или темной, Рис. 1) они находились. Непосредственно подсчитывалось количество блоков (последовательностей звеньев одинакового типа, ограниченных звеньями другого типа) каждой длины, их распределение по длинам, а также среднечисловая и среднемассовая длина блока каждого типа.

Теоретически случайную траекторию участка полимерной цепи из k звеньев типа А с началом в точке \mathbf{r}_0 и концом в точке \mathbf{r} в области V_α можно описывать функцией Грина $G_\alpha(\mathbf{r}, k | \mathbf{r}_0)$, которая удовлетворяет диффузионному уравнению [1]

$$\frac{\partial}{\partial k} G_\alpha(\mathbf{r}, k | \mathbf{r}_0) = \frac{\alpha^2}{6} \Delta G_\alpha(\mathbf{r}, k | \mathbf{r}_0) + \delta(k) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0), \quad \mathbf{r}, \mathbf{r}_0 \in V_\alpha$$

где Δ - лапласиан по переменной \mathbf{r} , a - размер звена цепи, $\alpha = A, B$. Окончание последовательности звеньев одного типа при пересечении границы области S_α описывается адсорбирующими граничными условиями:

$$G_\alpha(\mathbf{r}, k | \mathbf{r}_0) \Big|_{\mathbf{r} \in S_\alpha} = 0.$$

Так как и начало, и конец любого блока расположены на поверхности, начальную точку \mathbf{r}_0 необходимо выбирать вблизи поверхности. Заметим, что таким способом нельзя описать концевой блок цепи. В теоретическом рассмотрении доля таких блоков предполагается малой, что оправдано для длинных цепей с характерным пространственным размером $R \approx \sqrt{Na} \gg d_{\alpha \min}$, где $d_{\alpha \min}$ - минимальный характерный размер области V_α .

Распределение по длине блока рассчитывалось как производная по длине блока от полного числа траекторий цепи в рассматриваемой области:

$$P_\alpha(k) = -\frac{\partial}{\partial k} \int_{V_\alpha} d\mathbf{r} G_\alpha(\mathbf{r}, k | \mathbf{r}_0).$$

Точные решения для функции Грина в плоском слое, в цилиндре и шаре известны. Ранее статистические характеристики последовательностей звеньев, получающихся при конформационно-зависимом дизайне уже были рассчитаны для области шара, которая являлась ядром глобулы белковоподобного сополимера [2] и для плоского слоя [3]. Непрерывные внешние для цилиндров и сфер области аппроксимируются в данной работе цилиндрическим и сферическим слоями, соответственно. На Рис. 2 показаны распределения по длине блока для модификации по шаблону сферы и цилиндра (а) и для внешней области сфер (б). Ширина слоя выбирались так, чтобы наиболее точно описать данные, полученные в компьютерном эксперименте при больших значениях длины блока.

Показано, что внешний радиус такой сферической оболочки нелинейно растет с ростом периода кубической структуры.

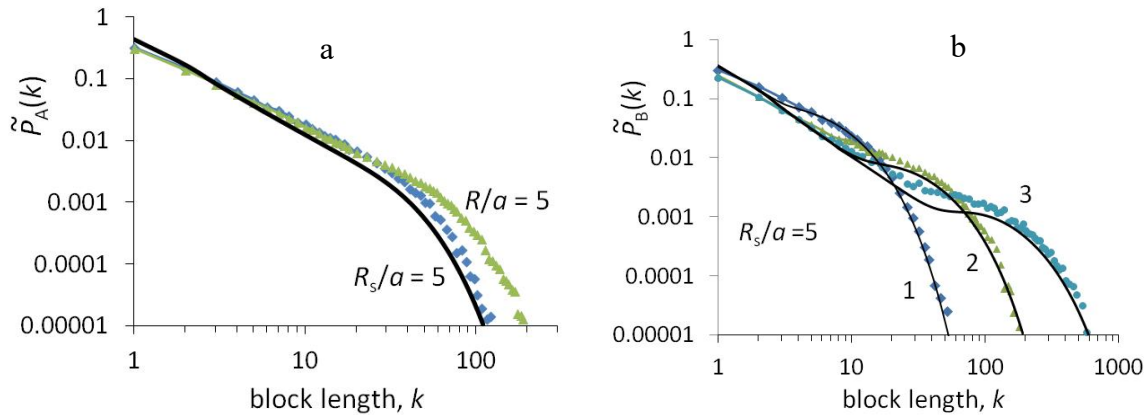


Рис. 2. Распределение по длине k для блоков А, образующих сферические домены (сплошная линия и синие маркеры) и цилиндрические домены (зеленые маркеры) радиусами $R = R_s = 5a$, (а) и для блоков В из внешней области сфер (b). Сплошные линии – теоретический расчет, маркеры – моделирование. Период решетки в моделировании (правый рисунок) равен $d/a = 12$ (1), 15 (2) и 20 (3) и теоретический расчет представлен для $(R_s + \Delta R)/a = 8$ (1), 11.5 (2) и 18 (3); $|r_0 - R_s| = 0.5a$.

Поиск вероятностных распределений блоков по длине аналогичен решению известного класса задач теории вероятностей о первом прохождении границы или о разорении игрока, однако, в данном случае делается обобщение на трехмерный случай для различных областей. Показано, что в любой трехмерной области распределение по длине блока имеет асимптоту $\sim k^{-3/2}$ при не слишком большой длине блока, когда его пространственный размер \sqrt{ka} меньше характерного размера области d_{as} . Для больших длин блоков асимптота описывается экспоненциальным законом $\exp(-\text{const } ka^2/d_{as}^2)$, где, d_{as} – некоторый асимптотический размер. Среднечисловая длина блока и дисперсность линейно зависят от размера области для слоя, цилиндра и сферы, когда область характеризуется единственным пространственным размером. Если область характеризуется несколькими размерами, среднечисловая длина блока может нелинейно зависеть от любого из них, а d_{as} зависит от всех характерных размеров области.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований, проект 19-03-00988.

Литература

1. Гросберг А.Ю., Хохлов А.Р. “Статистическая физика макромолекул” М.: Наука, 1989.

2. Govorun E.N., Ivanov V.A., Khokhlov A.R., Khalatur P.G., Borovinsky A.L., Grosberg A.Yu. 2001 Primary sequences of proteinlike copolymers: Levy-flight-type long-range correlations. *Phys. Rev. E* **64** R40903.
3. Govorun E.N., Gavrilov A.A., Chertovich A.V. 2015 Multiblock copolymers prepared by patterned modification: Analytical theory and computer simulations. *J. Chem. Phys.* **142** 204903.

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ ЛЕГИРОВАНИЯ НА МИКРОСТРУКТУРУ МЕМБРАННЫХ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ ПАЛЛАДИЯ

Н.с. *Акимова О.В.*, в.н.с. *Терешина И.С.*, доц. *Горшенков М.В.* (МИСиС),
инж. *Светогоров Р.Д.* (НИЦ «Курчатовский институт»),
м.н.с. *Горбунов С.В.* (ИМЕТ РАН им. А.А. Байкова)

Представлены результаты исследования влияния легирующих элементов иттрия, индия и рутения на формирование микроструктуры мембранных сплавов на основе палладия. Сплавы изготовлены в высоком вакууме электродуговой печи из материалов высокой степени чистоты [1].

Легирование палладия рассмотренными в работе элементами улучшает прочностные характеристики диффузионных фильтров мембран, используемых в технологических процессах сепарации из водородсодержащих газовых смесей биологически совместимого с человеческим организмом водорода высокой степени чистоты [1,2]. Наследуя уникальное свойство палладия, заключающееся в избирательной проницаемости к водороду, такие сплавы требуют повышенного внимания к формированию различных дефектов микроструктуры, возникающих под влиянием легирующих компонентов, и которые по сути сами являются дефектами для кристаллической решетки палладия [3].

Актуальность данного исследования продиктована уникальными свойствами мембранных сплавов, необходимостью безопасного использования диффузионных фильтров-мембран в рабочих циклах получения высокочистого водорода, а также дальнейшим развитием научно-технического прогресса. Цель данной работы, состоящая в расширении наших знаний об особенностях формирования дефектной структуры мембранных сплавов, определила проведение исследований с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) и рентгеновской дифракции синхротронного излучения (СИ). Эти два метода, взаимно дополняя друг друга, обеспечивают получение прямого и высокоточного разрешения фазового состава, дисперсности

кристаллических фаз и, выявления образующихся дефектов поликристаллических систем.

Рентгенографическими методами для изучаемых сплавов определена гранецентрированная кубическая (ГЦК) ячейка основной фазы, небольшое содержание дополнительных фаз (максимально до 12 об. %) с частично когерентными границами к основным, и области локального упорядочения [4,5]. Кристаллографическое направление $[111]$ выделено в сплавах как направление преобладающего влияния дефектов 1-ого класса (вакансии, микропоры, дислокационные петли малого радиуса, зародыши новой фазы [6]).

Электроннограммы (рис.1, а и б), полученные методом ПЭМ, показали наличие в сплавах фаз с гранецентрированной кубической решеткой. Осцилляции диффузного фона свидетельствовали о выявлении ближнего упорядочения атомов сплавов. В работе приведены электроннограммы с наиболее ярко выраженными осцилляциями диффузного фона. Как можно заметить, этому проявлению соответствуют различные кристаллографические направления: $[011]$ - для сплава Pd-5.3 ат.% In-0.5 ат.% Ru и $[111]$ -для сплава Pd-9.1 ат.% Y.

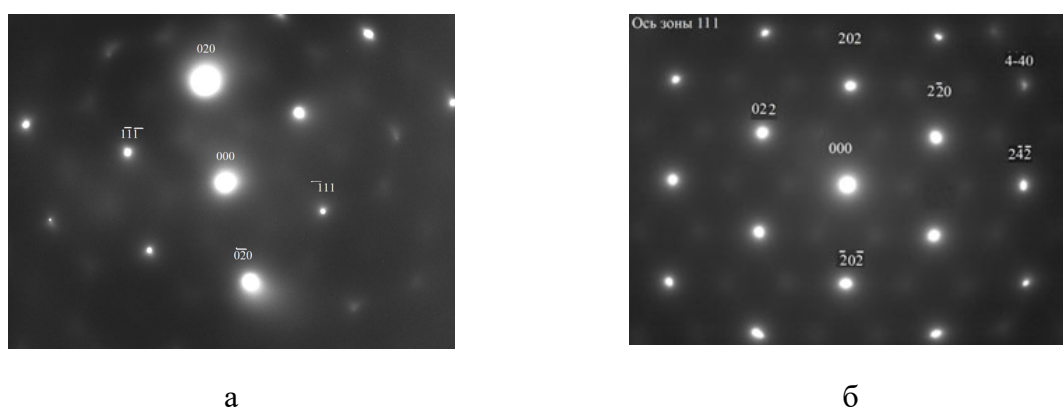


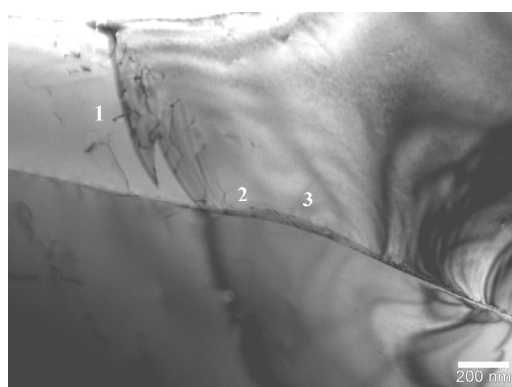
Рис. 1. Электроннограммы сплавов: (а) - Pd-5.3 ат.%In-0.5 ат.% Ru (по кристаллографическому направлению $[011]$); (б) - Pd-9.1 ат.% Y (по кристаллографическому направлению $[111]$).

Микроэлектронные изображения внутренних областей зерен поликристаллических структур, соответствующих электроннограммам, показаны на рис. 2, (б) и (в) для сплава Pd-5.3 ат.% In-0.5 ат.% Ru и на рис. 3, б и в для сплава Pd-9.1 ат.% Y. Эти фотографии микроструктур определили существенные различия, которые, как мы полагаем, обусловлены различиями элементов легирования палладия (табл. 1), основные из которых – это размерное несоответствие атомов иттрия, индия и рутения к палладию и различия их электроотрицательности. Размерное несоответствие атомов палладия к атомам легирующих элементов рассматриваемых сплавов составляет 30%, 15% и менее 2% для

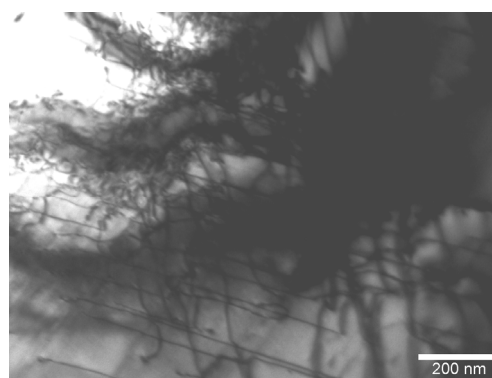
иттрия, индия и рутения, соответственно. Электроотрицательность палладия, как и рутения, близка к электроотрицательности водорода и составляет 2.2 по шкале Полинга, для атомов иттрия и индия эта величина 1.22 и 1.78, соответственно. Мы обратили внимание на основные характеристики, с которыми для различных металлических систем наблюдается взаимообратная связь микроструктурных и фазовых преобразований, влияющих на их структурочувствительные физические свойства. Но различие характеристических температур, как и тип элементарной ячейки, также немаловажные и мало изученные факторы влияния на формирование фазового состава сплава. В настоящее время мы фактически исследуем фрактальные области развития сложной микроструктуры сплавов.

Таблица 1. Характеристики химических элементов сплавов Pd-5.3 ат. % In-0.5 ат. % Ru и Pd-9.1 ат. % Y.

Химический элемент	$T_{\text{плавл.}}$, °C	$\Theta_{\text{Дебая}}$, К	Электроотрицательность (по Полингу)	Тип элементарной ячейки	Размер атома, Å
Pd	1554	274	2.20	ГЦК	1.37
Y	1795	280	1.22	гексагональная	1.78
In	156.6	129	1.78	тетрагональная	1.66
Ru	2334	600	2.20	гексагональная	1.34



а



б

Рис. 2. Микроэлектронные фотографии для сплава Pd-5.3 ат.% In-0.5 ат.% Ru, полученные в прямом пучке (в рефлексе 111): (а) - область соединения зерен, (б) - скопление дислокаций, выявляющее изгибные контуры деформаций.

На микрофотографии сплава Pd-5.3 ат.% In-0.5 ат.% Ru, показанной на рис. 2, б видно, что для микроструктуры характерны одиночные дислокации (1), зарождение дефектов на границах зерен (2), источники петель Франка-Рида (3) и малый угол разворота вошедших в дифракционную область зерен. На рис. 2, (в). показано формирование

дислокационной сетки, свидетельствующей о наличии изгибных контуров, возникших в результате локальных деформационных процессов в сплаве.

Микроэлектронные фотографии для сплава Pd-9.1 ат.% Y (рис. 3, (в) и (г)) выявляют, что граница соединения зерен, как и в случае сплава Pd-5.3 ат.% In-0.5 ат.% Ru является областью зарождения источников дислокаций. Однако это единственное их сходство. Микроэлектронные фотографии устанавливают существенные отличия микроструктуры сплава от рассмотренной для Pd-5.3 ат.% In-0.5 ат.% Ru (рис. 2, (б) и (в)).

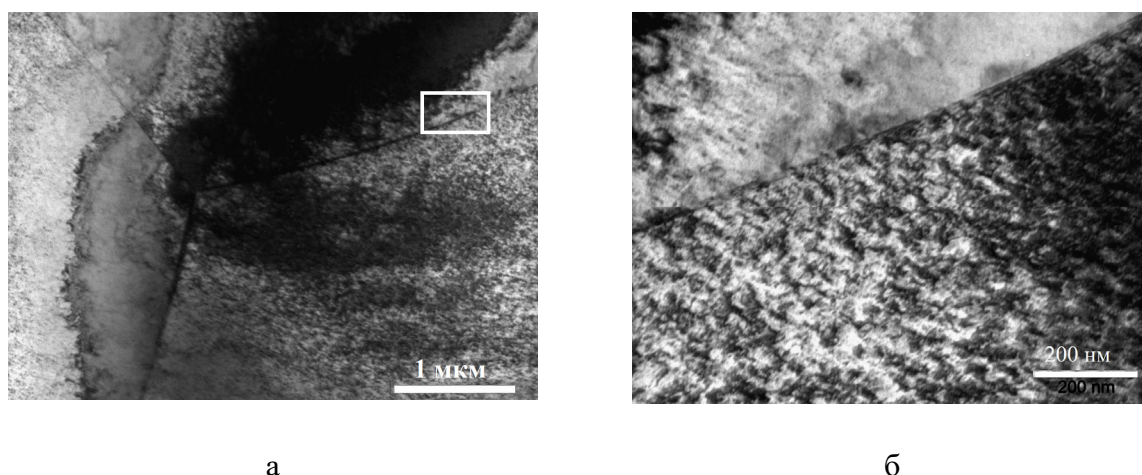


Рис. 3. Микроэлектронные фотографии, полученные в прямом пучке: (а) - область тройного соединения зерен, (б) - увеличенное изображение границы зерен.

Прежде всего – это высокая плотность дислокаций, которые формируют высокодисперсную структуру сплава Pd-9.1 ат.% Y и объединяются в дислокационную сетку и клубки, создавая при своем скольжении петли Орована. Последнее свидетельствует о формировании более высоких прочностных характеристиках сплава по сравнению со сплавом Pd-5.3 ат.% In-0.5 ат.% Ru, что подтверждается прочностными характеристиками мембранных диффузионных фильтров [1]. Границы зерен являются высокоугловыми и дислокации их не пересекают.

В таблице 2 представлены эффективные размеры областей когерентного рассеяния ($ОКР(hkl)$) и параметры $(\Delta a/a)_{hkl}$, характеризующие наличие в кристаллитах микродеформаций, обусловленных распределением легирующих элементов в $ОКР(hkl)$ по концентрации [7].

Величины D_{hkl} и $(\Delta a/a)_{hkl}$ определены рентгеновскими методами с использованием синхротронного излучения Курчатовского научно-исследовательского центра [4,5]. Максимальная погрешность определения каждой из величин не превышает 3%.

Видно (см. табл. 2), что показатели субструктуры сплавов - эффективные размеры $ОКР(hkl)$, определенные рентгеновскими методами,

находятся в согласии с результатами ПЭМ –структура сплавов нанодисперсная. Размеры ОКР(hkl) основной фазы близки по величине и свидетельствуют о практически равноосной форме. Появление различия дислокационного распределения в структуре сплавов, по всей видимости, связано с наличием дополнительных к основным фазам интерметаллидных включений, как обогащенных (для сплава Pd-5.3 ат.% In-0.5 ат.% Ru), так и обедненных атомами легирования (для сплава Pd-9.1 ат.% Y). Небольшие вариации фазового состава, обеспечиваемые подобными микровключениями, которые, как мы можем видеть, формируются в мембранных сплавах на современном этапе развития технологии их производства, обеспечивают наиболее существенные локальные деформации кристаллической решетки сплавов, и, следовательно, формируют дислокационную структуру. Следует подчеркнуть, что речь идет о мембранных сплавах, востребованных в технологических циклах взаимодействия с агрессивными газовыми средами [1,2] и знания о микроструктуре и ее влиянии на прочностные характеристики диффузионных фильтров-мембран особенно важны.

Таблица 2. Эффективные размеры областей когерентного рассеяния (ОКР(hkl)) и параметры микродеформаций $(\Delta a/a)_{hkl}$.

Состав сплава	$\langle D_{100} \rangle$,	$(\Delta a/a)_{100}$	$\langle D_{111} \rangle$,	$(\Delta a/a)_{111}$	$\langle D_{110} \rangle$,	$(\Delta a/a)_{110}$
	нм	$\times 10^{-3}$	нм	$\times 10^{-3}$	нм	$\times 10^{-3}$
Pd-5.3 ат.% In-0.5 ат.% Ru	26.5	2.5	34.8	2.6	38.8	1.8
	24.4	4.2	12.6	9.0	19.9	3.6
Pd-9.1 ат.% Y	39.6	2.5	39.7	2.9	33.2	1.9
	46.4	1.9	51.2	2.5	55.1	1.3
	14.5	2.8	35.2	7.9	33.5	2.1

Рассмотрение вопроса влияния на формирование микроструктуры мембранных сплавов легирующих элементов далеко от завершения. Необходимо накопление экспериментального материала для получения возможности моделирования и прогнозирования влияния легирующих элементов в палладиевых сплавах на их уникальные свойства.

Литература

1. Burkhanov G.S, Gorina N.B., Kolchugina N.B., Roshan N.R. Palladium – Based Alloy Membranes for Separation of High Purity Hydrogen from Hydrogen – Containing Gas Mixtures // Platinum Metals Rev. 2011. V. 55. Is. 1. P. 3–12.

2. Al-Mufachi N.A., Rees N.V., Steinberger-Wilkens R. Hydrogen selective membranes: A review of palladium based dense metal membranes // *Renewable and Sustainable Energy Reviews*. 2015. V. 47. P. 540-551.
3. Водород в металлах. Под редакцией Алефельда Г., Фелкля И.М.: Мир. 1981. Т.1-2. 430с.
4. Акимова О.В., Велигжанин А.А. Влияние отжига на структурное состояние металлических диффузионных фильтров-мембран на основе палладия // *Физика металлов и металловедение*. 2019. Т. 120. № 10. С. 1050–1057. DOI: 10.1134/S0015323019080023
5. Akimova O.V., Svetogorov R.D. Hydrogen treatment of diffusion filter-membranes // *Materials Today: Proceedings*. 2021. V. 38. P. 1416–1420. <https://doi.org/10.1016/j.matpr.2020.08.117>
6. Кривоглаз М.А. Теория рассеяния рентгеновских лучей и тепловых нейтронов реальными кристаллами. Киев: Наук. Думка. 1967. 408 с.
7. Акимова О.В., Авдюхина В.М., Левин И.С., Ревкевич Г.П. Методика моделирования распределения легирующего компонента по данным рентгендифракционного эксперимента // *Известия РАН. Серия Физическая*. 2014. Т. 78. № 11. С. 1443–1448. DOI: 10.7868/S0367676514110039

ПРОЦЕССЫ ФОРМИРОВАНИЯ И СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ АТОМНЫХ ПРОВОДОВ

М. н. с. *Сыромятников А. Г.*, доц. *Клавсюк А. Л.*, зав. каф. *Салецкий А. М.*

Одномерные наноструктуры на металлических поверхностях привлекают внимание исследователей по всему миру, в силу ряда уникальных свойств, среди которых квантование проводимости, гигантское магнитосопротивление, эффект Рашбы, что позволяет использовать их для решения большого количества практических задач. Среди них, например, миниатюризация носителей информации или элементных интегральных микросхем. Одномерные атомные структуры привлекательны еще тем, что экспериментальные данные могут быть объяснены при помощи расчетов в рамках теории функционала плотности либо в рамках простых теоретических моделей. Поэтому исследование процессов формирования наноструктур и изучение их свойств по сегодняшний день остается актуальной задачей.

В представляемой работе кинетическим методом Монте-Карло исследовались процессы напыления и роста наноструктур на вицинальных металлических поверхностях в системах Co/Cu и Ag/Pt [1,2,3]. Как ранее было показано экспериментально [4,5], распределение длин одномерных островов в различных системах имеет разный вид. Система Ag/Pt обладает мономодальным распределением. В отличие от нее в случае Co/Cu

распределение обладает двумя ярко выраженными пиками. Было обнаружено, что распределение длин таких структур зависит не только от внешних параметров, но и от времени проведения эксперимента. Также обнаружено, что переход из одного равновесного состояния в другое при нагреве или охлаждении происходит через неравновесное состояние, которое и наблюдается экспериментально (см. рис. 1).

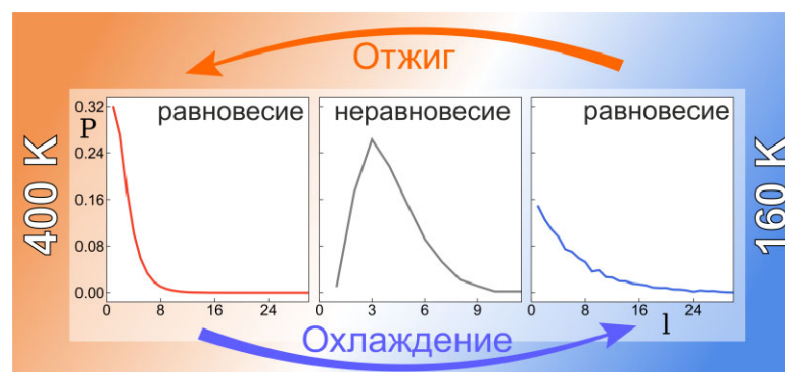


Рис. 1. Схематическое изображение изменения распределения длин одномерных островов в процессе охлаждения либо нагрева образца.

Не менее важен для практического применения вопрос стабильности наноструктур кобальта на поверхности меди [6]. Нами были определены диапазоны температур, при которых возможно использование таких структур в различных устройствах, а также времена их жизни. Согласно расчетам, для этого длина одномерных островов кобальта должна составлять порядка 25-30 атомов.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФ (№ 21-72-20034).

Литература

1. Равновесные и неравновесные состояния одномерных атомных структур / Сыромятников А. Г., Салецкий А. М., Клавсюк А. Л. // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики 110, 331-334 (2019).
2. One-dimensional island size distribution: From non-equilibrium to equilibrium / Syromyatnikov A. G., Saletsky A. M., Klavsyuk A. L. // Surface Science 693, 121528 (2020).
3. Non-equilibrium island size distribution in one dimension / A. G. Syromyatnikov, M. R. Guseynova, A. M. Saletsky, A. L. Klavsyuk // Journal of Statistical Mechanics: Theory and Experiment 2020, 093202 (2020).
4. Equilibrium island-size distribution in one dimension / P. Gambardella, H. Brune, K. Kern, and V. I. Marchenko // Physical Review B 73, 245425 (2006).

5. Atom-wide Co wires on Cu(775) at room temperature / N. Zaki, D. Potapenko, P. D. Johnson, and R. M. Osgood // *Physical Review B* 80 155419 (2009).
6. Formation and stability of magnetic atomic chains on vicinal metal surfaces / Syromyatnikov A., Klavsyuk A., Saletsky A. // *IEEE Magnetics Letters* 10, 6111003 (2019).

ИЗМЕНЕНИЕ СТРУКТУРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК АЛМАЗОПОДОБНЫХ ПОКРЫТИЙ, ЛЕГИРОВАННЫХ МОЛИБДЕНОМ И ВОЛЬФРАМОМ, В РЕЗУЛЬТАТЕ СТАРЕНИЯ

Доц. *Авдюхина В.М.*, в. н. с. *Хрущов М.М.* (Институт машиноведения им. А.А. Благонравова РАН), н. с. *Левин И.С.* (Институт машиноведения им. А.А. Благонравова РАН), студ. *Кашуркин Е.В.*, асп. *Суляндзига Д.А.*

Известно, что функциональные свойства конструкционных материалов, к которым относятся и упрочняющиеся покрытия, в значительной степени зависят от фазового состава, атомно-кристаллической и микроструктуры как самих покрытий, так и подложки, на которую они нанесены, а также от особенностей технологии получения таких покрытий.

В работе представлены результаты изменения структурно-фазовых характеристик углеродсодержащих магнетронных покрытий, легированных вольфрамом и молибденом, и стальных подложек, на которые они наносились, после длительного хранения (в течении 10 лет).

Покрытия, легированные вольфрамом, были получены магнетронным распылением в атмосфере аргона вольфрам-графитовой составной мишени при мощности разряда, поддерживаемой на уровне - 1 кВт. Покрытия, легированные молибденом, были получены путем плазменно-ассистированного химического осаждения из паровой фазы (PACVD) с использованием газообразных кремнийорганических прекурсоров. При нанесении таких покрытий одновременно с плазмохимическим осаждением проводилось легирование получаемого покрытия молибденом путем магнетронного распыления отдельно расположенной молибденовой мишени. Таким образом, полученные покрытия помимо молибдена содержали кремний, а также кислород и углерод.

Напыление покрытий проводилось на отполированные до шероховатости $Ra=0,06$ торцевые поверхности стальных подложек, имевших форму дисков диаметром 30-35 мм и толщину 3,5мм. Легированные вольфрамом покрытия наносили на сталь ХН35ВТ,

покрытия, легированные молибденом – на сталь 440С (аналог инструментальной стали 95Х18). Толщины вольфрамсодержащих покрытий составляли порядка 5 мкм; покрытия, легированные молибденом, имели толщину 0,5 мкм.

Образцы покрытий и материал исходных подложек исследовали с помощью рентгеновского дифрактометра Thermo ARL X'TRA с вертикальным гониометром и энергодисперсионным детектором Пельтье на медном K_{α} -излучении. Обработка дифрактограмм производилась в программном комплексе MDI Jade 6.5. Размеры областей когерентного рассеяния (ОКР) фаз определялись с помощью формулы Селякова-Шеррера [1].

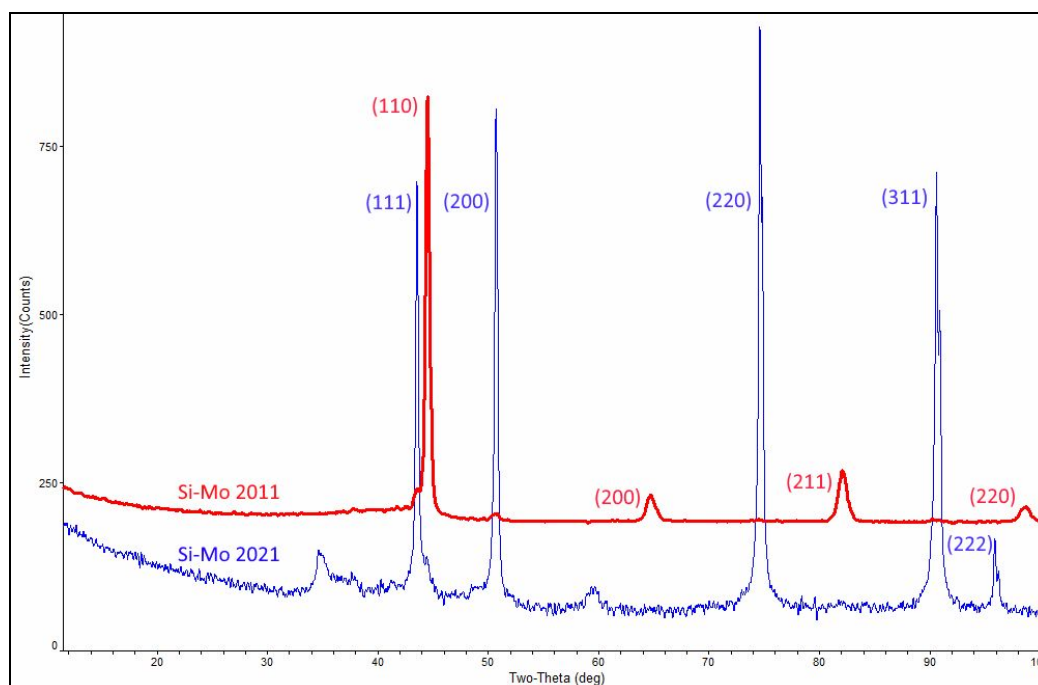


Рис. 1. Дифрактограммы подложки покрытия Si-Mo, полученные 2011 и 2021 годах.

На рис. 1 представлены дифрактограммы подложки молибденсодержащих покрытий, полученные с разницей в 10 лет. Видно, что в 2011 году подложка представляла собой объемцентрированную мартенситную фазу с небольшим содержанием (менее 7 об.%) фазы аустенита. Дифрактограмма 2021 г. указывает, что основной фазой подложки является гранецентрированная фаза аустенита. Также эта подложка содержит фазу мартенсита, содержание которой составляет порядка 6 об.%. Был установлен фазовый состав покрытий, характерный для указанных времен съемки дифрактограмм.

В табл. I приведены результаты проведенного исследования с указанием установленных фаз и их процентного содержания в покрытии (ошибка в определении доли фаз составляет порядка ± 2 об.%).

Таблица I.

2011 г.	Mo - 16 об.%	Mo ₂ C - 5 об.%	Mo ₃ Si - 53 об.%	–	Mo ₅ Si ₃ - 26 об.%
2021 г.	Mo - 15 об.%	Mo ₂ C - об.9 %	Mo ₃ Si - 44 об.%	Si – об.5%	Mo ₅ Si ₃ - 27 об.%

При изготовлении вольфрамовых покрытий подложка была однофазной и представляла собой гранецентрированную фазу аустенита, в течение 10 лет ее структура не изменилась. Изменение фазового состава покрытия и объемное содержание установленных фаз представлено в табл. II.

Таблица II.

2011 г.	W - 22 об.%	W ₂ C - об.33 %	WC - 45 об.%
2021 г.	W - 41 об.%	W ₂ C - 59 об.%	–

Дополнительные исследования покрытий обоих типов методом спектроскопии комбинационного рассеяния света показало, что помимо фаз, указанных в табл. I и II, в них присутствует также значительное количество алмазоподобной углеродной фазы [2-3].

Покрытия, полученные методами вакуумного осаждения из паровой фазы, находятся в сильно неравновесном состоянии и обладают высоким уровнем внутренних (структурных) и термических напряжений. С учетом результатов данного исследования можно предположить, что с течением времени в них могут происходить процессы структурной релаксации, приводящие к значительным изменениям структурно-фазового состояния как самих покрытий, так и материала подложек, на которые они наносятся.

Литература

1. *Иверонова В.И., Ревкевич Г.П.* Теория рассеяния рентгеновских лучей. М.: МГУ. 1978.
2. *Левин И.С., Хрущов М.М., Марченко Е.А., Авдюхина В.М.* // Вестник Моск. ун-та. Сер. Физика, астрономия. 2016. № 2. С.46.
3. *Авдюхина В.М., Хрущов М.М., Левин И.С., Кашуркин Е.В., Суляндзига Д.А.* // УЗФФ. 2020. № 4.

Подсекция:
БИОФИЗИКА

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

БИОФИЗИЧЕСКИЙ ВЗГЛЯД НА ТЕРАПИЮ НОВОЙ КОРОНАВИРУСНОЙ ИНФЕКЦИИ COVID-19

С. н. с. Генералов Е.А.

Новая коронавирусная инфекция – общественно опасное заболевание. Возбудителем данного заболевания является (+)-оцРНК вирус SARS-CoV-2. Вирусы – неклеточные облигатные внутриклеточные паразиты, зачастую требующие для своего развития клеточный и репликационный, и транскрипционный аппарат. На сегодняшний день имеется ряд подходов к терапии и профилактике коронавирусной инфекции.

С одной стороны, вакцинация – средство профилактики, которое имеет ряд собственных ограничений: и снижение эффективности антительного ответа к другим штаммам (1); и возможность развития тяжелого синдрома – антителзависимого усиления инфекции (2), в связи с которым антитела к одним штаммам могут отягчать течение заболевания, вызванного другими штаммами SARS-CoV-2; и отсутствие уверенности в безвредности использования генных комплексов (недостаточно данных о невозможности различных нежелательных рекомбинаций).

С другой стороны, терапевтические средства, неэффективность которых продемонстрировали последние исследования, выбранные ранее в качестве первой линии терапии: арбидол, лопинавир/ритонавир [3], гидроксихлорохин [4] и антибиотики (в принципе не воздействуют на вирус или процессы его жизнедеятельности, могут использоваться только в качестве терапии вторичной бактериальной инфекции, сохраняя при этом свое побочное действие). Также остается много вопросов по эффективности препаратов Фавипиравир и Актемра (Тоцилизумаб) [5]. Опасность заболевания COVID-19, вызванного SARS-CoV-2, отсутствие эффективной терапии и высокая вероятность повторного возникновения пандемии приводит к срочной необходимости поиска новых средств для терапии COVID-19.

Отдельно стоит отметить возможность использовать антитела от переболевших доноров в качестве средства терапии. Однако, в силу известных побочных эффектов от переливания плазмы: аллергические реакции, связанные с переливанием, циркуляторная перегрузка и острое повреждение легких, а также ухудшение иммуноопосредованного повреждения тканей из-за антителозависимого усиления, притупление эндогенного иммунитета и трансфузионную передачу SARS-CoV-2, такая терапия не стала универсальным решением проблемы [6].

Одним из подходов к терапии является поддержание нормальной функциональной активности биологических систем организма: буферных систем, углеводного обмена (предотвращение развитие ацидоза, например,

за счет использования никотиновой кислоты как кофактора гликолиза), железистого обмена (предотвращение истощения сывороточного железа из-за связывания ферритином, концентрация которого увеличивается в кровотоке, так как этот белок является белком острой фазы), дезинтоксикационная терапия.

Другим подходом к терапии является нормализация иммунного ответа, поскольку его подавление ведет к усилению репликации вируса, а его стимуляция может приводить к развитию острого респираторного дистресс-синдрома (ОРДС) или цитокинового-шторма [7]. В связи с этим возникает потребность в иммуномодуляторах или своевременном применении разнонаправленных иммунологических агентов.

В качестве таких средств могут быть использованы природные полисахариды, обладающие противовирусной активностью [8], из зарегистрированных – «Иммеран». Клинические исследования доказали триггерный эффект в нормализации количества лимфоцитов (ЛФ) у пациентов, который проявлялся следующим образом: в случае абсолютного и процентного количества субпопуляции лимфоцитов у нижней границы нормы или ниже после лечения «Иммераном» количество ЛФ увеличивалось до нормальных значений; если же абсолютное и процентное количество ЛФ превышали нормальные значения или находились у верхней границы, после терапии «Иммераном» наблюдалось снижение количества ЛФ до нормальных значений, что было подтверждено, в том числе, на ограниченных клинических испытаниях у больных с COVID-19.

Детальный анализ изменений субпопуляций лимфоцитов периферической крови пациентов с коронавирусом [9] указывает на то, что описанные свойства препарата позволяют рассматривать его как препарат первой линии для профилактики и лечения короновирусной инфекции, особенно в начальной стадии заболевания. Его можно рассматривать как востребованный при профилактике и лечении на первой стадии больных с коронавирусом.

Литература

1. Ikegame S., Siddiquey M.N.A., Haas G., et al. Qualitatively distinct modes of Sputnik V vaccine-neutralization escape by SARS-CoV-2 Spike variants. medRxiv 021.03.31.21254660; doi: <https://doi.org/10.1101/2021.03.31.21254660>.
2. Lee W.S., Wheatley, A.K., Kent S.J. et al. Antibody-dependent enhancement and SARS-CoV-2 vaccines and therapies. *Nat Microbiol* 5, 1185–1191 (2020). <https://doi.org/10.1038/s41564-020-00789-5>
3. Yueping L., Zhiwei X., et al. An exploratory randomized controlled study on the efficacy and safety of lopinavir/ritonavir or arbidol treating adult patients hospitalized with mild/moderate COVID-19 (ELACOI).

- April 15, 2020. medRxiv 2020.03.19.20038984. <https://doi.org/10.1101/2020.03.19.20038984>
4. Magagnoli J., Narendran S. et al. Outcomes of hydroxychloroquine usage in United States veterans hospitalized with Covid-19. medRxiv preprint doi: <https://doi.org/10.1101/2020.04.16.20065920>. this version posted April 21, 2020
 5. Şimşek Yavuz S, Ünal S. Antiviral treatment of COVID-19. Turk J Med Sci. 2020;50(SI-1):611-619. Published 2020 Apr 21. doi:10.3906/sag-2004-145
 6. Wooding D.J., Bach H. Treatment of COVID-19 with convalescent plasma: lessons from past coronavirus outbreaks. Clinical Microbiology and Infection. Volume 26, Issue 10, 2020, P. 1436-1446. <https://doi.org/10.1016/j.cmi.2020.08.005>.
 7. Meftahi G.H., Jangravi Z., Sahraei H., Bahari Z. The possible pathophysiology mechanism of cytokine storm in elderly adults with COVID-19 infection: the contribution of "inflamm-aging". Inflamm Res. 2020;69(9):825-839. doi:10.1007/s00011-020-01372-8
 8. Генералов Е.А. Спектральные характеристики и моносахаридный состав противовирусного полисахаридного индуктора интерферона из *Helianthus Tuberosus L.* Биофизика. 2015. 60 (1). С. 65-72.
 9. Fan Wang et al. Characteristics of peripheral lymphocyte subset alteration in COVID-19 pneumonia, The Journal of Infectious Diseases; 30 Mar 2020; <https://doi.org/10.1093/infdis/jiaa150>.

БИОМЕХАНИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ РЕГУЛЯЦИИ ГЕМОСТАТИЧЕСКОГО ОТВЕТА

С. н. с. *Нечипуренко Д.Ю.*, студ. *Канева В.Н.*, студ. *Масальцева А.А.*,
студ. *Шепелюк Т.О.*, студ. *Коновалов П.Е.*

Одной из важных физиологических задач организма является поддержание целостности сосудистого русла и непрерывности кровоснабжения тканей. При повреждении сосудистой стенки возникает необходимость быстрой остановки кровопотери, что является ключевой задачей системы гемостаза. Несмотря на десятилетия активных исследований, механизмы самоорганизации гемостатического ответа остаются предметом гипотез. Отсутствие понимания принципиальных вопросов, связанных с регуляцией гемостатического ответа находит свое печальное отражение в клинической практике: на сегодняшний день не существует антитромботических препаратов, которые не обладали бы существенным риском кровотечений. В то время как осложнения, связанные с нарушением работы системы гемостаза – такие как инфаркты,

инсульты, тромбоэмболии и кровотечения, являются основной причиной смерти и инвалидности людей в развитых странах.

Одной из наиболее широко встречаемых патологий, связанных с работой системы гемостаза является артериальный тромбоз – формирование крупного сгустка (тромба) в просвете поврежденной артерии [1]. Такие тромбы могут приводить к инфарктам и ишемическим инсультам, и на сегодняшний день неизвестно, почему в некоторых ситуациях система гемостаза срабатывает избыточно – образуя сгусток, блокирующий локальный кровоток. Формирование артериального тромба – уникальный с точки зрения физиологии процесс: за время порядка минут в просвете сосуда возникает крупная макроскопическая структура размером порядка миллиметров. Данный процесс происходит в условиях быстрого артериального кровотока и существенным образом определяется взаимодействием между тромбоцитами – небольшими клеточными фрагментами и ключевыми участниками сосудистого-тромбоцитарного звена гемостаза.

Известно, что артериальный тромб имеет гетерогенную структуру – в нем выделяют внешнюю подвижную часть (оболочку тромба) – состоящую из слабо и обратимо взаимодействующих друг с другом тромбоцитов, а также ядро – внутреннюю часть тромба, в которой тромбоциты образуют плотно упакованный агрегат [2]. В случае нормального гемостатического ответа динамика тромба имеет трехфазный характер: за стадией роста тромбоцитарного агрегата следует фаза уменьшения его размеров и последующей стабилизации. Причем конечный размер тромба составляет лишь небольшую часть просвета сосуда, не влияя на скорость течения крови. Механизмы, отвечающие за наблюдаемую динамику тромба, а также взаимосвязь между изменениями размера артериального тромба и его пространственной гетерогенностью остаются предметом исследований [3].

Для изучения ключевых факторов, регулирующих динамику тромбообразования, сегодня активно применяются животные модели артериального тромбоза, *in vitro* системы, а также компьютерное моделирование. Разработанная на кафедре биофизики компьютерная модель тромбоза позволила описать динамику внешних слоев артериального тромба. Было показано, что пластичность оболочки тромба может обеспечиваться стохастической природой первичных взаимодействий между тромбоцитами через рецепторы GPIb и фактор фон Виллебранда [4].

Динамика оболочки тромба зависит от баланса гидродинамических сил со стороны потока и межтромбоцитарных взаимодействий, которые определяются локальными биохимическими стимулами (наличием растворимых агонистов – АДФ, тромбоксана A₂, тромбина) а также

механическими стимулами (силы, действующие на тромбоцитарные рецепторы могут способствовать дополнительной активации интегринов и увеличению прочности межтромбоцитарных взаимодействий). Для исследования взаимосвязи между биохимическими процессами, связанными с активацией тромбоцитов, а также механикой тромба, была разработана новая модель тромбообразования. Данная модель позволяет связать гетерогенность тромба с параметрами транспорта ключевых молекул-активаторов тромбоцитов и исследовать возможный механизм регуляции роста тромба.

Литература

1. Jackson SP. Arterial thrombosis—insidious, unpredictable and deadly. *Nature medicine*. 2011 Nov;17(11):1423-36.
2. Stalker TJ, Traxler EA, Wu J, Wannemacher KM, Cermignano SL, Voronov R, Diamond SL, Brass LF. Hierarchical organization in the hemostatic response and its relationship to the platelet-signaling network. *Blood, The Journal of the American Society of Hematology*. 2013 Mar 7;121(10):1875-85.
3. Nechipurenko DY, Shibeko AM, Sveshnikova AN, Panteleev MA. In Silico Hemostasis Modeling and Prediction. *Hämostaseologie*. 2020 Sep 11.
4. Kaneva VN, Dunster JL, Volpert V, Ataulhanov F, Panteleev MA, Nechipurenko DY. Modeling thrombus shell: linking adhesion receptor properties and macroscopic dynamics. *Biophysical Journal*. 2021 Jan 19;120(2):334-51.

Подсекция:
МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА

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

ДОСТИЖЕНИЯ МГУ В ОБЛАСТИ МУЛЬТИЯДЕРНЫХ МЕТОДОВ МРТ

Проф. *Пирогов Ю.А.*

Введение. Магнитно-резонансная томография (МРТ) является наиболее эффективным методом медицинской диагностики из-за высокой информативности и безопасности исследования. Это единственный метод визуализации, который в отличие от компьютерной (рентгеновской) томографии, акустической, ПЭТ или микроволновой не требует решения обратной задачи при получении дифференциальных распределений плотности живых тканей внутри организма. Таким образом, используя данные измерений по алгоритмам прямой задачи, МРТ является самым достоверным способом биомедицинской диагностики. В сравнении с модными нынче оптическими или терагерцовыми подходами, которые из-за высокого поглощения излучений в тканях диагностируют только тончайшие (в сотни микрометров) поверхностные слои, МРТ позволяет изучать характеристики живого организма на любой глубине живого объекта. Но пожалуй, самым значительным достоинством МРТ, пока что не вполне освоенным и недоступным для других неинвазивных методик, является возможность в режиме *in vivo* локально изучать с помощью МРТ в комбинации с ЯМР спектроскопией (метод локальной ЯМР спектроскопии) молекулярную структуру тканей и введенных в организм лекарственных препаратов в ходе проведения терапевтических процедур, реализуя тем самым передовые тераностические подходы.

Обычно в клинических исследованиях регистрируется сигнал только от ядер водорода (^1H , протонов). Благодаря их высокому содержанию в живых тканях имеется возможность эффективно визуализировать анатомические структуры преимущественно мягких тканей, что бывает затруднительным, например, при компьютерной томографии из-за их высокой прозрачности для рентгеновского излучения. Однако не все ткани имеют высокую плотность атомов водорода и формируют слабый протонный МРТ сигнал, что создает серьезные трудности в визуализации дыхательных путей, легких, желудочно-кишечного тракта и др., преодолеть которые в рамках протонной МРТ практически невозможно. Еще сложнее обстоит дело визуализации мест нахождения в организме введенных лекарственных препаратов, которые, например, как кровезаменитель Перфторан®, вообще не содержат атомов водорода. Поэтому в высокой степени актуальной стала задача разработки методов МРТ, настроенной на частоты не только протонов, но и более тяжелых ядер, получившая название мультиядерной магнитно-резонансной томографии. Цикл представленных в настоящем сообщении работ, посвященных решению этой проблемы, был в последнее десятилетие выполнен межфакультетским коллективом Центра магнитной томографии

и спектроскопии (ЦМТС) МГУ. Надо сказать, что этот Центр был создан по приказу ректора МГУ академика Садовниченко Виктора Антоновича ровно 25 лет назад 19 марта 1996 года как самостоятельное межфакультетское и междисциплинарное подразделение Московского университета (рис. 1).

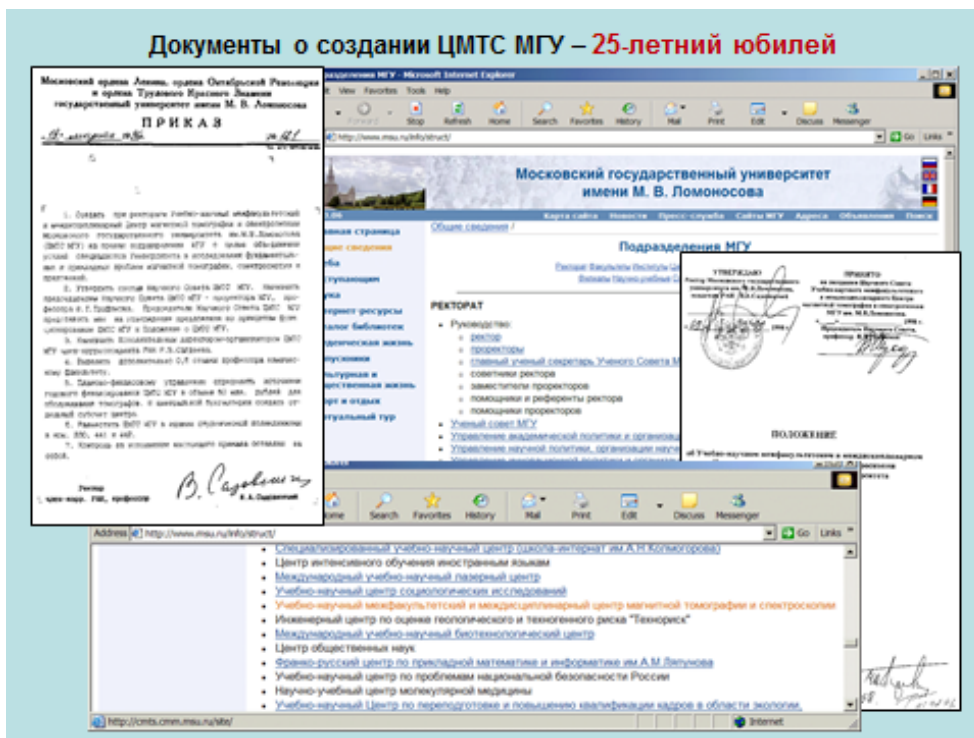


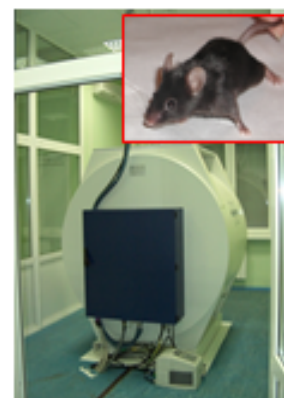
Рис. 1. 25-летие ЦМТС МГУ

Центр был оснащен самым современным исследовательским оборудованием фирмы БРУКЕР, размещенным в новых или обновленных помещениях (0.5-Тл МРТ сканер в поликлинике, а спектрометры ЯМР и 7-Тл биоспектротограф для малых животных в лабораторном корпусе «Б»). Благодаря универсальному назначению этих приборов он стал действовать как Центр коллективного пользования (ЦКП) и комплекс уникальных научных установок (УНУ), зарегистрированных в Минобрнауки РФ под наименованием «Биоспектротография». Это оборудование действует круглосуточно и успешно обеспечивает множество научно-исследовательских работ не только в подразделениях Московского университета, но и проводимых совместно с учеными МГУ исследований академических и отраслевых российских и международных лабораторий. Достаточно сказать, что **3% всех статей, написанных учеными Московского университета и опубликованных в высокорейтинговых журналах 1-го и 2-го кварталей, отражают научные результаты, полученные на оборудовании ЦМТС МГУ.** В 2010-ом году ЦМТС был включен в структуру факультета фундаментальной медицины в ранге межфакультетской и междисципли-

нарной лаборатории с сохранением ставшего всемирно известным бренда ЦМТС МГУ. Руководителем этой лаборатории, а также ЦКП и комплекса УНУ «Биоспектротомография» является академик Хохлов Алексей Ремович.



**Приборы Центра
магнитной томографии и
спектроскопии МГУ имени
М.В.Ломоносова**



(а) 10-Тл AV-400 (б) 14,5-Тл AV-600

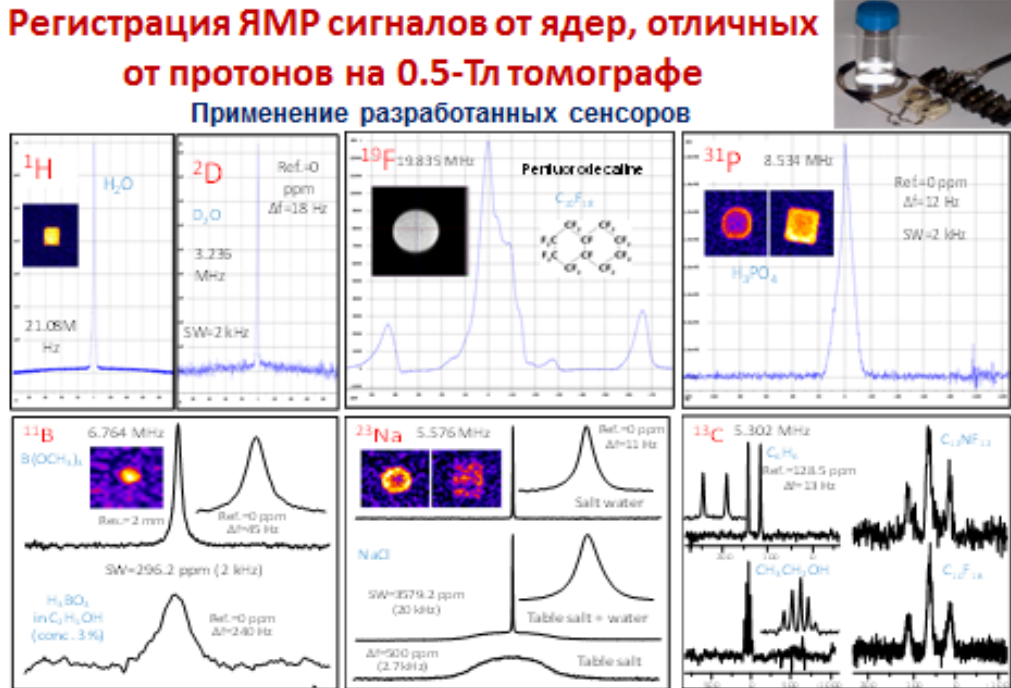
(в) 0.5-Тл Tomikon S50

(г) 7-Тл BioSpec 70/30

Рис. 2. Приборный парк ЦМТС МГУ: (а) 10-Тл твердотельный ЯМР спектрометр на частоту 400 МГц; (б) 14,5-Тл спектрометр на 600 МГц; (в) 0.5-Тл МРТ медицинский сканер; (г) 7-Тл биоспектротомограф для изучения малых лабораторных животных.

Томографической основой приборного парка ЦМТС является медицинский низкочастотный 0.5-Тл МРТ сканер Bruker Tomikon S50, на котором были выполнены главные мультядерные исследования. Несмотря на сравнительно малое магнитное поле (0.5 Тл) этот прибор оказался совершенно уникальным не только для российского, но и для всего мирового научного сообщества. Благодаря разрешению фирмы БРУКЕР, позволившей открыть софт этого томографа и модифицировать его алгоритмы в соответствии с исследовательскими задачами, группа сотрудников и студентов физического факультета под началом д.ф.-м.н. Анисимова Н.В. разработала целую серию новых МРТ методик, кардинально усовершенствовавших способы визуализации не только на ларморовой частоте протонов (21 МГц), но и на 9 других резонансных частотах – дейтерия, фтора, натрия, кислорода, бора, углерода, хлора, кремния, фосфора. Была создана соответствующая мультядерная инфраструктура приемо-передающего

канала, что сделало этот томограф единственным в мире, действующим на 10 ларморовых частотах (рис.3,4) [1,2].

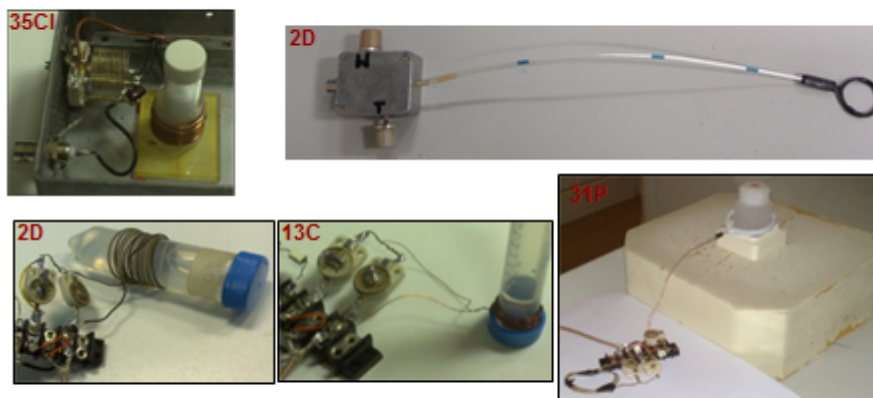


Результат: регулярный 0.5 Тл сканер был адаптирован для регистрации ряда тяжелых ядер – ^2H , ^{19}F , ^{31}P , ^{11}B , ^{23}Na , и других

Рис. 3. Мультиядерные измерения на 0.5-Тл сканере.

Мультиядерная МРТ инфраструктура

Специальные радиочастотные катушки для измерений на тяжелых ядрах ^2D , ^{13}C , ^{31}P , ^{35}Cl и др.



ЦМТС МГУ является уникальным центром, имеющим МРТ сканеры для работы на 10 ларморовых частотах: медицинский томограф 0,5-Т Bruker Tomikon S50 – ^1H : 21 МГц; ^2D : 3,2 МГц; ^{13}C : 5,3 МГц; ^{29}Si : 4.25 МГц; ^{31}P : 8,5 МГц; ^{35}Cl : 28,1 МГц.; ^{23}Na : 5.58 МГц.; ^{19}F : 19.83 МГц
7-Т биоспектротомограф Bruker BioSpec 70/30 – ^1H : 300 МГц; ^2D : 46,1 МГц; ^{13}C : 75,5 МГц; ^{31}P : 121,5 МГц; ^{35}Cl : 28,1 МГц; ^{29}Si : 59.5 МГц; ^{19}F : 278 МГц

Рис. 4. Приемно-передающая инфраструктура для мультиядерных исследований.

Приведем несколько примеров разработанных в ЦМТС мультядерных методик, **сначала протонных (на рис. 5-6), а затем предназначенных для тяжелых ядер.** На рис.5 показан принцип построения импульсной последовательности, обеспечивающей сканирование в режиме одновременного подавления сигналов воды и жира, основных нормальных тканей живого организма. Суть действия таких последовательностей заключается в том, чтобы проводить считывание МРТ сигнала от интересующей ткани 90-градусным импульсом в тот момент, когда продольная намагниченность подавляемых нормальных тканей проходит через нуль, формируя нулевой сигнал от этих нормальных тканей.

Импульсная последовательность для МРТ сканирования в режиме одновременного подавления сигналов воды и жира

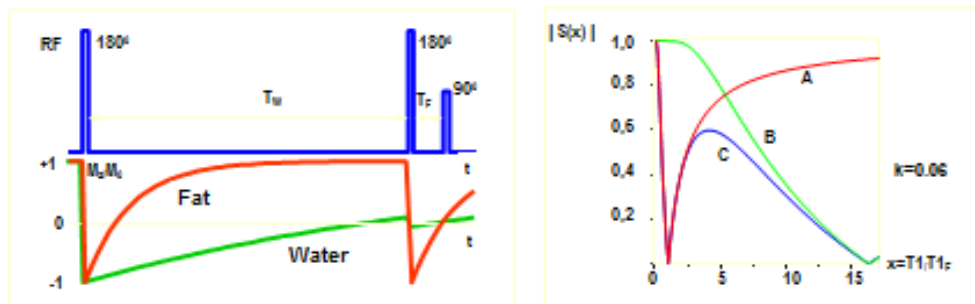


Рис.1. Импульсная последовательность (верхняя диаграмма) и эволюция продольной намагниченности жировой ткани и воды (внизу)

Рис. 2. Зависимость МР сигнала от времени \$T_1\$ для разных методов сканирования: А - STIR, В - FLAIR, С – двойная инверсия-восстановление.

$$S_c(x) = 1 - 2(1 - \exp(-\ln 2/x)(1/k + 1)) \exp(-\ln 2/x), \text{ where } k = T_{1F}/T_{1W}$$

Рис. 5. Принципы формирования импульсных последовательностей, создающих условия для одновременного подавления фоновых сигналов нормальных тканей.

В настоящее время нами разработаны алгоритмы подавления сигналов не только от двух, но и нескольких тканей, перекрывающих области интереса, например, слабые новообразования, невидимые на фоне сигналов от нормальных тканей. В результате действия таких приемов получают эффективно отфильтрованные МРТ изображения. Так, на рис. 6 показано выделенное из общей картины вестибулярного аппарата изображение полукружных колец и жгута аксонов, связывающих рецепторы равновесия с нейронами головного мозга. На рис. 7 и 8 приведены примеры визуализации опухолей после подавления сигналов окружающих нормальных тканей – невриномы спинного мозга (рис. 7) и опухоли головного мозга (рис. 8).

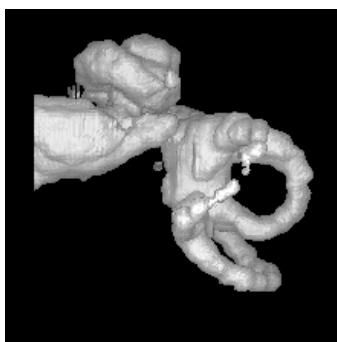


Рис. 6. МРТ изображение вестибулярного аппарата

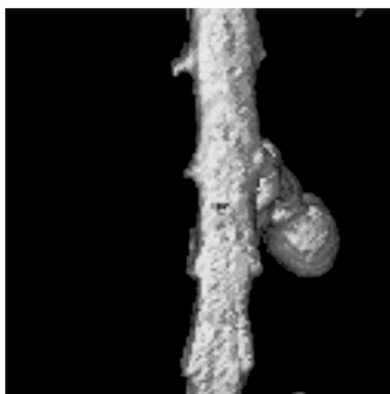


Рис. 7. Экстрагированный (виртуально) из позвоночника посредством подавления сигналов всех нормальных тканей ствол спинного мозга с невриномой.

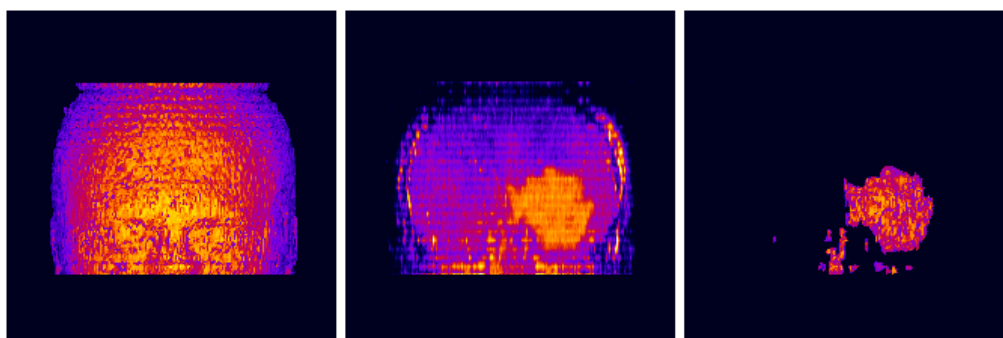


Рис. 8. Визуализация опухоли головного мозга с подавлением сигналов окружающих нормальных тканей.

К сожалению, при поиске МРТ сигналов на частотах тяжелых ядер амплитуды сигналов в большинстве случаев весьма невелики и приходится прибегать к специальным способам их увеличения. Кардинальным является метод гиперполяризации ядер, при котором ядерные магнитные моменты преимущественно располагаются на основном энергетическом уровне при близкой к нулевой заселенности уровня возбужденных состояний. В этом случае шумовые отклики оказываются близкими к нулю и отношение сигнала к шуму может оказаться на 4-5 порядков большим, нежели в нормальном (при комнатной температуре) состоянии замагниченного ядерного ансамбля. Гиперполяризованное состояние может быть образовано за

счет лазерной накачки, посредством динамической поляризации ядер при облучении микроволнами охлажденного до гелиевых температур ядерного ансамбля и другими специальными методами. Таким образом, например, удастся четко визуализировать легочные структуры после наполнения легких гиперполяризованными благородными газами He-3, Xe-129 или Kr-83 посредством МРТ измерений на ларморовой частоте указанных тяжелых ядер. Только что были опубликованы полученные в Оксфордском университете Великобритании МРТ снимки легких здорового пациента и больного COVID-19, заполненных гиперполяризованным ксеноном-129. В отличие от широко применяемой компьютерной (рентгеновской) томографии гиперполяризационные изображения четко отделяют здоровые (светлые) участки легочной ткани от пораженных (темных) альвеолярных областей. На рис. 9 приведен особо тяжелый случай 90%-ного коронавирусного поражения легких.

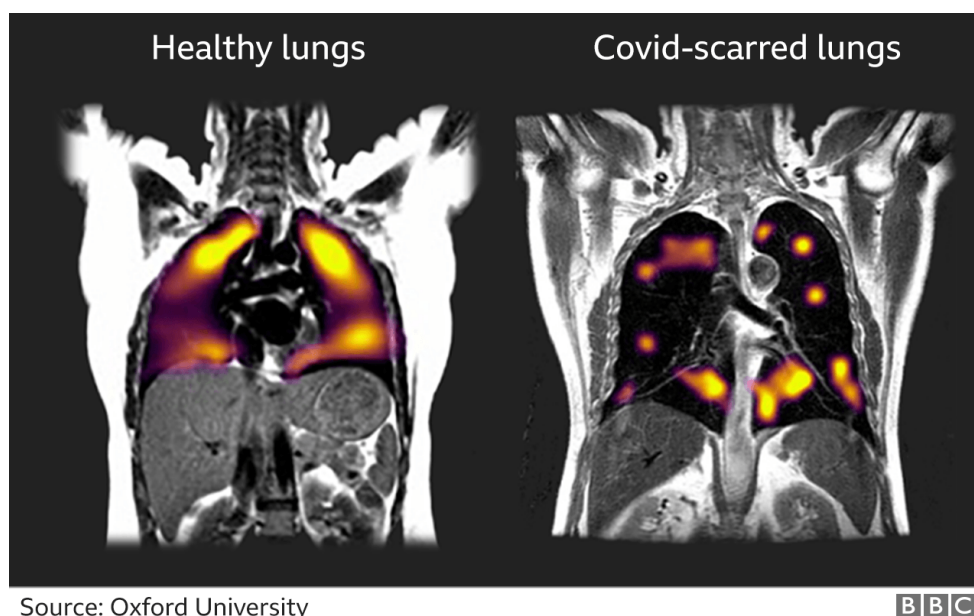


Рис. 9. МРТ снимки заполненных гиперполяризованным ксеноном-129 легких здорового человека и пораженных ковидом, полученные в марте 2021 года в Оксфордском университете (<https://www.bbc.com/news/health-55017301>).

Метод гиперполяризации обеспечивает очень высокое качество изображений, основанных на регистрации МРТ отклика тяжелых ядер, но и он обладает серьезными недостатками. Во-первых, процедура приготовления гиперполяризованного ядерного ансамбля очень сложна и требует применения специализированной техники, по стоимости сравнимой с ценой МРТ сканера, а во-вторых, время хранения состояния гиперполяризации, необходимой для проведения измерений, ограничено в лучшем случае минутами. Поэтому нами была поставлена задача найти такие мультиядерные

направления МРТ диагностики, при которых можно без использования гиперполяризации получать за короткие времена отчетливые МРТ образы внутренних органов и тканей человека и животных на основе ЯМР откликов от тяжелых ядер [3,4].

Наиболее подходящими для этого являются вещества, содержащие атомы фтора-19 (^{19}F), которые практически полностью отсутствуют в живых тканях. Это дает возможность обнаруживать на фоне нулевого ^{19}F -МРТ отклика не содержащих фтора окружающих тканей даже малые дозы введенного в организм фторсодержащего вещества. Ядра фтора-19 хороши еще и тем, что их магнитно-резонансные свойства очень близки к протонам – их ларморова частота лишь на 6% меньше протонной, а природная распространенность близка к 100%, что позволяет после небольшой частотной перестройки использовать фирменные протонные катушки приемопередающего канала обычных МРТ сканеров. Опираясь на регистрацию отклика ядер фтора-19 удалось решить целый ряд новых фундаментальных и прикладных биомедицинских задач [5-10].

1. Обнаружение мест локализации внутривенно введенного кровезаменителя Перфторан®, молекулы которого не содержат протонов и не могут визуализироваться с помощью регулярных медицинских МРТ сканеров. Поэтому до проведения наших экспериментов не были ясными ни локализация кровезаменителя в организме, ни время его выведения. Эксперименты на малых лабораторных животных, проведенные с помощью как медицинского 0.5-Тл томографа, так и 7-Тл биоспектротомографа показали, что в первый день после внутрибрюшинного или внутривенного введения Перфторана® в организм препарат циркулирует вместе с кровотоком, а на второй день концентрируется в печени и селезенке (рис.10). Было установлено также, что в организме Перфторан® задерживается довольно долго – не менее недели, а потом выводится естественным путем, не причиняя никаких токсических воздействий. Поскольку Перфторан® является даже более эффективным, чем кровь, поглотителем кислорода и углекислого газа, он может применяться для реализации жидкостного «дыхания» посредством частичного заполнения легких насыщенным кислородом Перфтораном® - альтернативный использованию приборов ИВЛ способ искусственного дыхания больных с тяжелым коронавирусным фиброзом альвеолярной системы легких

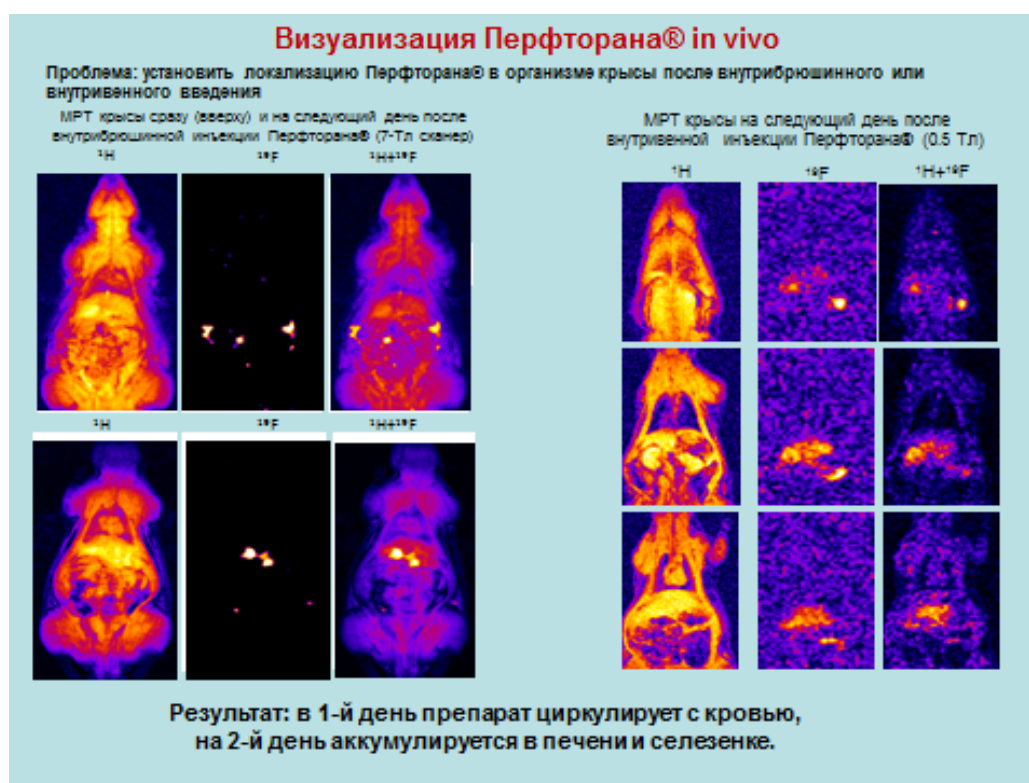


Рис.10. Визуализация Перфторана® в организме крысы после внутрибрюшинной или внутривенной инъекции.

1. Визуализация дыхательных путей и структуры легких.

Еще раз отметим, что ядро фтора-19 весьма высокочувствительно к ЯМР, но поскольку в организме фтор содержится только в костях и эмали зубов, их твердое агрегатное состояние не позволяет визуализировать фтор методом МРТ. В мягких же тканях фтор полностью отсутствует, создавая нулевой фон при сканировании на ларморовой частоте ядра фтора-19. При этом использование различных фторсодержащих соединений в качестве контрастных агентов дает возможность получать ^{19}F МРТ изображения без фонового сигнала и только от тех органов или тканей, которые накапливают введенные (например, Перфторан®) агенты.

Отличной альтернативой гиперполяризационным методам визуализации легких явилось применение в качестве контрастного агента фторсодержащих газов, не требующих специальной подготовки перед их вдыханием. Процедура ^{19}F МРТ диагностики недорогая, простая в исполнении и дающая хорошие изображения дыхательных путей – на рис.11 показаны ^{19}F МРТ изображения легких крысы, полученные на 7-Тл томографе, а на рис. 12 – изображения легких добровольца, полученные на 0.5-Тл сканере.



Рис. 11. Томограммы заполненных перфторциклобутаном дыхательных путей крысы, полученные на 7-Тл биоспектротомографе.

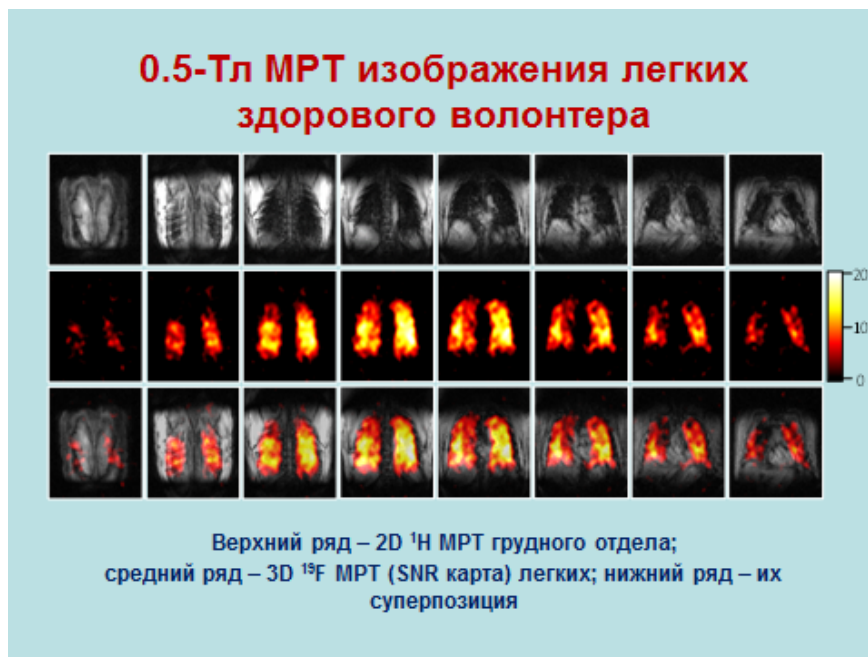


Рис.12. МРТ изображения легких добровольца, заполненных газом перфторциклобутан, полученные на медицинском 0.5-Тл томографе.

2. ^{19}F МРТ визуализация капсулы со фторсодержащим препаратом, введенной в желудочно-кишечный тракт (ЖКТ).

Если перорально ввести в ЖКТ капсулу, наполненную фторсодержащим препаратом (в наших экспериментах – перфтордекалин), то ее 3D положение легко обнаружить посредством МРТ на ядрах фтора при нулевом сигнальном отклике окружающих тканей, не содержащих

атомов фтора (рис.13) Таким неинвазивным способом можно снять трехмерное изображение структуры ЖКТ, изучить моторику и проходимость кишечника и главное – осуществить целевую доставку в область кишечной патологии лекарств, упакованных в ту же капсулу. В момент, когда капсула подходит к обнаруженному с помощью протонной МРТ новообразованию (скажем, раковой опухоли), можно, наблюдая за ее прохождением по ЖКТ в режиме ^{19}F МРТ, разрушить оболочку капсулы (например, сфокусированным ультразвуком) и выбросить лекарственный препарат в месте расположения опухоли.



Рис. 13. Картина прохождения капсулы с перфтордекалином по ЖКТ, наблюдаемая в комбинированном режиме протонной и фторной МРТ.

Еще одна важная задача в мультиядерной МРТ связана с **определением места накопления в организме и измерением концентрации веществ, содержащих ядра натрия-23** [11,12]. Недостаток или избыток в организме натрия, в первую очередь, соли NaCl , является причиной широко распространенных социально значимых заболеваний – нарушения уровня кровяного давления (гипер- или гипотензия), диабета, почечной недостаточности, желчно-каменных патологий и др. С помощью МРТ сканера, настроенного на резонансную частоту ядер натрия-23, можно опять-таки неинвазивно определить расположение органов с нарушениями нормы по концентрации натрия в теле человека, как это показано, например, на рис. 14.

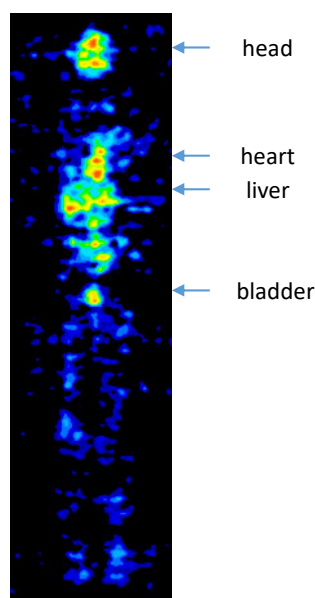


Рис. 14. ^{23}Na МРТ изображение всего тела волонтера: максимальное содержание натрия в головном мозге (head), сердце (heart), печени (liver) и в мочевом пузыре (bladder).

Заключение.

На приведенных примерах было ясно показано, что мультядерная МРТ имеет большое исследовательское и клиническое будущее. Становится очевидной необходимость создавать и использовать МРТ сканеры, настроенные на ларморовы частоты многих тяжелых ядер, представляющих биомедицински высоко значимый интерес, поскольку они входят в состав лекарственных препаратов, контрастирующих агентов, молекулярных комплексов в составе живых тканей, которые нельзя обнаружить иным, нежели мультядерным неинвазивным способом. Полученные и частично представленные здесь результаты такого рода исследований были достигнуты вместе с нашими коллегами – сотрудниками и студентами ряда факультетов Московского университета имени М.В.Ломоносова (физического, химического, фундаментальной медицины, биологического и др.) на оборудовании нынешнего 25-летнего юбиляра Центра магнитной томографии и спектроскопии МГУ. Главными героями и соавторами этих мультядерных МРТ исследований являются старшие научные сотрудники ФФМ МГУ д.ф.-м.н. Анисимов Н.В. и к.ф.-м.н. Гуляев М.В., научный сотрудник физического факультета и ФФМ МГУ к.ф.-м.н. Павлова О.С., аспирант физического факультета Волков Д.В. и аспирант МИФИ Садыхов Э.Г. Нельзя не отметить еще, что инициатором проведенных в ЦМТС исследований по натриевой МРТ была соавтор наших публикаций доцент Ноттингемского университета (Великобритания) Павловская Г.Э., координатор соглашения о совместной научно-образовательной деятельности МГУ и Ноттингемского университета.

Представленные исследования выполнены при поддержке грантами РФФИ 19-29-10015 и 20-52-10004, а также Междисциплинарной научно-

образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина».

Литература

1. Protoporov AV, Gulyaev MV, Pavlova OS, Mokhova EA, Pirogov YuA. Computation of the resonance frequencies of the transmission line resonators used in MRI. *Magn Reson Imaging*. 2019; 61;167–174.
2. Gulyaev MV, Pavlova OS, Volkov DV, Sadykhov EG, Anisimov NV, Pirogov YuA. Application of copper plates for frequency tuning of surface wired and wireless MRI coils. *J Magn Reson*. 2019;309:106626.
3. Anisimov NV, Gulyaev MV, Pavlova OS, Volkov DV, Gervits LL, Pirogov YuA. Multinuclear magnetic resonance imaging in biomedical experiments. *J Phys Conf Ser*. 2017;886:012006.
4. Anisimov NV, Pavlova OS, Agafonnikova AG, Kosenkov AV, Fomina DV. Multinuclear Applications on 0.5T Magnetic Resonance Scanner. *Appl Magn Reson*. 2019;50:17-27.
5. Павлова ОС, Семенова ВН, Гуляев МВ, Гервиц ЛЛ, Пирогов ЮА. Визуализация дыхательной системы лабораторных животных методом МРТ на ядрах фтора. *Журнал радиоэлектроники*. 2018;11:1-11.
6. Anisimov NV, Gulyaev MV, Volkov DV, Batova SS, Pavlova OS, Fomina DV, Pirogov YuA. Optimization of MRI parameters for the gradient echo method in fluorocarbon research. *Physics of Wave Phenomena*. 2017; 25(2); 140-146.
7. Павлова ОС, Волков ДВ, Гуляев МВ, Костромина МС, Гервиц ЛЛ, Анисимов НВ, Пирогов ЮА. Магнитно-резонансная визуализация легких на ядрах фтора-19 с применением газа перфторциклобутана. *Мед. Физика*. 2017; 75(4); 59-64.
8. Gulyaev MV, Kuznetsova AV, Silachev DN, Danilina TI, Gervits LL, Pirogov YuA. Realization of ^{19}F MRI oximetry method. *Magn Reson Mater Phys*. 2019;32:307–315.
9. Pavlova OS, Gulyaev MV, Anisimov NV, Silachev DN, Gervits LL, Pirogov YuA. New Aspects of Biodistribution of Perfluorocarbon Emulsions in Rats: Thymus Imaging. *Appl Magn Reson*. 2020; 51; 1625–1635.
10. Pavlova OS, Anisimov NV, Gervits LL, Gulyaev MV, Semenova VN, Pirogov YuA., Panchenko VYa. ^{19}F MRI of human lungs at 0.5 Tesla using octafluorocyclobutane. *Magn Res Med*. 2020; 84; 2117-2123.
11. Anisimov NV, Sadykhov EG, Pavlova OS, Fomina DV, Pirogov YuA. Whole body sodium 0.5 T MRI using surface coil and long time echo. *Appl Magn Reson*. 2019; 50 (10); 1149–1161.
12. Anisimov NV, Tarasova FF, Pavlova OS, Fomina DV, Makurenkov AM, Pavlovskaya GE, Pirogov YuA. MRI coils optimized for detection of ^1H and ^{23}Na at 0.5 T. *Appl Magn Res*. 2021;52; 1-13.

ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ЭФФЕКТЫ В СИСТЕМЕ КОМПЛЕМЕНТА

Асп. *Филиппова А.Е.* (ЦТП ФХФ РАН), н. с. *Шахиджанов С.С.* («НМИЦ ДГОИ им. Дмитрия Рогачева» МР), член-корр. РАН *Атауллаханов Ф.И.*

Система комплемента (СК) человека – это набор белков, одни из которых находятся на мембранах своих собственных клеток организма, а другие являются растворимыми, но тем не менее для активации им необходимо связываться с мембранами клетки, на которой происходит активация системы [1]. Цель их работы заключается в устранении патогенных частиц из организма, путем сборки на их поверхности мембрано-атакующих комплексов, вызывая таким образом лизис частицы [2]. Эта система должна реагировать исключительно на чужеродные клетки, не затрагивая при этом свой организм.

Система комплемента, как и любая биологическая система, не исключает нестабильности своей работы. Так, основные заболевания СК связаны с дефицитами различных ингибиторов активации [3]. Важно отметить, что эти заболевания у большинства пациентов обусловлены генетическими дефектами этих самых ингибиторов. Однако, эти заболевания проявляются не сразу. Часто, развитие этих заболеваний ассоциировано с попаданием в организм какой-то инфекции [4].

Из этого следует предположение, что патоген является триггером, вызывающим активацию, а в последствии активация белков СК переносится на клетки собственного организма. Вопрос заключается в том, почему и как это происходит. Возможно, такой механизм заложен в самой структуре СК, а именно, что все происходит из-за наличия в ней нелинейности (петли положительной обратной связи) [5]. Появление патогена провоцирует активацию СК, будет нарабатываться большое количество активных молекул, что будет способствовать распространению автоволны активных форм белков в пространстве.

В нашем исследовании эритроциты человека были связаны с поверхностью проточной камеры и предварительно опсонизированы. Через них прокачивалась аутологичная сыворотка в различных концентрациях. Также была написана программа, моделирующая такой лизис, в которой есть параметр, отвечающий за распространение. В камере считалось количество лизировавших эритроцитов, имеющих мертвых соседей и сравнивалось это все с теоретическими данными, полученными из программы. Эксперименты показывают, что процент мертвых клеток, имеющих хотя бы одного мертвого соседа, был выше для эксперимента, чем в теории для случая без распространения. Таким образом, мы считаем, что наличие лизировавших соседей повышает вероятность смерти клетки. Важным аспектом этих экспериментов является то, что была использована кровь здорового донора.

Экспериментальные данные указывают на то, что пространственный перенос активных форм белков в пространстве есть, и он, возможно, может влиять на развитие различных заболеваний. Наши исследования могут помочь в дальнейшем изучении механизмов развития заболеваний системы комплемента.

Литература

1. Murphy K., Weaver C. Janeway's immunobiology. – Garland Science, 2016.
2. Muller-Eberhard H. J. The membrane attack complex of complement //Annual review of immunology. – 1986. – Т. 4. – №. 1. – С. 503-528.
3. Wong E. K. S., Kavanagh D. Diseases of complement dysregulation—an overview //Seminars in immunopathology. – Springer Berlin Heidelberg, 2018. – Т. 40. – №. 1. – С. 49-64.
4. Kavanagh D., Goodship T. H., Richards A. Atypical hemolytic uremic syndrome //Seminars in nephrology. – WB Saunders, 2013. – Т. 33. – №. 6. – С. 508-530.
5. Lachmann P. J. The amplification loop of the complement pathways //Advances in immunology. – 2009. – Т. 104. – С. 115-149.

ЛУЧЕВЫЕ МЕТОДЫ ПОСТРОЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ОБЪЕКТОВ В ТКАНЯХ МОЗГА ЧЕРЕЗ ИНТАКТНЫЙ ЧЕРЕП

М.н.с. *П. Б. Росницкий*, доц. *С. А. Цысарь*, доц. *В. А. Хохлова*,
зав. отд. *Е.А. Мершина* (МНОЦ МГУ), проф. *О. А. Сапожников*

Введение.

В современных задачах медицинской диагностики актуальным является развитие методов ультразвукового исследования (УЗИ) структур головного мозга. В этом случае применимость стандартных алгоритмов построения изображения сильно ограничена, поскольку присутствие черепа оказывает сильное влияние на распространение акустических волн [1,2]. Большой интерес для развития транскраниальных методов ультразвуковой диагностики представляет разработка алгоритмов, позволяющих в лучевом приближении учесть прохождение эхосигнала через череп при построении изображения. Кроме того, не менее важна экспериментальная демонстрация применимости разработанных алгоритмов для конкретных диагностических датчиков и реалистичных моделей черепа. В работе предложены такие алгоритмы, численно исследовано качество построения изображения и, на основе моделирования, проведены эксперименты, подтверждающие возможность УЗИ через фантом черепа в воде с использованием лучевых методов.

Материалы и методы.

В численном эксперименте использовалась модель существующей двухмерной 384-элементной диагностической решетки с центральной частотой 2 МГц. Расчеты эхосигналов, полученных данной решеткой при визуализации трех рассеивателей малого размера, находящихся за черепом, проводились при помощи численной псевдо-спектральной модели Кельвина-Фойгта (программа k-Wave) [3]. Трехмерная акустическая модель черепа человека была построена на основе анонимизированных данных компьютерной томографии (КТ) с использованием пороговой сегментации.

Для построения изображения по полученным эхосигналам были предложены два лучевых алгоритма, основанных на методе Delay-and-Sum (DAS) [4]. В обоих из них использовался геометрический подход, заключающийся в учете изменения временной задержки при регистрации эхосигнала по сравнению с однородной средой за счет прохождения костей черепа лучом, соединяющим точку построения изображения и центр излучающего элемента. При этом в первом алгоритме не учитывалось преломление луча на границе с черепом, тогда как во втором рефракция была учтена. Точки пересечения лучей с костями находились численно с использованием трехмерной модели черепа.

Физический эксперимент проводился с использованием фантома черепа, изготовленного из модифицированной эпоксидной смолы с вкраплениями пудры оксида алюминия [5]. Такая технология позволяет воссоздать среду с акустическими параметрами и характером неоднородностей, соответствующими реальному черепу. Фантом имел форму пластины, одна из сторон которой была плоской, а другая имитировала нерегулярные неоднородности толщины черепа. Визуализация проводилась в бассейне с дегазированной водой, в качестве рассеивающих объектов использовались пенопластовые шарики диаметром около 4 мм, которые располагались за фантомом черепа в плоскости, перпендикулярной оси датчика с закреплением на тонкой леске. В качестве УЗИ-датчика использовалась 384-элементная диагностическая решетка, для которой проводился численный эксперимент.

Результаты

Сравнение результатов восстановления изображений с помощью модельного излучателя показало принципиальную возможность получения УЗ изображения рассмотренных виртуальных рассеивателей через череп с применением предложенных лучевых методов. При этом качество полученного изображения практически не отличалось при использовании методов с учетом и без учета рефракции. В связи с этим, для построения изображений в эксперименте был использован алгоритм без учета

рефракции, который позволял значительно ускорить процесс визуализации рассеивателей.

Экспериментально проводилось сравнение качества построения изображений трех шарообразных рассеивателей в трех случаях: в воде без присутствия черепа; с присутствием черепа, но без лучевой коррекции; с черепом и с коррекцией. Во всех случаях относительное расположение рассеивателей и УЗИ-датчика оставалось неизменным. В отсутствие коррекции аббераций, плоскость изображений, полученных через череп была смещено относительно изображения в воде более, чем на 1 мм, а положения отдельных рассеивателей смещалось на расстояние от 2 до 5 мм, при этом изменение их характерные размеров достигало семи раз. После коррекции смещение плоскости изображения составляло не более 0.5 мм, а положения рассеивателей в этой плоскости изменились не более, чем на 1 мм. Тем не менее, деформация рассеивателей на изображении была незначительной, что позволяло достаточно точно определить их форму и размер.

Заключение

Проведен теоретический анализ возможности построения ультразвуковых изображений рассеивателей, расположенных за костями черепа с использованием методов геометрической акустики для компенсации неоднородностей толщины черепа и разработан быстрый лучевой алгоритм построения изображения. С использованием полученного алгоритма экспериментально показана возможность повышения качества изображения трех локализованных рассеивателей при визуализации через фантом черепа по сравнению с классическим подходом без лучевой коррекции. Работа поддержана грантом РФФИ № 19-12-00148.

Литература

1. Walter U. Transcranial sonography of the cerebral parenchyma: Update on clinically relevant applications. *Perspectives in Medicine*. 2012. V. 1(1-12). P.334–343.
2. Лучевые исследования головного мозга плода и новорожденного / под ред. Т. Н. Трофимовой. — СПб.: Балтийский медицинский образовательный центр, 2011, – 200 с.
3. Treeby, B. E., Jaros, J., Rohrbach, D., and Cox, B. T. “Modelling elastic wave propagation using the k-Wave MATLAB toolbox. *IEEE International Ultrasonics Symposium*. 2014. P. 146–149.
4. Thomenius K.E. Evolution of ultrasound beamformers. *IEEE Ultrasonics Symposium. Proceedings*. 1996. V. 2. P. 1615–1622.
5. Tsysar S.A., Nikolaeva A.V., Svet V.D., Khokhlova V.A., Yuldashev P.V., Sapozhnikov O.A. Experimental study of transmission of a pulsed focused beam through a skull phantom in nonlinear regime. *AIP Conference Proceedings*. 2015. V. 1685. P. 040013-1 – 040013-4.

НОВЫЙ ПОДХОД К ИЗУЧЕНИЮ ДИФФУЗИИ НАНОЧАСТИЦ В УСЛОВИЯХ МАКРОМОЛЕКУЛЯРНОГО КРАУДИНГА, ОСНОВАННЫЙ НА МЕССБАУЭРОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Инж. 1 кат. Юрениа А.Ю., н. с. МИСиС Никитин А.А., н. с. Курчатовского инст. Габбасов Р.Р., зам. Рук. ОФАТ Курчатовского компл. НБИКС-пт Поликарпов М.А., в. н. с. Курчатовского института Черепанов В.М., зав лаб. ФТИАН Чуев М.А., зав лаб. МИСиС Абакумов М.А., ректор РХТУ им. Д.И. Менделеева Мажуга А.Г., акад. Панченко В.Я.

Процессы внутриклеточного транспорта относятся к одной из наименее изученных областей клеточной биологии [1]. В живой клетке содержится множество макромолекул, таких как белки, нуклеиновые кислоты и сложные сахара, объемная доля которых достигает 40% от общего объема жидкой фазы клеточной цитоплазмы. Одновременное присутствие таких молекул в среде приводит к эффекту заполненного объема, т.н. “макромолекулярному краудингу” (ММК) [2]. Специфику движения в условиях краудинга в первую очередь связывают с явлением аномальной диффузии. Современные подходы к исследованию аномальных диффузионных процессов, прежде всего, основаны на оптическом исследовании диспергированных “броуновских частиц”, в качестве которых используются флуоресцентно-меченые белки или наноразмерные частицы-зонды. В свою очередь, оптические методы исследования микродвижения сталкиваются с рядом существенных ограничений, обусловленных, прежде всего, дифракционным пределом, что затрудняет изучение наномасштабной динамики частиц [3].

В настоящей работе был реализован новый подход к исследованию диффузионных процессов, основанный на анализе доплеровского уширения мессбауэровского спектра наночастиц на основе ^{57}Fe , диспергированных в исследуемой системе. Существенным оказывается беспрецедентно высокое временное разрешение предлагаемого подхода [4], которое определяется временем жизни возбужденного состояния ядра ^{57}Fe ($<10^{-7}$ с). Калибровочные эксперименты с простыми растворами позволили установить, что стандартная аппаратура мессбауэровского спектрометра подходит для изучения диффузионных процессов, характеризующихся величиной коэффициента диффузии в диапазоне от 10^{-3} до $1 \text{ мкм}^2/\text{с}$.

На основном этапе работы данный подход применялся для экспериментального определения коэффициента самодиффузии ($D_{\text{Мессбауэр}}$) и гидродинамического (ГД) размера наночастиц-зондов в условиях ММК. В качестве зондов использовали ^{57}Fe -обогащенные НЧ феррита кобальта размером 9 нм, диспергированные в растворах бычьего сывороточного

альбумина (БСА) с объемной долей белка в диапазоне $0 \leq \varphi_{\text{BSA}} \leq 0,2$. Полученные с помощью мессбаэровской спектроскопии результаты показали, что при $\varphi_{\text{BSA}} = 0,2$ нормализованный коэффициент диффузии НЧ уменьшился на 86% по сравнению с раствором, не содержащим белков. Сравнение мессбаэровских данных с данными, полученными методом динамического светорассеяния, показали, что последний существенно занижает величину коэффициента диффузии и, как следствие, завышает ГД размер НЧ при $\varphi_{\text{BSA}} > 0$, что, никоим образом не может быть объяснено образованием монослоя БСА на поверхности частиц.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 21-13-00438.

Литература

1. Goins A.B., Sanabria H., Waxham M.N. // *Biophys. J.* 2008. V. 95. № 11. P. 5362.
2. Ellis R.J., Minton A.P. // *Nature.* 2003. V. 425. № 6953. P. 27.
3. Di Rienzo C., Piazza V., Gratton E. et al. // *Nat. Commun.* 2014. V. 5. № 1. P. 1.
4. Lehmkuhler F., Dallari F., Jain A. et al. // *PNAS* 2020, V. 117. № 39. P. 24110-24116.

ДЕКОРАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ ПОВРЕЖДЕННОГО ХРЯЩА НАНОЧАСТИЦАМИ ОКСИДОВ МЕТАЛЛОВ

С. н. с. к. ф.-м. н. *Омельченко А.И.* (Институт фотонных технологий ФНИЦ «Кристаллография и Фотоника» РАН), вед. инж. *Касьяненко Е.М.*

Известно, что выявление поверхностных и объемных дефектов суставного хряща связано с определенными трудностями. Из-за высокого светорассеяния эти дефекты плохо визуализируются с помощью обычной артроскопии. Рентгеновская, магниторезонансная и компьютерная томографии требуют применения контрастирующих агентов, которые вводятся в организм с помощью длительной и небезопасной процедуры накопления в хрящевой ткани.

Ранее, при моделировании дефектов суставной поверхности 15 минисвиней, используя биофункциональные наночастицы магнетита [1], мы обнаружили аномальную адгезию к хрящу в местах повреждения [2].

Моделирование дефектов проводилось с помощью специального инструмента, удаляющего часть суставного хряща (вставка на Рис.1). Это позволило нанести хрящу повреждение на глубину 0.2-0.3 мм, которое не отличалось по цвету от окружающей ткани (Рис.1). Применение раствора наночастиц магнетита на поврежденной поверхности хряща, с помощью

пропитанного ватного тампона в течение 10 мин, позволяло визуализировать нанесенное повреждение Рис. 1(б).

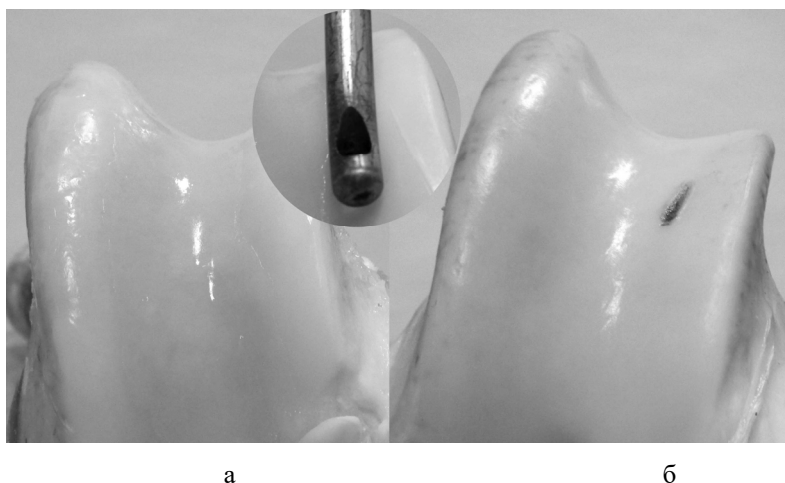


Рис.1. Моделирование повреждения суставного коровьего хряща. Исходная, неповрежденная поверхность хряща - (а); Поверхность с повреждением, подвергнутого воздействию наночастиц магнетита – (б).

Гистологические исследования срезов хряща, выделенного в месте дефекта суставной поверхности, показали различие в распределении наночастиц.

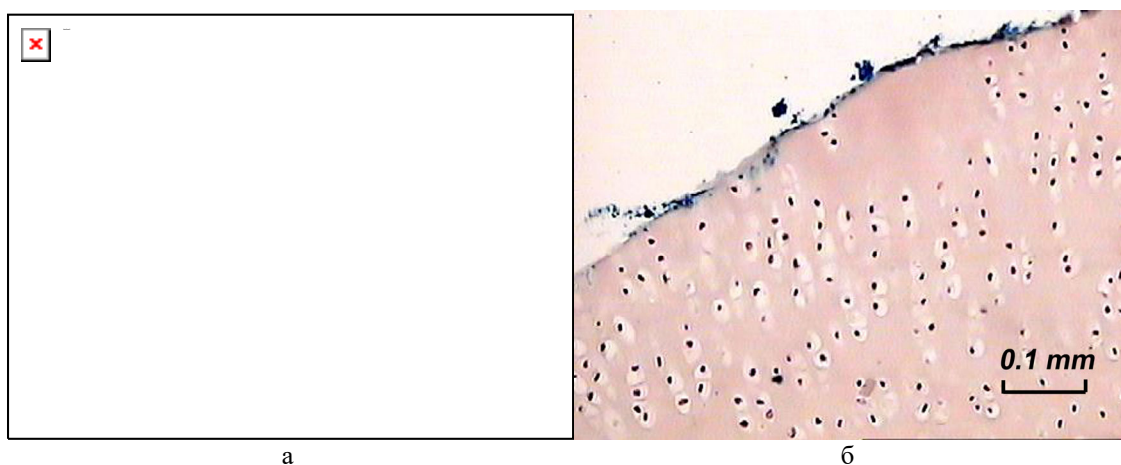


Рис. 2. Гистологические срезы ткани, окрашенной гематоксилином и эозином: (а) – поврежденной; (б) - не поврежденной поверхности суставного хряща. На вставке (2а) толщина покрытия хряща наночастицами магнетита около 0.1 мм.

В результате непродолжительного воздействия раствора наночастиц магнетита не высокой концентрации 1-3 мг/мл на поврежденной поверхности хряща формируется плотная, отличающаяся по цвету, пленка агломерированных наночастиц (вставка на Рис.1а). На Рис.1 (б) показана суставная поверхность неповрежденного коровьего хряща, на которую капнули 2 капли раствора наночастиц магнетита. Видно (Рис.2), что

наночастицы слабо прикреплены к хрящу и не имеют сплошного покрытия суставной поверхности.

Применение умных наночастиц для диагностики и лазерного лечения артроза основывалось на их способности к адгезии в местах повреждения суставной поверхности и на слабом сцеплении с гладкой, не поврежденной поверхностью хряща.

Механизм аномальной адгезии наночастиц к поврежденной суставной поверхности остается до конца не выясненным. Тем не менее, взаимодействие наночастиц с наноразмерными компонентами хряща – коллагеном и протеогликановыми агрегатами может рассматриваться в рамках теории Дерягина-Ландау-Вервея и Овербека (DLVO) [3]. Согласно этой теории, описывающей коллоидные системы, силы притяжения между 2-мя частицами зависят от расстояния между ними, и могут изменять знак (отталкивание) на расстоянии, сравнимом с размерами молекул. Причем энергия отталкивания, действующего на малых расстояниях, зависит от дзетта потенциала в квадрате, который увеличивается по глубине суставного хряща (зональность распределения протеогликанов и фиксированного отрицательного заряда [4]). В результате действия дзетта потенциала протеогликанов нарушается стабильность коллоидного раствора наночастиц и, вследствие этого, происходит агломерация вблизи дефекта. На суставной поверхности не поврежденного хряща электростатического взаимодействия частиц не происходит. Поэтому адгезия наночастиц к поверхности незначительна.

Литература

1. А.И. Омельченко. Биофункциональные наночастицы в лазерной медицине. Вестник ЮГУ. 2011. Т.21. №2. С.40-50.
2. O.Baum, Yu.Soshnikova, A.Omelchenko, E.Sobol, A.Shekhter “Nanoparticles for diagnostics and laser medical treatment of cartilage in orthopedics”, Proc. SPIE, Vol. 8595, 62-66 (2013).
3. Derjaguin B., Landau L. Theory of the stability of strongly charged lyophobic sols and of the adhesion of strongly charged particles in solution of electrolytes. Acta Physicochim. USSR (1941) **14**, 533-662. (Verwey E.J. W., Overbeek J.T., Nes K. Theory of the stability of lyophobic colloids: the interaction of sol particles having an electric double layer. New York: Elsevier 1948, 205 p.)
4. Mow V.C., Guo X.E. Mechano-Electrochemical properties of articular cartilage: Their Inhomogeneities and Anisotropies. Annu. Rev. Biomed. Eng. 2002. 4:175–209 doi: 10.1146/annurev.bioeng.4.110701.120309

ГКР-АКТИВНЫЕ НИТЕВИДНЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ КРЕМНИЯ,
ДЕКОРИРОВАННЫЕ ЗОЛОТЫМИ НАНОЧАСТИЦАМИ,
ДЛЯ БЕЗМЕТОЧНОГО ОБНАРУЖЕНИЯ БИЛИРУБИНА

С. н. с. *Осминкина Л.А.*, студ. *Карташова А.Д.*, м. н. *Гончар К.А.*,
м. н. с. *Божьев И.В.*, н. с. *Гонгальский М.Б.*, с. н. с. *Самсонова Ж.В.*

В настоящее время быстрого развития науки и техники остро встает вопрос на направленность применений передовых достижений для целей здравоохранения, а именно для перехода к персонализированной медицине, высокотехнологичному здравоохранению и технологиям здоровьесбережения. В связи с этим актуальной является задача разработки высокочувствительных нано-биосенсоров для качественного и количественного экспресс-анализа микроорганизмов, а также маркеров социально-значимых заболеваний: от низкомолекулярных до белков, вирусов и бактерий в биологических жидкостях.

Серьёзный прорыв в области биосенсорики сейчас ожидается от применения для этих целей оптического неинвазивного метода гигантского комбинационного рассеяния (ГКР), поскольку он характеризуется высокой чувствительностью, специфичностью и быстротой получения отклика. Метод ГКР заключается в усилении интенсивности (в миллиарды раз) оптического сигнала комбинационного рассеяния света (КРС) от молекул анализируемого вещества при использовании для регистрации сигнала особых ГКР-активных подложек, содержащих частицы благородных металлов (как правило, золото, серебро, медь).

Настоящее исследование направлено на разработку ГКР-активных сенсоров на билирубин – маркера желтухи. Желтуха по-прежнему является серьёзной проблемой для здоровья и одной из основных причин смерти новорожденных в первые дни жизни [1]. В настоящее время билирубин сыворотки крови используется в клинических условиях как ключевой биомаркер для диагностики и лечения желтухи новорожденных. Билирубин - продукт распада гемовых белков, образующихся при катаболизме гема. Обычно он существует в свободной (неконъюгированной) форме липофильной природы в крови человека, но может связываться с альбумином сыворотки человека с образованием водорастворимого комплекса, который в конечном итоге выводится с желчью. Свободный билирубин в сыворотке крови обычно не выводится и токсичен для человеческого организма; высокий уровень свободного билирубина (называемый гипербилирубинемией) в сыворотке может вызвать дисфункцию печени или желчевыводящих путей, психические расстройства, необратимые повреждения мозга, особенно у новорожденных, и даже смерть в более тяжелых случаях. В целом

нормальный уровень свободного билирубина в здоровой крови человека составляет $<25 \mu\text{M}$ ($<12 \text{ мг/л}$), но при желтухе он повышается до $> 50 \mu\text{M}$ ($> 25 \text{ мг/л}$).

Образцы кремниевых нанонитей (SiNWs) синтезированы методом металл-стимулированного химического травления, где в качестве катализатора реакций использовали наночастицы Au. По окончании травления, верхушки полученных нанонитей дополнительно декорировались Au наночастицами для получения ГКР-активных наноструктур (Au@SiNWs) [2]. На рис. 1 представлены микрофотографии сканирующей электронной микроскопии полученных образцов.

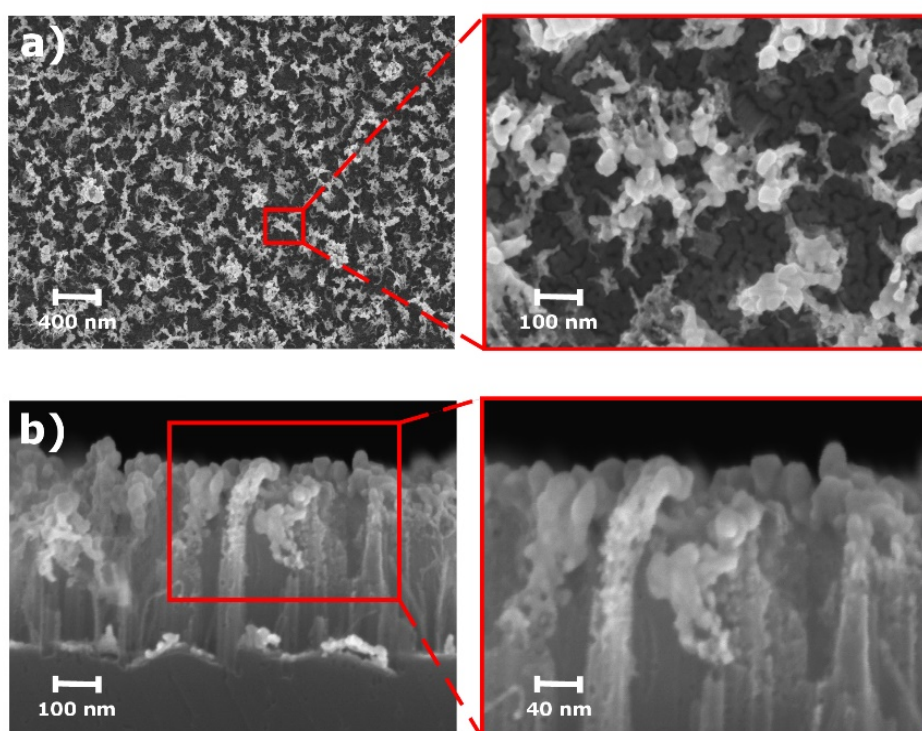


Рис.1 Микрофотографии подложки Au@SiNWs (а) вид сверху (б) вид сбоку.

Перед сорбцией билирубина поверхность наноструктур Au@SiNWs химически модифицировалась для придания им гидрофобных свойств.

Измерения спектров ГКР билирубина, сорбированного на подложки Au@SiNWs, проводились с использованием конфокального микроскопа Confotec™ MR350 (Белоруссия) на длине волны 633 нм.

На рис.2 представлены спектр комбинационного рассеяния света (КРС) порошка билирубина, и усредненные (по 100 измерениям для 3 различных областей подложки) спектры ГКР билирубина, сорбированного с различной концентрацией на подложки Au@SiNWs. Серой тенью в спектрах ГКР показано стандартное отклонение. Видно, что сигнал

билирубина диагностируется вплоть до концентраций 10^{-6} М, что соответствует уровню свободного билирубина в крови при патологии.

Таким образом, в настоящей работе впервые показана возможность экспресс-детектирования молекул билирубина с использованием ГКР-активных композитных наноструктур Au@SiNWs. Представленные результаты могут найти применение в разработке новых экспрессных методик анализа крови и мочи на билирубин.

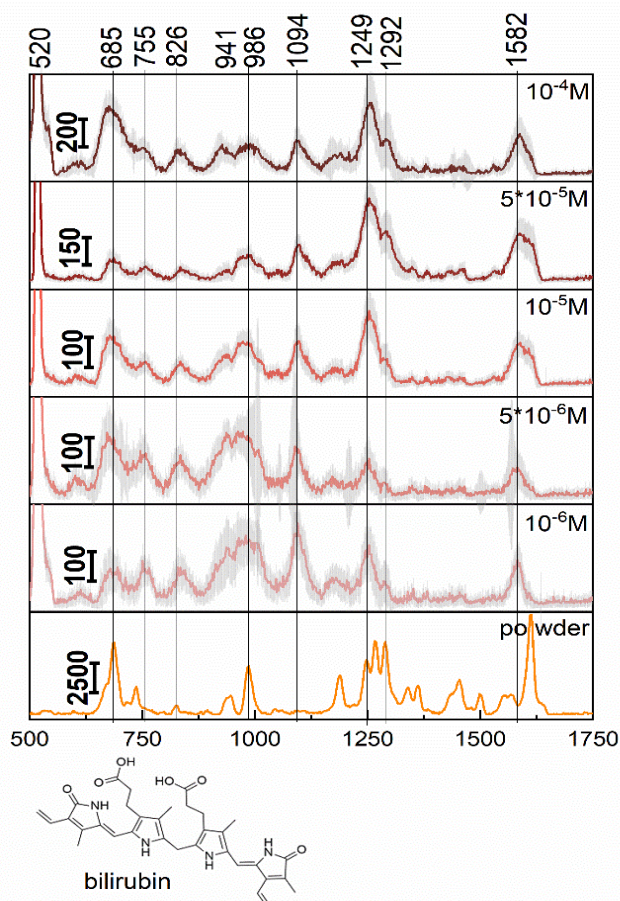


Рис. 2 Спектр КРС порошка билирубина, и усредненные (по 100 измерениям для 3 различных областей подложки) спектры ГКР билирубина, сорбированного с различной концентрацией на подложки Au@SiNWs. Серой тенью в спектрах ГКР показано стандартное отклонение.

Работа поддержана грантом РФФ № 20-12-00297.

Литература

1. Pan, X. et al., *Biosensors and Bioelectronics*, 145, 111713. (2019).
2. Žukovskaja, O. et al., *Talanta*, 202, 171-177. (2019).

АМФИФИЛЬНЫЕ НАНОЧАСТИЦЫ КРЕМНИЯ ДЛЯ СОНОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕРАПИИ

Н.с. Гонгальский М.Б., студ. Егошина В., м. н. с. Свиридов А.П.,
м.н.с. У.А. Цурикова, в.н.с. Кудрявцев А.А., доц. Андреев В.Г.,
с. н. с. Осминкина Л.А.

Кремниевые наночастицы (КНЧ) обладают свойствами биосовместимости и биodeградируемости, поэтому перспективны для использования как контейнеры для доставки противоопухолевых препаратов [1], могут использоваться для активации ультразвукового (УЗ) воздействия в терапии онкоболезней [2]. Мезопористый кремний наиболее перспективен для этих применений, т. к. поры в нем имеют диаметр более 5 нм, что позволяет эффективно загружать в них лекарства.

Сонодинамическая терапия, зачастую, основана на эффекте кавитации, поэтому в данной работе предложены наночастицы, которые снижают пороги кавитации в живых системах. Для измерения порогов кавитации использовался анализ амплитуды субгармоники в спектре волны, прошедшей через суспензию КНЧ. Связь интенсивности субгармоники с биологическими эффектами достоверно установлена в экспериментах [3].

В работе использовался генератор Tektronix AFG 3021B, пьезоэлектрический излучатель, гидрофон Precision Acoustics и цифровой осциллограф Tektronix TDS 3032B. На излучатель подается сигнал, который, преобразуясь в ультразвуковую волну частотой 2091 кГц, проходит через суспензию КНЧ. Прошедшая волна фиксировалась приемником с резонансной частотой равной частоте субгармоники $f/2$ (1045кГц). Сигнал с приемника подавался на осциллограф.

Для эффективного снижения порогов кавитации и реализации сонодинамической терапии использовались амфифильные наночастицы — гидрофобные внутри и гидрофильные снаружи. Такие свойства придавались за счет покрытия поверхности слоев пористого кремния гидрофобным соединением октадецилсиланом. Затем слои измельчались в планетарной мельнице и получались КНЧ с немодифицированной внешней поверхностью, которая была гидрофильна.

В работе продемонстрировано значительное снижение (в 2-3 раза) порогов кавитации с суспензиях амфифильных КНЧ по сравнению с деионизованной водой. Показано, что размер пор не оказывает существенного влияния на пороги кавитации, в то время как наличие предварительной обработки (слои пористого кремния погружались в раствор пираньи $H_2SO_4:H_2O_2$ — 3:1 на 30 минут) снижало пороги кавитации на 30-50%.

В экспериментах *in vitro* удалось подобрать оптимальные интенсивности УЗ при которых селективно погибают клетки, содержащие амфифильные КНЧ, в то время как клетки без наночастиц не погибают. Пороги интенсивностей УЗ для культур с амфифильными КНЧ и без них отличаются на 60%. Это открывает перспективы подавления уменьшения опухоли в экспериментах *in vivo* и дальнейшего использования метода в клинике.

Работа поддержана грантом РФФ (N 19-72-10131) и грантом РФФИ (N 19-32-90122).

Литература

1. E. Tolstik, L.A. Osminkina, C. Matthäus, M. Burkhardt, K.E. Tsurikov, U.A. Natashina, V.Y. Timoshenko, R. Heintzmann, J. Popp, V. Sivakov, Nanomedicine: Nanotechnology, Biology and Medicine, 2016, 12, 1931-1940.
2. L.A. Osminkina, A.L. Nikolaev, A.P. Sviridov, N.V. Andronova, K.P. Tamarov, M.B. Gongalsky, A.A. Kudryavtsev, H.M. Treshalina, V.Yu. Timoshenko, Mesopor. & Macropor. Mater. 2015, 210, 169 – 175.
3. Дж. Бэмбер, К. Хилл Ультразвук в медицине. Физические основы применения М, Физматлит. 2008

МЕТОД МИКРОСПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЙЯНИЯ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ МОЛЕКУЛЯРНЫХ КОМПОНЕНТ В БИОТКАНЯХ

Асп. *Якимов Б.П.*, студ. *Венец А.В.*, с. н. с. *Дарвин М.Е.* (Center of Experimental and Applied Cutaneous Physiology, Department of Dermatology, Venerology and Allergology, Charité – Universitätsmedizin Berlin, corporate member of Freie Universität Berlin, Humboldt-Universität zu Berlin, and Berlin Institute of Health, Берлин), с. н. с. *Ширшин Е.А.*

Конфокальная микроспектроскопия комбинационного рассеяния (КР) является одним из хорошо зарекомендовавших себя методов неинвазивной диагностики молекулярного состава биотканей. Сигнал КР обладает высокой молекулярной специфичностью и позволяет выделять большое число различных молекулярных компонент кожи, а конфокальное сканирование позволяет анализировать различные структурные элементы биотканей с высоким пространственным разрешением (~1 мкм). В частности, с помощью микроспектроскопии КР возможен мониторинг нормального функционирования и контроля молекулярного состава кожи от рогового слоя до дермы.

Однако определение вкладов уникальных молекулярных компонент в общий спектр комбинационного рассеяния кожи является трудноразрешимой, часто некорректно поставленной обратной задачей, поскольку детектируемый отклик КР представляет собой смесь большого числа перекрывающихся сигналов КР белков, аминокислот, липидов, составляющих в кожу. Стандартным способом определения концентраций основных компонент кожи из спектров КР является метод аппроксимации спектров КР взвешенной суммой спектров основных компонент с априори заданными спектрами. Этот метод обладает рядом недостатков. Во-первых, необходим тщательный подход к выбору основных компонент – использование малого числа компонент не позволит описать наблюдаемые спектры КР с высокой точностью, с другой стороны, использование избыточно большого числа компонент может привести к неверной и нестабильной декомпозиции. Во-вторых, используемые спектры отдельных веществ могут отличаться от спектров КР веществ, наблюдаемых *in vivo*, изменение которых может происходить под действием внешних физико-химических факторов. При этом изменения в спектрах КР или даже спектры отдельных компонент могут быть неизвестны заранее, что значительно усложняет отслеживание их пространственного и временного распределений.

В последнее время всё больше набирают популярность подходы анализа данных спектроскопии комбинационного рассеяния на основе статистического обучения (машинного обучения), в которых предсказания и выводы моделей в первую очередь делаются из имеющегося массива данных. Несмотря на высокую предсказательную способность / эффективное понижение размерности данных спектроскопии КР с помощью алгоритмов статистического обучения, часто результат работы таких алгоритмов трудно интерпретируем – невозможно выделить отдельные молекулярные источники, ответственные за формирование сигнала. Некоторые алгоритмы статистического обучения позволяют выделить отдельные компоненты в смеси, при этом предоставляя интерпретируемую молекулярную информацию. К ним, например, можно отнести метод неотрицательного матричного разложения – ограничение на неотрицательность элементов разложения позволяет выделять более интерпретируемые с физической точки зрения компоненты. На настоящий момент применение подобных методов ограничено вопросами выбора числа компонент для использования в разложении и интерпретации выделяемых компонент.

В данной работе нами была исследована возможность применения неотрицательного матричного разложения для анализа глубинно-разрешенных спектров комбинационного рассеяния верхних слоёв эпидермиса. Было показано, что неотрицательное матричное разложение с

хорошей точностью восстанавливает спектры и глубинные профили молекулярных составляющих кожи (кератина, церамидов, урокановой кислоты, меланина, каротиноидов), а также позволяет обнаружить изменения в сигнале КР, связанные с изменением во вторичной структуре кератина. Полученные результаты демонстрируют потенциальные возможности применения методов машинного обучения без учителя в анализе спектров комбинационного рассеяния с целью извлечения новой информации о молекулярных составляющих биотканей *in vivo*.

Работа выполнена при поддержке Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина». Работа выполнена при поддержке фонда Президента РФ молодым ученым и аспирантам (стипендия № СП-4394.2021.4).

СРАВНЕНИЕ МЕТОДИК ОБЛУЧЕНИЯ ПЕРИФЕРИЧЕСКОГО РАКА ЛЕГКОГО НА УСТАНОВКЕ CYBERKNIFE

Студ. Э. Р. Мухаметханова, ст. преп. Е. Н. Лыкова, Проф. А. П. Черняев, медфизик А. А. Калик (Центр ядерной медицины ООО «ПЭТ-Технолоджи» медфизик), Т. М. Логинова (Центр ядерной медицины ООО «ПЭТ-Технолоджи» медфизик)

Результат лечения при лучевой терапии в значительной степени зависит от позиционирования и движения органов. Чтобы учесть движение опухоли, обычно увеличивают объём облучения, что, в свою очередь, приводит к увеличению дозы на здоровые органы. Для оценки движения опухоли и необходимого объёма облучения используются различные технологии, обеспечивающие визуализацию и контроль опухоли во время лечения.

Возможности лучевой терапии расширились с использованием стереотаксической лучевой терапии тела с синхронизацией по дыханию пациента. Такая технология используется на стереотаксической радиохирургической системе CyberKnife. Эта система состоит из компактного линейного ускорителя с энергией тормозного излучения 6 МэВ, совмещенного с роботом-манипулятором, роботизированным столом с шестью степенями свободы, системой цифрового рентгеновского слежения и функцией слежения за дыханием пациента. CyberKnife предназначен для проведения стереотаксической радиохирургии, которая заключается в однократном подведении большой дозы ионизирующего излучения непосредственно в мишень при минимальном воздействии на окружающие здоровые ткани. Локальность воздействия достигается за

счёт использования большого количества пучков, высокой конформности и резкого снижения дозы за пределами мишени. Также на данном ускорителе применяется режим гипофракционирования, при котором необходимая доза подводится за меньшее, по сравнению с традиционным режимом, число сеансов, а доза за фракцию превышает 2 Гр.

Одна из локализаций, которая подвержена движению во время дыхания-это лёгкие. Лучевая терапия при раке лёгких применяется как для радикального, так и паллиативного лечения. Существует несколько способов лечения рака лёгкого на установке CyberKnife:

1. С помощью системы контроля за легкими (Xsight Lung Tracking System)

2. С помощью маркировки мишени рентгеноконтрастными метками (Fiducials).

Ряд работ посвящен исследованию преимуществ и недостатков использования рентгеноконтрастных меток. У представленного метода есть ряд недостатков: отсутствие возможности полного трехмерного объёмного отображения; мигрирование меток как перед началом лучевого лечения, так и во время лучевого лечения, что приводит к их неточному контролю и возможному переделыванию плана лечения; введение меток-процедура инвазивная, которая может привести к осложнениям. Поэтому на основе проведенного обзора литературы можно сделать вывод о неоднозначности использования рентгеноконтрастных меток при проведении лучевой терапии лёгких.

Целью данной работы является сравнение методик облучения периферического рака лёгкого на установке CyberKnife. Были отобраны 37 пациентов, проходящих лучевую терапию при раке лёгких методом системы контроля за лёгкими (Xsight Lung Tracking System), и 15 пациентов, проходящих лучевую терапию при раке лёгких с маркировкой мишени рентгеноконтрастными метками.

В результате статистического анализа было выявлено, что систематическая ошибка позиционирования для системы Xsight Lung Tracking System 0,43 мм в вертикальном, 0,04 мм в латеральном и 1,29 мм в поперечном направлениях; для рентгеноконтрастных меток эти значения принимают 1,35 мм; 1,23 мм и 3,49 мм соответственно. На рис. 1 и 2 представлены распределения сдвигов, эллипс используется для обозначения 95 %-го доверительного интервала. Анализ полученных данных показывает, что значения систематических ошибок для рентгеноконтрастных меток значительно выше, чем для системы Xsight Lung Tracking System.

В дальнейшем планируется сравнить дозиметрические параметры оценки планов облучения двумя методами лечения опухолей лёгких на

установке CyberKnife, а также провести расчет вероятности возникновения лучевых осложнений с помощью MLQ-модели.

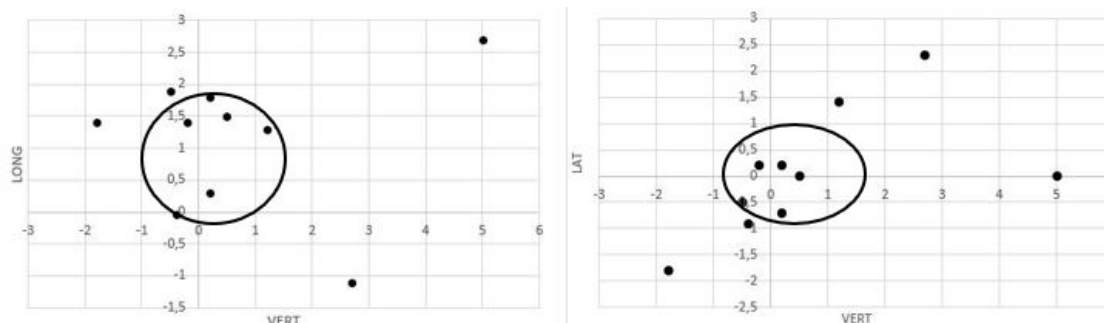


Рис. 1. Распределения сдвигов для системы Xsight Lung Tracking System

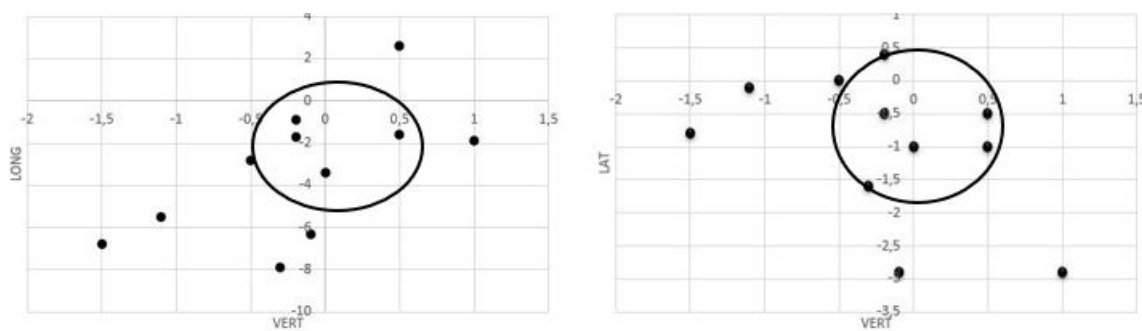


Рис. 2. Распределения сдвигов для рентгеноконтрастных меток

Исследование выполнено в рамках Программы развития Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина».

Литература

1. Manual CyberKnife <https://cyberknife.com/cyberknife-how-it-works/>
2. Christopher Gehrke, Richard Oates, Prabhakar Ramachandran, Hossain M. Deloar, Suki Gill, Tomas Kron Automatic tracking of gold seed markers from CBCT image projections in lung and prostate radiotherapy // Peter MacCallum Cancer Centre, Melbourne, Victoria 3002, Australi. DOI:10.1016/j.ejmp.2015.01.002
3. Tal Shchory, B.Sc., Dan Schifter, Ph.D., Rinat Lichtman, B.A., David Neustadter, Ph.D., Benjamin W. Corn, M.D. Tracking Accuracy of a Real-Time Fiducial Tracking System for Patient Positioning and Monitoring in Radiation Therapy // Navotek Medical, Ltd., Yokneam, and Tel Aviv Medical Center, Israel, 78(4):1227-34. DOI: 10.1016/j.ijrobp.2010.01.067
4. Price Jackson, PhD, Daniel P. Steinfors, PhD, Tomas Kron, PhD, Shankar Siva, PhD Practical Assessment of Bronchoscopically Inserted Fiducial Markers for Image Guidance in Stereotactic Lung Radiotherapy. DOI: 10.1016/j.jtho.2016.04.016

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОПУСКАНИЯ ДОЗЫ В МНОГОЛЕПЕСТКОВОМ КОЛЛИМАТОРЕ В ДИСТАНЦИОННОЙ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ НА УСКОРИТЕЛЕ VARIAN HALCYON

Асп. Морозова Е.П., ст. преп. Лыкова Е.Н., студ. Петрова А.Ф. ст. мед. физик Громова Н.В. (Моск. междунар. онкоцентр), зав. каф. Черняев А.П.

Исследование утечки дозы является актуальной темой за счет того, что число пациентов, у которых проявились поздние лучевые реакции увеличивается с каждым годом [3]. Эта тенденция прослеживается потому, что благодаря современным методам лечения число пациентов, которые живут достаточно долго, чтобы проявились отдаленные реакции воздействия радиации увеличивается [2].

Линейный ускоритель Varian Halcyon V1.0 (Varian Medical Systems, Пало-Альто, Калифорния, США) без коллимационных шторок, недавно введен в эксплуатацию, и на данный момент набирает популярность в онкологических клиниках. Система Halcyon MLC отличается уникальной ступенчатой двухслойной конструкцией, состоящей из дистального и проксимального слоя. Первичный и вторичный коллиматоры зафиксированы, отсутствует сглаживающий фильтр. Дистальный слой, состоит из двух блоков с 28 лепестками каждый. Проксимальный слой, состоит из двух блоков с 29 лепестками каждый. Лепестки сделаны из естественной смеси вольфрама толщиной 1,0 см и накладываются друг на друга с нахлестом 0,5 см в изоцентре. Лепестки MLC на Halcyon, движутся по прямой линии и имеют закругленные концы. Ускоритель обеспечивает скорость MLC до 5,0 см в секунду и мощность дозы 800 мониторных единиц в минуту [1, 2].

Целью данной работы является экспериментальное измерение утечки дозы из многолепесткового коллиматора Varian Halcyon. Для достижения этой цели, на линейном ускорителе Varian Halcyon с энергией граничных фотонов 6 МэВ, были проведены следующие эксперименты:

1. Исследование влияния размера поля на утечку дозы. Были созданы IMRT планы облучения фантома в системе планирования Eclipse. Многолепестковый коллиматор позиционировался так, чтобы сформировать квадратные размеры полей 5×5 , 10×10 , 15×15 , 20×20 , 25×25 , 28×28 см². Дозовый профиль измеряли матричным детектором IC Profiler SunNuclear. Использовался водозэквивалентный фантом Solid Water GAMMEX. С помощью полученных данных были построены профили пучка. Все полученные дозы были нормированы на дозу в референсном поле 10×10 см² на глубине 10 см.
2. Измерение утечки дозы при маленьком размере поля. В этом эксперименте был создан план облучения водного фантома 3D Scanner

SunNuclear. Дозы из плана были использованы для сравнения с экспериментальными данными. Многолепестковый коллиматор позиционировался таким образом, чтобы создать прямоугольную форму пучка размером $1 \times 2 \text{ см}^2$. Доза измерялась в референсных точках в изоцентре, и на расстояниях 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3, 3.5, 4, 4.5, 5, 5.5, 6, 7, 8, 10, 12, 14, 15 см по обе стороны от изоцентра. Использовалась ионизационная камера типа SNC125с. Изоцентр располагался на глубине 10 см. Доза облучения составляла 200 МУ. Полученные данные были обработаны и создан профиль пучка.

Эксперимент показал, что несмотря на то, что во всех опытах подавалась одинаковая доза в 200 мониторных единиц, утечка дозы становится больше при увеличении размера поля. На расстоянии 16 см от центральной оси наблюдаются дозы 0.003, 0.012, 0.029, 0.052, 0.092, 0.128 Гр для полей размерами 5×5 , 10×10 , 15×15 , 20×20 , 25×25 , $28 \times 28 \text{ см}^2$ соответственно.

Результаты текущего исследования важны для понимания того, как влияет размер поля на утечку дозы.

Литература

1. Lim TY, Dragojević I, Hoffman D, Flores-Martinez E, Kim GY. Characterization of the Halcyon TM multi-leaf collimator system. J Appl Clin Med Phys. 2019; 20: 106–114;
2. NCRP, NCRP Report 170. Second Primary Cancers and Cardiovascular Disease After Radiation Therapy. Bethesda, Md: National Council on Radiation Protection and Measurements; 2011;
3. Takam R, Bezak E, Marcu LG, Yeoh E. Out-of-field neutron and leakage photon exposures and the associated risk of second cancers in high-energy photon radiotherapy: current status. Radiat Res. 2011;176:508–520;
4. Varian Medical Systems. Halcyon Brochure. 2017 URL: https://www.varian.com/sites/default/files/resource_attachments/Halcyon_brochure_RAD10443B_092417.pdf. (Дата обращения: 08.06.2020).

ИССЛЕДОВАНИЕ ИСКАЖЕНИЙ МР-ИЗОБРАЖЕНИЙ

Студ. *Мяэкиви И.В.*, асс. *Лыкова Е.Н.*, проф. *Черняев А.П.*,
с.н.с. *Анисимов Н.В.*, проф. *Пирогов Ю.А.*, студ. *Стрелковская А.П.*

МРТ, как метод визуализации, произвел революцию в медицине за последние два десятилетия. В настоящее время МРТ стала предпочтительным выбором во многих клинических исследованиях из-за ее превосходной способности отличать один тип ткани от другого. Однако, вероятность геометрического искажения (дисторсии), присутствующего на

МР-изображениях, ограничивает использование МРТ в некоторых областях, где необходима высокая точность.

Основными источниками геометрического искажения от оборудования МРТ являются неоднородность в основном магните, нелинейность градиентных полей и вихревые токи, связанные с переключением градиентных катушек [2]. Величина геометрического искажения из-за неоднородности поля зависит от величины используемого поля. Например, при значении поля 1,5 Т падение величины поля на 1% приведет к искажению в 1 мм [3]. Величина градиентного нелинейного искажения обычно достигает 4–6 мм [1]

Задача исследования заключается в количественной оценке геометрических искажений путем анализа МР-изображений специального фантома, полученных на МРТ-сканерах с различной напряженностью магнитного поля, и последующей обработке данных.

Коррекция геометрических искажений в МР-изображениях часто выполняется как этап постобработки и состоит в том, чтобы найти функции, которые связывают координаты пространства искаженного изображения и неискаженного пространства [4]

Результаты исследования могут быть использованы для преодоления неопределенностей, связанных с геометрическими искажениями, что позволит эффективно использовать МРТ в радиационной онкологии.

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

Литература

1. Анисимов Н.В., Батова С.С., Пирогов Ю.А. Магнитно-резонансная томография: управление контрастом и междисциплинарные приложения / Под ред. Ю.А. Пирогова. — М.: Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, 2013.
2. Марусина М.Я., Казначеева А.О. Современные виды томографии. Учебное пособие. – СПб: СПбГУ ИТМО, 2006.
3. Mary Adjeiwaah, MSc, Mikael Bylund, MSc, Josef A. Lundman, MSc, Karin Soöderström, MD, PhD, Prof. Björn Zackrisson, MD, PhD, Joakim H. Jonsson, PhD, Anders Garpebring, PhD, and Prof. Tufve Nyholm, PhD: Physics Contribution «Dosimetric Impact of MRI Distortions: A Study on Head and Neck Cancers», Department of Radiation Sciences, Umea University, Umea, Sweden.
4. Deming Wang and David M. Doddrell: Current Medical Imaging Reviews «Geometric Distortion in Structural Magnetic Resonance Imaging», Centre for Magnetic Resonance, The University of Queensland, St. Lucia, QLD 4072, Australia.

СРАВНЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО И РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЙ НА ХИМИЧЕСКИЕ И МИКРОБИОЛОГИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ОХЛАЖДЕННОГО МЯСА ИНДЕЙКИ

Ст. преп. *Близнюк У.А.*, доц. *Авдюхина В.М.*, доц. *Борщеговская П.Ю.*, м. н. с. *Болотник Т.А.* (химфак МГУ), вед. инж. *Ипатова В.С.*, с. н. с. *Родин И.А.* (химфак МГУ), студ. *Хмелевский О.Ю.*, проф. *Черняев А.П.*, студ. *Шинкарев О.В.*, с. н. с. *Юров Д.С.* (НИИЯФ МГУ)

На сегодняшний день радиационные технологии широко применяются во многих областях науки и техники, в том числе в пищевой промышленности. Облучение пищевой продукции решает целый спектр задач, в том числе подавление жизнедеятельности болезнетворной и патогенной микрофлоры, населяющей пищевую продукцию, что дает возможность повысить ее безопасность, а также увеличить сроки годности [1].

В качестве источников ионизирующего излучения для облучения сельскохозяйственного сырья и пищевых продуктов разрешено использовать гамма-установки с изотопами ^{60}Co или ^{137}Cs , электронное излучение с энергией на более 10 МэВ, рентгеновское излучение, генерируемое ускорителями электронов с энергией не более 5 МэВ¹.

Современные исследования посвящены как микробиологическим и органолептическим изменениям, происходящими в продуктах питания после воздействия ионизирующего излучения, так и количественному анализу и регистрации новообразовавшихся в продукте химических соединений [2-4]. Выбор метода химического анализа зависит от типа исследуемого пищевого продукта.

На сегодняшний день одним из перспективных методов оценки изменений содержания химических соединений является метод газовой хроматографии в сочетании с масс-спектрометрией (ГХ-МС), который позволяет идентифицировать летучие вещества, возникающие в облученных продуктах, содержащих влагу, жировую и белковую фракции. Существующий на сегодняшний день международный стандарт ГОСТ 34131-2017² устанавливает метод обнаружения 2-алкилциклобутанов, образующихся в результате воздействия ионизирующего облучения в мясной продукции, с помощью ГХ-МС. Однако, обнаружение данного химического соединения в мясных продуктах с пониженным

¹ CODEX STAN 106-1983, Rev.1-2003. Codex Alimentarius Commission. General Standard for Irradiated Foods.

² ГОСТ 34131-2017. Мясо и мясные продукты. Метод обнаружения облученных продуктов газовой хроматографией (Переиздание). – Введ. 2018-07-01.

содержаниям жира, таких как индейка и курица, является затруднительным и требует поиска альтернативного маркера.

Практический интерес представляет подбор оптимальных параметров обработки, включающий в себя дозу, мощность дозы и тип излучения, при которых наблюдалось бы максимальное подавление патогенной микрофлоры с наименьшим негативным влиянием на химические показатели, ответственные за органолептику и пищевую ценность продукта.

Целью данной работы является проведение сравнительного анализа влияния электронного и рентгеновского излучений в различных дозах на микробиологические показатели охлажденного мяса индейки, а также на содержание различных летучих органических веществ в ней.

В качестве объекта исследования были выбраны охлажденные тушки индейки, хранившиеся при 2 °С в течение не более двух дней с момента забоя. Для оценки микробиологических и химических параметров образцы индейки массой (0.5 ± 0.1) г равномерно помещались в пластиковые микроцентрифужные пробирки объемом 2 мл.

Облучение образцов проводилось на ускорителе электронов непрерывного действия УЭЛР-1-25-Т-001 с энергией 1 МэВ, максимальной средней мощностью пучка 25 кВт при среднем токе пучка 600 нА, а также на рентгеновском аппарате ДРОН УМ-2 с источником питания ПУР5/50 и рентгеновской трубкой БСВ-23 с медным анодом. Ток трубки составил 26 мА, напряжение – 30 кВ. Мощность дозы рентгеновского и электронного излучений при облучении образцов индейки составила $P_{\text{рент}} = (1.8 \pm 0.2)$ Гр/с и $P_{\text{элект}} = (5.6 \pm 0.5)$ Гр/с, соответственно.

По результатам микробиологического исследования установлено, что зависимости концентрации жизнеспособных клеток в мясе индейки от дозы электронного и рентгеновского излучений спадают экспоненциальным образом. Причем, в диапазоне доз до 0.5 кГр воздействие ускоренными электронами приводит к большему снижению концентрации жизнеспособных клеток в мясе индейки с увеличением дозы облучения по сравнению с рентгеновским излучением. Начиная со значения дозы в 1 кГр и более, микробиологические показатели в обоих случаях снизились более чем в 100 раз по сравнению с показателями контрольных образцов.

По результатам химического исследования были выявлены три основные группы летучих соединений: альдегиды, кетоны и спирты. В случае альдегидов, в частности, пентанала и гексанала, наблюдалось линейное увеличение их концентрации с дозой облучения, как для образцов облученных электронным, так и рентгеновским излучениями. В свою очередь, концентрация большинства кетонов почти не изменялась. Это связано с тем, что кетоны являются менее реакционноспособными, в

отличие от альдегидов, соединениями. Концентрация ацетона, являющегося кетоном, линейно возростала с увеличением дозы для обоих типов излучения (большее значение скорости возрастания концентрации наблюдалось в случае с электронным облучением). В контрольных (не облученных) образцах мяса индейки данное соединение обнаружено не было, что дает возможность говорить о возможности использования данного кетона как маркера, позволяющего идентифицировать факт радиационной обработки мясной продукции.

По результатам органолептических исследований в работе [5] было показано, что облучение мяса индейки в диапазоне доз от 0.25 до 1 кГр не оказало значительного влияния на внешний вид, вкус и запах образцов. Полученные результаты по химическим изменениям летучих соединений в мясе индейки согласуются с органолептическими данными. Так, суммарная концентрация альдегидов, ответственных за образование посторонних запахов и привкусов, увеличилась в данном диапазоне от 0.432 мг/кг до 0.468 мг/кг при облучение электронным излучением и от 0.203 мг/кг до 0.403 мг/кг при рентгеновском излучении. Концентрация ацетона – потенциального маркера увеличилась на 0.007 и 0.001 мг/кг для электронного и рентгеновского излучений, соответственно. При этом общая тенденция кетонов в диапазоне 0.25-1 кГр для электронов уменьшилась на 1.077 мг/кг, а для рентгена увеличилась на 0.401 мг/кг. Суммарная концентрация спиртов также показала неоднозначный характер, уменьшаясь от 0.178 мг/кг до 0.147 мг/кг при электронном излучение, но увеличиваясь от 0.446 мг/кг до 0.736 мг/кг при рентгеновском излучении. Общая суммарная концентрация всех летучих соединений в диапазоне 0.25-1 кГр в случае электронов уменьшилась на 1.072 мг/кг, а для рентгена увеличилась на 0.891 мг/кг.

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

Литература

1. Черняев А.П., Варзарь С.М., Белоусов А.В. и др. // ЯФ. 2019. Т. 82. № 5. С. 425.
2. Kim H.-W., Kim Y.H.B., Hwang K.-E. et al. // Food Sci. Biotechnol. 2017. V. 26. No 4. P. 955.
3. Al-Bachir M. // Acta Sci. Pol. Techn. Aliment. 2017. V. 16. № 1. P. 17.
4. Qiulian K., Weiqiang Y., Ling Y. et al. // Radiat. Phys. Chem. 2017. V. 130. P. 265.
5. Черняев А.П., Авдюхина В.М., Близнюк У.А. и др. // Научные технологии. 2020. Т. 21. № 1. С. 40.

МЕТОД ПОВЫШЕНИЯ ОДНОРОДНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДОЗЫ ПО ОБЪЁМУ ОБЪЕКТА ПРИ ОБЛУЧЕНИИ УСКОРЕННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

М. н. с. *Студеникин Ф.Р.*, ст. преп. *Близнюк У.А.*,
проф. *Черняев А.П.*, н. с. *Ханкин В.В.* (НИИЯФ МГУ)

На сегодняшний день задачи обеспечения безопасности продуктов питания, повышение урожайности и улучшение качества пищевой продукции, продление сроков ее хранения с одновременным снижением потерь, уничтожение болезнетворных бактерий, вирусов и насекомых-вредителей, населяющих продукцию, являются одними из важнейших для обеспечения здоровья и жизнедеятельности людей по всему миру. Поэтому возникает необходимость не только наращивать темпы производства продукции, но и повышать эффективность технологических процессов ее хранения и стерилизации.

Метод обработки ионизирующим излучением продуктов питания и сельскохозяйственного сырья находит все более широкое применение в промышленности. Более 40 лет исследований показали, что радиационная обработка продуктов питания является высокотехнологичным и безопасным методом, который позволяет решать широкий спектр задач [1].

На данный момент в России действуют несколько специализированных центров обработки продуктов питания и материалов, где в качестве источников ионизирующего излучения используются промышленные ускорители электронов с энергией до 10 МэВ.

Для ряда категорий пищевой продукции определены диапазоны доз ионизирующего излучения, выход за пределы которых либо приводит к изменению физико-химических, и, как следствие, органолептических свойств обрабатываемой продукции, либо не оказывает необходимого микробиологического эффекта [2-4]. Поэтому важно обеспечить при облучении максимально возможную равномерность поглощенной дозы по всему объему обрабатываемых продуктов.

Факторы, которые приводят к неоднородности распределения дозы по объему при обработке ускоренными электронами, связаны как с нелинейностью распределения поглощенной дозы излучения по глубине продукта, так и с неравномерным распределением продуктов в упаковке, их сложной геометрией, структурой и химическим составом. В связи с этим многие пищевые продукты в настоящее время не обрабатываются из-за невозможности обеспечить требуемую равномерность обработки в пределах рабочего диапазона доз по всему объему продукта.

Одним из способов решения повышения однородности обработки может быть применение пластин-модификаторов, которые размещаются

между выходным окном ускорителя электронов и облучаемым объектом и позволят изменять дозовое распределение по его объему.

Целью данной работы является исследование влияния алюминиевых пластин-модификаторов на степень однородности распределения поглощенной дозы по глубине объектов при обработке пучками ускоренных электронов с энергией от 4 МэВ до 10 МэВ.

В качестве объекта исследования был изготовлен фантом из пластика PETG (полиэтилентерефталат гликоль) при помощи станка с числовым программным управлением по технологии 3D-печати FDM (Fused Deposition Modeling). Фантом состоит из 50 пластин толщиной 2,5 мм с возможностью размещения в пазах глубиной 0,5 мм дозиметрических пленок. Выбор материала обусловлен тем, что PETG — это разновидность пластика полиэтилентерефталата, который известен как радиационно-стойкий полимер, широко применяемый в промышленности для изготовления упаковок пищевых продуктов и медицинских изделий, подлежащих облучению ионизирующим излучением [5].

Для экспериментальной проверки возможности использования алюминиевых пластин-модификаторов для увеличения однородности распределения поглощенной дозы по глубине облучаемого объекта при обработке ускоренными электронами проводились облучения фантома с добавлением алюминиевых пластин-модификаторов толщиной 1 мм, 2 мм и 3 мм, а также облучение без пластин-модификаторов.

Для измерения глубинных распределений поглощенной дозы в фантоме; и оценки степени однородности облучения при использовании алюминиевых пластин-модификаторов в пазах фантома фиксировались дозиметрические пленки государственного стандартного образца СО ПД(Э)-1/10 и СО ПД(Ф)Э-5/50 (сополимер с феназиновым красителем). После облучения поглощенная доза в дозиметрических пленках определялась по изменению оптической плотности, которая измерялась на спектрофотометре ПЭ-5300ВИ. Погрешность определения дозы составляла не более 12%. Расстояние между упаковками дозиметрических пленок закрепленных в пазах разных слоев фантома из PETG пластика составляло 2 мм.

В качестве источника ионизирующего излучения был выбран промышленный ускоритель электронов непрерывного действия УЭЛР-10-15-С-1 со сканирующим пучком с мощностью 15 кВт, который был разработан и введен в действие сотрудниками ООО «ЛЭУ МГУ», НИИЯФ МГУ и физического факультета МГУ совместно с АО «НПП «Торий» [6]. Ускоритель используется для обработки продуктов питания и стерилизации материалов.

Для облучения фантома в четырех конфигурациях был выбран режим с максимальной энергией обработки 9,5 МэВ и ожидаемой поверхностной дозой 35 кГр. Такой режим позволяет получить наибольшее количество точек для измерения поглощенной дозы, не выходя за доступный для измерения с помощью пленок СО ПД(Э)-1/10 и СО ПД(Ф)-5/50 диапазон доз от 1 кГр – 50 кГр.

Экспериментально полученные значения поглощенной дозы D (Гр) от глубины (мм) в слоях фантомов в форме параллелепипеда из пластика PETG при обработке пучком электронов с максимальной энергией 9,5 МэВ показали, что добавление пластины из алюминия толщиной 2 мм приводит к увеличению степени однородности облучения (отношение значения дозы на поверхности фантома к максимальному значению поглощенной дозы в объеме фантома) до величины 0,963 по сравнению с облучением без добавления пластины (0,864).

Результаты данной работы позволяют сделать вывод о возможности использования алюминиевых пластин-модификаторов для увеличения однородности распределения поглощенной дозы по глубине облучаемого объекта при обработке ускоренными электронами с эффективной энергией 9,5 МэВ.

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ №20-32-90237 «Аспиранты» и междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина».

Литература

1. Черняев А.П. и др. // ЯФ. 2019. Т. 82. № 5. С. 425-439.
2. Barroso, A.G. et al. // J. Radiation Physics and Chemistry. - 2019. - Vol. 158. - P. 194-198.
3. Черняев А.П., Авдюхина В.М., Близнюк У.А. и др. // Научные технологии. 2020. Т. 21. № 1. С. 40.
4. У. А. Близнюк, Черняев А.П. и др. // Ученые записки физического факультета Московского Университета. — 2018. — № 4. — С. 1–4
5. Dae Hoon Jeon et al. // Received 13 March 2003; accepted 13 October 2003
6. V.I. Shvedunov, A.S. Alimov, A.N. Ermakov et al. // Radiation Physics and Chemistry, vol. 159, p. 95–100, 2019.

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИЙ (γ , $X\alpha$) НА МОЛИБДЕНЕ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ МЕДИЦИНСКОГО ИЗОТОПА ^{89}Zr

С. н. с. *Желтоножская М.В.*, с. н. с. *Желтоножский В.А.* (НИИЯФ МГУ),
м. н. с. *Ремизов П.Д.*, зав. каф. *Черняев А.П.*

Иммуно-ПЭТ – новейшая методика диагностики, использующая в качестве радиофармпрепаратов моноклональные антитела. Поскольку антитела имеют время жизни в организме от нескольких дней до недель, а оптимальное соотношение сигнала в опухоли к фону достигается через несколько суток после инъекции, то оптимальным периодом полураспада обладает ПЭТ-изотоп ^{89}Zr (78,41 ч). После его распада образуется стабильный изотоп ^{89}Y , при этом в 22,74 % случаев распада испускаются позитроны. Получаемое разрешение не уступает ^{18}F , а распад, в отличие от других долгоживущих аналогов, не сопровождается излучением гамма-квантов, провоцирующих детектирование ложных совпадений на сцинтилляционных детекторах ПЭТ-установки.

Традиционно ^{89}Zr получают на медицинских циклотронах в реакции (p, n) при энергии протонов порядка 11 МэВ. Метод удобен тем, что в качестве мишени используется иттрий, химически неактивный металл, состоящий из единственного стабильного изотопа ^{89}Y . Однако особую проблему представляет исключение изотопных примесей ^{88}Zr (83,4 дней), образующегося в (p, 2n) реакции, и его дочернего изотопа ^{88}Y (106 дней). Поэтому поиск альтернативных способов получения ^{89}Zr является актуальной задачей.

Одним возможным вариантом 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 тяжёлых заряженных частиц. Кроме того, такими ускорителями оснащены многие медицинские центры.

При облучении мишеней тормозными γ -квантами реакции с вылетом заряженных частиц, как правило, заторможены, по сравнению с (γ , n) – реакциями, из-за кулоновского барьера. Однако для прямых реакций кулоновский барьер подавлен. Поэтому исследования фотоядерных реакций с вылетом заряженных частиц является чувствительным методом для понимания природы взаимодействий γ -квантов с ядрами и проверки возможности наработки ^{89}Zr на медицинских ускорителях электронов.

Нами исследованы (γ , α) и (γ , αn)-реакции при облучении мишени из природного Мо и мишени, обогащённой изотопом ^{94}Mo . Облучения проводились на медицинском линейном ускорителе электронов с граничной энергией 20 МэВ. Измерения выполнялись на полупроводниковом спектрометре с Ge-детектором, имеющем разрешение 2,0 кэВ на γ -линии ^{60}Co .

В спектрах надёжно выделены активности $^{88}, ^{89}\text{Zr}$. Получены новые данные о выходах (γ , α) и (γ , αn) –реакций, которые оказались равными (1-2) мбн. Проводится обсуждение полученных данных.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ «аспиранты» № 20-315-90124\20

Исследование выполнено в рамках Программы развития Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина»

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ АННИГИЛЯЦИОННЫХ ФОТОНОВ ДЛЯ КОНТРОЛЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДОЗЫ В ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ

Асп. *А.Г. Синельников*, проф. *А.П. Черняев*, асп. *Е.П. Морозова*

Значительное место в лечении онкологических заболеваний занимает лучевая терапия. Внедряющиеся в последнее время новые радиотерапевтические методики позволяют контролировать положение опухоли непосредственно в процессе облучения, сокращая время процедуры и минимизируя негативное воздействие на пациента.

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, которые происходят при взаимодействии с веществом фотонов с энергией более 1,22 МэВ. Возникающие 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.

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

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

РАСЧЕТ ДОЗОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ МОДИФИЦИРОВАННЫХ ДАННЫХ ВСТРОЕННЫХ ДЕТЕКТОРОВ АППАРАТА ТОМОТHERAPY

Асп. Товмасын Д.А., проф. Черняев А.П.

Актуальность. Расчет планов лучевой терапии для аппарата Tomotherapy осуществляется системой планирования, в которой рассчитывается дозовое распределение с помощью алгоритма суперпозиций. Стандартная проверка планов происходит с помощью Cheese фантома и ионизационных камер СС013 с последующим сравнением с запланированной дозой в нескольких точках [1]. Однако данной проверки может быть недостаточно при объемных и сложных планах, требующих более точного знания дозы в различных областях. Для этого возможно использование матрицы детекторов (640 ионизационных камер) в форме арки, расположенной напротив линейного ускорителя на вращающемся кольце гантри [2]. Ионизационные камеры измеряют выходной поток энергии за время облучения, который можно использовать для реконструкции дозы, полученной пациентом за время сеанса облучения. Это позволит более точно проводить процедуру гарантии качества.

Цель. Разработка способа верификации дозы, полученной пациентом при реальной работе ускорителя, и её последующее сравнение с дозовым распределением, полученным системой планирования.

Материалы и методы. Для расчета плана в системе планирования Tomotherapy используется синограмма – двумерное распределение, показывающее время открытия лепестков коллиматора в течение всего времени лечения. Данные, полученные со встроенных детекторов, в программном обеспечении Matlab преобразовывались к виду синограмм путем учета множества факторов различия: фоновое излучение, форма детектора, влияние соседних лепестков, эффект конечного источника, зависимость лепесток-канал. Далее модифицированная синограмма подгружалась вместо реальной в программном обеспечении MIM Maestro, позволяющем пересчитывать планы лучевой терапии алгоритмом Monte

Carlo. Различие дозовых распределений было изучено с помощью гамма-анализа [3] с параметрами разницы доз и пространственного расстояния между точками в 3% и 3мм соответственно.

Результаты. Были рассмотрены 10 планов тотального облучения тела различных пациентов. Гамма-индекс, полученный при сравнении планов, лежал в пределах 95 – 98 %. При этом наибольшие расхождения получены в зонах с резкими градиентами – легких, ребрах и почках. Это может быть связано как с неточность метода модификации данных со встроенных детекторов в синограмму, так и с различиями в алгоритмах суперпозиции и Monte Carlo [4]. Тем не менее, разница найденных отличий укладывается в критерии, применяемые при принятии плана.

Выводы: Созданный способ позволяет верифицировать планы пациентов точнее и качественнее стандартных процедур. Способ может применяться для детектирования грубых ошибок в работе аппарата или многолепесткового коллиматора. Возможность оценить дозу в трехмерной области и в органах риска дает возможность более точно приблизиться к реальной дозе, полученной пациентами.

Литература

1. Langen K. M. et al. QA for helical tomotherapy: Report of the AAPM Task Group 148 a //Medical physics. – 2010. – Т. 37. – №. 9. – С. 4817-4853.
2. Pisaturo O. et al. An efficient procedure for tomotherapy treatment plan verification using the on-board detector //Physics in Medicine & Biology. – 2015. – Т. 60. – №. 4. – С. 1625.
3. Scherman J. B., Ceberg C., Ceberg S. Development and evaluation of methods for comparison of dose distributions in radiotherapy using calculated, synthetic and simulated measured dose distributions //Lund University. – 2009.
4. Vanderstraeten B. et al. Accuracy of patient dose calculation for lung IMRT: A comparison of Monte Carlo, convolution/superposition, and pencil beam computations //Medical physics. – 2006. – Т. 33. – №. 9. – С. 3149-3158.

ПОСТОБРАБОТКА ИСКАЖЕНИЙ ДИФФУЗИОННО-ВЗВЕШЕННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ МАГНИТНО-РЕЗОНАНСНОЙ ТОМОГРАФИИ

Инж.-физик *Уразова К.А.*, проф. *Черняев А.П.*, с. н. с. *Горлачев Г.Е.* (ГБУЗ МКНЦ им. А.С. Логинова), зав. отд. *Голанов А.В.* (ФГАУ НМИЦ нейрохирургии им. акад. Н.Н. Бурденко)

подавляющее большинство диффузионно-взвешенных изображений (ДВИ) выполняется с использованием некоторого варианта эхо-планарной последовательности импульсов (ЭПИ), вследствие чего они чувствительны к ряду факторов, приводящих к искажениям изображений, что означает,

что количественные карты диффузии не могут быть надежно воспроизведены, например, на разных томографах или для одного и того же пациента.

В большинстве моделей (например, диффузионно-тензорная модель [1], диффузионная визуализация с высоким угловым разрешением (HARDI) [2] и т.д.) для вычисления значений диффузии используется принцип «воксель за вокселем» на основе набора ДВИ, полученных в различных неколлинеарных направлениях градиента. Исходя из этого, если искажения изначально присутствуют на ДВИ, то они могут распространяться и на рассчитанные на их основе параметры. Однако даже если сами ДВИ не были подвержены искажениям, в ходе объединения сигналов, взвешенных по диффузии, ошибки всё же могут возникнуть, что опять же приведёт к искажениям в значениях вычисленных параметров.

В контексте данного обзора имеет место разделение на искажения, связанные с системой, и искажения, связанные с объектом исследования. Способы коррекции в общих чертах можно разделить на те, которые пытаются получить эффекты вне резонанса за счёт дополнительных измерений (аппаратные методики), и те, которые пытаются оценить их по искаженным данным, используя методы обработки изображений и регистрации (программные методики).

Аппаратные методики [3,4] позволяют получать изображения практически без искажений напрямую с томографа без необходимости постобработки, поэтому они очень популярны и широко используются. К их недостаткам можно отнести увеличение время эхо-сигнала (приводит к потере сигнала и ухудшению отношения сигнал/шум) и неполное рефазирование для несимметричных ЭПИ.

Задача оценки искажений в ДВИ, как правило, нетривиальна, так как зависит от наличия «эталонного» изображения. И даже если такое изображение существует (например, $T1w$), то оно обычно имеет контраст, существенно отличающийся от контраста искаженного изображения. В программном пакете BrainSuite предлагается алгоритм коррекции искажений с использованием ограниченной нежесткой регистрации и статистической функции, называемой взаимной информацией [5]. Этот подход требует только диффузионного и неискаженного анатомического изображений без необходимости каких-либо дополнительных данных. В другой работе [6] для того, чтобы обойти проблему контрастов предлагается метод коррекции, использующий только ДВИ, но при этом полученные с помощью градиентов противоположной полярности. Авторы утверждают, что воксельные сдвиги, возникающие из-за вихревых токов, индуцированных градиентами противоположной полярности, имеют одинаковую величину, но противоположное направление, то есть градиент $G^- = -G^+$. Стоит отметить, что данное заключение не всегда верно.

В программном пакете FSL реализованы два алгоритма коррекции: `eddy_correct` и `eddy`. Первый алгоритм [7] основан на предсказании диффузионных данных магнитно-резонансной томографии (дМРТ) посредством выбора ковариационной функции. Авторы исходят из того, что диффузионный сигнал распределён по сфере, следовательно, для работы с ним могут быть использованы методы, применяемые в геостатистике, где в качестве особого случая Гауссового процесса, наблюдаемого на сфере, является, так называемый «кригинг» [8]. Для этих методов ковариация часто определяется как функция угла θ между двумя векторами от центра сферы до точек x (наблюдаемая) и x' (прогнозируемая). Однако для эффективной работы `eddy_correct` необходимо соблюдать следующие требования к изображениям: для значения $b=1500$ с/мм² число направлений должно быть 10-15, для $b=3000$ с/мм² – 30-40. Другой алгоритм `eddy` [9] состоит из двух блоков: 1. прогнозирование того, как «должен выглядеть» каждый объем, взвешенный по диффузии; 2. сравнение прогноза с наблюдаемыми данными. Прогноз рассчитывается с использованием Гауссовского процесса, для которого гиперпараметры оцениваются (например, методом максимального правдоподобия или перекрестной проверкой) непосредственно на основе данных. Наблюдаемая разница между предсказанием и наблюдением моделируется как линейная комбинация частных производных прогнозируемых данных относительно параметров, определяющих поле, индуцированное вихревыми токами и движением объекта. Однако алгоритм `eddy` также имеет ряд недостатков и ограничений, а именно: возможность коррекции только определённых типов искажений и моделей диффузии, неточности при наложении нескольких факторов, например проблема взаимоотношения внерезонансного поля, вызванного магнитной восприимчивостью, и одновременного движения объекта исследования.

Необходимо понимать, что искажения не только увеличивают вариабельность измерений МРТ, но также, что наиболее важно, могут внести предвзятость, которая потенциально приведёт к ложноположительным заключениям. Программные методики обладают рядом преимуществ с точки зрения рутинной работы. Однако, несмотря на их многообразие, в клинической практике всё ещё остается актуальной задача разработки и имплементации инструментов, не требующих сбора дополнительных данных.

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

Литература

1. Leemans. Modeling and Processing of Diffusion Tensor Magnetic Resonance Images for Improved Analysis of Brain Connectivity. PhD thesis. University of Antwerp, Antwerpen, 2006.
2. L.R. Frank. Characterization of anisotropy in high angular resolution diffusion-weighted MRI. *Magn Reson Med* 47: 1083 – 1099, 2002.
3. J. Finsterbusch. Eddy-current compensated diffusion weighting with a single refocusing RF pulse. *Magn. Reson. Med.*, 61 (3): 748-754, 2009.
4. Alexander, J. Tsuruda, D.Parker. Elimination of eddy current artifacts in diffusion-weighted echo-planar images: the use of bipolar gradients. *Magn. Reson. Med.*, 38 (6): 1016-1021, 1997.
5. F. Maes, A. Collignon, D. Vandermeulen et al. Multimodality image registration by maximization of mutual information. *IEEE Trans Med Imaging*, 16: 187 – 198, 1997.
6. N. Bodammer, J. Kaufmann, M. Kanowski et al. Eddy current correction in diffusion-weighted imaging using pairs of images acquired with opposite diffusion gradient polarity. *Magn. Reson. Med.* 51(1): 188-193, 2004.
7. L.R. Jesper Andersson, N. Stamatios Sotiropoulos. Non-parametric representation and prediction of single- and multi-shell diffusion-weighted MRI data using Gaussian processes. *Neuroimage*, 122: 166-176, 2015.
8. H. Wackernagel. *Multivariate geostatistics: An Introduction with Applications*. 3rd Edition, Springer, New York, 2003.
9. L.R. Jesper Andersson, N. Stamatios Sotiropoulos. An integrated approach to correction for off-resonance effects and subject movement in diffusion MR imaging. *Neuroimage*, 125: 1063-1078, 2016.

КОМПОЗИТНАЯ ДОЗИМЕТРИЧЕСКАЯ ВЕРИФИКАЦИЯ ЛЕЧЕБНЫХ ПЛАНОВ С МОДУЛЯЦИЕЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

Ст. мед физик *Логинава А.А.* (НМИЦ детской гематологии, онкологии и иммунологии им. Д. Рогачева, Москва, Россия), доц. *Варзарь С.М.*
проф. *Черняев А.П.*

Современные подходы к лучевой терапии включают использование пучков фотонов высоких энергий модулированной интенсивности. Их применение позволяет существенно повысить конформность обучения мишени при уменьшении дозы в органах риска.

Частным случаем модуляции интенсивности является технология VMAT (Volumetric Modulated Arc Therapy) при использовании которой динамическое движение мультилепесткового коллиматора сочетается с вращением гантри медицинского линейного ускорителя вокруг облучаемого объекта и постоянно изменяемой мощностью подводимой

дозы. Полученные распределения дозы в случае применения технологии VMAT может иметь сложную гетерогенную форму, что вызвано использованием суперпозиции малых полей сложной формы, подводимых с различных направлений гантри. При этом важное значение имеет обеспечение гарантии качества процедуры облучения, в частности индивидуальная проверка планов лучевой терапии, призванная идентифицировать различия между расчетной и доставляемой дозой.

В данной работе для верификации VMAT планов применен композитный метод, когда распределение дозы получено при полном соблюдении условий облучения пациента. Лечебный план, содержащий полную информацию о последовательности движения лепестков МЛК, как функции движения гантри и количества отпускаемых мониторинговых единиц, пересчитывается в геометрии фантома из твердой воды MultiCube (IBA), скомбинированного с массивом детекторов MatriXX и затем реализуется. Массив детекторов MatriXX состоит из вентилируемых 1020 ионизационных камер. Затем измеренное распределение дозы сравнивается с расчетным распределением дозы, соответствующим плоскости, в которой расположены детекторы.

Распределение дозы представляет собой двумерный массив точек, каждая из которых обладает определенным пространственным положением и значением дозы. В данной работе для сравнения двух распределений дозы, а именно запланированного и измеренного, был использован метод Гамма (γ)-анализа учитывающий как дозиметрические, так и пространственные неопределенности [1, 2]. Чтобы вычислить значение γ , соответствующее определенной точке измерения r_m , необходимо определить различие между измеренной D_m и расчетной дозой D_c :

$$\delta(r_m, r_c) = D_m - D_c \quad (1)$$

А также расстояние r до ближайшей точки r_m , измерение в которой совпадает с расчетной дозой r_c :

$$r(r_m, r_c) = |r_m - r_c| \quad (2)$$

Тогда γ для точки измерений r_m рассчитывается следующим образом:

$$\gamma(r_m) = \min\{\Gamma(r_m, r_c)\} \cdot v(r_c), \quad (3)$$

где:

Δd_m – заданный критерий допуска по расстоянию между точками с одинаковым значением дозы,

ΔD_m – заданный критерий допуска по значению дозы.

Будет ли рассматриваемая точка удовлетворять критерию, зависит от значения $\gamma(r_m)$:

$\gamma(G_m) \leq 1$ – удовлетворяет;

$\gamma(G_m) > 1$ – не удовлетворяет.

Значение Гамма вычислено для всех точек в области интереса. Процент точек, удовлетворяющий заданным критериям, определяет результат дозиметрической проверки лечебных планов. План считался приемлемым в том случае, если как минимум 95% всех точек удовлетворяли Гамма критерию 3% 2mm, то есть $\Delta D_m=3\%$, $\Delta d_m=2\text{mm}$.

Референсное распределение дозы для соответствующей геометрии было получено с помощью расчета в системе планирования Monaco 5.10 (Elekta), алгоритм расчета X-ray Voxel Monte Carlo (XVMC), статистическая неопределенность 1%, размер расчетного вокселя 2mm.

При проведении измерений принимались в расчет факторы коррекции угловой чувствительности детекторного массива MatriXX. С этой целью в работе исследовалась угловая чувствительность детекторного массива MatriXX, созданы наборы поправочных коэффициентов угловой чувствительности, как функции угла гантри ускорителя. Применение разработанных факторов коррекции, учитывающих угловую чувствительность детекторов позволило повысить точность измерений и тем самым получить лучшие результаты дозиметрической проверки планов, по сравнению с измерениями, где угловая чувствительность детекторов не принималась в расчет.

Всего было проанализировано 63 плана лучевой терапии с модуляцией интенсивности. По результатам верификации, измеренные распределения дозы хорошо согласуются со значениями, вычисленными при планировании. 96,8% лечебных планов удовлетворяли выбранному Гамма критерию. В случае отрицательного результата планы отправлялись на повторную оптимизацию и дозиметрическую верификацию. Результат зависел от степени модуляции планов и в среднем, для 63 проанализированных планов процент точек, удовлетворяющих гамма критерию 3%, 2 мм, составлял $97,4 \pm 2,2\%$. Используемый в данной работе метод композитной верификации планов позволяет максимально приблизить условия измерений к реальным условиям облучения пациента, включая взаимную согласованность вращения гантри и движения лепестков коллиматора. Полученные результаты используются при проведении процедур гарантии качества и принятии решения о допущении лечебных планов к практической реализации.

Литература

1. Daniel A. Low, William B. Harms, Sasa Mutic, James A. Purdy // A technique for the quantitative evaluation of dose distributions, Med. Phys. 1998. **25**, P. 656-661p.
2. Miften, Moyed; Olch, Arthur; Mihailidis, Dimitris et al. // Tolerance limits and methodologies for IMRT measurement-based verification QA: Recommendations of AAPM Task Group No. 218. 2018. Med. Phys. 45 (4)

НЕИНВАЗИВНЫЙ МЕТОД КОЛИЧЕСТВЕННОЙ ОЦЕНКИ РАДИАЦИОННО-ИНДУЦИРОВАННОГО ВОСПАЛЕНИЯ НА ОСНОВЕ ОПТИЧЕСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ IN VIVO

М. н. с. *Разницына И.А.* (ГБУЗ МО МОНИКИ им. М. Ф. Владимирского),
в. н. с. *Лебеденко И.М.* (ФГБУ "НМИЦ онкологии им. Н. Н. Блохина"), зав.
лаб. *Рогаткин Д.А.* (ГБУЗ МО МОНИКИ им. М. Ф. Владимирского)

Острое локальное воспаление – быстро развивающаяся местная реакция биологических тканей на действие повреждающих агентов различной природы. В медицине воспаление является одним из наиболее распространенных типовых патологических процессов, который сопровождает течение многих заболеваний. Локальное воспаление кожи и мягких тканей часто возникает при лучевой терапии в результате действия ионизирующего излучения. При этом известна стимулирующая роль воспаления в патогенезе опухолевого роста [1]. Поэтому оценка интенсивности радиационно-индуцированного воспаления важна при анализе побочных эффектов, осложнений терапии и при определении дальнейшей тактики лечения.

Доступных и широко распространенных в клинике инструментов для количественной неинвазивной или малоинвазивной оценки острого локального воспаления на сегодняшний день нет, потому разработка таких технологий является одной из наиболее актуальных задач современных медицины и медицинской физики.

Лазерная флуоресцентная спектроскопия (ЛФС) *in vivo* - один из перспективных неинвазивных методов анализа состояния биотканей. Метод основан на регистрации спектров эндогенной или экзогенной флуоресценции с поверхности биоткани после ее освещения маломощным лазерным источником света. ЛФС *in vivo* с фотосенсибилизаторами (ФС), избирательно накапливающимися в злокачественных новообразованиях, часто используется как метод навигации в хирургии опухолей. ЛФС также может быть использован в диагностике острого локального воспаления, что объясняется механизмами накопления ФС [2], подтверждается литературными данными о неспецифическом накоплении ФС [3] и результатами проведенных нами исследований [4].

Отсутствие единых диагностических критериев состояния биоткани для ЛФС *in vivo*, которое не позволяет внедрить технологию в практику клинических учреждений, связано с трудностями в интерпретации данных ЛФС и с отсутствием метрологических средств для обеспечения единства измерения. На зарегистрированные спектры флуоресценции помимо технических характеристик устройства большое влияние оказывают поглощающие и рассеивающие свойства биоткани в диагностическом объеме. Аналитические подходы для коррекции спектров флуоресценции

с учетом кровенаполнения, которое, в основном, и определяет вариабельность поглощающих свойств биоткани, известны [5], но не лишены недостатков, потому практически не применяются.

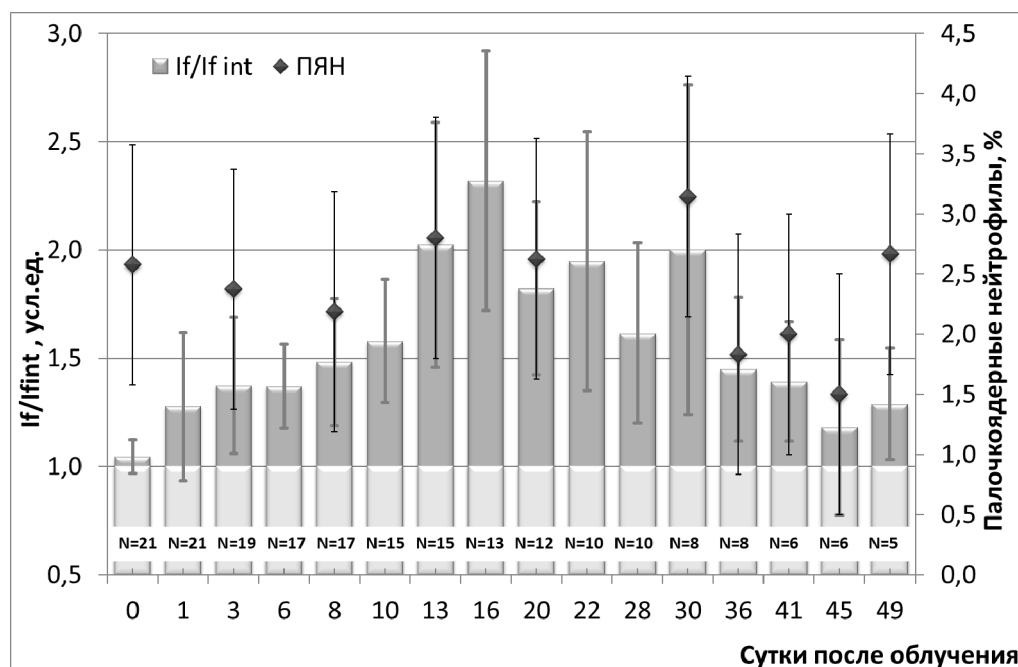


Рис. 1. Динамика $I_f/I_{f\ int}$ и содержание ПЯН в крови животных. N – число испытуемых животных в каждой точке, указаны 95% доверительные интервалы.

В работе представлены результаты экспериментальных исследований экзогенной флуоресценции мягких тканей задних конечностей лабораторных мышей (N=21), подверженных локальному облучению рентгеновским излучением (доза 25 Гр). Спектры флуоресценции фотосенсибилизатора «Фотосенс» регистрировались с поверхности облученных и интактных контралатеральных тканей. Показано, что изменение отношения зарегистрированных интенсивностей флуоресценции поврежденных I_f и интактных $I_{f\ int}$ тканей в ходе эксперимента описывает динамику интенсивности воспалительных процессов, которая определялась по величине сдвига лейкограммы влево (увеличению относительного числа палочко-ядерных нейтрофилов (ПЯН) в крови животных) (Рис.1). По результатам гистологического исследования было установлено, что увеличение I_f в 1,5 и более раз по сравнению с $I_{f\ int}$ соответствует выраженному воспалительному ответу. Данное исследование подтверждает применимость ЛФС для количественной и неинвазивной диагностики *in vivo* острого локального радиационно-индуцированного воспаления.

Также представлен аналитический алгоритм расчета относительных концентраций флуорофоров C_f в диагностическом объеме биотканей, основанный на решении задачи распространения потоков излучения на длине

волны флюоресценции в полубесконечной мутной флюоресцирующей среде при помощи модифицированной модели Кубелки-Мунка [6]. Учитывая малые концентрации флюорофоров в биоткани, зависимость регистрируемой с поверхности биоткани I_f от C_f можно представить в виде функции [7]:

$$I_f(C_f) = \Phi_0 \cdot \varphi(\lambda_e, \lambda_f) \cdot f(r_{\infty\lambda_e}, r_{\infty\lambda_f}, V_b) \cdot C_f,$$

где Φ_0 – возбуждающий флюоресценцию поток, падающий на поверхность исследуемого объема, $\varphi(\lambda_e, \lambda_f)$ – квантовый выход флюоресценции флюорофора, $f(r_{\infty\lambda_e}, r_{\infty\lambda_f}, V_b)$ – множитель, описывающий влияние оптических свойств биоткани на формируемый сигнал флюоресценции. Значение f может быть рассчитано по измеряемым V_b – объемному кровенаполнению, коэффициентам диффузного отражения $r_{\infty\lambda_e}$ и $r_{\infty\lambda_f}$ на длинах волн возбуждения λ_e и флюоресценции λ_f соответственно, а также через известные спектры поглощения цельной крови, чистого флюорофора и другие известные табличные данные.

Для определения изменений относительных концентраций флюорофоров в биотканях, связанных с развитием воспаления, необходимо регистрировать спектры диффузного отражения с того диагностического объема, с которого был измерен сигнал флюоресценции. Для этого был разработан новый диагностический комплекс «Мультиком», объединяющий в себе принципы ЛФС *in vivo* и спектроскопию диффузного отражения. Следует отметить, что конструкционные особенности данного устройства позволяют при помощи флюоресцирующих мер проводить калибровку устройства и получать спектры флюоресценции, идентичные спектрам, регистрируемым устройствами-аналогами. Конструкция и принцип работы Мультикома подробно представлены в [8].

Таким образом, в работе представлена новая неинвазивная технология для количественной оценки активности радиационно-индуцированного воспаления *in vivo*.

Литература

1. Hanahan D., Weinberg R. A. // Cell. – 2011. – V. 144. – N. 5. – PP. 646-674.
2. Мачинская Е. А., Иванова-Радкевич В. И. // Biomedical Photonics. – 2013. – №. 4. – С. 19-23.
3. Загайнова Е. В. и др. // Вестник РОНЦ им. НН Блохина РАМН. – 2008. – Т. 19. – №. 2. – С. 28-33.
4. Петрицкая, Е. Н., Куликов, Д. А., Рогаткин, Д. А. и др. // Оптический журнал. – 2015. – Т. 82. – №. 12. – С. 41-46.
5. Kim A., Khurana M., Moriyama Y., Wilson B. C. // Journal of biomedical optics. – 2010. – V. 15. – N. 6. – P. 067006
6. Рогаткин Д. А., Смирнова О. Д. // Оптический журнал. – 2013. – V. 80. – N. 9. – PP. 54-60.
7. Разницына И. А. // Медицинская физика. – 2020. – №. 2. – С. 52-60.

8. Разницына И. А., Тарасов А. П., Рогаткин Д. А. // Приборы и техника эксперимента. – 2020. – №. 2. – С. 142-148.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДОЗЫ В КОСТНОМ ИМПЛАНТАТЕ ПРИ СТЕРИЛИЗАЦИИ ПОТОКОМ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Студ. *Хуцистова А.О.*, проф. *Розанов В.В.*,
г. н. с. *Матвейчук И.В.* (ВИЛАР), проф. *Черняев А.П.*

Актуальность проблемы совершенствования методов стерилизации биоимплантатов определяется в значительной степени высокой востребованностью биопластического материала для проведения восстановительных операций в самых разных областях практической медицины и необходимостью безусловного обеспечения безопасности реципиента при проведении корректирующих хирургических вмешательств [1,2].

В целях обеспечения максимально возможной стерильности имплантатов сегодня в тканевых банках используется большое количество различных методик, среди которых в качестве одной из самых перспективных и эффективных следует выделить радиационное облучение. Данная технология характеризуется значительным поражающим действием ионизирующего излучения на микроорганизмы. При этом обеспечивается допустимый уровень стерильности имплантата и безопасность реципиента [3].

Сложность практического решения проблемы достижения необходимой степени стерильности имплантатов связана с тем, что любое высокоэнергетическое стерилизующее воздействие способно вызвать определенные изменения свойств и характеристик биологических тканей [4-6]. Критическим параметром является величина поглощенной дозы, на возможную минимизацию которой направлены исследования и разработки последних лет [7]. При этих условиях особое значение приобретает адекватный контроль величины поглощенной дозы с использованием непосредственных измерений, расчетов и моделирования.

Данная работа посвящена моделированию процесса стерилизации биоимплантатов с помощью программного кода GEANT4. В процессе моделирования материал образца представлен кортикальной костью, с параметрами, взятыми из библиотеки GEANT4 для кортикальной кости, с варьируемыми размерами. Образец облучается пучком ускоренных электронов с энергией 1 МэВ. Расположение источника частиц также меняется. Кроме того, при моделировании процесса облучения электронным пучком следует учитывать плотность, размер и ориентацию исследуемого образца. Определяющим параметром в процессе радиационной стерилизации является величина поглощенной дозы.

Задача представленной работы – определение параметров процесса, специфичных для изучаемого объекта, и верификация условий радиационной обработки, при которых распределение дозы в образце по возможности более однородно. В результате моделирования физического эксперимента был получен массив данных значений поглощенной энергии в образце, построены гистограммы глубинного дозового распределения, а также графики глубинного распределения дозы в кости в относительных единицах.

На рис. 1 приведена расчетная зависимость изменения величины поглощенной дозы в кортикальной кости при прохождении электронов вглубь образца. Наибольшая величина поглощения энергии, а соответственно и дозы, приходится на приповерхностный слой облучаемого костного образца. В процессе моделирования облучаемым предметом является кортикальная кость в форме параллелепипеда с длинами граней 18*8*6 мм. Образцы облучаются пучком ускоренных электронов с энергией 1 МэВ. В качестве среды вокруг образца выбран воздух. Как видно из рисунка, максимальное значение поглощенной дозы соответствует глубине около 0,75 мм, а большая часть поглощенной дозы сосредоточена в приповерхностной области. При этом вид расчетной кривой совпадает с теоретическим графиком энергетического спектра электронов, что свидетельствует о правильном составлении кода.

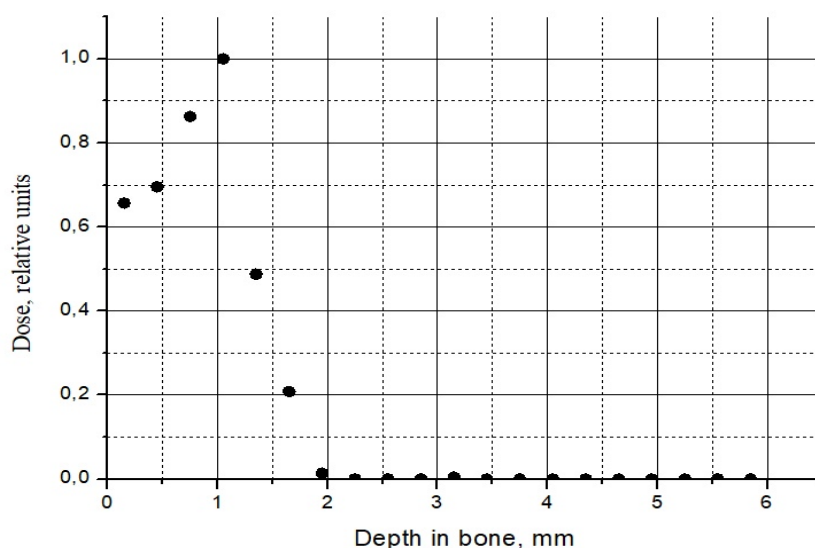


Рис. 3. Глубинное распределение величины поглощенной дозы в кости

Таким образом, результаты расчетов показывают, что моделирование методом Монте-Карло позволяет получать оценки глубинного распределения дозы в костном материале с учетом конкретных параметров процесса радиационного воздействия, а также вырабатывать конкретные рекомендации по его оптимизации.

Исследование выполнено в рамках Программы развития Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина».

Литература

1. Денисов-Никольский Ю.И., Матвейчук И.В., Розанов В.В. Сравнительная структурно-функциональная характеристика костных алло- и ксе-ноимплантатов // Технологии живых систем, 2013. Т. 10. № 8. С. 25–30.
2. Денисов-Никольский Ю.И., Матвейчук И.В., Розанов В.В. Инновационные подходы к структурно-функциональному анализу костной ткани для решения фундаментальных и прикладных задач в биоимплантологии и биоматериаловедении // Вопросы биологической, медицинской и фармацевтической химии, 2012. № 1. С. 223–228.
3. Матвейчук И.В., Розанов В.В. Современное состояние и перспективные инновационные направления развития способов стерилизации биоимплантатов // Альманах клинической медицины. 2019; 47 (7): 634–646. doi: 10.18786/2072-05052019-47-063
4. Алимов А.С., Близнюк У.А., Борщеговская П.Ю., Варзарь С.М., Еланский С.Н., Ишханов Б.С., Литвинов Ю.Ю., Матвейчук И.В., Николаева А.А., Розанов В.В., Студеникин Ф.Р., Черняев А.П., Шведун В.И., Юров Д.С. Применение пучков ускоренных электронов для радиационной обработки продуктов питания и биоматериалов. Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2017;81(6):819–23.
5. Андреева Т.М., Лекишвили М.В., Литвинов Ю.Ю., Матвейчук И.В., Николаева А.А., Розанов В.В. Инновационные подходы к стерилизации костных имплантатов. Технологии живых систем. 2015;12(4):74–6.
6. Булатов А.А., Савельев В.И., Рыков Ю.А. Комбинированный способ стерилизации костных трансплантатов (Патент РФ № 2356224, 27.05.2009)
7. Гордонова И.К., Литвинов Ю.Ю., Матвейчук И.В., Розанов В.В., Никитина З.К., Николаева А.А., Пантелеев И.В., Сидельников Н.И., Черняев А.П. Комбинированный способ стерилизации костных имплантатов // Патент РФ №2630464 от 08.09.2017 г

ОПТИМИЗАЦИЯ ТЕРМИЧЕСКОГО И РАДИАЦИОННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ПРИ РАДИОНУКЛИДНОЙ ВЕРТЕБРОПЛАСТИКЕ

Асп. *Забарянский Ю.Г.* (АО ГНЦ РФ ФЭИ), г. н. с. *Кураченко Ю.А.*
(ФГБНУ ВНИИРАЭ)

Одним из самых часто используемых методов лечения опухолей позвоночника является вертебропластика – оперативное вмешательство, при котором в поврежденный позвонок вводится костный цемент на

основе полиметилметакрилата. В течение нескольких минут после введения, костный цемент полимеризуется, при этом выделяется значительное количество тепла. Существенным недостатком вертебропластики является ее кратковременная эффективность. Можно предположить, что добавление радионуклида в состав костного цемента окажет комбинированное термическое и радиационное воздействие и значительно повысит эффективность вертебропластики.

Выбор оптимального радионуклида

Исходя из того, что радионуклид предполагается доставлять непосредственно в тело позвонка, который находится вблизи критического органа – спинного мозга, был сформулирован ряд требований к свойствам радионуклида:

- необходим преимущественно β -излучатель, допустимо относительно «мягкое» γ -излучение;
- приемлемый период полураспада;
- стабильный дочерний изотоп;
- проникающая γ -компонента радионуклида не должна создавать значимые дозы на критические органы и ткани пациента и радиохирурга.

По результатам расчетов были выбраны два радионуклида, которые удовлетворяют требованиям в наибольшей степени: ^{153}Sm и ^{188}Re .

Экспериментальное моделирование

Очевидно, что для определения эффективности радионуклидной вертебропластики необходимо знать не только распределение доз внутри позвонка, но и распределение температур.

На первом этапе были проведены измерения нестационарного поля температур при полимеризации костного цемента вне человеческого тела.

На втором этапе в изолированном человеческом позвонке создавалась цилиндрическая полость диаметром 18 мм и высотой 18 мм, которая заполнялась костным цементом. Внутри позвонка было установлено 16 термопар на различном расстоянии от цемента.

Расчетное моделирование

После эксперимента была проведена серия расчетов с помощью кодов TRAC и STAR-CD.

Сопоставление результатов расчета с экспериментальными данными, показано на рис. 1.

Ввиду того, что расчёты с полученной моделью с достаточной точностью соответствовали результатам экспериментов, было решено использовать ее для задачи, учитывающей процессы, происходящие в организме – в первую очередь, ток крови.

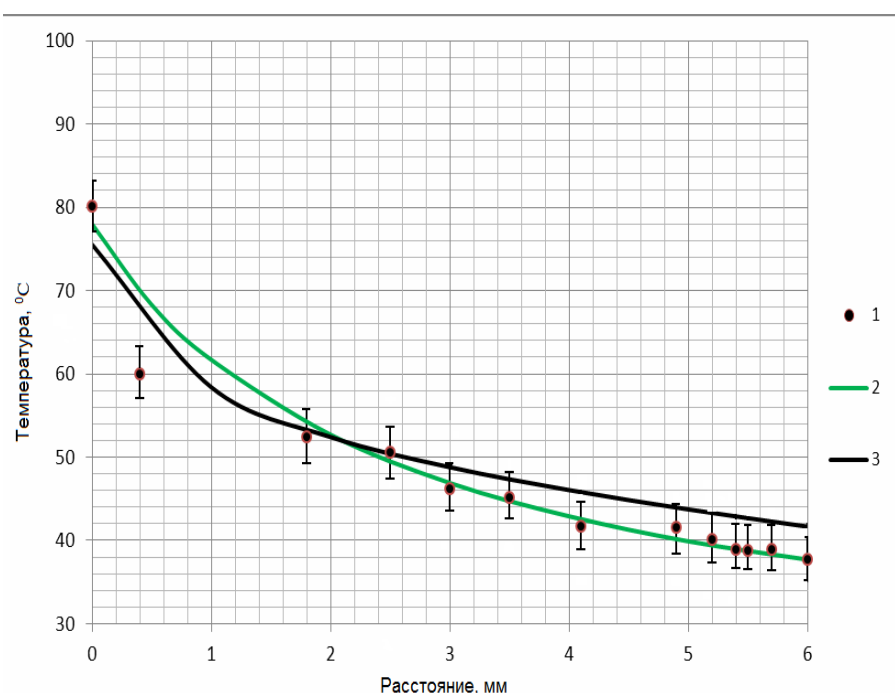


Рис. 1. Распределение максимумов температур в костной ткани тела позвонка на различном расстоянии от поверхности костного цемента:

- 1 – экспериментальные данные;
- 2 – результаты расчета с помощью кода STAR-CD;
- 3 – результаты расчета с помощью кода TRAC

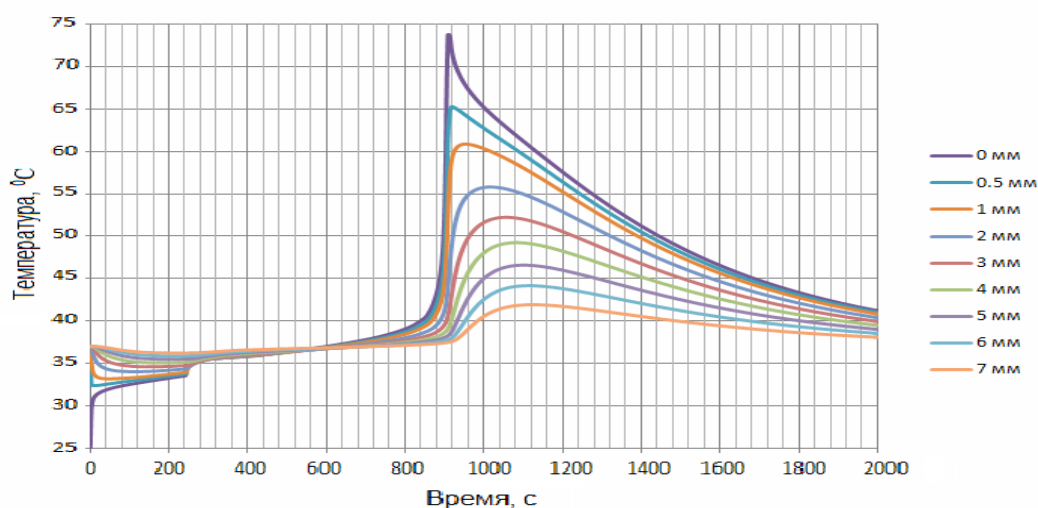


Рис. 2. Изменение температуры костной ткани позвонка в теле человека во времени в зависимости от расстояния до границы цемента.

Расчет эффектов от сочетанного термического и радиационного воздействия

На основе полученных данных по распределению доз и температур внутри позвонка была произведена оценка радиобиологических эффектов от сочетанного воздействия тепла и ионизирующего излучения.

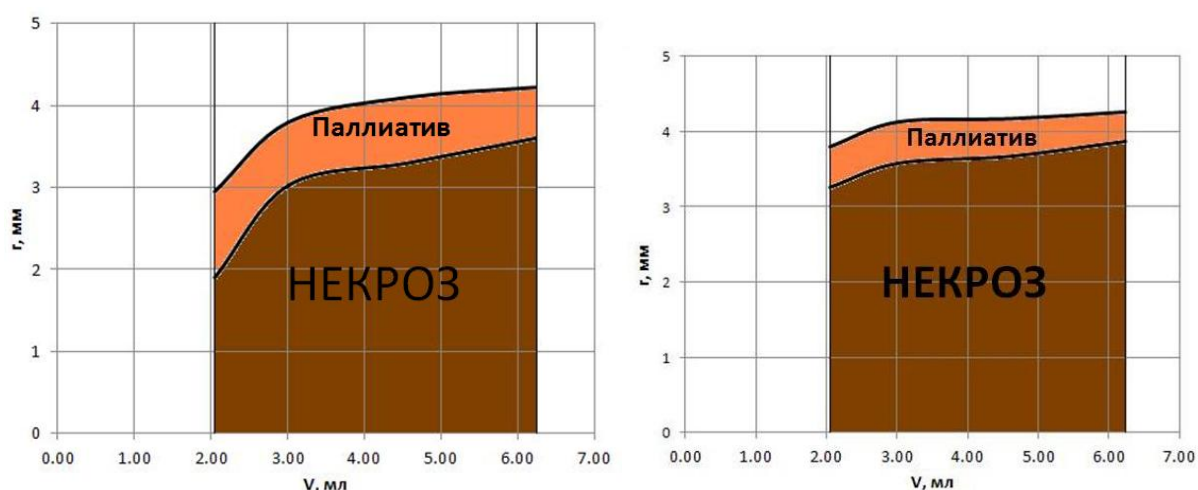


Рис. 3. Диаграмма эффектов от комбинированного терморadiационного воздействия при применении «костного цемента– ^{153}Sm и ^{188}Re .»

Для оценки эффектов была использована формула:

$$\text{КТУ} = 1 + \tau/\tau_0 * \exp(k(T-T_0))$$

где КТУ – коэффициент теплового усиления; τ – время теплового воздействия, мин; $\tau_0=5$ (мин) – минимальное время теплового воздействия, при котором проявляется гипертермия; T – температура костной ткани, $^{\circ}\text{C}$, $T_0=44.79$ и $k=0.966$ – эмпирические коэффициенты имеющие размерность температуры и T^{-1} соответственно. Данная формула применима в диапазоне $41-46$ $^{\circ}\text{C}$. КТУ – отношение доз для достижения одинакового лучевого поражения с применением гипертермии и без ее участия. По результатам расчетов были построены диаграммы эффектов в зависимости от объема введенного цемента и расстояния до его границы.

Литература

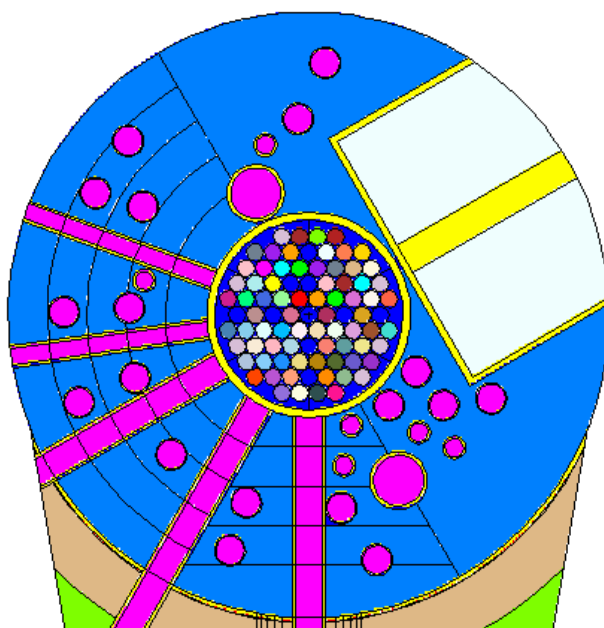
1. Мардынский Ю.С. Курпешев О.К. Локальная электромагнитная гипертермия в лечении злокачественных опухолей методическое пособие для врачей, Обнинск 2001
2. Белкина С.В., Семкина М.А., Крицкий Р.О., Петин В.Г. Математическое моделирование синергических эффектов последовательного терморadiационного воздействия на клетки млекопитающих // Радиационная биология, Радиозэкология 2010, 50, № 5, С 542-547.
3. Sapareto, S. A., & Dewey, W. C. (1984). Thermal dose determination in cancer therapy. *International Journal of Radiation Oncology*Biology*Physics*, 10(6), 787–800.
4. Дуфлот В.Р., Ермаков В.С., Клементьева О.Е., Красноперова А.С. Изучение радиофармпрепарата для лучевой терапии метастатических опухолей позвоночника (радионуклидной вертебропластики) путем доклинической оценки терапевтического потенциала // Саркомы костей, мягких тканей и опухоли кожи. 2019, Т.11, №1, с. 42-50.

СОВРЕМЕННЫЕ РАСЧЁТНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ В ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ ЗАДАЧАХ РАДИАЦИОННОЙ БИОЛОГИИ И МЕДИЦИНЫ

М.н.с. *Денисова Э. Н.* (ФГБНУ ВНИИРАЭ)
проф. *Кураченко Ю.А.* (ФГБНУ ВНИИРАЭ)

Введение

Доступные вычислительные возможности (многоядерные ПК, суперкомпьютеры, транспортные коды) позволяют рассмотреть задачу построения дозиметрических моделей комплексно, в сочетании задач моделирования предметной области (источник, облучаемый объект, окружение) и моделирования транспорта излучений. Такой подход традиционен для задач ядерной науки и техники. Опыт решения этих задач позволил создать вычислительные технологии, которые могут быть адаптированы для других областей.



В качестве примера прецизионной модели предметной области можно рассмотреть «потвэльную» модель активной зоны, отображающую в выбранной программной среде исчерпывающе точно геометрию, индивидуальное состояние топливных сборок, положение стержней системы управления и защиты и т. п.

В качестве примера прецизионной модели предметной области можно рассмотреть «потвэльную» модель активной зоны, отображающую в выбранной программной среде исчерпывающе точно геометрию, индивидуальное состояние топливных сборок, положение стержней системы управления и защиты и т. п.

Предметная область

Современные транспортные коды, позволяющие решать задачи переноса излучений, обычно обладают возможностью задания периодических структур, например, ячеек реактора.

Эта возможность открывает путь к прецизионному (воксельному) моделированию предметной области в задачах радиационной медицины и биологии.

В отличие от «традиционных» задач переноса излучений (ядерно-технические установки, защита от излучений, атмосферная оптика и т. п.) для задач переноса в биологических системах характерны относительно небольшие оптические размеры предметной области: это не десятки и сотни длин свободного пробега, как в случае защиты ядерно-технических установок, а всего лишь 5–10.

Для небольших оптических размеров весьма эффективными оказались прецизионные транспортные методики, прежде всего, метод Монте-Карло.

Реализации метода Монте-Карло (например, а) обычно имеют развитые средства конструирования и визуализации предметной области

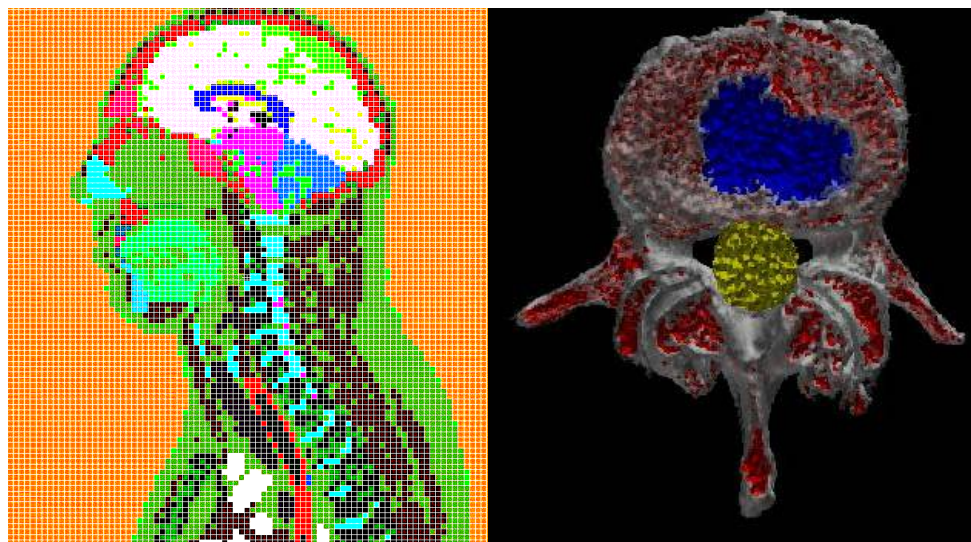
По-видимому, в настоящее время коды на основе метода Монте-Карло находятся вне конкуренции в задачах переноса излучений в биологических системах.

В развитых кодах существует возможность «автоматической» генерации регулярных структур, например, наборов однотипных ячеек (тел), имеющих одинаковые габариты, но различный материальный состав. Эти ячейки получили наименование «воксел», по аналогии с «пиксел» (англ. pixel = picture cell element). «Пиксел представляет собой неделимый 2D объект прямоугольной, обычно квадратной, или круглой формы», согласно словарям. Воксел – 3D объект, (пиксел с надстройкой) voxel = volume cell element, в просторечии «воксель», обычно прямоугольный параллелепипед.

Рентгеновский томограф получает числовое «изображение» в оттенках серого, для улучшения восприятия это изображение с помощью служебных программ «окрашивается» в «натуральные» цвета с варьируемой яркостью, чтобы передать эту информацию во входной файл программы, напр., MCNP необходимо прочесть и «расшифровать» выходной файл средства визуализации. Размеры вокселей соответствуют разрешению конкретной томограммы (0.1 см).

Для воксельного моделирования вся предметная область или её часть покрывается прямоугольной (обычно квадратной x, y) сеткой, а высота вокселя z может быть произвольной. Воксель как элемент предметной области должен быть заполнен соответствующим материалом (конкретной

биотканью, воздухом и т.п.). Для этого могут использоваться любые средства послойной визуализации (КТ, МРТ, УЗИ и др.)



Соответствующие файлы, генерируемые программным обеспечением этих средств, содержат трёхмерные массивы (x, y, z) чисел с номерами материалов заполнения, восстановленными из послойных томограмм.

Итак, в моделировании транспорта излучений в выбранных приложениях может быть достигнута, в принципе, полнота использования наших знаний, аналогично моделированию предметной области. Исключениями являются:

- задачи глубокого проникновения излучений, возникающие в проблеме адронной лучевой терапии;
- задачи транспорта в полубесконечной разреженной среде;
- кроме того, возникают технические проблемы в изготовлении прецизионного ПО для работы в интерактивном on-line режиме.

Описанный подход (равноточное моделирование предметной области и переноса излучений) был применён к широкому кругу задач радиационной и ядерной медицины. В их числе дозиметрическая поддержка лучевой терапии (дистанционной адронной и нейтронозахватной), брахитерапии простаты и печени оптимизация сценариев облучения, пред- и постоперационное обеспечение процедур радионуклидной вертебропластики адаптация реакторных каналов для задач нейтронной терапии, оптимизация источника фотонейтронов для нейтронозахватной терапии и производства радиоизотопов расчётный анализ реакторных и защитных бенчмарк-экспериментов и др.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ МЕТАБОЛИЗМА РАДИОНУКЛИДОВ В ОРГАНИЗМЕ ЖИВОТНЫХ В СЕЛЬСКОХОЗЯЙСТВЕННОЙ РАДИОЭКОЛОГИИ И СМЕЖНЫХ НАУЧНЫХ НАПРАВЛЕНИЯХ

В.н.с. *Козьмин Г.В.*, м. н. с. *Снегирев А.С.*, г. н. с. *Кураченко Ю.А.*,
м. н. с. *Басова М.А.* (ФГБНУ ВНИИ радиологии и агроэкологии)

Результаты математического моделирования процессов метаболизма радионуклидов в организме животных представляют собой важную фундаментальную компоненту научных исследований в задачах радиационной безопасности человека и природной окружающей среды, радиоэкологии и радиобиологии, ветеринарной медицины, а также в вопросах питания и пищеварения у сельскохозяйственных животных.

На рис. 1 представлен частный вариант модели применительно к задачам метаболизма ^{131}I , нашедшего широкое применение в ветеринарной медицине для диагностики ряда заболеваний животных и нарушений обмена веществ в йоддефицитных условиях, а также являющимся основным радионуклидом, вызывающем поражение щитовидной железы в период йодной опасности аварийных инцидентов реакторного происхождения.

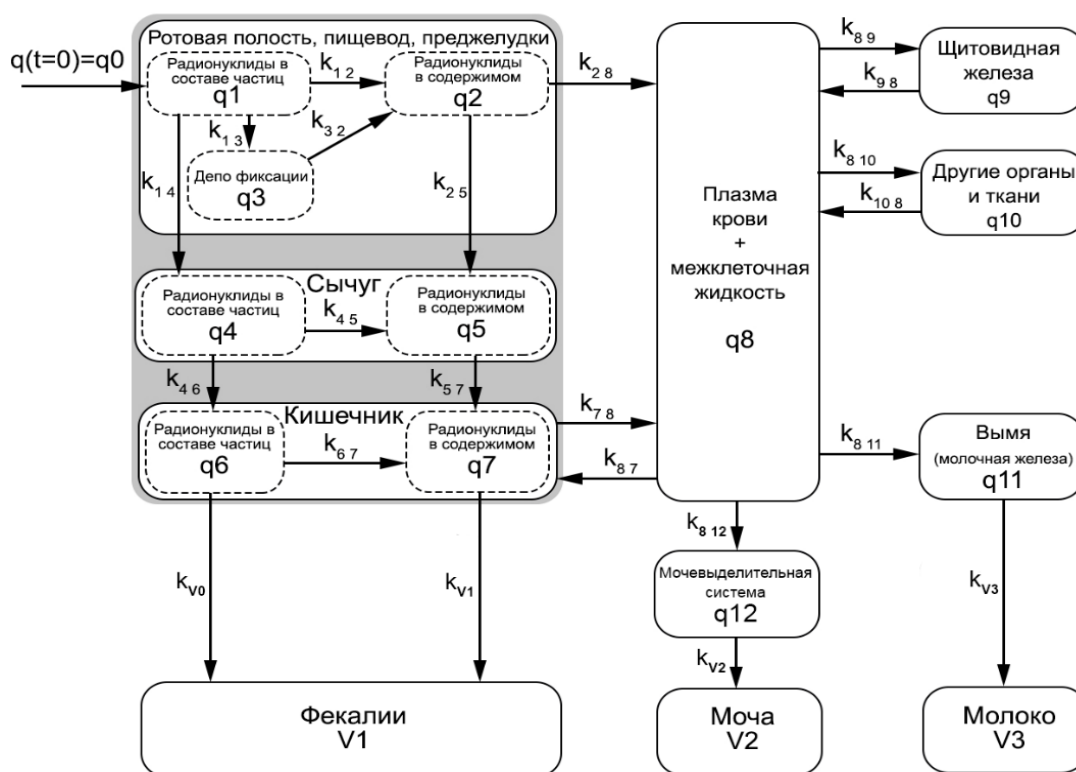


Рис. 1. Камерная модель метаболизма радионуклидов в организме дойных коров

Представленная модель была использована при определении динамики содержания ^{131}I в щитовидной железе и молоке дойных коров для сценариев поступления радионуклидов в составе твёрдых частиц (камеры q_1, q_3, q_4, q_6), в виде конденсационных растворимых форм аэральных выпадений (камеры q_2, q_5, q_7) и при парентеральном введении (камера q_8). Камера « q_9 » представляет собой щитовидную железу – гормоносинтезирующий аппарат и тиреоглобулиновое депо. Камера « q_{10} » – экстраэпителиальные ткани органического фонда и ткани неорганического фонда йода организма животных. В предложенной модели выщелачивание радионуклидов из состава частиц разного генезиса в содержимом отделов ЖКТ определяется константами скорости k_{12}, k_{32}, k_{45} и k_{67} . Биокинетические параметры для принятой модели метаболизма ^{131}I получены путём варьирования параметров по заданной сетке значений и выбора оптимальных значений на основе сопоставления расчётных и экспериментальных данных [1] с использованием статистических критериев адекватности математического моделирования.

На рис. 2 показаны зависимости динамики содержания ^{131}I в молоке и щитовидной железе, там же приведены коэффициенты детерминации (R^2), показывающие удовлетворительное согласие расчётных и экспериментальных данных.

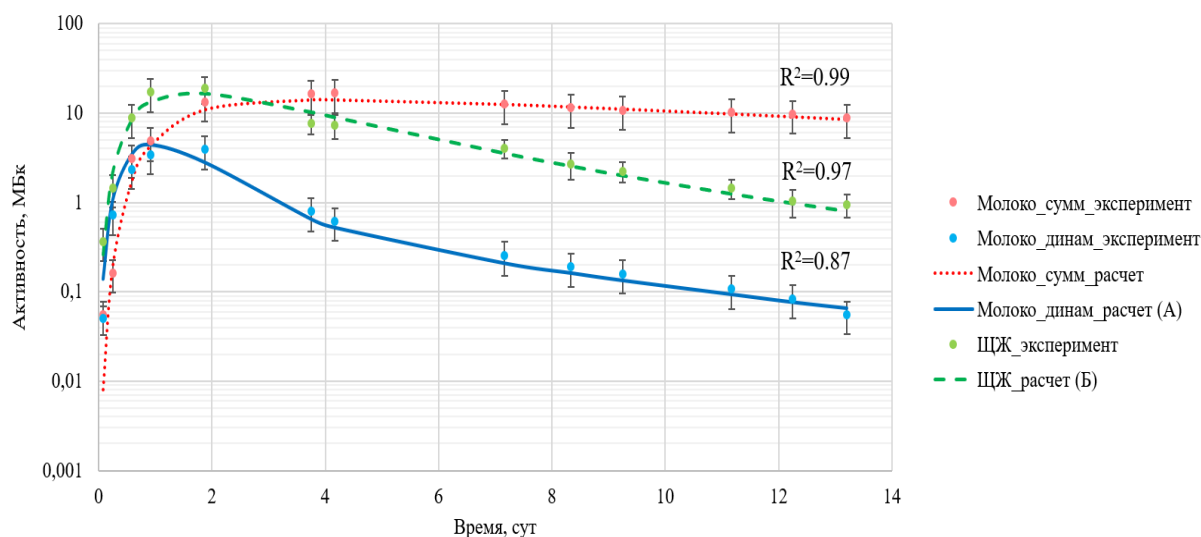


Рис. 2. Динамика содержания ^{131}I в молоке коров (А) и в щитовидной железе (Б) после однократного поступления радионуклида с кормом

Для условий пастбищного содержания животных выпас животных на загрязнённом пастбище моделировали с учётом суточной скорости поступления радиоактивных частиц в виде:

$$\frac{dq_1}{dt} = q_1(t) \cdot (-k_{12} - k_{13} - k_{14} - \lambda) + \Psi(t) \quad (1)$$

В уравнении (1) скорость поступления радиоактивных частиц в организм животных при выпасе (функция внешнего источника, Бк/сут) представлена выражением:

$$\Psi(t) = S \cdot \sigma \cdot \xi \cdot \varphi \cdot \left(A_1 \cdot e^{-\frac{0.693t}{T_{1/2}^{(1)}}} + A_2 \cdot e^{-\frac{0.693t}{T_{1/2}^{(2)}}} \right) \cdot e^{-\lambda t} \quad (2)$$

где S , м²/сут – площадь пастбища, необходимая для потребления ~ 35-50 кг травостоя одной коровой в течение суток. Величина параметра S определяется из условия: $P = S \cdot m \cdot \alpha$, где P , кг – величина среднесуточного потребления коровой пастбищной растительности; m , кг/м² – урожайность пастбища; α , отн. ед. – поедаемость пастбищной растительности (стравливание) в условиях свободного выпаса в светлое время суток животных, находящихся на стойлово-пастбищном содержании. Рекомендуемые размеры стравливания пастбищных угодий не превышают 70 %. σ , Бк/м² – плотность радиоактивного загрязнения пастбища ¹³¹I; ξ , отн. ед. – биологически доступная доля активности ¹³¹I в составе радиоактивных частиц; φ , отн. ед. – коэффициент первичного удержания радиоактивных частиц пастбищной растительностью; $T_{1/2}^{(1)}$ – период полуочищения первично задержанных радиоактивных выпадений пастбищной растительностью, доля которых в полной массе первично задержанных частиц составляет A_1 , отн.ед.; $T_{1/2}^{(2)}$ – период полуочищения первично задержанных радиоактивных выпадений пастбищной растительностью, доля которых составляет A_2 , отн.ед. ($A_1 + A_2 = 1$); λ – константа скорости радиоактивного распада ¹³¹I, сут⁻¹.

Важной, если не основной составляющей компартментальных моделей метаболизма радионуклидов, являются биокинетические параметры оценка которых возможна на основе результатов математического моделирования транспорта кормовых масс в ЖКТ моделей «накопления-выведения» органотропных радионуклидов и прогноза радиоактивного загрязнения продукции животноводства. По аналогии с разработками МКРЗ [2] моделей метаболизма радионуклидов в организме человека подобная работа целесообразна для сельскохозяйственных животных, лабораторных и референтных организмов в интересах широкого комплекса смежных научных направлений радиоэкологии, ветеринарии и радиационной безопасности.

Литература

1. Sirotkin A.N., Panchenko I.Ya., Tyumenev L.N., et al. Comparative behavior of ¹³¹I in cows at different sources of its intake. In: Biological action of external and internal sources of radiation. Moscow: Medicine; 1972. p. 72-79. Russian
2. ICRP, 2017. Occupational intakes of radionuclides: Part 3. ICRP Publication 137. Ann. ICRP 46(3/4)

МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТАБОЛИЗМА РАДИОАКТИВНОГО ЙОДА В ЩИТОВИДНОЙ ЖЕЛЕЗЕ КРУПНОГО РОГАТОГО СКОТА

Студ. *Басова М.А.* (МИФИ), проф. *Кураченко Ю.А.* доц. *Козьмин Г.В.*, м.н.с. *Денисова Э. Н.*, м.н.с. *Меджидов И. М.*(ФГБНУ ВНИИРАЭ)

Разработка дозиметрической модели щитовидной железы (ЩЖ) проводилась с использованием камерной модели метаболизма йода [1] и экспериментальных данных по облучению коров и телят йодом ^{131}I [2, 3]. Расчёт характеристик поля излучения радиойода проводился при помощи кода MCNP5 [4].

Дозиметрическая модель ЩЖ крупного рогатого скота (КРС) представлена осесимметричным телом, состоящим из девяти сегментов, получаемых осевыми и радиальными цилиндрическими сечениями. Сегменты симметрично расположены на трахее и имеют разный наружный диаметр и высоту. Они соединяются попарно, образуя четыре излучающих тела. Пятый источник имитирует перешеек. На рисунке 1 представлены участки ЩЖ, которые покрывают трахею и состоят из цилиндрических слоёв, размеры которых представлены в таблице 1.

Таблица 1. Размеры цилиндрических слоёв ЩЖ коров ($R=2.4$ см) и телят ($R=1.4$ см)

№	Размеры ЩЖ			
	Внешний радиус, см		Высота, см	
	Коровы	Телята	Коровы	Телята
1	3.15	2.15	1.50	1.50
2	3.40	2.30	2.00	2.00
3	3.55	2.40	2.20	2.20
4	3.20	2.15	1.50	1.50
5	2.70	1.65	1.00	0.50

Изотопная активность распределена равномерно по объёму ЩЖ. Для каждого из пяти сегментов модели последовательно был проведён расчёт: а) переноса β -излучения в ЩЖ, включая вторичное излучение и его дальнейший перенос с учётом генерации и транспорта тормозных, Оже-электронов и др.; б) переноса собственного γ -излучения ^{131}I с учётом генерации и транспорта рентгеновского и флуоресцентного излучений и др. Диссипация энергии учитывалась до 1 кЭв, интегральная дисперсия дозы составила <0.1 %.

Размеры и масса ЩЖ КРС были взяты из литературы [5, 6]: для коровы массой ~ 500 кг усреднённые значения составляют 20.0 см³ и 20.6 г соответственно. Для телят массой 60 кг [7] средний объём и масса ЩЖ составляют 11.6 см³ и 12.0 г. Ткань ЩЖ имеет плотность ~ 1.03 г/см³ [6].

По расчётам, вклад γ -излучения ^{131}I со всеми вторичными излучениями в общую поглощённую дозу составил $\sim 20\%$. «Коэффициент конверсии» активности ^{131}I : $\sim 4.05 \cdot 10^{-12}$ Гр/с на 1 Бк для телят и $\sim 2.34 \cdot 10^{-12}$ Гр/с на 1 Бк для коров. Доза, накопленная в ЩЖ телят, приводящая к разрушению паренхиматозной ткани, составила ~ 330 Гр. В отечественных и зарубежных литературных источниках есть информация, что разрушение структуры остатков удалённой ЩЖ радиойодом при терапии рака происходит при облучении дозой ~ 300 Гр [8].

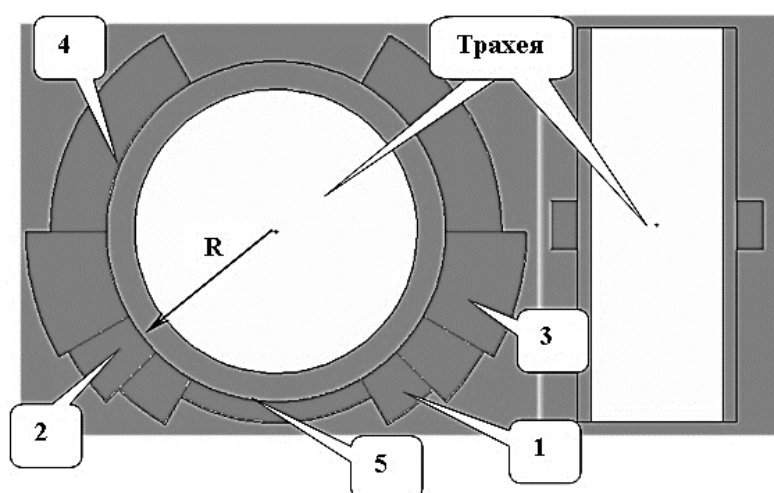


Рис. 1. Радиальное (слева) и осевое сечение расчётной модели ЩЖ (получено визуализацией входного файла кода MCNP)

Радиоактивный изотоп йода, ^{131}I , является не единственным представляющим опасность при радиационных катастрофах. С выбросами в окружающую среду попадают такие радионуклиды, как ^{132}I , ^{133}I и ^{135}I . Они поступают в организм с пищей, водой, воздухом и облучают ЩЖ, приводя к различным патологиям. Коэффициенты конверсии для четырех изотопов йода получены для взрослых коров и представлены в таблице 2.

Таблица 2. Коэффициенты конверсии для радиоактивных изотопов йода

Изотоп	Период полураспада, $T_{1/2}$, сут	Коэффициент конверсии, Гр/с на 1 Бк
^{131}I	8.02	$2.34 \cdot 10^{-12}$
^{132}I	0.0957	$6.73 \cdot 10^{-12}$
^{133}I	0.867	$4.35 \cdot 10^{-12}$
^{135}I	0.274	$9.51 \cdot 10^{-12}$

Представленный анализ формирования поглощённой дозы в организме телят позволяет оценить нижнюю границу дозы, которая вызывает разрушение паренхиматозной ткани ЩЖ, и локализованного в ней источника излучения ^{131}I . Прижизненная дозиметрия телят в области

ЩЖ показывает этот процесс: в течение суток после 11–12 дней наблюдений мощность дозы резко уменьшается более чем в 5 раз. К этому времени в ЩЖ, по нашим расчётам, накоплена доза около ~ 300 Гр. Рассчитанные в работе коэффициенты конверсии позволяют получить количественную оценку облучения ЩЖ изотопами йода, а также зависимость мощности дозы облучения от времени и вычислить среднюю дозу в ЩЖ.

Проведённые исследования дают важную информацию для оценки состояния здоровья животных в условиях радиоактивного загрязнения окружающей среды продуктами ядерного деления.

Литература

1. Снегирев А.С., Козьмин Г.В., Исамов Н.Н., Фесенко С.В. Камерная модель метаболизма радионуклидов в организме жвачных сельскохозяйственных животных // Техногенные системы и экологический риск: Тезисы докладов I Международной (XIV Региональной) научной конференции – Обнинск: НИЯУ МИФИ, 2017. С.17-19
2. Спиринов Е.В., Лазарев Н.М., Сарапульцев И.А. Формирование дозы облучения щитовидной железы телят при поступлении ^{131}I с кормом // Докл. РАСХН. – 2004. – №4. С. 54-55
3. Сироткин А.Н., Панченко И.Я., Тюменев Л.Н., Пантелеев Л.И., Николаева Е.М., Гришин А.И., Корнеев Н.А. Сравнительное поведение ^{131}I у коров при различных источниках поступления его в организм / В сб. Биологическое действие внешних и внутренних источников радиации. М: Медицина. 1972. – С. 72-77
4. Authors: X-5 Monte Carlo Team. MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5. Volume I: Overview and Theory // LA-UR-03-1987. 2003. 484 pp
5. Peksa Z., Trávníček J., Dušová H. et al. Morphological and histometric parameters of the thyroid gland in slaughter cattle // J Agrobiol. 2011. №28(1). P. 79–84
6. ICRP Publication 89. 2002 Basic anatomical and physiological data for use in radiological protection: reference values. Published by Elsevier Science Ltd. Ann. ICRP 32. 2003. 277 pp
7. Suuroja T., Järveots T., Lepp E. Age-related morphological changes of thyroid gland in calves // Veterinarija ir zootechnika. 2003. Vol.23 (45). P. 55–59
8. Гарбузов П.И., Дроздовский Б.Я., Родичев А.А. и др. Радиойодтерапия рака щитовидной железы // Практическая онкология Т. 8, No 1 – 2007

РАСЧЕТ ДОЗ В ОРГАНАХ-МИШЕНЯХ КРЫСЫ W1STAR
ПО ДАННЫМ АКТИВНОСТИ РАДИОНУКЛИДОВ
ДЛЯ ДВУХ МОДЕЛЕЙ ИСТОЧНИКОВ

Асп. Денисова Э. Н., проф. Кураченко Ю.А. доц. Козьмин Г.В.
(ФГБНУ ВНИИРАЭ)

За последние 20 лет появилось большое количество публикаций по численному моделированию внутреннего облучения радионуклидами лабораторных животных [1, 2]. Основное внимание в этих публикациях сосредоточено на создании фантомов животных, широко используемых в дозиметрических задачах. Эта деятельность получила значительное развитие с внедрением КТ-сканеров, позволившим изготавливать реалистические (воксельные или комбинированные) фантомы мелких животных с высоким разрешением [3].

Набор сканов может быть передан на вход программы расчёта транспорта излучений для оценки поглощённых доз, формируемых источником, например, в желудочно-кишечном тракте (ЖКТ), во внутренних органах, что представляет значительный интерес для нашей работы [4].

Целью настоящего исследования является оценка доз внутреннего облучения организма лабораторных животных (крысы) при пероральном поступлении радиоактивных частиц различного генезиса.

Материалы и методы. В экспериментах [5] использовались модельные оплавленные радиоактивные частицы (ОРЧ) с размерами 80-160 мкм «трехкомпонентной» (^{165}Dy , 42 %; ^{142}Pr , 45 % и ^{90}Y , 13 %) и «рениевой» (^{185}Re , 37,07 % и ^{187}Re , 62,93 %) моделей натуральных выпадения ядерного взрыва 10 ч возраста. Удельная активность частиц на время их поступления в организм животных составляла от 3.7 до 7.4 ГБк/г (100 – 200 мКи/г).

Активация нуклидов для двух моделей выполнялась посредством облучения образцов тепловыми нейтронами реактора при средней плотности потока $1.20 \cdot 10^{10}$ нейтрон/см²с. Время облучения образцов 10 ч, а длительность выдержки после облучения составляла 10 ч. В таблице 1 показаны параметры двух моделей.

По программе MCNP [6] были рассчитаны мощности дозы для внутренних органов воксельной модели для крыс Wistar различной массы (200-600 г) и результаты собраны в таблице-excel.

Результаты исследования

Оценку биокинетических параметров транспорта ОРЧ в ЖКТ животных проводили с помощью компартментального анализа экспериментально полученной динамики содержания ОРЧ в отделах пищеварительного тракта после однократного поступления радиоактивных

частиц. На рисунке 1 показана камерная модель пищеварительного тракта крысы, использованная для описания динамики содержания радиоактивных частиц в отделах ЖКТ.

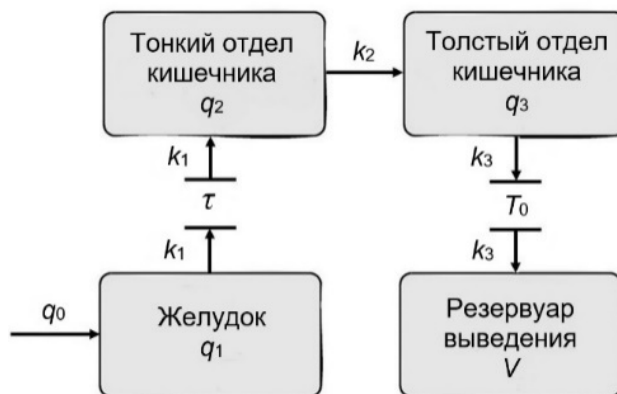


Рис. 1. Камерная модель транспорта ОРЧ в ЖКТ крысы

В модели используются следующие параметры транспорта, представленные на рис. 1:

q_0 – количество ОРЧ, однократно поступившее в организм животных (100%);

τ – время задержки выведения ОРЧ из желудка, ч;

T_0 – время задержки радиоактивных частиц в толстом отделе кишечника, ч;

q_1, q_2, q_3 – содержание ОРЧ (% от поступившего количества) в отделах ЖКТ;

V – содержание ОРЧ в резервуаре выведения (%);

k_1, k_2, k_3 – константы скорости выведения ОРЧ для каждого из отделов ЖКТ, ч⁻¹.

В соответствии с камерной моделью ЖКТ получены решения дифференциальных уравнений, характеризующие зависимости содержания ОРЧ в отделах пищеварительного тракта и резервуаре выведения рассматриваемых моногастричных животных от времени после однократного перорального поступления:

$$\left\{ \begin{array}{l} q_1(t) = q_0 \cdot e^{-k_1(t-\tau)} \\ q_2(t) = \frac{k_1 q_0 e^{-k_2(t-\tau)}}{k_1 - k_2} \left[1 - e^{-(k_1 - k_2)(t-\tau)} \right] \\ q_3(t) = k_1 k_2 q_0 \left[\frac{e^{-k_3(t-\tau)}}{(k_2 - k_3)(k_1 - k_3)} + \frac{1}{k_1 - k_2} \cdot \left(\frac{e^{-k_1(t-\tau)}}{k_1 - k_3} - \frac{e^{-k_2(t-\tau)}}{k_2 - k_3} \right) \right] \\ V(t) = q_0 - \frac{k_2 k_3 q_0 e^{-k_1(t-\tau)}}{(k_1 - k_2)(k_1 - k_3)} + \frac{k_1 k_3 q_0 e^{-k_2(t-\tau)}}{(k_1 - k_2)(k_2 - k_3)} - \frac{k_1 k_2 q_0 e^{-k_3(t-\tau)}}{(k_2 - k_3)(k_1 - k_3)} \end{array} \right. \quad (1)$$

Оптимальные значения констант скорости транспорта представлены в табл. 1. Там же приведены минимальные значения коэффициента детерминации (R^2) в каком-либо отделе ЖКТ (камере), полученные при компартментальном моделировании транспорта ОРЧ в ЖКТ животных и значения среднего времени пребывания (MRT) частиц в их организме.

Таблица 1

Биокинетические параметры камерной модели ЖКТ крыс и среднее время пребывания ОРЧ в организме животных

Вид животного	Биокинетические параметры модели, ч^{-1}			Коэффициент детерминации (R^2)			Среднее время пребывания ОРЧ в организме MRT, ч
	k_1	k_2	k_3	Желудок	Тонкий кишечник	Толстый кишечник	
Крысы	0,430	0,420	0,108	0,957	0,892	0,810	8,4

Литература

1. M. G. Stabin et al. Voxel-Based Mouse and Rat Models for Internal Dose Calculations // J Nucl Med April 2006 vol. 47 no. 4 655-659
2. G.D. Qualls et. al. A Rat Body Phantom for Radiation Analysis // NASA/TP-2010-216212
3. E. Larsson et. al. Monte Carlo calculations of absorbed doses in tumours using a modified MOBY mouse phantom for pre-clinical dosimetry studies. Acta oncologica (Stockholm, Sweden) August 2011 DOI: 10.3109/0284186X.2011.582517UDC 539.1.047; 519.245
4. Yu.A. Kurachenko, N.I. Sanzharova, G.V. Kozmin et al. Cattle's Thyroid Dose Estimation with Compartmental Model of Iodine Metabolism and Monte Carlo Transport Technique // Medical Radiology and Radiation Safety. 2018. V. 63. № 5. P. 48-54
5. Пантелеев, Л.И. Теоретические и экспериментальные разработки дозиметрических моделей сельскохозяйственных объектов при радиоактивном загрязнении территорий / Пантелеев Л.И., Анненков Б.Н., Сарапульцев И.А., Козьмин Г.В. и др. // Обнинск: ВНИИРАЭ. 1981, Том 2, – 180 с.
6. Authors: X-5 Monte Carlo Team. MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5. Volume I: Overview and Theory // LA-UR-03-1987. 2003. 484 p.

Подсекция:
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ
ФИЗИКА

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

ПОСТРОЕНИЕ ПОЛНОСТЬЮ ПЕРЕПУТАННЫХ ПОДПРОСТРАНСТВ
ГИЛЬБЕРТОВА ПРОСТРАНСТВА МНОГОЧАСТИЧНЫХ КВАНТОВЫХ
СОСТОЯНИЙ И СООТВЕТСТВУЮЩИЕ ОЦЕНКИ
ДЛЯ МЕР ЗАПУТАННОСТИ

Н.с. Антипин К. В.

Квантовая запутанность является одним из центральных объектов изучения в теории квантовой информации. Впервые это явление было описано в работах Эйнштейна, Подольского, Розена [1] и Шредингера [2] как некий странный феномен, ставящий под сомнение полноту квантовой теории. Это положило начало множеству дискуссий, а также различным проверкам теории на прочность. Более чем полвека спустя пришла идея о том, что квантовую запутанность можно использовать как ресурс для передачи, обработки и хранения информации. В настоящее время запутанность как ресурс является центральной концепцией в квантовой теории информации, позволившей, к примеру, разработать протоколы квантовой криптографии [3], квантовой телепортации [4], квантовых вычислений, целиком основанных на процедуре измерения (measurement based quantum computation) [5].

Важный вопрос как в теории, так и в эксперименте - определить, является ли данная квантовая система запутанной или сепарабельной. В общем случае смешанного состояния системы решить эту задачу довольно сложно даже для двух частиц, и не существует какого-либо универсального эффективного алгоритма для обнаружения запутанности. Многие исследования в квантовой теории информации были направлены на разработку критериев, в отдельных случаях позволяющих установить наличие квантовой запутанности в смешанном состоянии системы. Одним из первых важных результатов в этом направлении стал критерий Переса-Городецкого [6], который в значительной степени способствовал дальнейшему развитию теории запутанности. В то же время много внимания уделялось нахождению различных мер запутанности. Меры запутанности - величины, зависящие от квантового состояния системы и позволяющие количественно оценить содержащуюся в состоянии запутанность как ресурс для выполнения задач квантовых коммуникаций и вычислений. Примеры часто используемых мер - квантовая согласованность (concurrence) [7] и негативность (negativity) [8].

Из-за сложности расчета точных значений мер запутанности большое значение приобретают различные неравенства, нижние и верхние оценки для этих величин. Так, в работе [9] автором доклада были получены нижние оценки для квантовой согласованности и негативности двухчастичного смешанного состояния, устанавливающие связь этих мер с оператором проектирования на подпространство гильбертова

пространства, полностью состоящее из перепутанных векторов состояний. В связи с этими результатами возникает задача построения примеров таких полностью перепутанных подпространств.

Данный доклад основан на работе, посвященной методам построения полностью перепутанных подпространств с помощью квантовых каналов с определенными свойствами, а также дальнейшему развитию результатов работы [9] - обобщению выражений для нижних оценок мер запутанности на случай квантовой системы трех и более частиц.

Основные результаты работы:

- Разработан метод построения полностью перепутанных подпространств для трехчастичных квантовых систем из двухчастичных подпространств, основанный на применении изометрического расширения квантового канала определенного типа.
- Разработан метод получения полностью перепутанных подпространств максимальной размерности для трехчастичных квантовых систем, основанный на применении соответствия между квантовыми каналами и подпространствами.
- На многочастичный случай обобщены нижние оценки для квантовой согласованности и негативности, основанные на сравнении величины перекрытия данного состояния с подпространством с геометрической мерой запутанности этого подпространства.

Литература

1. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, "Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete?" // *Phys. Rev.* Vol. 47, p. 777 (1935).
2. E. Schroedinger, "The present status of quantum mechanics". // *Die Naturwissenschaften* Vol. 23, p. 807 (1935).
3. K. Ekert, "Quantum cryptography based on Bell's theorem". // *Phys. Rev. Lett.* Vol. 67, p. 661 (1991).
4. H. Bennett, G. Brassard, C. Crepeau, R. Jozsa, A. Peres, and W. K. Wootters, "Teleporting an unknown quantum state via dual classical and Einstein-Podolsky-Rosen channels". // *Phys. Rev. Lett.* Vol. 70, p. 1895 (1993).
5. R. Raussendorf and H. J. Briegel, "A one-way quantum computer". // *Phys. Rev. Lett.* Vol. 86, p. 5188 (2001).
6. Peres, "Separability Criterion for Density Matrices". // *Phys. Rev. Lett.* Vol. 77, p. 1413 (1996).
7. W. K. Wootters, "Entanglement of formation of an arbitrary state of two qubits". // *Phys. Rev. Lett.* Vol. 80, p. 2245 (1998).

8. G. Vidal, R. F. Werner, "A computable measure of entanglement". // Phys. Rev. A Vol. 65, p. 032314 (2002).
9. K. V. Antipin, "Lower bounds on concurrence and negativity from a trace inequality". // Mod. Phys. Lett. A Vol 35, No. 30, p. 2050254 (2020).

УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ СИСТЕМЫ ТВЕРДЫХ СФЕР В ПРИВЕДЕННОМ ВИДЕ

Проф. Николаев П.Н.

Уравнения состояния для системы твердых сфер в общем случае содержат два параметра - массу m частицы и ее диаметр σ [1-6]. Использование этих величин позволяет записать уравнения состояния в приведенном виде, где используются только безразмерные переменные. В результате получаются уравнения, которые не содержат никаких величин, характеризующих данное вещество [7,8]. Эти уравнения состояния применимы для всех веществ, свойства которых в той или иной мере могут быть аппроксимированы данными уравнениями.

Состояния двух тел, в которых они имеют, например, одинаковые приведенные давления, температуру и объем, называются соответственными состояниями [7]. При этом если две из трех величин у них одинаковы, то должны быть равны и третьи величины. Данное утверждение составляет закон соответственных состояний [7,8].

Общий закон соответственных состояний, получающийся для любых двухпараметрических уравнений состояния, вырос из закона соответственных состояний уравнения Ван-дер-Ваальса, содержащего две постоянные a и b , которые учитывают наличие собственного объема у молекул и притяжение между ними. Данного представления достаточно, чтобы описать как газ, так и жидкость, а между жидкостью и газом возможен непрерывный переход. Уравнение состояния стало генератором идей при изучении наиболее характерных состояний вещества.

Само же исходное уравнение Ван-дер-Ваальса вначале было трехпараметрическим, и, естественно, закона соответственных состояний не предполагало. Но после появления представления о классическом идеальном газе и потребности в согласовании уравнения с этим предельным значением, один из параметров был заменен на универсальную газовую постоянную.

В дальнейшем было открыто много других требований, которым должны были удовлетворять уравнения состояния. Стало понятно, что при

небольшом числе постоянных всем им удовлетворить нельзя. В результате возникла теория термодинамического подобия, которая предполагает наличие уравнения состояния, записанного в безразмерном виде, а также содержит целый ряд безразмерных параметров, играющих роль определяющих критериев в общей теории подобия. Каждой совокупности параметров соответствует группа термодинамически подобных веществ [8]. В настоящей работе мы рассматриваем систему твердых сфер, для которой получим уравнения состояния в приведенном виде.

Для классической области задача построения уравнений состояния решена с хорошей степенью точности, включая проблему локализации фазового перехода, а также описания поведения системы в метастабильной области. При этом существенным является параметр σ , а параметр m определяет лишь аддитивные постоянные. Особое внимание обращается на тот факт, что энтропия в этом случае не зависит от температуры, а теплоемкость при постоянном объеме совпадает с теплоемкостью идеального газа, давление системы пропорционально температуре, как и внутренняя энергия системы.

Но здесь есть много особенностей, на которые следует также обратить внимание. В первую очередь на те, которые выяснились после вычисления вириальных коэффициентов высоких порядков с хорошей степенью точности. В результате оказалось, что связь между теплоемкостью при постоянном давлении и постоянном объеме не совпадает в трехмерном случае с соотношением для идеального газа, к чему приводит, например, отталкивающая часть уравнения Ван-дер-Ваальса.

В качестве параметров, определяющих форму приведенного уравнения состояния, мы будем использовать $\varepsilon_0 = \frac{h^2}{2\pi m \sigma^2} = \frac{2\pi \hbar^2}{m \sigma^2}$, имеющую размерность энергии, а также v_0 - объем, приходящийся на одну частицу при плотной упаковке. В результате в приведенном уравнении состояния температура $\theta = kT$ (T - абсолютная температура, k - постоянная Больцмана) перейдет в безразмерную переменную $\mu = \theta/\varepsilon_0$, а плотность числа частиц $\rho = N/V$ (N - число частиц в системе, V - объем системы) - в безразмерную плотность $y = v_0 \rho$.

При рассмотрении системы твердых тел часто используется тепловая длина волны де Бройля $\lambda = \frac{h}{\sqrt{2\pi m \theta}}$. Она может быть выражена через σ и приведенную температуру μ : $\lambda = \sigma/\sqrt{\mu}$.

При расчетах методами машинного эксперимента для квантовых систем твердых сфер (в отличие от классических) часто используют конкретные значения для m и σ , которые выбираются совпадающими с параметрами, соответствующими гелию [9,10]. Для упорядоченной фазы используется параметр де Бура $\Lambda = \frac{h}{\sigma\sqrt{m\varepsilon}}$. Здесь ε и σ - параметры потенциала Леннард-Джонса. Сразу же следует обратить внимание, что для квантовой области система с потенциалом взаимодействия Леннард-Джонса является трехпараметрической, где в качестве параметров выступают масса частицы m , параметр потенциала взаимодействия ε , характеризующий притяжение, и параметр σ , характеризующий силы отталкивания.

Гелий является единственным веществом, которое не переходит в кристаллическое состояние даже при нулевой температуре. При этом кривая фазового перехода однородная фаза - упорядоченная фаза качественно соответствует аналогичной кривой для системы твердых сфер. Пожалуй, это главная причина, которая приводит обычно к использованию в качестве m и σ их значений для гелия при расчетах методами машинного эксперимента.

В данной работе мы используем корреляционное разложение по связным кластерам для получения уравнений состояния системы твердых сфер при произвольных параметрах, характеризующих систему [10]. Для получения наилучшего приближения описания фазовой диаграммы гелия, используем метод, предложенный Виксом, Чандлером и Андерсоном для описания жидкости. Мы выбираем параметры ε_0 и v_0 такими, чтобы наилучшим образом приблизить фазовые кривые системы твердых сфер и гелия. Именно в этом случае данная процедура приводит к искомой кривой.

Для более тяжелых квантовых газов степень компенсации квантового отталкивания силами притяжения не такая высокая. Поэтому их фазовые диаграммы имеют стандартный вид [7].

Литература

1. Fai T.G., Taylor J.M., Virga E.G., Zheng X., Palffy-Muhoray P. // J. Chem. Phys. 2021. 154. 104505.
2. Schultz A.J., Kofke D.A. // Phys. Rev. E 2014. 90. 023301.
3. Bannerman M.N., Lue L., Woodcock L.V. // J. Chem. Phys. 2010. 132. 084507.
4. Hijes P.M., Shi K., Noya E.G., Santiso K.E., Gubbins K.E., Sanz E., Vega C. // J. Chem. Phys. 2020. 153. 191102.

5. Barker J.A., Henderson D // Rev. Mod. Phys. 1976. 48. P. 587.
6. Santos A., Yuste S.B., Haro M.L. // J. Chem. Phys. 2020. 153. 120901.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. Часть 1. М.: Наука, 1976.
8. Уравнения состояния газов и жидкостей. М.: Наука, 1975.
9. Nikolaev P.N. // Moscow University Physics Bulletin 2008. 63. P. 238.
10. Nomura R., Okuda Y. // Rev. Mod. Phys. 2020. 92. 041003.

КВАНТОВАЯ ТРАКТОВКА СИНГУЛЯРНОСТЕЙ В РЕШЕНИЯХ ДЛЯ БРАН СО СКАЛЯРНЫМИ ВОЛОСАМИ

Асп. Бозуш И.А., проф. Гальцов Д.В.

Сингулярности решений в общей теории относительности можно определить различным образом. Одно из ранних определений – это подмногообразия пространства-времени, на которых инварианты кривизны обращаются в бесконечность. Подмногообразия могут быть различной размерности, например трехмерными, как сингулярность решения Шварцшильда, одномерными, как сингулярность Рейсснер-Нордстрема, и т. д. Эти подмногообразия могут быть пространственно-подобными, времени-подобными и изотропными. Более конструктивное определение сингулярностей апеллирует к невозможности продолжения в них геодезических кривых по аффинному параметру. Такое определение лежит в основе теорем о сингулярностях Пенроуза и Хокинга. Сингулярности кривизны характерны для большинства точных решений общей теории относительности, обладающих высокой симметрией, например сферической. Однако, согласно упомянутым теоремам, они не являются характерной особенностью лишь симметричных решений, но являются общей закономерностью, связанной с универсальным законом притяжения материи, удовлетворяющей энергетическим условиям, а также нелинейностью самого гравитационного поля. Сингулярности в черных дырах, скрытые за горизонтом событий, не представляют проблемы для внешнего наблюдателя, в отличие от голых сингулярностей, принципиальная возможность образования которых не исключена (в результате нарушения принципа космической цензуры), хотя часто оспаривается. Вблизи таких сингулярностей должны становиться существенными квантовые свойства как материальных полей, так и самого гравитационного поля. Первые несколько проще для анализа, и именно они рассматриваются в данной работе.

Квантовая ненаблюдаемость сингулярностей апеллирует к возможности построения в их окрестности самосопряженных расширений симметрических волновых операторов. В особенности просто это делается для статических пространств [1]. Есть два простых способа проверить существенную самосопряженность симметрических операторов. Первый состоит в вычислении индексов дефекта (фон Нейман). Во втором используется теорема Вейля. Волновой оператор не будет самосопряженным если оба локальных решения в окрестности сингулярного подмногообразия удовлетворяют критерию квадратичной интегрируемости. Действительно, в таком случае необходимо дополнительно задать выбор граничных условий, от которого будет зависеть эволюция решения. Если же лишь одно решение локально квадратично интегрируемо, эволюция волн будет однозначно определена, поэтому волновой пакет не будет чувствовать присутствия сингулярности. В этом случае в окрестности сингулярности, как правило, возникает отталкивающий барьер. Идея была сформулирована Уолдом [1] и более конкретно реализована Горовицем и Марольфом [2] для случая скалярного поля. Ее применениям были также посвящены работы [3,4]. Позднее теория была обобщена на волновые поля Максвелла и Дирака [5].

Возможность квантовой несингулярности была проверена на множестве статических и конформно-статических сингулярных решениях общей теории относительности в четырехмерном и трехмерном случаях (см. недавний обзор [6]). В настоящей работе исследуется случай сингулярных p -бран со скалярными волосами, которые недавно были построены с помощью сигма-модельного представления [7] в многомерных моделях с полями антисимметричных форм и дилатоном (в Эйнштейновском фрейме)

$$ds^2 = f_2^{\frac{4s}{d}} (-f_1^{\sigma} dt^2 + dy_1^2 + \dots + dy_{d-1}^2) + f_2^{\frac{-4d}{d}} f_1^{\frac{1-s-\sigma}{s}} (dr^2 + r^2 f_1 d\Omega_{s+1}^2),$$

$$f_2 = \frac{1 - e^{2\sigma}}{1 - e^{2\sigma} f_1^{\sigma}}, \quad f_1 = 1 - \frac{r_0^2}{r^2}, \quad \sigma = \frac{M_0}{\sqrt{M_0^2 + \Sigma_0^2}},$$

$$r_0^2 = \frac{8M_0}{\sigma(s+1)\pi^{\frac{s}{2}}\Gamma(1+\frac{s}{2})}, \quad \Delta = \alpha^2(s+d) + 2sd,$$

где M_0, Σ_0, σ – свободные параметры решения, $d\Omega_{s+1}^2$ – метрика единичной $s+1$ -сферы, d – размерность мирового объема браны, $s+2$ – размерность поперечного пространства, α – дилатонная константа связи. В случае

$c^2 < 1$ решение представляет голую сингулярность, аналогичную сингулярности решения Фишера. Иначе, для $c^2 > 1$ возникает новая сингулярность, вследствие расхождения функции f_2 . Также, решение обладает нетривиальным пределом $c^2 \rightarrow 1$, $M_0, \Sigma_0 > 0$, который включает в себя известные суперсимметричные решения теории струн при определенных значениях s, d, α .

На фоне данного класса решений было рассмотрено массивное скалярное поле $(\square - \mu^2)\phi = 0$. В силу существования векторов Киллинга на бране и сферической симметрии поперечного пространства, уравнение можно привести к обыкновенному дифференциальному уравнению второго порядка относительно координаты r с помощью подстановки $\phi = e^{i(\omega t + k r)} Y_l^K(\theta, \varphi)$, где Y_l^K – сферическая функция на $s+1$ -сфере с набором квантовых числе K и орбитальным моментом l . При проверке квадратичной интегрируемости решений, естественным выбором меры интегрирования является мера объема метрики (1). В общем не предельном случае, обе моды решения являются квадратично интегрируемы. Для предельного случая количество квадратично интегрируемых мод значительно зависит от параметра α и его соотношения со своим

критическим значением $\alpha_{\text{crit}}^2 = \frac{2s^2}{s+1}$. Поэтому, в общем случае построенные p -браны являются следует считать сингулярными относительно квантовой скалярной частицы (как массивной, так и безмассовой), и такие решения требуют дополнительного выбора граничных условий для однозначного определения эволюции квантовой частицы. Критерием выбора может служить регулярность возмущений в сингулярности [8].

Работа выполнена при поддержке научной и образовательной школы МГУ «Фундаментальные и прикладные космические исследования» и гранта РФФИ 20-52-18012 Болг_а.

Литература

1. R. M. Wald, Dynamics in nonglobally hyperbolic, static space-times, J. Math. Phys. 21 2082 (1980).
2. G. T. Horowitz and D. Marolf, Quantum probes of space-time singularities, Phys. Rev. D 52 5670 (1995).
3. Ishibashi and A. Hosoya, Who's afraid of naked singularities? Probing time-like singularities with finite energy waves, Phys. Rev. D 60104028 (1999).
4. D. A. Konkowski and T. M. Helliwell, Quantum singularity of quasiregular space-times, Gen. Rel. Grav. 33 1131 (2001).
5. T. M. Helliwell, D. A. Konkowski and V. Arndt, Quantum singularity in quasiregular space-times, as indicated by Klein-Gordon, Maxwell and Dirac fields, Gen. Rel. Grav. 35 79 (2003).

6. D. A. Konkowski and T. M. Helliwell, Quantum healing of spacetime singularities: A review *Mod.Phys.Lett. A* 33 N4, 1830002 (2018).
7. D. V. Gal'tsov, O. A. Rytchkov, Generating branes via sigma models, *Phys. Rev. D* 58 122001 (1998).
8. Sadhu and V. Suneeta, A naked singularity stable under scalar field perturbations, *Int. J. Mod. Phys.*, 22,1350015 (2013).

Подсекция:
МАТЕМАТИЧЕСКАЯ
ФИЗИКА

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

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КАК МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ НОВЫХ ПРОЦЕССОВ ФИЗИЧЕСКОЙ ХИМИИ

Проф. *Тихонов Н. А.*

Математическое моделирование является эффективным методом теоретического исследования динамических процессов физической химии. При этом часто моделирование выступает не только для количественного описания явлений, механизм которых понятен, но как инструмент, позволяющий выявить физику новых эффектов. В представленном сообщении, в качестве примера, рассмотрен такой случай - явление изотермического пересыщения в пористой среде.

Это явление заключается в том, что внутри пористой среды при ионном обмене образуется раствор концентрации существенно более высокой, чем максимальная растворимость вещества в обычных условиях, и, тем не менее, не происходит выпадения осадка внутри сорбента. Это явление имеет общий характер. В течение последних десятилетий оно наблюдается и используется в технологических процессах. В то же время, до настоящего времени остается открытым вопрос, почему происходит стабилизация пересыщенного раствора.

На основе математического моделирования нами было изучено распределение электростатического потенциала в поровом пространстве сорбента и окрестности взаимодействующих частиц, а также рассчитаны силы, приводящие к объединению и распаду частиц пересыщенной фазы раствора. Была исследована динамика объединения и распада частиц с учетом процессов диффузии.

В результате моделирования нам удалось понять и показать, что рассматриваемое явление можно объяснить не изменением термодинамических условий в порах, по сравнению с обычными условиями, а эффектом динамического равновесия между объединением частиц конденсированной фазы во внутренней части пор и их распадом вблизи поверхности зерен сорбента. Моделирование позволило провести количественную проверку предложенной гипотезы с использованием имеющихся опытных данных.

О КРИТИЧЕСКОМ ПОКАЗАТЕЛЕ «МГНОВЕННОЕ
РАЗРУШЕНИЕ/ЛОКАЛЬНАЯ РАЗРЕШИМОСТЬ» В ЗАДАЧЕ КОШИ
ДЛЯ МОДЕЛЬНОГО УРАВНЕНИЯ СОБОЛЕВСКОГО ТИПА

Доц. Панин А. А., проф. Корпусов М. О., проф. Шишков А. Е.

Рассмотрим задачу Коши, классическая постановка которой имеет вид

$$M_{x,t}(u)(x, t) = \frac{\partial}{\partial t} \Delta_2 u + \sigma_1 \Delta_2 u + \sigma_2 \frac{\partial^2 u}{\partial x_2^2} = |\nabla u|^q$$

при $x \in \mathbb{R}^2$, $t > 0$ с начальным условием $u(x, 0) = u_0(x)$. При некоторых предположениях она описывает нелинейные процессы в полупроводнике во внешнем постоянном магнитном поле с вектором индукции вдоль оси Ox_2 .

Слабую постановку этой задачи мы будем понимать в следующем смысле:

Определение. Пусть $u_0(x) \in W_{loc}^{1,q}(\mathbb{R}^2)$. Локальным слабым решением рассматриваемой задачи мы называем функцию $u(x, t) \in [L^q(0, T); W_{loc}^{1,q}(\mathbb{R}^2)]$, удовлетворяющую тождеству

$$\int_0^T \int_{\mathbb{R}^2} [(\nabla u, \nabla \varphi) - \sigma_1 (u_{x_2} \varphi_{x_2} + u_{x_2} \varphi_{x_2}) - \sigma_2 u_{x_2} \varphi_{x_2}] dx dt + \int_{\mathbb{R}^2} (\nabla u_0, \nabla \varphi(x, 0)) dx =$$

для любой функции $\varphi \in C_{x,t}^{1,2}(\mathbb{R}^2 \times [0, T])$ такой, что

$$\varphi(x, T) = 0, x \in \mathbb{R}^2; \text{supp}_x \varphi \subset O(0, R), t \in [0, T], R = R(\varphi) > 0.$$

При $1 < q \leq \frac{3}{2}$ методом нелинейной ёмкости С. И. Похожаева и Э. Митидиери нами установлено отсутствие даже локального слабого решения рассматриваемой задачи. Введём класс U , состоящий из функций $u_0 \in W^{1,q}(\mathbb{R}^2)$ таких, что $u_0 \in H^2(O(x_0, R_0))$ для некоторого шара $O(x_0, R_0) \subset \mathbb{R}^2$ и $\Delta_2 u_0 \neq 0$ на подмножестве ненулевой меры в $O(x_0, R_0)$.

Теорема 1. Пусть $u_0 \in U$, тогда при $1 < q \leq \frac{3}{2}$ не существует локального слабого решения задачи Коши ни для какого $T > 0$.

При $q > 3/2$ рассматриваемая задача разрешима по меньшей мере локально по t . Это устанавливается путём сведения рассматриваемой задачи к интегральному уравнению (с использованием функции Грина), последующим применением метода сжимающих отображений и, наконец,

доказательством гладкости полученных потенциалов (именно этот последний момент представляет наибольшую техническую трудность).

Теорема 2. Пусть $q > 3/2$. Тогда для любой функции $u_0(x) \in C^2(\mathbb{R}^3)$ такой, что

$$\|u_0(x)\| \leq \frac{D_1}{(1+|x|^2)^{\frac{1}{2}}}, \quad \left| \frac{\partial u_0(x)}{\partial x_j} \right| \leq \frac{D_2}{1+|x|^2} \quad (j = 1, 2, 3), \quad \|D_\alpha u_0(x)\| \leq \frac{D_3}{(1+|x|^2)^{\frac{\alpha}{2}}} \quad \left(\alpha > \frac{3}{2}\right),$$

существует слабое локальное решение задачи Коши в смысле вышеприведённого определения.

Отметим, что фактически доказано существование «полуклассического» решения, непрерывного по t и обладающего при каждом t непрерывными первыми производными по пространственным переменным, а затем показано, что такое решение удовлетворяет определению слабого решения. Вопрос о единственности локального слабого решения задачи при $q > 3/2$ остаётся открытым.

Более подробно представленные результаты изложены в [1].

Литература

1. М. О. Корпусов, А. А. Панин, А. Е. Шишков. О критическом показателе «мгновенное разрушение» versus «локальная разрешимость» в задаче Коши для модельного уравнения соболевского типа // Изв. РАН. Сер. матем. 85:1 (2021), 118–153; Izv. Math., 85:1 (2021), 111–144.

О ФОРМИРОВАНИИ, РАСПРОСТРАНЕНИИ И СТАБИЛИЗАЦИИ РЕШЕНИЙ С ВНУТРЕННИМ ПЕРЕХОДНЫМ СЛОЕМ В УРАВНЕНИЯХ ТИПА БЮРГЕРСА

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

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

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

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

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 .

Условия стабилизации решения вида фронта на бесконечно большом временном промежутке к решению соответствующей стационарной задачи, а также область притяжения устойчивого стационарного решения были получены ранее.

В ходе настоящего исследования показано, что формирование и стабилизация решения происходят в течении сопоставимых по величине промежутков времени. Процесс проиллюстрирован примерами численных решений.

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.

СИНГУЛЯРНО ВОЗМУЩЁННЫЕ ЗАДАЧИ С МНОГОЗОННЫМИ КОНТРАСТНЫМИ СТРУКТУРАМИ

Проф. Бутузов В.Ф.

1. Контрастные структуры типа ступеньки

Рассмотрим краевую задачу

$$\varepsilon^2 \frac{d^2 u}{dx^2} = f(u, x, \varepsilon), \quad x \in (0; 1), \quad (1)$$

$$\frac{du}{dx}(0, \varepsilon) = 0, \quad \frac{du}{dx}(1, \varepsilon) = 0, \quad (2)$$

где $\varepsilon > 0$ – малый параметр, $u(x, \varepsilon)$ – искомая скалярная функция, $f(u, x, \varepsilon)$ – достаточно гладкая функция.

Пусть выполнены следующие условия.

Условие 1. Вырожденное уравнение

$$f(u, x, 0) = 0 \quad (3)$$

имеет ровно три корня $u = \varphi_i(x)$, $i = 1, 2, 3$, причём

$$\varphi_1(x) < \varphi_2(x) < \varphi_3(x), \quad x \in [0; 1], \quad (4)$$

$$\frac{\partial f}{\partial u}(\varphi_i(x), x, 0) > 0, \quad i = 1, 3, \quad x \in [0; 1]. \quad (5)$$

В силу неравенств (5) корни $u = \varphi_1(x)$ и $u = \varphi_3(x)$ являются простыми (однократными).

Условие 2. Уравнение

$$I(x) = \int_{\varphi_1(x)}^{\varphi_3(x)} f(u, x, 0) du = 0$$

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

Теорема 1. [1]. При условиях 1, 2 для достаточно малых ε задача (1), (2) имеет решение $u(x, \varepsilon)$, удовлетворяющее предельному равенству

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} u(x, \varepsilon) = \begin{cases} \varphi_1(x), & x \in [0; x_0), \\ \varphi_2(x), & x \in (x_0; 1]. \end{cases} \quad (6)$$

Равенство (6) показывает, что в малой окрестности точки x_0 происходит быстрый переход решения $u(x, \varepsilon)$ от корня $\varphi_1(x)$ вырожденного уравнения (3) к корню $\varphi_2(x)$, образуется узкий внутренний переходный слой. Такое решение называется *контрастной структурой типа ступеньки* (КСТС).

С помощью известного алгоритма А.Б. Васильевой построено (см. [1]) асимптотическое разложение КСТС в виде суммы нескольких рядов по целым степеням ε . При этом быстрое изменение решения в переходном

слое описывается членами ряда $\sum_{i=0}^{\infty} \varepsilon^i Q_i^{(l)}(\sigma)$ слева от точки $x_* = x_0 + O(\varepsilon)$ и

членами ряда $\sum_{i=0}^{\infty} \varepsilon^i Q_i^{(r)}(\sigma)$ справа от точки x_* , где $\sigma = \frac{x - x_*}{\varepsilon}$ – внутрислойная переменная, а функции $Q_i^{(l)}(\sigma)$ имеют экспоненциальные оценки

$$|Q_i^{(l)}(\sigma)| \leq c \exp(k\sigma), \sigma \leq 0; \quad |Q_i^{(r)}(\sigma)| \leq c \exp(-k\sigma), \sigma \geq 0. \quad (7)$$

c и k – положительные числа, не зависящие от ε .

Можно сказать, что при условиях 1 и 2 внутренний переходный слой слева и справа от точки x_* является однозонным с экспоненциальным убыванием функций переходного слоя $Q_i^{(l)}(\sigma)$ во всей зоне.

В работе [2] задача (1), (2) исследована в том случае, когда

$$f(u, x, \varepsilon) = (u - \varphi_1(x))^2 (u - \varphi_2(x)) (u - \varphi_3(x)) - \varepsilon f_1(u, x, \varepsilon).$$

В этом случае корни $\varphi_1(x)$ и $\varphi_2(x)$ вырожденного уравнения (3) – простые, а корень $\varphi_3(x)$ – двукратный. Пусть эти корни удовлетворяют условию (4), пусть выполнено условие 2 и справедливо неравенство $f_1(\varphi_1(x), x, 0) > 0$, $x \in [0; 1]$. В [2] доказано, что при этих условиях в задаче (1), (2) существует КСТС, удовлетворяющая предельному равенству (6), и построено асимптотическое разложение этой КСТС, причём как само разложение, так и алгоритм его построения существенно отличаются на отрезке $[0, x_*]$, где $x_* = x_0 + O(\sqrt{\varepsilon})$, от разложения и алгоритма его построения в случае, когда оба корня $\varphi_1(x)$ и $\varphi_2(x)$ – простые. На этом отрезке разложение решения ведётся теперь по дробным (а не по целым) степеням ε , а переходный слой слева от точки x_* оказывается трёхзонным с

различным характером быстрого изменения функций $Q_i^{(2)}(\sigma)$ и различными масштабами внутрислойных переменных в разных зонах. Эталонной (оценочной) функцией для функций $Q_i^{(2)}(\sigma)$ выступает теперь не $\exp(k\sigma)$, как в (7), а функция

$$Q_{\pm}(\sigma) = \sqrt{\varepsilon} \exp\left(\frac{1}{\varepsilon^2} k\sigma\right) \left[1 + \varepsilon^{\frac{1}{2}} - \exp\left(\frac{1}{\varepsilon^2} k\sigma\right)\right]^{-2}, \quad \sigma \leq 0,$$

отражающая трёхзонность переходного слоя слева от точки x_* .

Справа от точки x_* переходный слой такой же однозонный, как и в случае теоремы 1.

Таким образом, в целом переходный слой в данном случае является четырёхзонным, а если корень $\varphi_2(x)$ будет двукратным, как и корень $\varphi_1(x)$, то переходный слой станет шестизонным.

В последнее время проведены исследования многозонных КСТС в краевых задачах для системы уравнений вида

$$\varepsilon^2 \frac{d^2 u}{dx^2} = F(u, v, x, \varepsilon), \quad \varepsilon \frac{d^2 v}{dx^2} = f(u, v, x, \varepsilon), \quad x \in (0; 1) \quad (8)$$

в случае кратных корней соответствующей вырожденной системы уравнений (статья [3] принята к печати), а также в краевых задачах для стационарной частично диссипативной системы уравнений [4]

$$\varepsilon^2 \left(\frac{d^2 u}{dx^2} - w(x) \frac{du}{dx} \right) = F(u, v, x, \varepsilon), \quad \varepsilon^2 \frac{dv}{dx} = f(u, v, x, \varepsilon), \quad x \in (0; 1). \quad (9)$$

2. Контрастные структуры типа всплеска

Пусть функция $f(u, x, \varepsilon)$ в уравнении (1) имеет вид

$$f(u, x, \varepsilon) = (u - \varphi(x))^2 (\psi(x) - u) - \varepsilon f_1(u, x, \varepsilon)$$

причём

$$\varphi(x) < \psi(x), \quad x \in [0; 1]; \quad f_1(\varphi(x), x, 0) > 0, \quad x \in [0; 1].$$

и пусть уравнение

$$a'(x) = 0, \quad \text{где } a(x) = \psi(x) - \varphi(x).$$

имеет корень $x = x_0$, причём $a'(x_0) \neq 0$.

В [5] доказано, что в этом случае для достаточно малых ε задача (1), (2) имеет решение $u(x, \varepsilon)$, удовлетворяющее предельному равенству

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} u(x, \varepsilon) = \begin{cases} \varphi(x), & x \in [0; 1], \quad x \neq x_0, \\ \varphi(x_0) + \frac{4}{3} a(x_0), & x = x_0. \end{cases} \quad (10)$$

Такое решение называется *контрастной структурой типа всплеска* (КСТВ). Из равенства (10) следует, что при малых ε в малой окрестности точки x_0 происходит «всплеск решения». На основе алгоритма, развитого для сингулярно возмущённых задач с кратным корнем вырожденного уравнения, в [5] построена асимптотика КСТВ, которая показывает, что всплеск имеет шестизонный характер.

На повестке дня – исследование КСТВ в краевых задачах для систем уравнений (8) и (9).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант 19-01-00327.

Литература

- Васильева А.Б., Бутузов В.Ф. Асимптотические методы в теории сингулярных возмущений. М.: Высшая школа, 1990, 208 с.
- Бутузов В.Ф. Сингулярно возмущённая краевая задача с многозонным внутренним переходным слоем// Моделирование и анализ информационных систем. 2015. Т. 22. №1. С. 5-22.
- Бутузов В.Ф., Симаков Р.Е. Асимптотика решения сингулярно возмущённой системы уравнений с многозонным внутренним слоем// Дифференц. уравнения. 2021. Т. 57.
- Бутузов В.Ф. Асимптотика контрастной структуры типа ступеньки в стационарной частично диссипативной системе уравнений// Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 2021. Т. 61. №1. С. 57-84.
- Бутузов В.Ф. Асимптотика контрастной структуры типа всплеска в задаче с кратным корнем вырожденного уравнения// Дифференц. уравнения. 2019. Т. 55. №6. С. 774-791.

АСИМПТОТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ ПРЯМЫХ И ОБРАТНЫХ ЗАДАЧ ДЛЯ СИНГУЛЯРНО ВОЗМУЩЕННЫХ УРАВНЕНИЙ ТИПА БЮРГЕРСА

Доц. Волков В. Т., проф. Нефедов Н. Н.

Асимптотический анализ применен при решении некоторых классов обратных задач для нелинейных сингулярно возмущенных уравнений реакция-диффузия-адвекция с периодическими коэффициентами. В частности, рассмотрены задачи о восстановлении функции источника и граничных условий по известной информации о наблюдаемом решении прямой задачи на некотором временном интервале (периоде) для уравнения типа Бюргерса с различными типами адвективного и реактивного слагаемых.

Решения дифференциальных уравнений указанного типа могут содержать узкие пограничные и/или внутренние слои, а также движущиеся фронты. Асимптотический анализ позволяет доказать существование, исследовать устойчивость решения прямой задачи и получить асимптотическое приближение решения. Кроме того, асимптотический подход дает возможность свести исходную нелинейную сингулярно возмущенную задачу к набору более простых задач, получив достаточно точное качественное и количественное описание решения, а также

установить более простые связи между входными данными и параметрами обратной задачи (коэффициенты в уравнении, граничные и начальные условия и т.п.), которые необходимо определить.

Обратная задача поставлена в рамках теоремы существования решения прямой задачи и заключается в определении неизвестного коэффициента реакции при котором фронт будет двигаться по заданному временному закону, либо этот коэффициент требуется определить по наблюдаемой траектории движения фронта. Сформулировано понятие асимптотического решения обратной задачи и показано, что для рассматриваемого класса уравнений обратная задача определения функции источника сводится к существенно более простой – линейному алгебраическому уравнению, связывающему наблюдаемое положение движущегося фронта с коэффициентами в уравнении и граничными условиями. Таким образом, если имеется возможность наблюдения траектории движения фронта на временном отрезке (периоде), то вопрос об определении неизвестного коэффициента уравнения сводится к набору простых алгебраических операций. Аналогичным образом может быть исследована обратная задача восстановления граничных режимов или задача граничного управления.

Работа поддержана грантом РФФИ № 18-11-00042.

Литература

1. Руденко О.В. Линеаризуемое уравнение для волн в диссипативных средах с модульной, квадратичной и квадратично-кубичной нелинейностью. Докл. АН. 2016; 471, №1: 23–27.
2. Nefedov N.N. Existence and asymptotic stability of periodic solutions with an interior layer of Burgers type equation with modular advection. Math. Model. Nat. Phenom. 2019; 4, №4: 1–14.
3. Nefedov N.N., Rudenko O.V. On front motion in a Burgers-type equation with quadratic and modular nonlinearity and nonlinear amplification. Doklady Mathematics. 2018; 97: 99–103.

УСТОЙЧИВЫЕ И ДРЕЙФУЮЩИЕ ПЯТНА КОНТРАСТНЫХ СТРУКТУР В ДВУМЕРНОЙ И ТРЕХМЕРНОЙ НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

Проф. Быков А.А.

Представлены результаты исследования *контрастных структур* (КС), возникающих при моделировании двумерных и трехмерных задач *реакции-адвекции-диффузии* (РД) в неоднородной среде со степенной функцией плотности источников в окрестности корней. Рассматривается

конфигурация, для которой фронт КС формируется в результате совместного действия дрейфа дисбаланса и адвекции (направленного переноса за счет перемещения несущей среды). Рассмотрены возникновение тени от пятна КС, протяженность которой значительно больше, чем толщина *внутреннего переходного слоя* (ВПС) в случае простых (некратных) корней. Построена формальная асимптотика решения. Дано обоснование с использованием метода дифференциальных неравенств. Приводятся численные результаты.

1. Введение. Мы изучаем КС, возникающие при моделировании процессов РД в *двумерной* 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 от координат (x, y) на плоскости. Известно, что в средах с вырожденными корнями (производная в точке корня обращается в нуль) функции плотности источников возможно образование КС, в которых ВПС или *пограничный слой* (ПС) имеет многозонную структуру [1]. Это означает, что имеется два или более участков ВПС, внутри которых зависимость концентрации от поперечной координаты описывается функциями с различной скоростью стремления к уровню насыщения. Цель данной работы состоит в том, чтобы показать, что многозонная структура пространственного ВПС может образовываться также в двумерной среде, в которой *функция плотности источников* (ФПИ) представляется в виде степенной функции. При этом существенную роль имеет адвекция. Наша цель в том, чтобы показать, что в отличие от случая простого корня, для кратных корней ВПС проявляет разное поведение в передней и задней частях фронта.

2. Модель ФПИ. В соответствии с методикой А.Н.Тихонова, мы рассматриваем двумерную по пространственным координатам сингулярно возмущенную краевую задачу с малым параметром для уравнения РД в области Π :

$$\varepsilon u_t + \varepsilon V_x u_x + \varepsilon V_y u_y = \varepsilon^2 (ku_x)_x + \varepsilon^2 (ku_y)_y - f(u, x, y), \quad (x, y) \in \Pi, \quad t > t_0 = 0, \quad (1)$$

с граничными условиями второго рода: $\partial u / \partial n = \psi_1(x, y)$ на Γ (это граница Π) и с начальным условием $u(x, y, t_0) = \psi_0(x, y)$. Определим точки равновесия $\varphi_{1;2;3}(x, y)$ как значения $u(x, y)$, для которых $f(\varphi_{1;2;3}(x, y), x, y) = 0$. Предполагаем, что $\varphi_{1;2;3}(x, y)$ есть гладкие функции в Π , причем $\varphi_1(x, y) < \varphi_2(x, y) < \varphi_3(x, y)$ в Π . В окрестности корня ФПИ представляется в виде

$$f(u, x, y) = F_j(u - \varphi_j(x, y), x, y) \quad \text{при } u \in \Omega(\varphi_j(x, y)), \quad j \in \{1; 2; 3\}, \quad (2)$$

причем $F_{1,3}(\omega, x, y)|_{\omega=0} = 0$ и $d/d\omega F_{1,3}(\omega, x, y)|_{\omega=0} = 0$. Здесь $\Omega(\dots)$ есть окрестность указанного объекта. Пусть $J(x, y) = \int_{\varphi_1(x, y)}^{\varphi_3(x, y)} f(u, x, y) du$. Мы рассмотрим ФПИ такую, что внутри Π есть выпуклая область G с границей $\Upsilon = \partial G$ такая, что $J(x, y)|_{\Upsilon} = 0$, $J(x, y) > 0$ внутри G и $J(x, y) < 0$ вне G . Известно, что ВПС, расположенный вдоль Υ , имеет нулевую скорость дрейфа дисбаланса, но вообще говоря, ненулевую скорость дрейфа кривизны.

3. Начальные условия. Сформируем начальную концентрацию в виде пятна, покрывающего G , так что $u(x, y, t_0) \approx \varphi_1$ вне G (но вне $\Omega(\Upsilon)$), $u(x, y, t_0) \approx \varphi_3$ внутри G (но вне $\Omega(\Upsilon)$), и внутри $\Omega(\Upsilon)$ расположен ВПС. Тогда за счет градиентного дрейфа и дрейфа кривизны сформируется пятно КС, граница которого будет расположена в окрестности Υ . В данной работе мы изучаем влияние адвекции, определяемой скоростью заданного направленного внешнего переноса $\vec{V} = (V_x, V_y)$.

4. Сопутствующая задача. Введем на Υ параметризацию длины дуги s . В некоторой окрестности точки $M_0 \in \Upsilon$ введем локальные ортогональные координаты (r, s) , ось r направлена вдоль градиента (f_x, f_y) функции $f(u, x, y)$ наружу по отношению к G , ось s направлена вдоль Υ . Пусть r_0 есть радиус кривизны кривой Υ в точке M_0 , причем $J(r_0(s), s) = 0$. Пусть $J(r, s)$ для любого s есть монотонная вдоль переменной r функция в некоторой окрестности точки (r_0, s_0) . Уравнение (1) запишем в виде

$$\varepsilon u_t + \varepsilon V_r u_r + \varepsilon V_s u_s = \kappa \varepsilon^2 u_{rr} + \kappa \varepsilon^2 r^{-1} u_r - f(u, r, s), \quad M \in \Omega(M_0). \quad (3)$$

здесь $V_r = V_0 \sin \alpha$, $V_s = V_0 \cos \alpha$, где α есть угол между осями Ox и Os , при $r = r_0$ точка $M = M_0$. Для построения частичной суммы асимптотического ряда решения уравнения (3) в неоднородной среде мы используем решение этого уравнения в однородной среде. Выполним замену $r = \varepsilon \xi$, $s = \varepsilon \zeta$, $t = \varepsilon \tau$, получим уравнение

$$u_\tau + (V_r - \kappa r^{-1}) u_\xi + V_s u_\zeta = \kappa u_{\xi\xi} - f(u, \varepsilon \xi, \varepsilon \zeta). \quad (4)$$

Вместе с задачей (4) рассмотрим "сопутствующую" задачу:

$$u_\tau + \tilde{V} u_\xi = \kappa u_{\xi\xi} - f(u, r^*, s^*), \quad (5)$$

где $\tilde{V} = V_r - \kappa r^{-1}$, в однородной среде с замороженной координатой $r = r^*$, так что $(x, y) = (x^*, y^*)$, и тогда ФПИ не зависит явно от ξ . Поэтому, вместо $f(u, x^*, y^*)$ будем писать просто $f(u)$. Будем искать решение уравнения (5) типа бегущей квазиволны: $u(\xi, \tau) = v(z)$, где $z = \xi - W\tau$:

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

с условиями примыкания к равновесному уровню на бесконечности: $v(-\infty) = \varphi_1 + 0$, $v(+\infty) = \varphi_3 - 0$, в этом параграфе $\varphi_{1,3} = \varphi_{1,3}(x^*, y^*)$. Операция понижения порядка $v_z = p(v)$, $v_{zz} = pp_v$, приводит к уравнению $-\tilde{W}p = \kappa pp_v - f(v)$, где $\tilde{W} = \tilde{V} - W$, 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 \tilde{W} однозначно находится, причем это будет функция $\tilde{W} = \tilde{W}(r, s)$. Найдем теперь $\tilde{V} - W = \tilde{W}(r, s)$, $V_r - \kappa r^{-1} - W = \tilde{W}(r, s)$, $W = V_r - \kappa r^{-1} - \tilde{W}(r, s)$. Найдем устойчивое стационарное положение ВПС: $W = 0$. Уравнение $V_r - \kappa r^{-1} - \tilde{W}(r, s) = 0$ имеет единственное решение $r = \tilde{r}(s)$. Замкнутая гладкая кривая $r = \tilde{r}(s)$ есть граница пятна КС в приближении первого порядка по переменной ε . Если $p(\omega)$ есть функция, удовлетворяющая всем сформулированным ранее условиям при некотором значении W , то $p(\omega)$ дает решение задачи Коши $\frac{dp}{dv} = -\frac{W}{\kappa} + \frac{f(v)}{\kappa p}$, $v \in (\varphi_1, \varphi_3)$, $p(\varphi_1) = 0$, причем условие $p(\varphi_3) = 0$ будет выполнено автоматически.

5. Асимптотика решения внутри и вне пятна КС. Мы рассматриваем степенную модель ФПИ: $F_1(\omega, x) = F_0(u, x)\omega^{*\theta_j}$, $F_0(u, x)$ 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 $\{(\omega, p) \in (-\infty, 0) \times (0, +\infty)\}$ можно выделить особое решение $p = p_*(\omega)$, $\omega \in (-\infty, 0)$, уравнения (5) сопутствующей задачи

$$\frac{dp}{d\omega} = -\frac{W}{\kappa} + \frac{F(\omega)}{\kappa p}, \quad (7)$$

удовлетворяющее условию $p(-0) = +0$.

6. Передний участок фронта. Частичную сумму асимптотического ряда передней части фронта ВПС в однородной среде найдем при $W < 0$. Тогда частичная сумма асимптотического ряда первого порядка будет

равна $P_1(\omega) = \frac{-W\omega}{\kappa} + \frac{C_1}{-W} \frac{\omega^{\theta_1}}{\theta_1}$. Передний фронт функции переходного слоя

$$\Xi_1(z) = C_1 e^{-\kappa z/W}.$$

7. Задний участок фронта. Частичную сумму задней части фронта ВПС в однородной среде найдем при $W < 0$ и $f(\varphi_3 + \omega) = C_3 \omega^{*\theta_3}$, $C_3 > 0$, $\theta_3 > 1$:

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

Точное решение уравнения (5) сопутствующей задачи для нулевого порядка частичной суммы равно $v(z) = \varphi_3 + \Xi_3(z - z_3)$, где

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

8. Линейная ФПИ. Для линейной ФПИ: $F_2(\omega, x) = F_0(u, x)\omega$ особое решение уравнения (7) может быть найдено в явном виде:

$$p_*(\omega) = \frac{2C_3\omega}{W - \sqrt{W^2 + 4\kappa C_3}}.$$

Точное решение уравнения (5) есть линейная комбинация двух экспоненциальных функций:

$$v(z) = \varphi_3 + C' e^{\lambda'(z-z_3)} + C'' e^{\lambda''(z-z_3)}, \text{ причем } \{\lambda', \lambda''\} = \frac{-W \pm \sqrt{W^2 + 4\kappa C_3}}{2\kappa}, \lambda' > 0, \lambda'' < 0.$$

9. Заключение. Для двумерных задач РД со степенным вырождением пятна КС проявляют разные свойства со стороны потока и в тени. Со стороны набегающего потока концентрация стремится к уровню насыщения быстро (по экспоненциальному закону), а в области тени от пятна КС то же самое происходит медленно (по степенному закону). Таким образом, в окрестности пятна КС с задней стороны по отношению к набегающему потоку образуется широкая тень в виде изогнутой полосы, внутри которой концентрация медленно приближается к уровню насыщения.

Автор благодарен В.Ф.Бутузову и Н.Н.Нефедову за обсуждение работы.

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.

ТРЕХМЕРНАЯ СКАНИРУЮЩАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ МИКРОСКОПИЯ
ТОПОГРАФИИ ПОВЕРХНОСТИ С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ
ФУНКЦИИ ОТКЛИКА ДЕТЕКТОРНОЙ СИСТЕМЫ:
МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

Асп. Борзунов А. А., доц. Лукьяненко Д. В., г.н.с. Рау Э. И.,
проф. Ягола А. Г.

Сканирующая электронная микроскопия (СЭМ) является эффективным методом для изучения микроструктуры и состава образца, а также линейных размеров особенностей рельефа. Однако, в силу устройства сканирующего электронного микроскопа, получение информации о структуре образца вдоль третьей оси значительно затруднено. Это не только осложняет интерпретацию снимков, полученных с помощью СЭМ, но и неизбежно накладывает ограничения на изучение рельефа материала.

В докладе будет описана новая методика, позволяющая получать информацию о трехмерной структуре образца с помощью СЭМ в режиме детектирования отраженных электронов. Предложенный метод полагается на предварительное восстановление зависимостей интенсивности сигнала от угла наклона участка поверхности образца с заведомо известной геометрией.

Применение созданного метода не требует значительной модификации экспериментальной установки, что облегчает её внедрение в рабоче-экспериментальный процесс. Наряду с возможностью восстановления субмикронного рельефа, эксперименты показали эффективность, надежность и быстроту метода [1, 2].

Литература

1. A.A. Borzunov, V.Y. Karaulov, N.A. Koshev, D.V. Lukyanenko, E.I. Rau, A.G. Yagola, and S.V. Zaitsev. 3D surface topography imaging in SEM with improved backscattered electron detector: Arrangement and reconstructional-algorithm. - *Ultramicroscopy* 207 (2019), 112830.
2. A.A. Borzunov, D.V. Lukyanenko, E.I. Rau, and A. G.Yagola. Reconstruction algorithm of 3D surface in scanning electron microscopy with backscattered electron detector. – *Journal of Inverse and Ill-Posed Problems* (2020) (in print).

Подсекция:

**ПРИКЛАДНАЯ МАТЕМАТИКА
И МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ**

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

НЕЛИНЕЙНЫЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНО-ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ, ИСПОЛЬЗУЮЩИЕ ТЕХНОЛОГИИ ИСКУССТВЕННЫХ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ

Зав.каф. Чуличков А.И.

Введение

Методы теории измерительно-вычислительных систем (ИВС) предназначены для решения задач наиболее точного оценивания параметров исследуемого объекта по данным измерений измеряемого объекта, а также для анализа согласия используемой математической модели с данными измерений. Задача оценивания носит название задачи редукции измерений; параметр, характеризующий согласие модели с измерениями, называется надежностью модели [1]. Наиболее разработанными являются методы редукции, опирающиеся на линейные модели измерений и линейные модели связи параметров измеряемого и исследуемого объектов. Если модель измерений неизвестна, то данные о ней могут быть получены из тестовых измерений. Традиционный способ оценивания искомых параметров изучаемого объекта состоит в последовательном решении сначала задачи восстановления математической модели измерения, а затем – задачи оценивания параметров объекта. В отличие от такого подхода, в теории ИВС не предполагается предварительное восстановление модели измерения, и оценка строится как функция результатов тестовых измерений и редуцируемого измерения, при этом минимизируется погрешность оценки, обусловленная как погрешностью тестовых измерений и редуцируемого измерения [2]. В настоящей работе эти методы обобщаются на класс нелинейных оценок, реализуемых с помощью нейронных сетей. Используются выборочные оценки точности редукции измерений и согласия модели с данными. Результаты подхода демонстрируются решением задачи оценки параметров атмосферы по регистрации рассеянного солнечного излучения.

Задача редукции, основанная на результатах тестов для линейных моделей измерения

Рассматривается модель измерений, проводимых по схеме

$$\xi = Af + \nu, \quad (1)$$

в которой $f \in R^N$ – произвольный вектор евклидова пространства, ν - случайный вектор R^n с нулевым математическим ожиданием и заданным ковариационным оператором Σ , Линейный оператор $A: R^N \rightarrow R^n$ неизвестен, и требуется найти оценку элемента $u = Uf$. Информация о линейном операторе A содержится в результатах тестовых измерений

$$\xi_i = Af_i + \nu_i, \quad i=1, \dots, K, \quad (2)$$

выполненных с ошибкой. В (2) набор тестовых сигналов $\{f_1, \dots, f_k\}$ считается известным. В работе [2] схема измерений (2) записывается в операторном виде $\Xi = AF + N$, тогда схема (1) примет вид $\xi = (\Xi - N)F^{-1}f + A(I - FF^{-1})f + v$. Такое представление позволяет сформулировать ограничения на входные сигналы f в (1), для которых возможно решение задачи редукции с конечной погрешностью, и предложить линейное (по вектору ξ) преобразование, результат которого $R\xi = Uf + (R(\Xi - N)F^{-1} - U)f + RA(I - FF^{-1})f + Rv$ дает наиболее точную оценку искомого вектора Uf .

Надежность модели контролирует согласие набора тестовых сигналов и результатов их измерений с предположением линейности оператора A .

Распространение такого подхода на нелинейные математические модели измерений вызывает существенные трудности. Однако появление технологии искусственных нейронных сетей позволяет предложить численное решение задач редукции, модифицировав интерпретацию понятий погрешности редукции и надежности модели.

Технология искусственных нейронных сетей для решения задачи редукции измерений

Итак, пусть математическая модель измерительного прибора A неизвестна, но имеется набор известных входных данных $\{f_1, \dots, f_k\}$, и результатов их измерений $\{\xi_1, \dots, \xi_k\}$, полученных по схеме (1), и требуется построить оценку вектора $u = Uf$, оценить ее точность и охарактеризовать непротиворечивость используемых предположений и экспериментальных данных. Оценка будем строить как отклик $R(\xi, c)$ искусственной нейронной сети, на вход которой подан сигнал ξ , такой, что $\xi = Af + v$, а выход сети есть оценка для $u = Uf$; здесь c – параметры сети.

Для того, чтобы можно было определить точность оценки и согласие модели с экспериментом, разобьем имеющийся набор данных на две части, «обучающую» и «контрольную», первая часть состоит из пар $\{(f'_1, \xi'_1), \dots, (f'_p, \xi'_p)\}$, вторая – из пар $\{(f''_1, \xi''_1), \dots, (f''_q, \xi''_q)\}$, $p + q = K$.

По обучающей выборке $\{(f'_1, \xi'_1), \dots, (f'_p, \xi'_p)\}$ построим нейронную сеть, используя известные технологии [11]: параметры c нейронной сети выберем, минимизируя функционал

$$\left(\frac{1}{p} \sum_{i=1}^p \|R(\xi'_i, c) - Uf'_i\|^2 \right)^{1/2}. \quad (3)$$

при дополнительных условиях $\sum_{j=1}^m c_j^2 \leq \varepsilon_1$, $\max_{j=1, \dots, m} |c_j| \leq \varepsilon$. Задача сводится

к поиску седловой точки функции Лагранжа

$$\frac{1}{p} \sum_{i=1}^p \|R(\xi'_i, c) - Uf'_i\|^2 + \omega_1 \left(\sum_{j=1}^m c_j^2 - \varepsilon_1 \right) + \omega_2 \left(\max_{j=1, \dots, m} |c_j| - \varepsilon_2 \right). \quad (4)$$

Пусть для выбранной конструкции сети и при фиксированных значениях параметров регуляризации ω_1^* и ω_2^* значение функционала (4) достигается в точке c^* . Тогда значение функционала (3)

$$\alpha(\xi', f') = \left(\frac{1}{p} \sum_{i=1}^p \|R^*(\xi'_i, c^*) - Uf'_i\|^2 \right)^{1/2}$$

в этой точке c^* характеризует согласие выходных данных нейронной сети с реальными значениями параметров $\{Uf'_1, \dots, Uf'_p\}$. Чем меньше это значение, тем точнее нейронная сеть аппроксимирует зависимость Uf от ξ на обучающей выборке, и тем выше согласие выбранной модели нейронной сети с тестовым набором данных. Параметры Лагранжа, играющие в данном случае роль регуляризаторов, выбираются на основании оперативной характеристики, построенной как зависимость функционала (4) от ω_1 и ω_2 .

Точность оценки параметров определим как среднее арифметическое от квадрата невязки данных сети с истинными значениями оцениваемых параметров на тестовой выборке:

$$h(\xi'', f'') = \left(\frac{1}{q} \sum_{i=1}^q \|R(\xi''_i, c) - Uf''_i\|^2 \right)^{1/2}.$$

Эта величина дает оценку точности параметров Uf на контрольной выборке.

Две характеристики, надежность модели $\alpha(\xi', f')$ и точность редукции $h(\xi'', f'')$, позволяют разумно выбрать параметры нейронной сети, в частности – значение множителей Лагранжа.

Предложенный подход иллюстрируется примером оценки параметров атмосферы по измерениям рассеянной солнечной радиации.

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

Литература

1. Пытьев Ю.П. Методы математического моделирования измерительно-вычислительных систем / Ю. П. Пытьев. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2012. – 427 с.
2. Черемухин Е.А. О редукции к идеальному прибору по данным тестирующих измерений / Е. А. Черемухин, А. И. Чуличков – Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. – 2004. – № 3. С.15-18.

МАТЕМАТИЧЕСКИЕ ЗАДАЧИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ДИФРАКЦИИ НА ТЕЛАХ С РЕБРАМИ И КОНИЧЕСКИМИ ТОЧКАМИ

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

В настоящее время весьма актуальными являются задачи дифракции электромагнитного поля на сложных диэлектрических структурах при наличии ребер на их границах. Волноводы сложного сечения (ВСС) находят широкое применение при конструировании различных СВЧ-устройств, таких как антенны, фильтры, поляризаторы, мультиплексоры и др. Применение ВСС позволяет создавать устройства, превосходящие по своим параметрам их аналоги на прямоугольных и круглых волноводах.

В последние два десятилетия наблюдается бурное развитие специализированных программных пакетов компьютерного моделирования различных высокочастотных радиотехнических задач прямыми численными методами, что позволяет на сегодняшний момент решить в строгой постановке практически любую задачу анализа многих волноводных элементов и устройств, в том числе и на волноводах со сложным поперечным сечением. Однако решение задач синтеза, особенно в случае наличия большого числа свободных параметров геометрии, оказывается практически невыполнимо в отсутствие хорошего начального приближения, поэтому развитие базы численно-аналитических методов и поиск новых прототипов, позволяющих с достаточно высокой скоростью и точностью решать широкий круг задач, связанных с электродинамическим анализом и синтезом ряда ключевых радиотехнических устройств на волноводах сложного сечения является важной и востребованной задачей для разработчиков аппаратуры сантиметрового и миллиметрового диапазонов.

Известно, что наличие ребер на границах и поверхностях разрывов диэлектрической проницаемости приводит к появлению особенностей у электромагнитного поля в окрестности особой точки границы или неоднородности заполнения [1-4]. В частности, обобщенное решение может иметь сингулярности даже при гладкой правой части уравнений [5].

Одним из способов преодоления этих проблем, связанных с наличием сингулярности у электромагнитного поля в окрестности ребра, является выделение особенности решения в явном виде, то есть построение асимптотики по гладкости электромагнитного поля в окрестности ребра в волноводе [4]. При этом существенно используются результаты по асимптотике решения эллиптических краевых задач, представленные в работе В.А. Кондратьева [5], а также С.А. Назарова и Б.А. Пламеневского. Здесь и далее под словом «асимптотическое представление» имеется в виду запись решения в виде суммы сингулярной и гладкой частей.

Рассмотрен ряд задач, посвященных выделению сингулярной части электромагнитного поля волновода в окрестности ребер границы поверх-

ностей разрыва диэлектрической проницаемости, в окрестности ребра металло-диэлектрического клина в волноводе [3]. Помимо выделения сингулярной части электромагнитного поля в закрытых волноведущих системах с помощью данного метода удастся получить сингулярную часть электромагнитного поля в ряде задач дифракции, в частности, в задаче дифракции электромагнитного поля на телах с диэлектрическими ребрами в окрестности ребра, в окрестности конической точки для задачи дифракции на идеально проводящем теле [1]. Хотя физические и математические постановки этих задач значительно различаются, в основе построения сингулярной части электромагнитного поля лежит общий метод выделения сингулярной части решения эллиптических краевых задач, впервые предложенный В.А. Кондратьевым [5].

В качестве иллюстрации приведем выделение сингулярной части электромагнитного поля волновода в окрестности ребра диэлектрического клина. Магнитная проницаемость среды, заполняющей волновод, равна $\mu \equiv 1$. Диэлектрическая проницаемость ε — кусочно-непрерывная скалярная вещественная функция.

Для исследования задачи также используется математическая постановка из работы [7] для собственных векторов, дополненная условиями сопряжения на поверхностях разрыва диэлектрической проницаемости:

$$\begin{aligned} -\text{grad div } H_{\perp} - k^2 \varepsilon \text{rot } E_z &= -\gamma^2 H_{\perp}, \\ -ik \text{rot} \varepsilon H_{\perp} - \text{div} \varepsilon \text{grad } E_z &= -\gamma^2 \varepsilon E_z, \end{aligned}$$

где $k = \frac{\omega}{c}$ — волновой вектор, γ — спектральный параметр, предполагается, что все функции имеют зависимость от z вида $e^{i\gamma z}$. Граничные условия и условия сопряжения имеют вид

$$\begin{aligned} (\mathbf{H} \cdot \mathbf{n})|_{\partial\Omega} &= 0, E_z|_{\partial\Omega} = 0, \\ [(\mathbf{H} \cdot \mathbf{n})]_C &= 0, [E_z]_C = 0, (\mathbf{H} \times \mathbf{n})|_C = 0, \\ [\text{div} H_{\perp}]_C &= 0, [\varepsilon (\text{grad} E_z + ik (\mathbf{H} \times \mathbf{i}_z)) \cdot \mathbf{n}]_C = 0. \end{aligned}$$

Здесь C — линия разрыва диэлектрической проницаемости, \mathbf{n} — нормаль к границе области или линии разрыва.

С помощью метода выделения особенности электромагнитного поля в окрестности ребра удастся получить следующее представление электрического поля в окрестности угловой точки линии разрыва:

$$E_z(r, \varphi) = \chi \sum_{-\delta < \nu_k^{(1)} < 1} r^{\nu_k^{(1)}} \left\{ C_k^{(1)} \cos[(\pi - \varphi)\nu_k^{(1)}] + D_k^{(1)} \cos[(\pi - |\omega_0 - \varphi|)\nu_k^{(1)}] \right\} + \\ + \chi \sum_{-\delta < \nu_k^{(2)} < 1} r^{\nu_k^{(2)}} \left\{ C_k^{(2)} \cos[(\pi - \varphi)\nu_k^{(2)}] + D_k^{(2)} \cos[(\pi - |\omega_0 - \varphi|)\nu_k^{(2)}] \right\} + \mathfrak{R}(r, \varphi),$$

где $C_k^{(i)}, D_k^{(i)}$ — числа, $\nu_k^{(1)}$ и $\nu_k^{(2)}$ — решения уравнений

$$\sin \pi \nu_k^{(1)} - \alpha \sin(\pi \nu_k^{(1)} - \nu_k^{(1)} \omega_0) = 0, \\ \sin \pi \nu_k^{(2)} + \alpha \sin(\pi \nu_k^{(2)} - \nu_k^{(2)} \omega_0) = 0,$$

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

$\mathfrak{R}(r, \varphi)$ — гладкая часть решения, для которой получена оценка в соответствующей норме.

На основе полученного асимптотического представления электромагнитного поля в окрестности ребра удается существенно увеличить скорость сходимости метода конечных элементов, вводя в пространство пробных функций сингулярные функции, имеющие особенность заданного вида и точно аппроксимирующие сингулярную часть решения.

Литература

1. Боголюбов А. Н., Могилевский И. Е., Ровенко В. В. // Известия Российской академии наук. Серия физическая. — 2021. — Т. 85, № 1. — С. 59–63.
2. А.Н. Боголюбов, И.Е. Могилевский, А.Г. Свешников // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 2015. Т.55. № 3. С.446.
3. Боголюбов А. Н., Могилевский И. Е., Ровенко В. В. // Физические основы приборостроения. — 2019. — Т. 8, № 1. — С. 6–12.
4. А.Н. Боголюбов, А.Л. Делицын, И.Е. Могилевский, А.Г. Свешников // Радиотехника и электроника. 2003. Т.48. №7. С.787.
5. В.А. Кондратьев // Труды Московского Математического Общества. Т. 16. 1967. С. 227.
6. Боголюбов А. Н., Могилевский И. Е. // Физические основы приборостроения. — 2016. — Т. 5, № 2. — С. 72–79.
7. Делицын А.Л. // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 1999. Т.39. № 2. С. 315–322.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ УСКОРЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
В ТУРБУЛЕНТНОЙ КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ
С ПЕРЕМЕЖАЕМОСТЬЮ

Асп. Левашов Н. Н., проф. Попов В. Ю., с.н.с. Малова Х.В. (НИИЯФ),
акад. Зеленый Л.М. (ИКИ РАН)

Переमेжаемость всегда наблюдается в потоке солнечного ветра и заключается в возникновении редких, но сильных всплесков в поведении электромагнитного поля. Для моделирования турбулентного электромагнитного поля с перемежаемостью используется комбинация турбулентного поля со степенным спектром в сочетании с полем, производимого равномерно распределенными небольшими плазмоидами [1].

Турбулентное электромагнитное поле со степенным спектром задается как ансамбль плоских волн:

$$E_x = \frac{k_n}{k_s} B_0 \sum_s (1 + k_s^2 L^2)^{-\frac{5}{8}} \cos(kr - \omega t + \varphi_s),$$

$$E_y = B_0 \sum_s (1 + k_s^2 L^2)^{-\frac{5}{8}} \left(\frac{k_x k_y}{k_s} \cos(kr - \omega t + \varphi_s) + \frac{k_z}{k_n} \sin(kr - \omega t + \varphi_s) \right),$$

$$E_z = -B_0 \sum_s (1 + k_s^2 L^2)^{-\frac{5}{8}} \left(\frac{k_z k_x}{k_s} \cos(kr - \omega t + \varphi_s) + \frac{k_y}{k_n} \sin(kr - \omega t + \varphi_s) \right).$$

где $\mathbf{k}_s = (k_{xs}, k_{ys}, k_{zs})$ – волновой вектор, $k_s = \sqrt{k_{xs}^2 + k_{ys}^2 + k_{zs}^2}$,
 $k_n = \sqrt{k_{ys}^2 + k_{zs}^2}$, $\omega_s = V_0 \cdot k_s$, $V_0 = 500 \frac{\text{KM}}{\text{с}}$ – скорость распространения
волнового фронта [2], $L = 10^8$ м – линейный размер рассматриваемой обла-
сти, $\alpha = -\frac{5}{8}$ – параметр, определяющий наклон спектра электромагнитного
поля, параметры k_{xs} , k_{ys} , k_{zs} лежат в диапазоне $(3 + s \cdot \Delta) \cdot \frac{2\pi}{L}$, $s = 0 \dots 50$,
 $\Delta = 1$ [3].

Вторая часть поля задается путем разбиения моделируемой области на квадратные ячейки, в каждую из которых помещается один плазмоид. Поле i -го плазмоида задается при помощи векторного потенциала:

$$A_{xt} = A_{x0t} \exp(-k_c^2(\mathbf{r} - \mathbf{r}_t)^2),$$

$$A_{yt} = A_{y0t} \exp(-k_c^2(\mathbf{r} - \mathbf{r}_t)^2),$$

$$A_{zt} = 0,$$

$$A_{x0i} = A_{0i} / \sqrt{1 + \tan^2(\psi_i)}, \quad A_{y0i} = A_{x0i} \cdot \tan(\psi_i).$$

где $k_c = 8/l$, l — размер пространственной ячейки, ψ_i — угол поворота i -го плазмоида, относительно оси $Y=0$, $A_{0i}^2 = A_{y0i}^2 + A_{x0i}^2 + A_{z0i}^2$ — амплитуда векторного потенциала для i -го плазмоида. Она задается следующим образом: $A_{0i} = a_0 \cdot \alpha^{-G}$, где G — Гауссова величина с единичной дисперсией и нулевым средним, α — параметр, для управления степенью перемежаемости.

Статистические моменты у величины, заданной таким образом будут равны:

$$(A^p)^{1/p} = a_0 \cdot \exp\left(\frac{p \cdot (\ln \alpha)^2}{2}\right).$$

При значениях $\alpha > 1$, скорость роста моментов, с ростом p , должна неограниченно возрастать, что свидетельствует о наличии перемежаемости [4]. Из формулы для вычисления моментов видно, что чем больше значение α , тем быстрее растут статистические моменты, в зависимости от p . Таким образом, в нашей модели мы будем регулировать степень перемежаемости путем изменения параметра α .

Для верификации модели рассчитаем компоненту магнитного поля

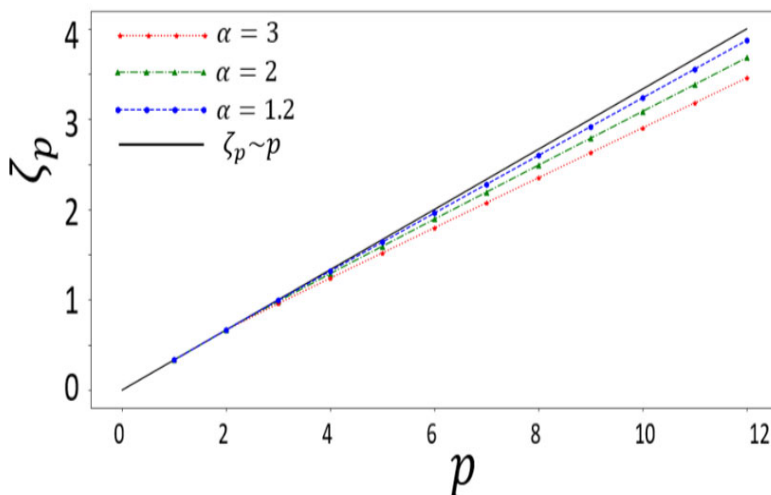


Рис. 4. Зависимость степенного показателя ζ_p от степени p , для различных значений параметра α .

$B_z(x, y)$ вдоль оси $X=Y$, с пространственным шагом $\Delta < l_c$. Получив значения $B_z(n)$, где $n = 1 \dots 5 \cdot 10^5$ — номер шага, вычислим структурную функцию:

$$S_p = \sum_n |B_z(n+h) - B_z(n)|^p$$

для различных показателей p . Далее вычислим показатели структурной функции ζ_p . Их можно

получить из выражения: $S_p \sim h^{p \zeta_p}$. Отклонение значений ζ_p от прямой $\zeta_p \sim p$,

в сторону меньших значений, при $p > 3$ свидетельствует о наличии перемежаемости [1]. На рис. 1. показан график зависимости $\zeta_p(p)$ для различных значений α . На графиках видно, что при увеличении параметра α увеличивается отклонение кривой $\zeta_p(p)$ от прямой $\zeta_p \sim p$. Тем самым показано, что варьируя α , мы можем изменять уровень перемежаемости.

Литература

1. Zelenyi, L.M., S.D. Rybalko, A.V. Artemyev, A.A. Petrukovich, and G.Zimbardo // *Geophys. Res. Lett.* 2011. V. 38. P. 17110.
2. Artemyev, A. V., Zelenyi, L. M., Malova, H. V., Zimbardo, G., & Delcourt, D. (2009). Acceleration and transport of ions in turbulent current sheets: formation of non-maxwellian energy distribution. *Nonlinear Processes in Geophysics*. 2009. V. 16. P. 631–639.
3. Chiaravalloti, F., A. V. Milovanov, and G. Zimbardo. Self - similar transport processes in a two - dimensional realization of multiscale magnetic field turbulence // *Phys. Scr.* 2006. V. 122. P. 79–88.
4. Я. Б. Зельдович, С. А. Молчанов, А. А. Рузмайкин, Д. Д. Соколов // *УФН*. 1987. Т 152.

РОБАСТНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ДИНАМИЧЕСКИМИ ОБЪЕКТАМИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРИНЦИПА «ГЛУБОКОЙ» ОБРАТНОЙ СВЯЗИ

Проф. *Филимонов Н.Б.*

В современной теории и практике управления весьма актуальной является проблема синтеза робастных систем управления динамическими объектами с параметрической неопределенностью [1]. К настоящему времени разработаны различные методы решения задачи робастного управления: методы на основе робастных критериев устойчивости Михайлова, Найквиста и Цыпкина-Поляка; *QFT*-методы; методы μ -синтеза и *LMI*-методы; методы функций Ляпунова; методы на основе интервальных критериев устойчивости Липатова-Соколова и Харитонова; методы *LQ*- и l_1 -оптимизации; методы оптимизации в пространствах Харди (методы H_2 - и H_∞ -синтеза) и др. Однако, данные методы не получили широкого применения на практике, поскольку не позволяют учитывать классические требования к динамическому качеству процессов управления.

Альтернативные и наиболее мощные методы решения задач стабилизации в условиях неопределенности основаны на использовании так называемого принципа *глубокой обратной связи* (ГОС), выдвинутого в работах Блэка (H.S. Black), Найквиста (H. Nyquist) и Бодэ (H.W Bode) конца 20-х–начала 30-х годов XX столетия (см., например, [2]). «Глубокой» принято называть обратную связь, при которой с увеличением коэффициента усиления прямой цепи свойства замкнутого контура определяются в основном оператором обратной связи. Применение принципа ГОС в задачах робастного управления динамическими объектами с параметрической неопределенностью сводится к использованию в регуляторе большого коэффициента усиления, обеспечивающего в пределе (при стремлении к бесконечно-

сти), во-первых, точное подавление действий параметрических возмущений и, во-вторых, точную реализацию желаемой динамики системы управления.

Принцип ГОС имеет серьезные перспективы применения в автоматике благодаря универсальности и простоте придания автоматической системе с «жесткой» структурой свойства инвариантности к параметрическим возмущениям, присущее адаптивным и самонастраивающимся систем. Данный принцип положен в основу классического метода робастного управления - метода *больших коэффициентов усиления*, берущего начало в работах М.В. Меерова и получившего развитие как в отечественной, так и в зарубежной литературе.

В настоящем докладе обсуждается *новый подход к робастному управлению динамическими объектами* с использованием принципа ГОС и метода большого коэффициента усиления [3–5]. В его основу положена двухконтурную схема синтезируемой системы управления, реализующая двухэтапную процедуру решения задач робастного управления с эталонной динамикой. Сначала осуществляется робастная коррекция динамики объекта посредством внутреннего контура управления с большим коэффициентом усиления, обеспечивающая системе эталонную динамику и устраняющая фактор параметрической неопределенности. Затем для скорректированного объекта посредством внешнего контура управления стандартными методами решается задача управления в условиях параметрической определенности. Такой подход представляется более логичным: он *разделяет* функции коррекции и управления. В итоге при переходе от исходной задачи управления с факторами неопределенности к задаче управления скорректированным объектом фактор неопределенности устраняется. Такой подход применим к более широкому классу задач робастного управления, включая нелинейные и нестационарные объекты при определенных ограничениях на их параметры. В этом случае сама коррекция приобретает дополнительный смысл - линеаризация и стационаризация каналов управления.

Литература

1. Kang-Zhi Liu, Yu Yao. Robust Control: Theory and Applications. John Wiley & Sons, 2016. - 460 p.
2. Black H.S. Inventing the negative feedback amplifier (50th anniversary of Black's invention of negative feedback amplifier) // IEEE Spectrum. 1977. Vol. 14. - P.54-60.
3. Филимонов А.Б., Филимонов Н.Б. Метод больших коэффициентов усиления и эффект локализации движений в задачах синтеза систем автоматического управления // Мехатроника, автоматизация, управление. 2009. № 2. - С. 2-10.

4. Филимонов А.Б., Филимонов Н.Б. Робастная коррекция в системах управления с большим коэффициентом усиления // Мехатроника, автоматизация, управление. 2014. № 12. - С. 3-10.
5. Филимонов А.Б., Филимонов Н.Б. Робастная коррекция динамических объектов в системах автоматического управления // Автометрия. 2015. Т.51. № 5. - С.61-68.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ ИНВАРИАНТЫ И ИНТЕГРИРОВАНИЕ ЛИНЕЙНЫХ ОБЫКНОВЕННЫХ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ

Проф. *А.Г. Кушнер*

Линейные обыкновенные дифференциальные уравнения второго порядка

$$y'' + a(x)y' + b(x)y + c(x) = 0$$

можно рассматривать как сечения тривиального векторного расслоения (расслоения кривых в трёхмерном пространстве) $\pi: \mathbb{R}^3 \rightarrow \mathbb{R}, \pi(a, b, c) = x$. Точечные инфинитезимальные преобразования, сохраняющие класс таких уравнений (далее – допустимые преобразования), являются преобразованиями сдвига вдоль траекторий векторного поля $(A(x)y + B(x))y'$. Здесь A, B – произвольные функции.

Пусть $J^k(\pi)$ – пространство k -джетов сечений этого расслоения и $x, a_0, b_0, c_0, \dots, a_k, b_k, c_k$ – канонические координаты на этом пространстве. Допустимые преобразования действуют на коэффициенты a, b, c уравнения и, таким образом, на сечения расслоения π .

Теорема. Алгебра дифференциальных инвариантов уравнения порождена дифференциальным инвариантом первого порядка $J_1 = a_1 + \frac{1}{2}a_0^2 - 2b_0$ и инвариантным дифференцированием

$$\frac{d}{dx} = \frac{\partial}{\partial x} + a_1 \frac{\partial}{\partial a_0} + b_1 \frac{\partial}{\partial b_0} + c_1 \frac{\partial}{\partial c_0} + \dots,$$

то есть базовые дифференциальные инварианты порядка k имеют вид

$$J_k = \frac{d^{k-1} J_1}{dx^{k-1}}. \text{ Здесь } k \geq 2.$$

Для некоторых классов уравнений построенные дифференциальные инварианты позволяют находить их точные решения. Например, уравнения с нулевым дифференциальным инвариантом J_0 имеют вид

$$y'' + a(x)y' + \left(\frac{1}{2}a'(x) + \frac{1}{4}a^2(x)\right)y + c(x) = 0.$$

Такие уравнения могут быть проинтегрированы в квадратурах. Их общее решение имеет вид

$$y(x) = \exp\left(-\frac{1}{2}\int a(x)dx\right)\left(C_1 + C_2x + \int xc(x)\exp\left(\frac{1}{2}\int a(x)dx\right)dx - x\left(\int c(x)\exp\left(\frac{1}{2}\int a(x)dx\right)\right)\right).$$

Здесь C_1 и C_2 – произвольные постоянные.

МОДУЛЬНАЯ ТЕРМОЯДЕРНАЯ ЭЛЕКТРОСТАНЦИЯ DEMO НА СФЕРИЧЕСКИХ ТОКАМАКАХ В РОССИИ

Проф. Митришкин Ю.В.

Среди лидеров в решении проблемы управляемого термоядерного синтеза, а именно, D-образных токамаков (тороидальных камер с магнитными катушками), имеются две дорожные карты для создания первой термоядерной электростанции DEMO (DEMONstration Power Station) [1]. Это – 1) создание DEMO на одном токамаке с циклопическим большим радиусом порядка $R=9-10$ (!) м и большим аспектным отношением (отношение большого радиуса R токамака к малому $A=R/a=3-5$) (рис. 1а) [2] и 2) создание модульного DEMO на основе сферических токамаков с малым аспектным отношением $A\approx 1,5$ и относительно малым R : меньше 2 (!) м (рис. 1б) [3]. Второй тип DEMO имеет существенные преимущества: 1) можно вначале создать только один модуль в 200 МВт, отработать на нем все термоядерные технологии, а затем уже создать полную термоядерную электростанцию, например, на десяти модулях в 2 ГВт; 2) модульная DEMO имеет намного более высокий уровень надежности в эксплуатации, т.к. при аварийной ситуации на одном модуле, другие будут продолжать работать; 3) энергия, генерируемая модульной DEMO, значительно более дешевая и конкурентно способная по сравнению с другими типами электростанций, меньше 6 американских центов за 1 кВт·ч [3].

Для понимания проектирования модульного DEMO полезно ранжировать известные действующие и проектируемые D-образные токамаки по количеству обмоток полоидального поля, расположенных вокруг вакуумной камеры. При этом маркировка токамаков содержит R (м) и A (отн. ед.):

1. **ALCATOR C-Mod-0,67-3 (США)**: 6 PF-обмоток, 1 CS, всего 7 обмоток;
2. **DEMO-1,6-1,7 (Англия, сферический токамак)**: 8 PF-обмоток, 1 CS, всего 9 обмоток (рис. 1б);
3. **ITER-8,1-2,9** (проект с самоподдерживающейся термоядерной реакцией): 9 PF-обмоток, 1 CS, всего 10 обмоток;
4. **TRT-2,15-3,77 (РФ)**: 6 PF-обмоток, 4 CS-обмоток, всего 10 обмоток;

5. **NSTX-0,85-1,25 (США, сферический токамак):** 10 PF-обмоток, 1 CS, всего 11 обмоток;
6. **JT-60SA-2,96-2,5 (Япония):** 6 PF-обмоток, 4 CS-обмоток, 2 обмотки внутри камеры, всего 12 обмоток
7. **T-15МД-1,48-2,2 (РФ):** 6 PF-обмоток, 4 CS-обмоток, 2 PF-обмотки между камерой и тороидальной обмоткой, всего 12 обмоток;
8. **ASDEX Upgrade-1,65-3,2 (Германия):** 10 PF-обмоток, 1 индуктор, 2 PF-обмотки между камерой и обмоткой тороидального поля, всего 13 обмоток;
9. **ITER-6.2-3,1 (Франция, проект с $Q > 10$, где Q – отношение получаемой термоядерной мощности к входной мощности):** 6 PF-обмоток, 6 CS-обмоток, пара PF-обмоток внутри камеры, всего 14 обмоток;
10. **EAST-1,8-4,5 (Китай):** 6 PF-обмоток, 6 CS-обмоток, пара PF-обмоток внутри камеры, всего 14 обмоток (копия ITER-2);
11. **DEMO-9,1-3,1 (Европа):** 6 PF-обмоток, 6 CS-обмоток, пара PF-обмоток внутри камеры, всего 14 обмоток (копия ITER-2) (рис. 1а);
12. **GLOBUS-M2-0,36-1,5 (РФ, сферический токамак):** 6 PF-обмоток, 1 индуктор, 6 CS-обмоток, 4 HFC-обмотки, 2 VFC-обмотки, всего 19 обмоток (рис. 1в);
13. **DTT-2,15-3,1 (Италия):** 6 PF-обмоток, 6 CS-обмоток, 4 диверторных обмотки, 4 обмотки для управления положением плазмы, всего 20 обмоток;
14. **SPARC-1,85-3,24 (США):** 8 PF-обмоток, 6 CS-обмоток, 6 корректирующих обмоток, 2 обмотки внутри камеры, всего 22 обмотки;
15. **TCV-0,88-2,9 (Швейцария):** 7 обмоток индуктора, 16 PF обмоток, 6 быстрых обмоток, всего 29 обмоток.
IGNITOR-1,32-2,8: 16 PF-обмоток, 14 CS-обмоток, 2 HFC обмотка, 1 VFC обмотка, всего 33 обмотки.

Из приведенных данных явно видна тенденция к увеличению количества обмоток полоидального поля. Это объясняется тем, что плазма в токамаках является динамическим объектом с *распределенными* параметрами, поэтому для большей эффективности по входу-выходной управляемости [4], по качеству управления и запасам робастной устойчивости систем магнитного управления плазмой [5] полоидальные системы должны приближаться к распределенным системам, что и ведет к увеличению количества обмоток полоидального поля, окружающих вакуумную камеру.

Автор рекомендует проектирование и сооружение в АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», г. Троицк в РФ модуля термоядерной электростанции DEMO на основе сферического токамака, основываясь на результатах компании Tokamak Energy Ltd (<https://www.tokamakenergy.co.uk/>) [3], а также на опыте разработки систем магнитного управления плазмой в токамаке

GLOBUS-M2 [1, 5] на базе экспериментальных данных с перспективой внедрения данных систем в эксперимент посредством уникального цифрового компьютерного стенда реального времени [6]. Например, модуль может иметь: $R \sim 1,5$ м, $A \sim 1,7$, вытянутость $K \sim 3$, ток плазмы ~ 8 МА, поле на большом радиусе > 3 Т [3].

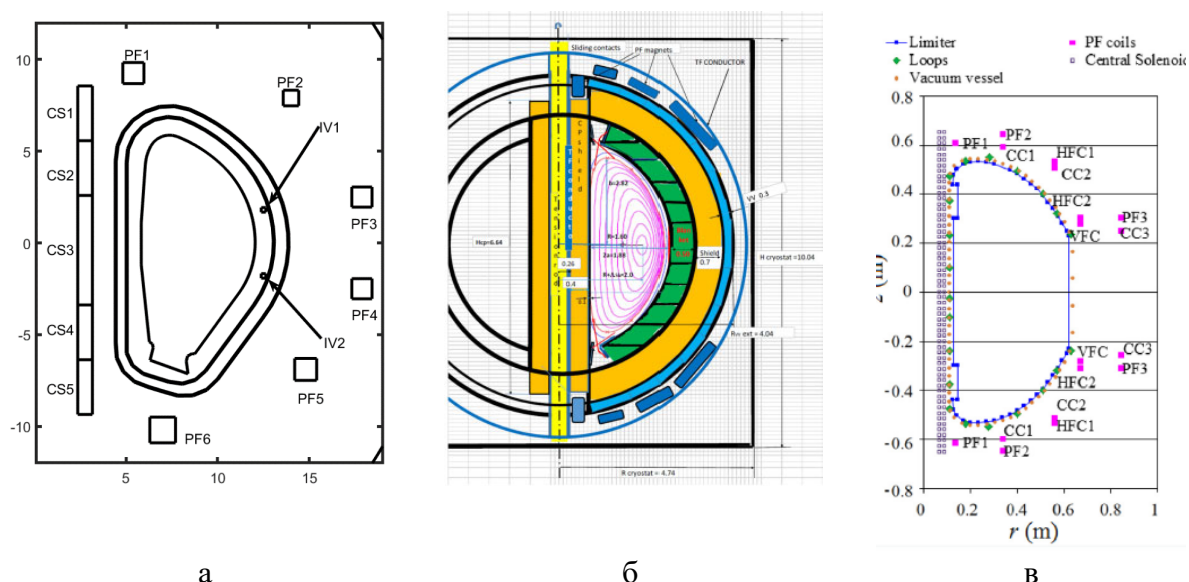


Рис. 1. Токамаки (а) DEMO-9,1-3,1, сферический модуль DEMO-1,6-1,7, (в) сферический токамак GLOBUS-M2-0,36-1,5 (ФТИ РАН им. А.Ф. Иоффе, С-Петербург).

Разработку модуля термоядерной электростанции должна проводить специализированная проектная организация АО «НИИЭФА им. Д.В. Ефремова» в РФ (с учетом выявленной тенденции возрастания количества обмоток полоидального поля вокруг вакуумной камеры и системы магнитного управления плазмой), которая проектировала все токамаки, имеющиеся в РФ. При этом в данной разработке должны участвовать организации, имеющие опыт работы с токамаками: НИЦ «Курчатовский институт» (соорудила современный D-токамак Т-15МД, $R=1,48$ м, $A=2,2$), АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ» (имеет энергетическую площадку для сооружения модуля DEMO), ФТИ им. А.Ф. Иоффе (эксплуатирует сферический токамак GLOBUS-M/M2 около 20 лет), а также организации, имеющие опыт работы с системами управления плазмой в токамаках: ИПУ РАН (лидер в теории и практике автоматического управления в РФ) и Физический факультет МГУ (готовит специалистов в области физики и автоматического управления). Данный консорциум наиболее квалифицированным образом имеет возможность решить многокритериальную задачу проектирования сферического токамака-модуля DEMO и найти наилучшие компромиссы между различными подсистемами установки.

Работа поддержана грантом РФФ № 21-79-20180.

Литература

1. Митришкин Ю.В., Карцев Н.М., Кузнецов Е.А., Коростелев А.Я. Методы и системы магнитного управления плазмой в токамаках. – М.: КРА-САНД, 2020. — 528 с.; цв. вкл.
2. European Research Roadmap to the Realization of Fusion Energy. – 2018. – <https://www.euro-fusion.org/eurofusion/roadmap/>.
3. Chuyanov, V., Gryaznevich, M. Modular fusion power plant // Fusion Engineering and Design. – 2017. – Vol. 122. – P. 238–252.
4. Skogestad, S., Postlethwaite, I. Multivariable Feedback Control: Analysis and Design, 2nd Edition, John Wiley & Sons, Ltd., 2005. – 574 p.
5. Mitrishkin, Y.V., Prohorov, A.A., Korenev, P.S., Patrov, M.I. Plasma magnetic time-varying nonlinear robust control system for the Globus-M/M2 tokamak // Control Engineering Practice. – 2020. – Vol. 100. – 104446.
6. Митришкин Ю.В. Компьютерный стенд реального времени как цифровой двойник системы магнитного управления плазмой в D-образном токамаке. ЛЧ 2021.

КОМПЬЮТЕРНЫЙ СТЕНД РЕАЛЬНОГО ВРЕМЕНИ КАК ЦИФРОВОЙ ДВОЙНИК СИСТЕМЫ МАГНИТНОГО УПРАВЛЕНИЯ ПЛАЗМОЙ В D-ОБРАЗНОМ ТОКАМАКЕ

Проф. Митришкин Ю.В.

На рис. 1а показана многомерная каскадная система управления плазмой, которая применяется на сферическом токамаке Глобус-М2 для управления вертикальным (Z) и горизонтальным (R) положениями плазмы, током в центральном соленоиде (CS), и токами в катушках полоидального поля (PF). В настоящее время в токамаке регуляторы C_{Z-R} , C_{CS} и C_{PF} являются аналоговыми ПД- и П- регуляторами. В будущем предполагается, что все регуляторы будут заменены на цифровые, и эти регуляторы могут реализовывать при необходимости различные законы управления. Два тиристорных инвертора тока, работающих в автоколебательном режиме, A_{HFC} и A_{VFC} [1], используются в качестве исполнительных устройств для управления положением плазмы, а тиристорные многофазные выпрямители A_{CS} и A_{PF} [2] применяются как исполнительные устройства для управления токами в CS и PF -катушках. В настоящее время значения тока плазмы I_p и зазоров между сепаратрисой и первой стенкой получают при помощи предварительно запрограммированных токов в CS и PF -катушках в каждом разряде.

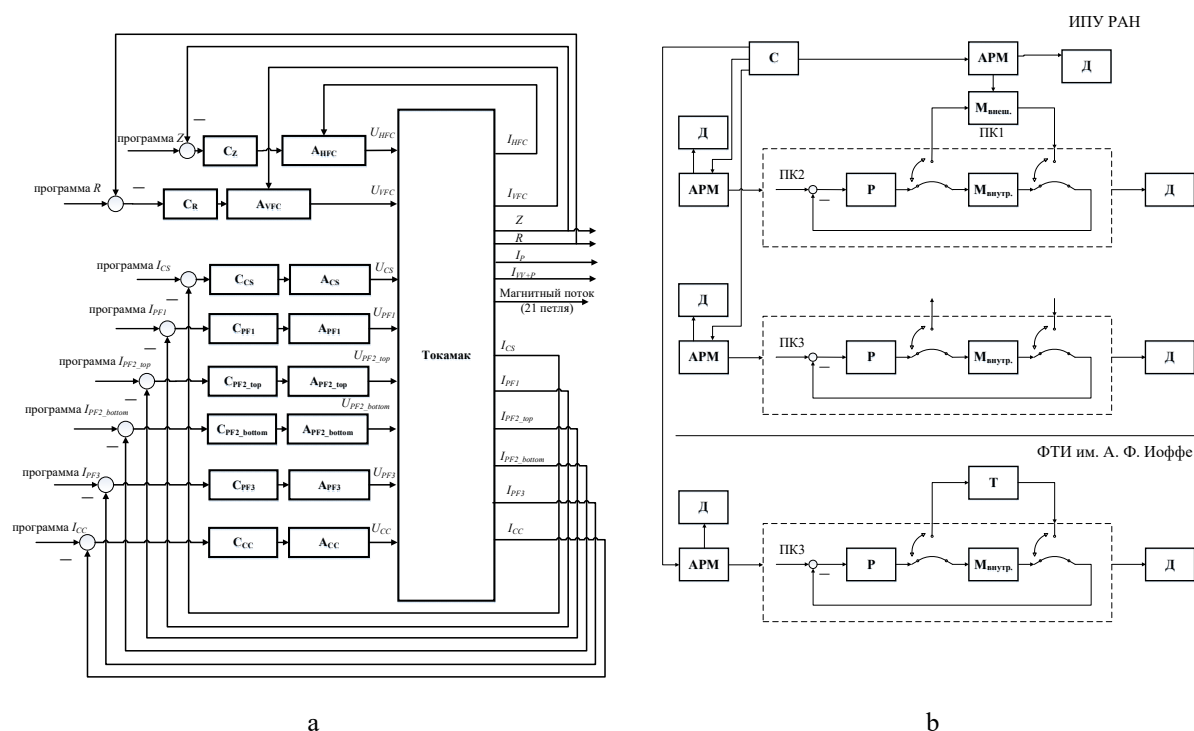


Рис. 1. (а) Блок-схема системы управления плазмой, работающей на токамаке Глобус-М2: CZ, CR, CCS, CPF1, CPF2_top, CPF2_bottom, CPF3 и CCC - это аналоговые регуляторы, AHFC, AVFC, ACS, APF1, APF2_top, APF2_bottom, APF3 и ACC - это исполнительные устройства [1, 2]. (а) Структурная схема имитационной компьютерной платформы: Р - регулятор, ПК - промышленный компьютер, С - сервер, Т - токамак. АРМ – автоматизированное рабочее место, Д – дисплей, М_{внутр.} – внутренняя модель объекта, М_{внеш.} – внешняя модель объекта.

Существует базовый подход к моделированию систем управления плазмой в реальном времени с помощью экспериментального стенда, содержащего два целевых компьютера, соединенных обратной связью [3]. Для управления током и формой плазмы с обратной связью в реальном времени на токамаке Глобус-М2 предлагается создать и применить новую имитационную цифровую компьютерную платформу реального времени, которая имеет связку обратной связи на двух высокотехнологичных компьютерах с высокой эффективностью. Это целевые компьютеры типа "модель объекта–регулятор", где происходит переключение в "регуляторе" алгоритма управления с внутренней модели на внешнюю "модель объекта" и обратно для настройки системы управления с последующей передачей алгоритма управления через удаленный доступ на целевой управляющий компьютер, подключенной к токамаку, с его внутренней моделью (рис. 1б).

Платформа реального времени реализует моделирование плазмы в токамаке в режиме реального времени с помощью диагностики, исполнительных устройств, контуров управления для горизонтального и вертикального положения плазмы и токов в РF-катушках, а также контуров тока

и формы плазмы на трех промышленных компьютерах (ПК1-ПК2) с устройствами связи с управляемым объектом, которым является плазма в токамаке.

Компьютер ПК1 моделирует только плазму в токамаке с действующими контурами управления положением плазмы и CS/PF-токами (рис. 1б), в то время как другие компьютеры ПК2 и ПК3 моделируют плазму в токамаке с действующими контурами управления, а также регулятор тока и формы плазмы, соединенные между собой внутренней обратной связью с кодом восстановления равновесия плазмы на входе регулятора.

Компьютеры ПК2 и ПК3 используют два многомерных переключателя, которые переключают регулятор Р с внутренней модели плазмы ($M_{\text{внутр.}}$) на внешнюю модель плазмы ($M_{\text{внеш.}}$) или токамак и обратно, чтобы настроить систему управления на $M_{\text{внутр.}}$, а затем применить ее на $M_{\text{внеш.}}$ или токамаке. Это позволяет моделировать с помощью регулятора Р в компьютере ПК2, подключенного к внешней модели $M_{\text{внеш.}}$, реальные физические эксперименты на токамаке.

К каждому из ПК1-ПК3 подключены хост-компьютеры для разработки и моделирования систем управления плазмой в компьютерном времени с дисплеями D для визуализации моделирования процессов управления плазмой. Эти хост-компьютеры используются для выполнения загрузки из них разработанных регуляторов и плазменных моделей в ПК1-ПК3. А также дисплеи D подключаются к ПК1-ПК3 для визуализации процессов внутреннего управления в режиме реального времени. Хост-компьютеры и дисплеи образуют автоматизированные рабочие места (АРМ).

К каждому из трех АРМ подключен сервер базы данных (С), с помощью которого данные загружаются для всех АРМ для разработки систем управления плазмой в компьютерном времени и далее загружаются в ПК1-ПК3 с целью моделирования систем управления плазмой в реальном времени в соответствии с методом моделирования с кодом восстановления равновесия плазмы в обратной связи [4, 5] и будущего управления плазмой в реальном времени.

Компьютер ПК3 с АРМ и D устанавливается и подключается непосредственно к токамаку, внутренний регулятор Р с кодом восстановления на его входе устанавливается на $M_{\text{внутр.}}$ в режиме реального времени, а затем переключается на токамак. В результате предварительно настроенный на $M_{\text{внутр.}}$ регулятор Р управляет током и формой плазмы в режиме реального времени во время плазменных разрядов.

Внутренний регулятор Р в ПК3 может быть изменен путем удаленного доступа. Затем этот новый регулятор настраивается на $M_{\text{внутр.}}$ и переключается на управление плазмой в токамаке в режиме реального времени с помощью двух многомерных переключателей.

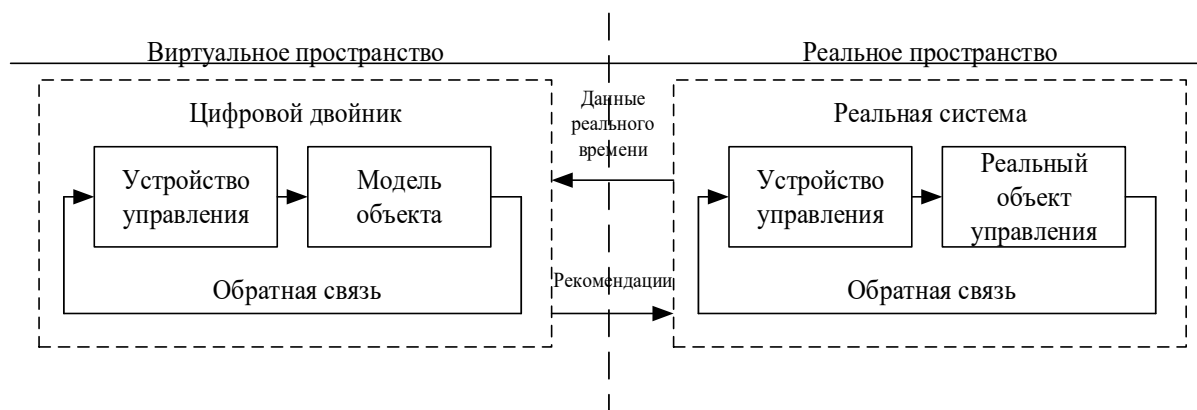


Fig. 2. Цифровой двойник системы управления с обратной связью реального динамического объекта.

Цифровые двойники систем управления (рис. 2) развиваются в промышленности при разработке систем управления, поскольку на цифровом двойнике могут в реальном времени моделироваться процессы управления, их можно оптимизировать или найти новые алгоритмы управления и найденные оптимальные результаты систем затем применять уже на реальном объекте. Это намного дешевле, чем решать эти же задачи сразу на реальном объекте. В то же время цифровые двойники применяются и при управлении сложными динамическими объектами, например, в экспериментальной физике, чтобы независимо от эксперимента находить оптимальные решения по управлению данными объектами.

В имитационной платформе (рис. 1б) два промышленных компьютера, а именно ПК1 и ПК2, составляют цифровой двойник, а третий промышленный компьютер ПК3 планируется подключить к реальному объекту, а именно, к токамаку Глобус-М2, чтобы организовать реальную цифровую систему управления плазмой.

Работа поддержана грантом РФФ № 21-79-20180.

Литература

1. Kuznetsov, E.A., Mitrishkin, Y.V., Kartsev, N.M. Current inverter as self-oscillating actuator in applications for plasma position control systems in the Globus-M/M2 and T-11M tokamaks // *Fusion Engineering and Design*. – 2019. – Vol. 143. – P. 247–258.
2. Mitrishkin, Y.V., Pavlova, E.A., Kuznetsov, E.A., Gaydamaka, K.I. Continuous, saturation, and discontinuous tokamak plasma vertical position control systems // *Fusion Engineering and Design*. – 2016. – Vol. 108. – P. 35–47.
3. Mitrishkin, Y.V., Efremov, A.A., Zenkov, S.M. Experimental Test Bed for Real Time Simulations of Tokamak Plasma Control Systems. *Journal of Control Engineering and Technology*. Vol. 3, Iss. 3, July 2013, pp. 121-130, American V-King Scientific Publish.
4. Митришкин Ю.В., Прохоров А.А., Коренев П.С., Патров М.И. Способ формирования модели магнитного управления формой и током плазмы

- с обратной связью в токамаке // Патент на Изобретение № 2702137. Приоритет изобретения 28.04.2017 г. Дата государственной регистрации в Государственном реестре изобретений РФ 04.10.2019 г. Федеральный институт промышленной собственности (ФИПС), 2019.
5. Mitrishkin, Y.V., Prohorov, A.A., Korenev, P.S., Patrov, M.I. Plasma magnetic time-varying nonlinear robust control system for the Globus-M/M2 tokamak // *Control Engineering Practice*. – 2020. – Vol. 100. – 104446.

КОМБИНИРОВАННЫЙ АЛГОРИТМ
ЧИСЛЕННОГО АНАЛИЗА ДИНАМИКИ ЧАСТИЦ
В БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ МОДЕЛИ РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЫ

Доц. *Бородачев Л.В.*, магистрант *Анненков С.С.*

Любой, сколь-нибудь внимательный обзор публикаций, посвященных численному анализу по методу макрочастиц (ММ) [1] низкочастотных явлений разреженной плазмы, позволяет говорить об устойчивом интересе к использованию в этой области дарвинского (безызлучательного, магнитоиндукционного) приближения для представления полей [2]. Оно подразумевает активное использование разложения Гельмгольца для векторных величин, наряду с пренебрежением поперечным током смещения в формализме Максвелла. Последнее позволяет рассматривать плазму как систему без запаздывания (с мгновенным дальним действием), что принципиально исключает наличие в ней свободных электромагнитных волн. Очевидным следствием этого в контексте конечно-разностной аппроксимации самосогласованной (по Власову [3]) аналитической модели является снятие по существу проблемы устойчивости (и ограничений на временной шаг, связанных с критерием Куранта [1]) численного решения дарвинских уравнений поля.

Таким образом теперь (в отличии полного электромагнитного случая) величина временного шага эволюции дискретной самосогласованной (Власов-Дарвин) системы, во многом определяющая экономичность численного алгоритма, обусловлена именно процедурой разностного интегрирования уравнений движения частиц, выбор которой обусловлен как физическими соображениями, так и условиями ее устойчивости.

В этой связи представляет интерес использование не одной, а нескольких различных по свойствам динамических схем в рамках одного плазменного кода, позволяющее существенно снизить вычислительные затраты, что особенно актуально для компьютерных экспериментов по ММ в области численных исследований крупномасштабных и медленнопеременных явлений плазмифики.

Актуальность указанной проблемы минимизации предполагает дальнейшее развитие методики оптимизации процедуры численного решения уравнений движения на основе рационального использования в счете и явной (экономичной, но условно устойчивой), и неявной (безусловно устойчивой, но менее экономичной) разностных схем, в соответствии с характером конкретной стадии исследуемого процесса.

Ранее, в публикации [4], посвященной настоящей тематике, был сформулирован (и реализован в виде параметра) критерий переключения динамических схем и приведена процедура их сопряжения в процессе текущего счета. Проведена апробация и показана эффективность предложенной методики оптимизации счета в рамках безызлучательного моделирования хорошо известной электромагнитной неустойчивости Вайбеля [5].

В данной работе нас интересовали следующие моменты.

Оценка практической эффективности рассматриваемого мультисхемного подхода. В этих целях были проведены исследования трех разностных динамических схем: явной схемы “с перешагиванием” [1], полной неявной схемы [1] и неявной редуцированной схемы [6] на тестовых задачах движения частиц в электрическом, магнитном, и скрещенных полях (электрический дрейф). Здесь были получены количественные показатели экономичности и точности редуцированной неявной схемы (в сравнении с полной неявной) для обоснования использования именно ее в предлагаемой методике.

Совершенствование методики текущего (в рамках конкретного компьютерного прогона) совмещения процедур численного интегрирования уравнений движения частиц. В этой связи был введен дополнительный параметр переключения, связанный с требуемыми вычислительными затратами (по каждой схеме) для продвижения самосогласованной модельной системы на временной интервал, диктуемый физически необходимым уровнем разрешения текущей фазы ее эволюции. Указанный параметр активизируется при выходе исследуемого плазменного процесса на квазилинейный (слабовозмущенный или стагнирующий) этап развития.

Демонстрация корректного выбора критерия и работы соответствующих параметров переключения динамических схем на примере полуторазмерного (x, v_x, v_y, v_z) моделирования представленной выше кинетической неустойчивости Вайбеля.

Еще раз отметим, что предложенная методика особенно актуальна, как нам представляется, при численной симуляции низкочастотных явлений разреженной магнитоактивной плазмы (ярким представителем которых является означенная выше кинетическая неустойчивость), т.е. там, где наиболее эффективно приложение именно дискретных дарвинских алгоритмов.

Литература

1. R.W. Hockney, J.W. Eastwood "Computer Simulation Using Particles" N.-Y.: McGraw-Hill, 1981.
2. C.G. Darwin // Phil. Magazine. 1920, V. 39, P. 537.
3. А. А. Власов "Теория многих частиц" М.-Л.: ГИТТЛ, 1950.
4. Л.В. Бородачев, С.С. Анненков // УЗФФ, 2019, № 5, С. 1950402-1.
5. L.V. Borodachev, D.O. Kolomiets // J. Plasma Phys., 2011, V. 77, P. 277.
6. Л.В. Бородачев // ЖВМиМФ. 1991, Т. 31, № 6, С. 934.

АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ НАЧАЛЬНО-КРАЕВОЙ
ЗАДАЧИ ЛЭМБА В СЛУЧАЕ ПРЕДЕЛЬНОГО ЗНАЧЕНИЯ
КОЭФФИЦИЕНТА ПУАССОНА

С.н.с. *Ильясов Х.Х.* (ИПМ им. А.Ю. Ишлинского РАН),
доц. *Кравцов А.В.*,
г.н.с. *Кузнецов С.В.* (ИПМ им. А.Ю. Ишлинского РАН)

В упругой среде, занимающей полупространство, малые относительные перемещения описываются уравнениями Ламэ

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

где \mathbf{u} – вектор перемещений, λ и μ – параметры Ламэ, ρ – плотность упругой среды.

Пусть на свободную поверхность S упругой среды действует внешнее давление \mathbf{np} , где \mathbf{n} – вектор внешней нормали к S , p – заданная функция точки поверхности и времени t . В соответствии с [1], граничные условия на свободной поверхности зададим в виде

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

где g – ускорение силы тяжести (вектор силы тяжести противоположен вектору \mathbf{n}).

Согласно теории предельного перехода считаем, что коэффициент Пуассона

$\nu = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)} \rightarrow \frac{1}{2} - 0$ и модуль Юнга $E = (3\lambda + 2\mu)(1 - 2\nu) \rightarrow +0$, причем отношение $\frac{E}{1 - 2\nu}$ остается конечным положительным. Откуда $\mu = \frac{E}{2(1 + \nu)} \rightarrow +0$, что означает отсутствие в упругой среде волн сдвига.

Поэтому уравнения для перемещений и граничные условия на свободной поверхности принимают вид

$$\lambda \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{u} = \rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2}, \quad \lambda \operatorname{div} \mathbf{u} + \rho g(\mathbf{u}, \mathbf{n}) = p.$$

Представим вектор перемещений в виде $\mathbf{u} = \operatorname{grad} \varphi$. Введем цилиндрическую систему координат (r, θ, z) , для которой поверхность S совпадает с плоскостью $z = 0$ и орт оси z сонаправлен с вектором \mathbf{n} .

Пусть внешнее давление имеет вид $p(r, t) = p_0 f(r) e^{-\alpha t} \sin \omega t$, где $f(r)$ – заданная функция, α, ω – заданные положительные числа. Заметим, что задача установившихся колебаний упругого полупространства в случае предельного значения коэффициента Пуассона рассматривалась в [2], где было доказано существование классического решения при $r > 0$, $z \leq 0$ и получены асимптотические формулы для компонент вектора перемещений при достаточно больших r . Формальное интегральное представление решения задачи Лэмба в случае распределенной гармонической нагрузки

для $0 < \nu < \frac{1}{2}$ представлено в [3], где было проведено сравнение аналитического и численного решений. В работе [4] начально – краевая задача Лэмба для полупространства решалась методом конечных элементов.

В безразмерных переменных, за которыми сохранены прежние обозначения, для функции $\varphi(r, z, t)$ получим начально – краевую задачу

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = \Delta \varphi, \quad r > 0, \quad z < 0, \quad t > 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} \Big|_{z=0} + \beta \frac{\partial \varphi}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{p_0}{\rho a^2} f(r) e^{-\gamma t} \sin t, \quad r > 0, \quad t > 0, \quad \beta = \frac{g}{\omega a}, \quad a = \sqrt{\frac{\lambda}{\rho}}, \quad \gamma = \frac{\alpha}{\omega}. \quad (2)$$

$$|\varphi| \leq C, \quad r \rightarrow +0, \quad \varphi \rightarrow +0, \quad \sqrt{r^2 + z^2} \rightarrow +\infty, \quad \varphi \Big|_{t=0} = \frac{\partial \varphi}{\partial t} \Big|_{t=0} = 0, \quad r > 0, \quad z \leq 0. \quad (3)$$

Считаем, что функция $f(r)$ имеет вид

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

Для нее преобразование Фурье–Бесселя следующее [5]:

$$\int_0^{+\infty} J_0(xr) f(r) r dr = l^2 e^{-lx}, \quad x > 0,$$

где $J_0(x)$ — функция Бесселя нулевого порядка.

Представим искомую функцию в виде интеграла Фурье – Бесселя

$$\varphi(r, z, t) = \int_0^{+\infty} J_0(xr) \Phi(x, z, t) x dx, \quad r > 0, \quad z \leq 0, \quad t > 0, \quad (4)$$

где $\Phi(x, z, t)$ — образ Фурье–Бесселя функции $\varphi(r, z, t)$. Далее для образа Фурье–Бесселя получим начально–краевую задачу, для решения которой применим преобразование Лапласа по переменной t . Тогда для образа Фурье–Бесселя в итоге будем иметь интегральное представление

$$\Phi(x, z, t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{b-i\infty}^{b+i\infty} \frac{A e^{pt-lx} e^{-z\sqrt{p^2+x^2}}}{[(p+\gamma)^2+1] (p^2+\beta\sqrt{p^2+x^2})} dp, \quad A = \frac{\rho_0 l^2}{\rho a^2}, \quad b > 0 \quad (5)$$

где $\sqrt{p^2+x^2}$ — аналитическая на комплексной плоскости с разрезами вдоль лучей $(-\infty, -i]$, $[i, +\infty)$ функция, положительная при любом действительном p и любом фиксированном $x > 0$.

Таким образом, для решения задачи (1)–(3) получаем формальное интегральное представление (4), где $\Phi(x, z, t)$ определяется интегралом (5) – интегралом Меллина. Авторами доказано, что он сходится абсолютно и равномерно по z на полупрямой $(-\infty, 0]$, и по t на любом отрезке $[0, T]$. Также показано, что интеграл Меллина выражается через сумму вычетов подынтегральной функции во всех четырех полюсах (это полюсы первого порядка) и сумму интегралов от данной функции вдоль берегов разрезов. Доказано, что функция $x\Phi(x, z, t)$ непрерывна при $x \geq 0$, $z \leq 0$, $t > 0$ и для нее имеет место равномерная оценка $x|\Phi(x, z, t)| \leq C_1 e^{-lx}(\sqrt{x}+x)$, $x \geq 0$, из которой следует, что решение задачи (1) – (3) ограничено при всех $r > 0$, $z \leq 0$, $t > 0$. Кроме того, получена равномерная оценка для $\varphi(r, z, t)$

при больших значениях r : $|\varphi(r, z, t)| < \frac{C_2}{\sqrt{r}}$.

Литература

1. Bromwich T.J.I'A. On the influence of gravity on elastic waves and, in particular, on the vibrations of an elastic Globe // Proc. London Math. Soc. 1898. V.30, P. 98 – 120.
2. Ильясов Х.Х., Кравцов А.В., Кузнецов С.В., Секерж-Зенькович С.Я. Аналитическое решение задачи Лэмба в случае предельного значения

- коэффициента Пуассона. Журнал вычислительной математики и математической физики. 2019. т. 59, № 4, С. 597 – 610 .
3. Ильясов Х.Х., Кравцов А.В., Кузнецов С.В., Секерж-Зенькович С.Я. Внешняя пространственная задача Лэмба. Распределенная по поверхности гармоническая нагрузка // Изв. РАН. Механика твердого тела. 2016. № 1. С. 50 – 56 .
 4. Кравцов А.В., Кузнецов С.В., Секерж-Зенькович С.Я. Конечноэлементные модели в задаче Лэмба // Изв. РАН. Механика твердого тела. 2011. № 6, С. 160 – 169.
 5. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Гос. изд. физ.-мат. лит-ры, 1963.

БИКОМПАКТНАЯ СХЕМА И МЕТОД СПЕКТРАЛЬНОГО РАЗЛОЖЕНИЯ ДЛЯ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА В СЛОИСТЫХ СРЕДАХ

Н. с. Белов А.А., м. н. с. Домбровская Ж.О.

Введение. Во многих актуальных задачах физики плазмы (сжатие мишеней УТС, динамика плазменного шнура в токамаках, плазменные неустойчивости и др.) требуется решать систему уравнений Максвелла в качестве вспомогательной подзадачи. Известные разностные методы (наиболее популярным из которых является метод FDTD конечных разностей во временной области [1]) дают большую погрешность вблизи границ раздела сред и позволяют учитывать только приближенные модельные законы дисперсии среды. В результате существующие методы не могут обеспечить необходимую количественную точность.

Стационарная задача. Рассмотрим распространение плоской электромагнитной волны частоты ω перпендикулярно набору из Q плоско-параллельных пластин общей толщиной a . Обозначим координаты границ слоев через $\xi_1 \leq \xi_2 \leq \dots \leq \xi_{Q-1}$. Пусть все объемные и поверхностные токи зависят от времени как $\sim e^{-i\omega t}$.

Направим ось z перпендикулярно пластинам. Тогда электрическое поле E направлено по оси x , магнитное поле H — по оси y , волновой вектор k — по оси z . Здесь $k = \omega/c$, где c — скорость света. Диэлектрическая проницаемость ε_q , магнитная восприимчивость μ_q , проводимость σ_q , объемная плотность токов J_q q -й пластины, поверхностная плотность токов j_q на q -й границе не зависят от x и y . Вектора J_q и j_q направлены по оси x . Амплитуды полей зависят только от z . Такая задача описывается системой интегральных уравнений Максвелла

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

$$\int_{\Gamma} E_q dl = -c^{-1} (-i\omega) \int_S B_q ds, \quad B_q = \mu_k H_q.$$

Здесь S — произвольная поверхность, ограниченная контуром Γ . Используется система единиц СГС. На внешних границах поставим условия излучения

$$\partial_z E_1 + i\omega c^{-1} E_1 = 2ikE^0, z = 0; \partial_z E_Q - i\omega c^{-1} E_Q = 2ikE^a e^{-ika}, z = a. \quad (2)$$

Здесь E^0, E^a — заданные амплитуды волн, падающих справа и слева. На границах слоев поставим условия сопряжения

$$e_z \times (E_q - E_{q-1}) = 0, \quad e_z (D_q - D_{q-1}) = 0, \quad (3)$$

$$e_z \times (H_q - H_{q-1}) = 4\pi c^{-1} j_q, \quad e_z (B_q - B_{q-1}) = 0.$$

Введем специальную сетку $\{z_n\}$, $0 \leq n \leq N$, $\Delta z_{n+1/2} = z_{n+1} - z_n$, у которой границы слоев являются узлами. Составим линейную интерполяцию сеточных значений полей между узлами

$$E(z) = \alpha_n z + \beta_n, \quad H(z) = \gamma_n z + \delta_n, \quad z_n \leq z \leq z_{n+1}, \quad 0 \leq n \leq N-1. \quad (4)$$

Здесь $\alpha_n, \beta_n, \gamma_n, \delta_n$ — коэффициенты интерполяции. Подставим интерполяцию (4) в задачу (1). При этом интегралы в (1) вычисляются по формуле трапеций, условия сопряжения аппроксимируются точно, а производные $\partial E_1 / \partial z, \partial E_Q / \partial z$ выразим из дифференциального уравнения Максвелла $\text{rot} E_q = i\omega c^{-1} \mu_q H_q$, записанного в узлах z_0 и z_N соответственно. Это дает систему разностную схему для стационарной задачи

$$\gamma_n = 4\pi c^{-1} J_q(\bar{z}_n) - c^{-1} (i\omega \varepsilon_q(\bar{z}_n) - 4\pi \sigma_q(\bar{z}_n)) (\alpha_n \bar{z}_n + \beta_n);$$

$$\alpha_n = i\omega c^{-1} \mu_q(\bar{z}_n) (\gamma_n \bar{z}_n + \delta_n);$$

$$\alpha_n z_{n+1} + \beta_n = \alpha_{n+1} z_{n+1} + \beta_{n+1},$$

$$\gamma_{n+1} z_{n+1} + \delta_{n+1} - \gamma_n z_{n+1} - \delta_n = 4\pi c^{-1} j(z_{n+1}); \quad (5)$$

$$i\mu(\bar{z}_0) \delta_0 + i\sqrt{\varepsilon(\bar{z}_0) \mu(\bar{z}_0)} \beta_0 = 2i\sqrt{\varepsilon(\bar{z}_0) \mu(\bar{z}_0)} E^0;$$

$$i\mu(\bar{z}_N) (\gamma_N a + \delta_N) - i\sqrt{\varepsilon(\bar{z}_N) \mu(\bar{z}_N)} (\alpha_N a + \beta_N) = 2i\sqrt{\varepsilon(\bar{z}_N) \mu(\bar{z}_N)} E^a.$$

Здесь $\bar{z}_n = 0.5(z_n + z_{n+1})$. Схема (5) является принципиально новой.

1 Шаблон схемы включает только один шаг по пространству, то есть схема является бикompактной. Поэтому при выборе специальных сеток не возникает дифференцирования через границу раздела.

2 В схеме явно учитываются условия сопряжения. Поэтому она консервативна не только для однородной среды, но при наличии границ

раздела. Доказано, что схема (5) сходится со 2-м порядком точности при наличии как слабых, так и сильных разрывов на границах раздела. Для нее применим метод сгущения сеток, асимптотически точные оценки погрешности и экстраполяция по методу Ричардсона.

Нестационарная задача. В постановке (1)–(3) заменим множитель $(-i\omega)$ на производную ∂_t . Объемные $J_q(z,t)$ и поверхностные $j_q(z,t)$ токи могут произвольно зависеть от времени. Слева и справа на рассеиватель падают волновые пакеты $E^0(t)\exp(-i\omega t)$, $E^a(t+a/c)\exp(-i\omega t - ika)$ с несущей частотой ω и заданными огибающими $E^{0,a}$.

При распространении волнового пакета в линейной диспергирующей среде для каждой гармоники реализуются свои ε , μ , σ . Выполним численно преобразование Фурье падающих волновых пакетов, объемных и поверхностных токов по формуле трапеций, используя всюду одинаковые сетки по времени и наборы частот $\{\omega_m\}$, $\omega_{m+1} - \omega_m = \Delta\omega_m$. Для каждой частоты получим свои амплитуды компонент падающих волновых пакетов $E_m^{0,a}$ и источников поля $(J_q)_m$, $(j_q)_m$. Решим описанным выше методом набор стационарных задач, каждая из которых соответствует своей частоте ω_m . Полученные амплитуды просуммируем по всем частотам ω_m . Это и даст решение нестационарной задачи $E(z,t)$, $H(z,t)$. Это принципиально новый подход. Он был назван методом спектрального разложения.

Доказано, что описанный алгоритм сходится со 2-м порядком точности. Для него также применимы ричардсоновские оценки точности и экстраполяционное уточнение. При этом сетки по z , t , ω должны сгущаться одновременно и в одинаковое число раз.

Подробное изложение результатов работы приведено в [2].

Литература

1. Yee K. // IEEE Trans. Antennas. Propag. 1966. Vol. 14, No. 3. P. 302--307.
2. Белов А.А., Домбровская Ж.О. // ДАН. Математика, информатика, процессы управления. 492 (2020), 15-19.

АНАЛИЗ СТРУКТУР ЗВЕЗДНОГО ВЕЩЕСТВА И ИЗЛУЧЕНИЙ ОКОЛО ЧЕРНОЙ ДЫРЫ POWENI

Ст. препод. *Терентьев Е.Н.*, lead developer Shilin-Terentyev N.E.,
EPAM system, Moscow

Математический Микроскоп (ММ) в анализе данных с Телескопа Горизонта Событий (ТГС), рентгеновского (Chandra) и радио телескопов.

Основные понятия

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

Решение $Y|_A = \{O\} X$ удастся найти в следующем Физическом Фундаментальном Предположении (ФФП): в X есть отдельные изолированные объекты-точки (звезды).

Обратим внимание: что идеальная обратная задача, когда известна непрерывная АФ A в уравнении с непрерывной $Y = A X$ в данном случае не имеет решения.

Решение ОЗММ состоит из трех частей: обратимая ДН $O = [O_R, O_G, O_B] \sim A$, сверх разрешённое изображение $X = R Y$, $R = O^{-1}$ и выявленные объекты-точки в результирующем сверх разрешённом изображении X . В этом случае ФФП становится фактом и это говорит о том, что обратную задачу мы решили корректно.

Постановка задачи

Задача по обусловленному (по ДН от слова Diarazon) выбору АФ $pO = pR^{-1}$ ставится как задача на минимум:

$$\min_{LO} \{ \|pR\| \mid \text{Err}(pO) \leq \text{err} \}, \quad LO = \{pO \mid [L_{oc}, dx, DI]\} \quad (1)$$

L_{oc} – количество точек в области определения АФ, если $dx < 1$, АФ O и изображение интерполируются на шаг dx .

Выбор параметров задания непрерывной АФ O останавливается вручную оператором исследователем, если в $pR Y$ выявляются – детектируются точечные объекты.

Если имеет место нормировка АР O : $\sum O = 1$, в нуле Модуляционная Передаточная Функция $M(O)(0,0) = 1$, тогда будем оценивать сверх разрешение величиной:

$$SR = \sum M(pR) * M(O) / \sum M(O) \quad (2)$$

Теорема: Если значение индикатора обратимости $\Pi(R * O)(0,0) = (R; O) = 1$, то $R = O^{-1}$.

Множества параметрических обратимых $\{O\}$ и ДН обусловленных $\{pO\}(1)$ строятся.

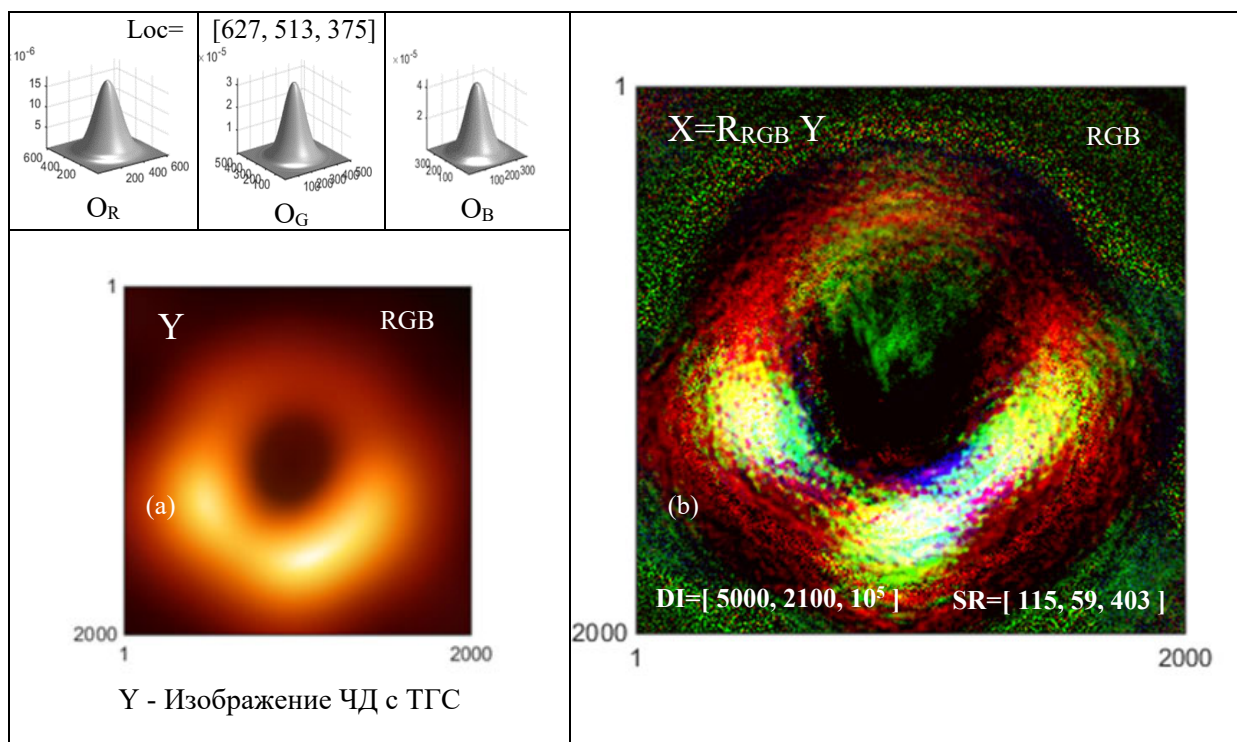


Рис. 1. Приведены обратимые $O=[O_R, O_G, O_B] \sim A$, Y- изображение ЧД с ТГС – (a) и $X=R_{RGB} Y$ результирующее SR изображение – (b).

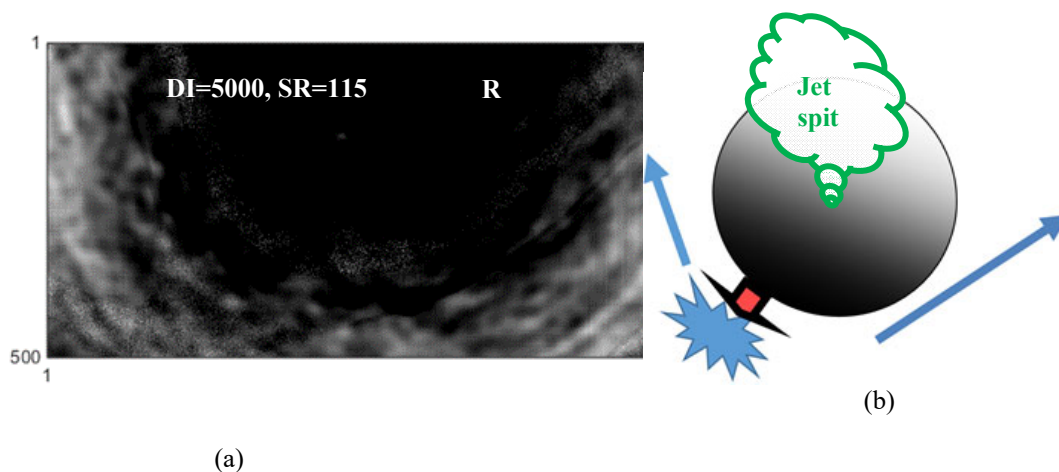


Рис. 2. В R канале SR изображения (a) видим сдавливаемый кластер звезд и две трубки звездотоков, см схему (b), направление Jet spit - вверх см. Рис. 1 (b) по G каналу.

Результаты анализа

Направление движения ЧД на сдавливаемый кластер звезд, см Рис. 2 (b) соответствуют направлению рентгеновского излучения в галактике M87, см. Рис. 3 положение (a). Разворот шлейфа рентгеновского излучения в галактике говорит о том, что звездное вещество около горизонта событий ЧД поворачивается против часовой стрелки.

Плевок Jet spit, см. Рис. 1 (b) направлен вверх и в заметен в RGB радиодиапазонах на месте (a) Рис. 4.

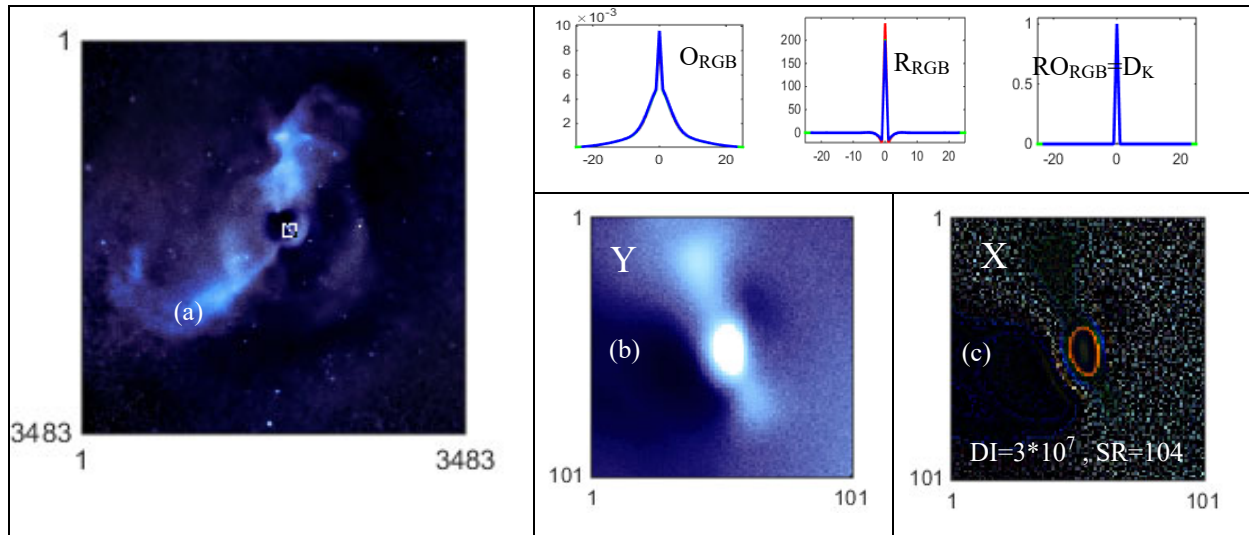


Рис. 3. Галактика M87 в RGB рентгеновских диапазонах (Chandra)- (a), фрагмент (b) и SR изображение (c).

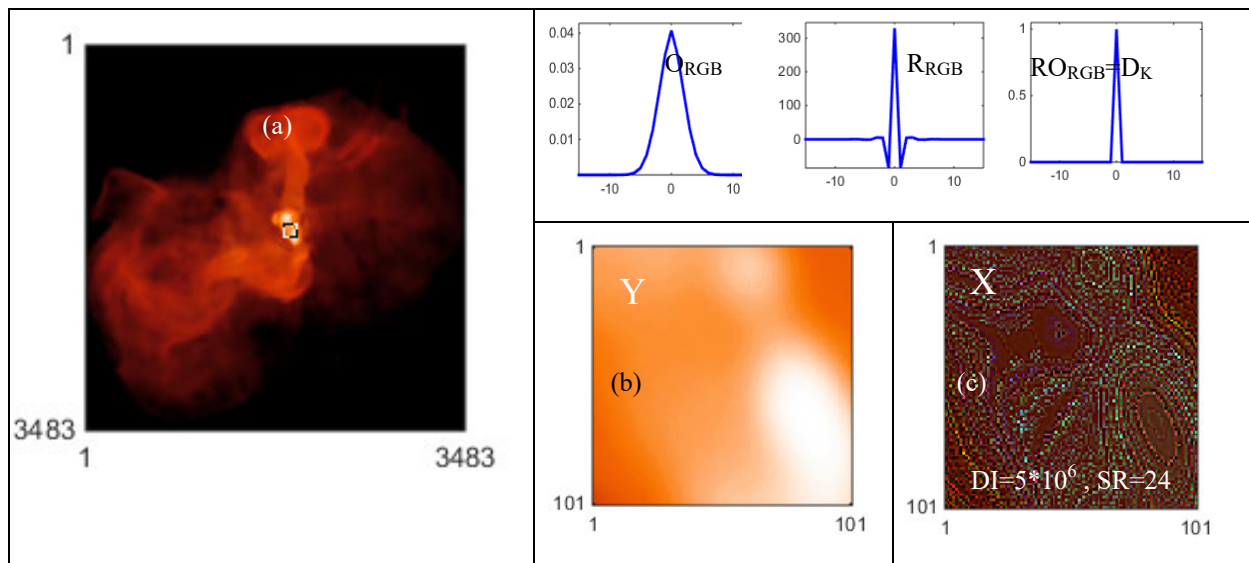


Рис. 4. Галактика M87 в RGB радио диапазонах-(a), фрагмент (b) и SR изображение (c).

Выводы: ФФП позволило нам корректно решать обратную обычным обращением, см. графики сечений АФ О, обратной $R=O^{-1}$ и разрешенной – $RO=D_K$ на рис. 3 - 4.

Литература

1. А.Н. Тихонов, М.В. Уфимцев “Статистическая обработка результатов эксперимента” изд. Московского университета, 1988.
2. E.N. Terentiev, N.E. Terentiev // [DOI 10.3103/S1062873815120229]
3. E.N. Terentiev, N.E. Terentiev, I.I. Farshakova//[DOI 10.1007/978-3-319-77788-7_19]
4. E.N. Terentiev, N.E. Shilin-Terentyev //[doi.org/10.1007/978-3-030-11533-3_44]
5. E.N. Terentiev, I.I. Farshakova, //[doi: 10.11648/j.sjams.20190705.12].
6. Terentiev, E.N., Farshakova, I.I., //[doi=10.11648/j.ajaa.20190703.11]
7. E.N. Terentiev, I.N. Prikhodko, I.I., Farshakova // [doi.org/10.1063/1.5133244].
8. 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,.
9. 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).

ТОЧНЫЕ МЕТОДЫ ОЦЕНИВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ ОБЪЕКТОВ В ИЗОБРАЖЕНИЯХ

Ст. препод. *Терентьев Е.Н.*, асп. *Приходько И.Н.*, студ. *Кузнецов И.Д.*,
студ. *Волков М.Б.*, студ. *Дьяконова А.Д.*

Современные Системы Технического Зрения предъявляют высокие требования, например, к точности локализации объектов в изображениях.

Общая схема метода для скалярных изображений

В основе метода лежит Конечно Мерная Теорема Отсчетов (КМТО) [3-6], 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.

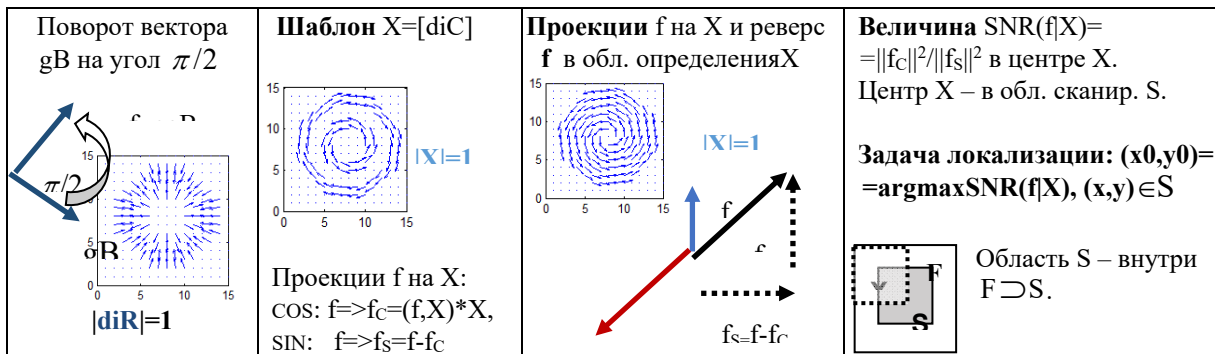


Рис. 1. Операции над векторными полями, шаблоны, проекции, функция SNR и постановка задачи локализации (шаблона X) объекта.

Базисы Фурье, КМТО

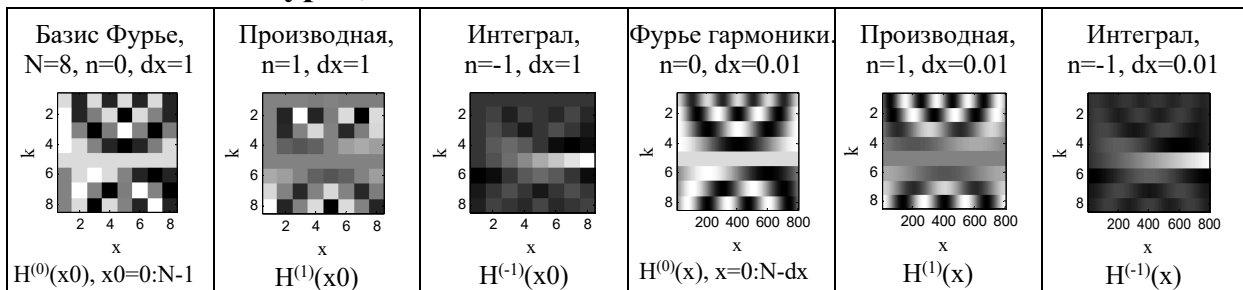


Рис. 2. Пример базиса Фурье с операциями дифференцирования и интегрирования в дискретном $dx=1$ и с интерполяцией – в “непрерывном” $dx=0.01$ случаях

1D КМТО Теорема [3-6]: Дано: строка отсчетов $D=f(x_0)$ и две матрицы $H^{(0)}(x_0)$ и $H^{(n)}(x)$, тогда при $n=0$ “непрерывная” функция

$$f^{(n)}(x) = (H^{(0)}(x_0) * D)' * H^{(n)}(x) \tag{1}$$

проходит через точки отсчетов $D=f(x_0)$.

Операции теории поля в анализе векторных полей

В данном разделе дан слабый боковой вихрь $P = \{P_x, P_y, P_z\}$, представленный тремя 3D числовыми массивами. Требуется локализовать ось вихря и реализовать КМТО 3D интерполяцию с $dx=1/2$ результатов в пространственной и частотных областях.

Экзотический $\text{rot } F$ в частотной области подтверждает, что в частотной области в F есть вихрь, красным кружком выделены низкочастотные части. 3D КМТО интерполяции с $dx=1/2$ демонстрируются в пространственной и частотных областях. Вычисления по 3D КМТО реализуются с точностью мантиссы без использования конечно-разностных схем [3-6].

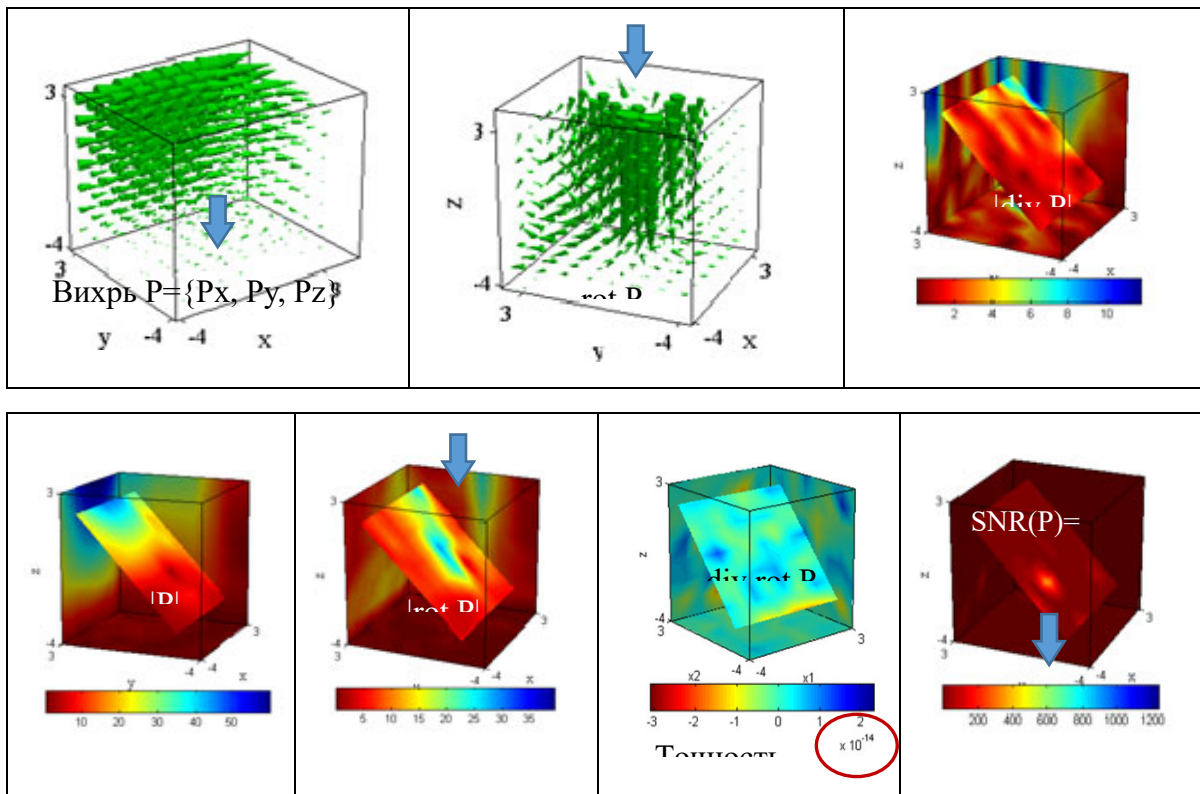


Рис. 3. Операции теории поля, реализованные через 3D КМТО с точностью мантиссы порядка 10^{-14} , $argmax SNR(P)$ определяет положение оси вихря, см. стрелки.

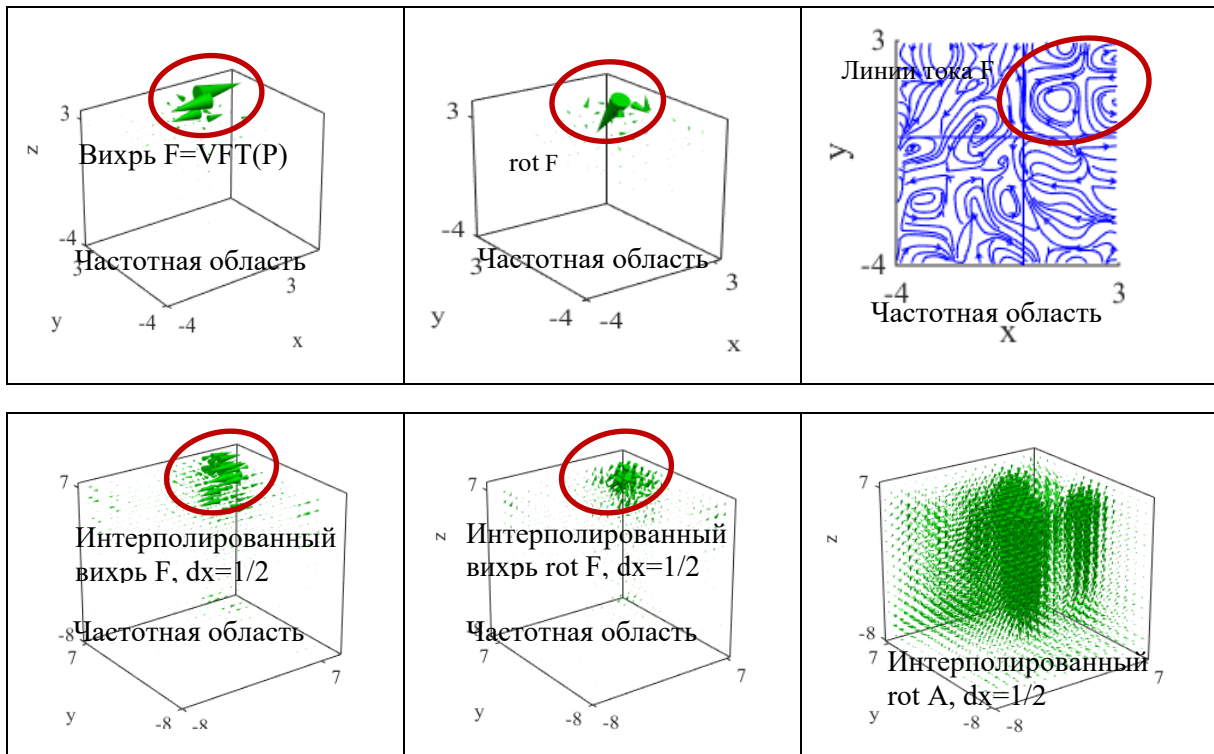


Рис. 4. Вихрем оказывается результат Преобразования Фурье $F = VFT(P)$.

Локализация пожаров с дымовыми шлейфами

В существующих системах обнаружения пожаров из космоса: FIRMS от NASA (firms.modaps.eosdis.nasa.gov/map/) и Российской Сканэкс (scanex.ru/) используют инфракрасные снимки и обозначают пожаром то место, где яркость превышает некоторое значение. В нашей работе делаются первые попытки по автоматизации задач, связанных с космическим мониторингом явлений на Земле на примере задачи локализации пожаров с дымовыми шлейфами [2].

Обсуждение

В планах задачи оценивания параметров обыкновенных вихрей “с глазом”, дипольных вихрей, “вилок” морских течений, размеров очагов, формы фронтальных пожаров и т.п. для мониторинга космических изображений Земли [2].

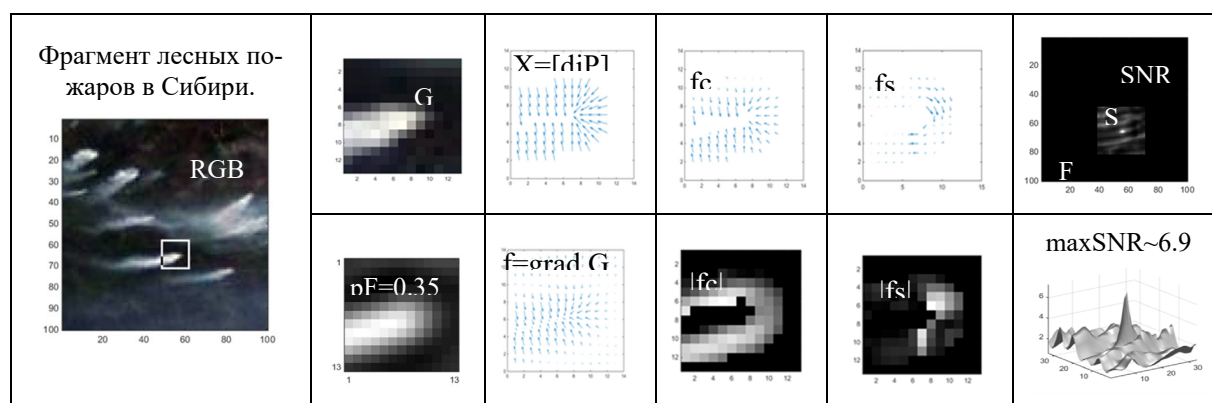


Рис. 5. Пример реализации общей схемы градиентной морфологии при локализации пожаров с Сибири с дымовыми шлейфами.

Литература

1. Пытьев Ю. П., Чуличков А.И., Методы морфологического анализа изображений: учеб. Пособие. М. ФИЗМАТЛИТ, 2010. 336 с.
2. В. И. Карев, К. В. Показеев, Т. О. Чаплина. Современные вопросы геофизики и геомеханики. Процессы в геосредах, (4):1150–1156, 2018.
3. Терентьев Е.Н., Терентьев Н.Е.//ПРОЦЕССЫ В ГЕОСРЕДАХ, №4(9), с.355-362 (2016).
4. Terentiev, E.N., Prikhodko, I.N., Farshakova, I.I. Kuznetsov, I. D., Shilin-Terentiev, N.E. Physical and Mathematical Modeling of Earth and Environment Processes (2018), Localization of the Vortices and Road Sings in Images, pp. 303-316, Springer Proceedings in Earth and Environmental Sciences. Springer, Cham, doi.org/10.1007/978-3-030-11533-3_30
5. 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>

6. Terentiev, E.N., Prikhodko, I.N., Farshakova, I.I. Applications of finite dimensional sampling theories, AIP Conference Proceedings 2195, 020019 (2019); <https://doi.org/10.1063/1.5140119>

РЕДУКЦИЯ ИЗМЕРЕНИЙ ВИДЕОДАНЫХ ПРОИЗВОЛЬНО ПЕРЕМЕЩАЮЩЕГОСЯ ОБЪЕКТА

М. н. с. Балакин Д. А., проф. Пытьев Ю. П.

Актуальная научная проблема извлечения информации из видеоданных, математическая модель формирования которых известна, может быть успешно решена математическими методами редукции измерения (ММРИ) [1, гл. 5, 6, 8].

В качестве иллюстрации ММРИ рассмотрим схему формирования видеоданных объекта исследования (ОБИ). Видеодатчики регистрируют взаимодействовавший с ОБИ свет, их совокупность образует *единый измерительный преобразователь* (ИП). Обозначим f *пространственное распределение интенсивностей света*, см. [1, п. 1 введения], как элемент *евклидова пространства* \mathcal{F} . За один акт измерения ИП преобразует f в сигнал

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

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

Исследователь, задавая интересующую его характеристику ОБИ, определяет *идеальный ИП как оператор* $U : \mathcal{F} \rightarrow \mathcal{U}$. На вход идеального ИП U поступает тот же сигнал, что и на вход реального ИП, но на его выходе сигнал Uf равен характеристике ОБИ. В данном случае им может быть распределение прозрачностей ОБИ, измеренное с требуемым модельером-исследователем (м.-и.) качеством. ВП на основе последовательности кадров $\xi^{(1)}, \dots, \xi^{(n)}$ должен синтезировать последовательность наиболее точных оценок интересующей м.-и. характеристики Uf , причем с учетом доступной информации об ОБИ. Построение алгоритма, реализуемого ВП, и составляет задачу редукции как задачу нахождения операторов редукции

$R^{(i)} : \mathcal{X} \rightarrow \mathcal{U}$, для которых $R^{(i)}(\xi^{(1)T}, \dots, \xi^{(i)T})$ — наиболее точная версия Uf [1, п. 3 введения] в смысле минимальности по f среднеквадратичной (с. к.) погрешности интерпретации. В [2] подобная задача редукции рассмотрена в ситуации, когда $A^{(i)} = A$, случайные погрешности $v^{(i)}$ при разных i не коррелированы, их математические ожидания равны нулю, а ковариационные операторы одинаковы и равны Σ_v . В этом случае оптимальная линейная оценка редукции определена равенствами

$$R^{(1)}\xi^{(1)} = R_*\xi^{(1)} = U(A^*\Sigma_v^{-1}A)^{-1}A^*\Sigma_v^{-1}\xi^{(1)},$$

$$R^{(i)}(\xi^{(1)T}, \dots, \xi^{(i)T}) = \frac{i-1}{i}R^{(i-1)}(\xi^{(1)T}, \dots, \xi^{(i-1)T}) + \frac{1}{i}R_*\xi^{(i)}.$$

Кроме того, в [2] предложены два способа дальнейшего понижения с. к. погрешности оценки, основанных на использовании *собственного базиса модели интерпретации измерения* (МИИЗ) [1, п. 8.1], определенного собственным базисом оператора $U(A^*\Sigma_v^{-1}A)^{-1}U^*$. В первом из них использовано *экстремальное свойство собственного базиса* [1, п. 8.1], согласно которому проекция оценки на линейную оболочку первых k базисных векторов (упорядоченных по невозрастанию соответствующих им собственных значений) имеет минимальную с. к. погрешность по сравнению с проекцией на любое другое k -мерное линейное подпространство. Исследователь выбирает с. к. погрешность, и для формирования оценки использует такое число компонент результата линейной редукции, соответствующих первым собственным векторам МИИЗ, что с. к. погрешность формируемой оценки не превышает заданную. Второй способ использует в качестве дополнительной информацию о разреженности распределения прозрачностей как вектора в собственном базисе модели интерпретации. В этом базисе с помощью показанного критерия определяется составляющая оценки, относительно которой может быть принята гипотеза о ее равенстве нулю, и она заменяется нулевой.

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

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

где T_i — априори неизвестный при $i \neq 1$ оператор смещения t_i объекта в i -м кадре.

В ситуации *произвольного* перемещения объекта в поле зрения в докладе рассмотрены способы редукции измеренных видеоданных, в которых перед обработкой очередного кадра предварительно оценивается смещение объекта. Сравниваются три способа оценивания. В первом оценка смеще-

ния определена минимизацией различия обрабатываемого кадра $\xi^{(i)}$ и прогноза смещенного результата измерения объекта, соответствующего результату редукции измерений предыдущих кадров как к замене истинного неизвестного м.-и. значения интересующей его характеристики. Во втором методе для уменьшения погрешности оценивания смещения, связанной с погрешностью ранее полученного результата редукции, вначале построена эмпирическая аппроксимация [3, §5.1] формы изображения объекта формой мозаичного изображения, и для оценивания сдвига анализируется точность представления кадра смещенными элементами этой формы. В третьем методе для оценивания смещения минимизируется различие результата редукции только последнего измеренного кадра $R_{\xi^{(i)}}$ и результата редукции предыдущих кадров.

При случайном смещении объекта рассмотренная выше процедура оценивания смещения, его компенсации и собственно редукции измеренного кадра по-прежнему применима. Перечисленные выше методы оценивания смещения в этом случае получают дополнительную информацию о возможных смещениях объекта из стохастической модели этого смещения. Но, кроме того, стохастическая модель смещения позволяет при каждом $i=2, \dots, n$ определенной формулой (2) неизвестный оператор $A^{(i)}$ в схеме измерения (1) моделировать случайным оператором [1, §6.4]. Преимущество этого подхода заключается в том, что он не требует оценивать смещение объекта как отдельный акт.

Поскольку перечисленные способы оценивания смещения допускают их использование с различными вариантами последующей редукции измеренного кадра, в докладе рассмотрены различные сочетания методов оценивания и методов собственно редукции измеренного кадра.

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

Литература

1. Пытьев Ю. П. Методы математического моделирования измерительно-вычислительных систем. 3 изд. М.: Физматлит, 2012.
2. Балакин Д. А., Пытьев Ю. П. Редукция видеоданных к виду, свойственному измерениям объекта исследования идеальным датчиком, на основе собственного базиса модели интерпретации измерения // Статья направлена в «Pattern Recognition and Image Analysis».
3. Пытьев Ю. П., Чуличков А. И. Методы морфологического анализа изображений. М., Физматлит, 2010.
4. Балакин Д. А. Эмпирическое восстановление математических моделей измерительного и оптимального вычислительного преобразователей // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. 2017. № 2, с. 63-70.

НЕЧЕТКАЯ МОДЕЛЬ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ И ИНФОРМАЦИОННЫЕ ПРОСТРАНСТВА В ЗАДАЧАХ БОЛЬШИХ ДАННЫХ

Проф. Голубцов П.В.

Определяются и исследуются информационные пространства, возникающие при описании неопределенности нечеткими множествами, а эксперимента нечеткими отображениями. Информацию о неизвестном элементе пространства X предлагается представлять элементом соответствующего информационного пространства \mathfrak{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] построение адекватного информационного пространства позволяет эффективно распараллеливать процесс накопления информации используя модель распределенного анализа данных MapReduce [2] и, в частности, «распараллелить» изначально последовательную байесовскую процедуру обновления информации. В [3] рассмотрено общее теоретико-вероятностное описание эксперимента для конечных или счетных измеримых пространств. В данной работе рассматриваются аналогичные информационные пространства, возникающие в нечетком эксперименте.

Нечетким распределением на множестве X будем называть нормированное нечеткое множество, т.е. функцию $p: X \rightarrow [0,1]$, такую, что $\sup_{x \in X} p(x) = 1$. Априорное нечеткое распределение p неизвестного элемента $\xi \in X$, описывает «возможность» того, что $\xi = x$. Нечеткий эксперимент [4] из X в Y задается *нечетким переходным распределением* $q(\cdot|x)$, т.е. возможностью наблюдения $\psi = y$ при условии того, что $\xi = x$. Таким образом, для любого фиксированного $x \in X$ $q(\cdot|x)$ – нечеткое распределение на Y . Как показано в [4], переход от априорного распределения $p(x)$ к апостериорному (условному)

$$p(x|y) = \frac{p(x)q(y|x)}{\sup_{y \in Y} p(x)q(y|x)}$$

отражает эффект уточнения информации в результате эксперимента и является ключевым в задачах принятия решений, подобно байесовскому переходу в теории вероятностей. Условное распределение $p(x|y)$ определяет возможность того, что $\xi = x$ при условии наблюдения $\psi = y$. Согласно этой формуле, условное распределение $p(\cdot|y)$ полностью определяется произве-

дением двух функций на множестве X , а именно, априорным распределением $r(x)$ и функцией $q(y|x)$ (аналог теоретико-вероятностной функции правдоподобия). Выражение в знаменателе, фактически, «нормирует» функцию $r(x)q(y|x)$, превращая ее в нечеткое распределение на X при любом фиксированном y из Y . Более того, при любом фиксированном y апостериорное распределение $r(x|y)$ не зависит от масштаба функции $r(x) = q(y|x)$.

Будем говорить, что функции $r_1, r_2: X \rightarrow \mathbb{K}$ эквивалентны $r_1 \sim r_2$ если они пропорциональны, т.е. $r_2 = \alpha r_1$ для некоторого $\alpha > 0$. Класс эквивалентности функции r , будем обозначать $r = [r] = \{ar | a > 0\}$. Пусть \mathbb{X} – множество классов эквивалентности всех неотрицательных ограниченных функций на X . Определим на \mathbb{X} операцию композиции $[u] * [v] = [u \cdot v]$. Элемент $r \in \mathbb{X}$ будем интерпретировать как информацию о неизвестном элементе $x \in X$, а множество \mathbb{X} с операцией $*$ назовем *информационным пространством*, ассоциированным с пространством X .

Нечеткое распределение $p \in \mathbb{X}$ естественно интерпретировать как *априорную информацию* $p = [p]$, элемент $r = [q(y|x)]$, как *информацию*, доставляемую экспериментом q и результатом y , а условное распределение $u = [p \cdot q(y|x)]$, т.е. «композицию» этих элементов $u = p * r$, как *апостериорную информацию*. Особую роль в \mathbb{X} играет класс эквивалентности функции, тождественно равной нулю: $0 = [0] = \{0\}$. Этот элемент будем интерпретировать как *невозможную информацию*. Очевидно, если функция $r(x)$ не равна тождественно нулю, ее можно нормировать и отождествить класс $r = [r]$ с полученным нечетким распределением. Обозначим $1 = [1]$ класс постоянных функций, не равных нулю.

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, а именно, если $r_1 = [q_1(y_1|x)]$ – информация из первого эксперимента, $r_2 = [q_2(y_2|x)]$, то информация полученная из двух экспериментов $r = [q(y_1, y_2|x)]$ равна $r = r_1 * r_2$.

Теорема 1. Информационное пространство $(\mathbb{X}, *, 1)$ образует коммутативный моноид, а именно, для любых $u, v, w \in \mathbb{X}$ выполняются свойства

$$\begin{aligned} u * v &= v * u, \\ (u * v) * w &= u * (v * w), \\ u * 1 &= u. \end{aligned}$$

В силу последнего свойства, $\mathbf{1}$ представляет отсутствующую информацию. Очевидно, этому элементу отвечает распределение $p(x) = \mathbf{1}$, т.е. все множество X , рассматриваемое как подмножество X .

Будем говорить, что фрагменты информации $u, v \in \mathbb{X}$ несовместны (противоречивы) если $u * v = \mathbf{0}$. Будем говорить, что $\xi = x$ возможно (почти наверное) относительно распределения $p(\cdot)$ если $p(x) > 0$.

Теорема 2. Пусть p – некоторое распределение на X и q – переходное распределение из X в Y . Тогда $[p(\cdot)]$ и $[q(\psi|\cdot)]$ совместны для любого возможного $\psi \in Y$ (относительно полного распределения $q(\cdot) = \sup_{x \in X} [p(x)q(\psi|x)]$). Иными словами, $[p(\cdot)]$ и $[q(\psi|\cdot)]$ совместны почти наверное.

Теорема 3. Пусть q_1 и q_2 – переходные распределения из X в Y_1 и Y_2 соответственно. Тогда $[q_1(\psi_1|\cdot)]$ и $[q_2(\psi_2|\cdot)]$ совместны почти наверное для любой возможной пары наблюдений $(\psi_1, \psi_2) \in Y_1 \times Y_2$ (относительно полного независимого совместного распределения (ψ_1, ψ_2) на $Y_1 \times Y_2$, имеющего вид $q(\psi_1, \psi_2) = \sup_{x \in X} (p(x)q_1(\psi_1|x)q_2(\psi_2|x))$).

Носителем информации $r \in \mathbb{X}$ будем называть носитель его представителей $r \in \Gamma$, т.е. $\text{supp} r = \text{supp} \Gamma$. Будем говорить, что r имеет полный носитель если $\text{supp} r = X$. Множество таких элементов обозначим \mathbb{X}_c . Информация 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 информационного пространства $(\mathbb{X}, *, \mathbf{1})$. При этом никакие элементы из \mathbb{X}_c не противоречат друг другу.

Некоторый элемент $u \in \mathbb{X}$ обратим если существует элемент $v \in \mathbb{X}$ для которого $u * v = \mathbf{1}$. В этом случае информация v полностью компенсирует информацию u . Очевидно, множество \mathbb{X}_i всех обратимых элементов из \mathbb{X} образует абелеву группу $(\mathbb{X}_i, *, \mathbf{1})$.

Говорят, что элемент w коммутативного моноида сократим, если $u * w = v * w$ влечет $u = v$. Сократимость информации w означает, что ее можно «исключить» из накопленной информации (например, если выяснится, что соответствующий эксперимент был недостоверен).

Теорема 4. Информация u сократима т. и т. т. к. она имеет полный носитель, т.е. $u \in \mathbb{X}_c$.

Очевидно, из обратимости следует сократимость. Таким образом, $\mathbb{X}_i \subset \mathbb{X}_c \subset \mathbb{X}$.

Теорема 5. Информация u обратима тогда и только тогда когда $\inf_{x \in X} u(x) > 0$.

Будем говорить, что информация u не менее точна чем v , и обозначать это $u \triangleright v$, если для некоторой информации w имеет место $u = v * w$,

т.е. информация \mathbf{v} может быть «уточнена» до \mathbf{u} путем добавления \mathbf{w} . Если одновременно $\mathbf{u} \succ \mathbf{v}$ и $\mathbf{v} \succ \mathbf{u}$, будем говорить, что \mathbf{u} и \mathbf{v} имеют сопоставимую точность.

Теорема 6. $\mathbf{u} \succ \mathbf{v}$ если и только если для их представителей для $\mathbf{u} \in \mathbf{u}$ и $\mathbf{v} \in \mathbf{v}$ существует такая константа $C > 0$, что $u(x) \leq Cv(x)$ для любого $x \in X$. При этом $\text{supp } \mathbf{u} \subset \text{supp } \mathbf{v}$.

Следствие. Если для любого $x \in X$ $u(x) \leq v(x)$, т.е. $\mathbf{u} \leq \mathbf{v}$ как нечеткие множества, то $\mathbf{a} \succ \mathbf{b}$.

Пусть $x \in X$ – некоторый элемент. Нечеткое 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 возможностью 1, а значения: $\xi \neq x$ невозможны. Распределение δ_x доставляет максимально точную информацию о неизвестном ξ . Элементы δ_x информационного пространства \mathcal{X} являются поглощающими в том смысле, что добавление к δ_x любой информации \mathbf{u} ничего не меняет, а именно, $\delta_x * \mathbf{u} = \delta_x$ п.н.

Таким образом, поглощающие элементы вида δ_x обладают наилучшей точностью, а все обратимые элементы обладают наихудшей точностью и сопоставимы по точности с элементом $\mathbf{1}$, описывающим отсутствие информации.

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

Литература

1. 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.
2. Dean, J., Ghemawat, S. Mapreduce: simplified data processing on large clusters // Communications of the ACM – 2008. 51, № 1, – P. 107-113.
3. Голубцов П.В. Структура информационных пространств в анализе больших данных: теоретико-вероятностная модель // «Ломоносовские чтения – 2020 секция Физика», с. 155-160.
4. Голубцов П.В. Теория нечетких множеств, как теория неопределенности и задачи принятия решений в нечетком эксперименте // Проблемы передачи информации, 1994, т.30, № 3, с.47-67.

РЕШЕНИЕ СИСТЕМ ЛИНЕЙНЫХ УРАВНЕНИЙ
ВАРИАЦИОННЫМ КВАНТОВЫМ АЛГОРИТМОМ

Ст. препод. Минаев Д.В.

Как известно, системы линейных уравнений играют важную роль во многих областях науки и технологии. В последнее время все большее внимание привлекают идеи, связанные с возможностью решения таких систем на квантовом компьютере [4,5,6]. Эта проблема получила название QLSP – quantum linear system problem. С чем этот интерес связан? В первую очередь, надо отметить, что классический алгоритм решения линейных систем уравнений $N \times N$ (N – число неизвестных) требует порядка $O(\text{poly}(N))$ вычислений. При этом один из первых разработанных квантовых алгоритмов [1], так называемый HHL – алгоритм, требует $O(\log(N))$ действий. Если быть более точным, HHL – алгоритм находит квантовое состояние $|x\rangle$, которое пропорционально вектору $\bar{x}: A\bar{x} = \bar{b}$. Второе важное преимущество квантовых алгоритмов проявляется в случае разреженных матриц. Сходимость классических алгоритмов существенно зависит от степени разреженности матрицы. При этом уже упомянутый HHL – алгоритм позволяет решить задачу, за $O(\text{poly}(\log(N), k))$ вычислений, где k – число обусловленности матрицы A (т.е. отношение наибольшего и наименьшего сингулярных чисел матрицы).

При этом HHL – алгоритм, как и многие другие квантовые алгоритмы, скорее предназначен для скорого будущего, когда будут доступны квантовые компьютеры с большим количеством доступных кубитов. Тогда можно с помощью кодов коррекции ошибок свести ошибки вычислений к минимуму. На сегодняшний момент доступны квантовые компьютеры с ~ 50 кубитов, и это коммерческие компьютеры. А облачный сервис IBM позволяет бесплатно использовать квантовый компьютер с ~ 10 кубитами. Это, так называемые, NISQ – устройства (noisy intermediate-scale quantum). В названии заключены основные проблемы – квантовые гейты работают с определенной долей ошибок, а количество доступных кубитов ограничено. И здесь кажется весьма перспективным создание вариационных квантовых алгоритмов, когда классический компьютер по некоторому алгоритму задает входные данные для квантового вычислителя, так называемый «ansatz» α (термин, обозначающий некую догадку о том, какую форму должно иметь решение уравнения или системы уравнений, а также само это предполагаемое решение), получает от него результат вычисления $C(\alpha)$ – значение некоторой функции ошибок, сравнивает его с заранее выбранной величиной. И если сравнение выполнено, то алгоритм останавливается, если нет – то продолжается.

В работах [2,3] рассматривается следующая задача: $A\vec{x} = \vec{b}$; $A = \sum_{i=1}^L c_i A_i$, где A_i - унитарные матрицы, а коэффициенты c_i - комплексные. В случае, если исходная матрица не является унитарной, мы можем ее представить в виде следующей унитарной матрицы: $\tilde{A} = \begin{pmatrix} 0 & A \\ A^\dagger & 0 \end{pmatrix}$. Функция ошибок вычисляется по следующей формуле:

$$C_G = \frac{\langle x | A^\dagger (I - |b\rangle\langle b|) A | x \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle} = 1 - |\langle b | \Psi \rangle|^2; |\Psi\rangle = \frac{|\psi\rangle}{\sqrt{\langle \psi | \psi \rangle}}$$

Очевидно, что функция ошибок становится меньше, когда состояние $|\psi\rangle$ пропорционально состоянию $|b\rangle$. Мы должны уметь «приготовить» состояние $|b\rangle = U|0\rangle$.

Нами был выбран алгоритм Нелдера-Мида (поиск по деформируемому многограннику) с некоторыми изменениями. В качестве параметров оптимизации выбирались углы поворота служебных кубитов. В начальный момент все углы брались равными 0.

Проведенные нами численные эксперименты показывают, что данный алгоритм весьма точно решает задачи как в случаях, когда решение системы уравнений является собственным вектором матрицы, так и когда решение не является собственным вектором.

Литература

1. Aram W. Harrow, Avinatan Hassidim, and Seth Lloyd “Quantum algorithm for linear systems of equations”, Phys.Rev.Lett. 103, 150502 (2009)
2. Carlos Bravo-Prieto, Ryan LaRose, M. Cerezo, Yigit Subasi, Lukasz Cincio, and Patrick J. Coles “Variational Quantum Linear Solver: A Hybrid Algorithm for Linear Systems” arXiv:1909.05820v1 [quant-ph]
3. Carlos Bravo-Prieto, Ryan LaRose, M. Cerezo, Yigit Subasi, Lukasz Cincio, and Patrick J. Coles “Variational Quantum Linear Solver” arXiv:1909.05820v2 [quant-ph]
4. Xiaosi Xu, Jinzhao Sun, Suguru Endo, Ying Li, Simon C. Benjamin, and Xiao Yuan, arXiv:1909.03898 [quant-ph]
5. М. Нильсен, И. Чанг КВАНТОВЫЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ И КВАНТОВАЯ ИНФОРМАЦИЯ, Москва «Мир» 2006
6. Прескилл Дж КВАНТОВАЯ ИНФОРМАЦИЯ И КВАНТОВЫЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ, том 1, 2, Москва Ижевск 2008 - 2011

ВОЛНЫ В ДВУМЕРНО-ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ИМПЕДАНСНОЙ СТРУКТУРЕ: ПОВЕРХНОСТНЫЙ МЕТОД ГАЛЕРКИНА

Проф. А.А.Быков

Сформулирована и обоснована математическая модель двумерно-периодической волноведущей структуры с импедансной границей. Для решения используем поверхностный вариант метода Галеркина, приближенное решение точно удовлетворяет уравнениям Максвелла и в среднем – граничным условиям Щукина–Леонтовича. Построено разложение решения в степенной ряд по малому параметру. Найдены уравнения для дисперсионной поверхности в пространстве вектора Флоке. В численном эксперименте найдены лакуны.

1. Постановка задачи. Рассмотрим гармоническое электромагнитное поле вида

$E(x, y, z, t) = \vec{E}(x, y, z)e^{-i\omega t}$, $H(x, y, z, t) = \vec{H}(x, y, z)e^{-i\omega t}$, в прямоугольной области $\Pi = \{(x, y, z) : (x, y) \in D \times z \in (0, d)\}$. Здесь D есть связная область на плоскости (x, y) с кусочно-гладкой границей ∂D . На поверхности $S = \{(x, y, z) : (x, y) \in \partial D \times z \in (0, d)\}$ и на поверхности $\{(x, y) \in \partial D \times z = 0\}$ поставим условия равенства нулю тангенциальной компоненты электрического поля $E_z|_{(x,y) \in \partial D} = 0$, $E_x|_{y=0} = 0$, $E_y|_{y=0} = 0$. На поверхности $\{(x, y) \in \partial D \times z = d\}$ – условия Щукина–Леонтовича (Щ–Л) $\vec{E}_t = Z[\vec{H}\vec{n}]$, где Z есть поверхностный импеданс (например, $Z = (1+i)\sqrt{\mu\omega/8\pi\sigma}$), \vec{n} вектор внешней нормали к поверхности $z = d$. Излагаемый далее поверхностный метод Галеркина позволяет рассматривать также анизотропную проводимость среды, поэтому предполагаем, что Z есть тензор и запишем условия Щ–Л в виде $E_x(x, y, d) = \tilde{Z}_1(x, y)H_y(x, y, d)$, $E_y(x, y, d) = -\tilde{Z}_2(x, y)H_x(x, y, d)$. Найдём все (или некоторые) значения ω , при которых существует нетривиальное решение уравнений Максвелла $rot H = \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t}$, $rot E = -\mu \frac{\partial H}{\partial t}$ с указанными граничными условиями, зависящие от времени по гармоническому закону. Из условий Щ–Л следует, что решение существует при счетном числе значений ω , причем эти значения имеют положительную мнимую часть, что соответствует наличию затухания, вызванного потерями энергии в среде с конечной проводимостью.

2. Координатные функции. Построим систему координатных функций для поверхностного варианта метода Галеркина. Рассмотрим поля вида $\vec{E}(x, y, z) = \vec{E}(x, y)e^{i\gamma z}$, $\vec{H}(x, y, z) = \vec{H}(x, y)e^{i\gamma z}$. Для полей получим уравнения $\gamma^2 + \chi^2 = \kappa^2$,

$$\begin{aligned}
H_x &= \frac{i\omega\varepsilon}{\chi^2} \frac{\partial E_z}{\partial y} + \frac{i\gamma}{\chi^2} \frac{\partial H_z}{\partial x}, & H_y &= -\frac{i\omega\varepsilon}{\chi^2} \frac{\partial E_z}{\partial x} + \frac{i\gamma}{\chi^2} \frac{\partial H_z}{\partial y}, \\
E_x &= \frac{i\gamma}{\chi^2} \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{i\omega\mu}{\chi^2} \frac{\partial H_z}{\partial y}, & E_y &= \frac{i\gamma}{\chi^2} \frac{\partial E_z}{\partial y} + \frac{i\omega\mu}{\chi^2} \frac{\partial H_z}{\partial x}, & \vec{E}_\perp &= (E_x, E_y), \\
\vec{E}_\perp &= \frac{i\gamma}{\chi^2} \nabla_\perp E_z - \frac{i\omega\mu}{\chi^2} \text{rot}_\perp \vec{H}_z, & \vec{H}_\perp &= \frac{i\omega\varepsilon}{\chi^2} \text{rot}_\perp \vec{E}_z + \frac{i\gamma}{\chi^2} \nabla_\perp H_z, & \text{где } \kappa &= \omega\sqrt{\varepsilon\mu} = 2\pi/\lambda.
\end{aligned}$$

Так как $\vec{E}_\perp|_{z=0} = 0$, $\vec{H}_z|_{z=0} = 0$, то $\vec{E}_z \sim \cos \gamma z$, $\vec{H}_z \sim \sin \gamma z$. Из граничных условий следует $\nabla_\perp^2 \vec{E} + \chi^2 \vec{E} = 0$, $\nabla_\perp^2 \vec{H} + \chi^2 \vec{H} = 0$. Граничные условия на идеально проводящих частях волновода и условия симметрии приводят к следующим выражениям координатных функций: электрические $\nabla_\perp^2 \varphi + \mu^2 \varphi = 0$, $\varphi|_\Gamma = 0$, и магнитные $\nabla_\perp^2 \psi + \nu^2 \psi = 0$, $\frac{\partial \psi}{\partial n}|_\Gamma = 0$. Далее для определенности рассматриваем область D в виде прямоугольника: $D = \{(x, y) : x \in (0, a) \times y \in (0, b)\}$, и тогда $\varphi_k(x, y) = \sqrt{2/a} \sin(\alpha_{m'.x} x) \sqrt{2/b} \sin(\alpha_{n'.y} y)$, $k = (m', n')$, $\alpha_{m'.x} = \pi m' / a$, $\alpha_{n'.y} = \pi n' / b$, Поперечное волновое число выражается так:

$$\begin{aligned}
\alpha_k(x, y) &= \sqrt{\alpha_{m'.x}^2 + \alpha_{n'.y}^2}, & \psi_j(x, y) &= \sqrt{2/a} \cos(\beta_{m''.x} x) \sqrt{2/b} \cos(\beta_{n''.y} y), & j &= (m'', n''), \\
\beta_{m''.x} &= \pi m'' / a, & \beta_{n''.y} &= \pi n'' / b, & \beta_j(x, y) &= \sqrt{\beta_{m''.x}^2 + \beta_{n''.y}^2}.
\end{aligned}$$

3. Координатная система, порожденная E_z полем.

$$\begin{aligned}
\vec{E}_e(x, y, z) &= \left(-\gamma \sin \gamma z \frac{1}{\chi^2} \frac{\partial \varphi}{\partial x}, -\gamma \sin \gamma z \frac{1}{\chi^2} \frac{\partial \varphi}{\partial y}, \varphi(x, y) \cos \gamma z \right), \\
\vec{H}_e(x, y, z) &= \left(\frac{i\omega\varepsilon}{\chi^2} \frac{\partial \varphi}{\partial y} \cos \gamma z, \frac{-i\omega\varepsilon}{\chi^2} \frac{\partial \varphi}{\partial x} \cos \gamma z, 0 \right).
\end{aligned}$$

4. Координатная система, порожденная H_z полем.

$$\begin{aligned}
\vec{H}_h(x, y, z) &= \left(\frac{\gamma}{\chi^2} \frac{\partial \psi}{\partial x} \cos \gamma z, \frac{\gamma}{\chi^2} \frac{\partial \psi}{\partial y} \cos \gamma z, \psi(x, y) \sin \gamma z \right), \\
\vec{E}_h(x, y, z) &= \left(\frac{-i\omega\mu}{\chi^2} \frac{\partial \psi}{\partial y} \sin \gamma z, \frac{i\omega\mu}{\chi^2} \frac{\partial \psi}{\partial x} \sin \gamma z, 0 \right).
\end{aligned}$$

Выделим распространяющиеся и затухающие моды вдоль оси z в Π :

$$E_z = \sum_{k \in M} \varphi_k(x, y) \cos \tilde{p}_k z A_k + \sum_{k \in M} \varphi_k(x, y) \cosh \tilde{p}_k z A_k,$$

$$H_z = \sum_{j \in \tilde{N}} \psi_j(x, y) \sin \tilde{q}_j z B_j + \sum_{j \in \tilde{N}} \psi_j(x, y) \sinh \tilde{q}_j z B_j,$$

Зависимость от z определяется числами $\tilde{p}_{m',n'} = \sqrt{\kappa^2 - \alpha_{m',n'}^2}$, $\tilde{q}_{m'',n''} = \sqrt{\kappa^2 - \beta_{m'',n''}^2}$. Продольные функции $\eta_k(p_k z) = \cos \tilde{p}_k z$ или $\cosh \tilde{p}_k z$, $\zeta_j(q_j z) = \sin \tilde{q}_j z$ или $\sinh \tilde{q}_j z$.

5. Метод Галеркина. Искомое поле найдем в виде линейной комбинации функций КС: $E_z = \sum_k \varphi_k(x, y) \eta_k(p_k z) A_k$, $H_z = \sum_j \psi_j(x, y) \zeta_j(q_j z) B_j$,

$$E_x = \sum_k \frac{-1}{\alpha_{e,k}^2} \frac{\partial \varphi_k}{\partial x} p_k \eta'_k(p_k z) A_k + \sum_j \frac{-i\omega\mu}{\alpha_{h,j}^2} \frac{\partial \psi_j}{\partial y} \zeta_j(q_j z) B_j, \quad E_y = \sum_k \frac{-1}{\alpha_{e,k}^2} \frac{\partial \varphi_k}{\partial y} p_k \eta'_k(p_k z) A_k + \sum_j \frac{i\omega\mu}{\alpha_{h,j}^2} \frac{\partial \psi_j}{\partial x} \zeta_j(q_j z) B_j,$$

$$H_x = \sum_k \frac{i\omega\varepsilon}{\alpha_{e,k}^2} \frac{\partial \varphi_k}{\partial y} \eta_k(p_k z) A_k + \sum_j \frac{q_j}{\alpha_{h,j}^2} \frac{\partial \psi_j}{\partial x} \zeta'_j(q_j z) B_j,$$

$$H_y = \sum_k \frac{-i\omega\varepsilon}{\alpha_{e,k}^2} \frac{\partial \varphi_k}{\partial x} \eta_k(p_k z) A_k + \sum_j \frac{q_j}{\alpha_{h,j}^2} \frac{\partial \psi_j}{\partial y} \zeta'_j(q_j z) B_j,$$

В векторно-матричной форме $E_z = \Phi_e^T(x, y) \otimes \Upsilon_E^T(Pz) \bar{A}$, $H_z = \Phi_h^T(x, y) \otimes \Upsilon_H^T(Qz) \bar{B}$,

где \otimes означает поэлементное перемножение без суммирования. Для компонент векторов электрического и магнитного полей найдем

$$E_x = -\frac{\partial \Phi_e^T}{\partial x} \otimes \tilde{\Upsilon}_e^T(Pz) P \Xi_e^{-2} \bar{A} - i\omega\mu \frac{\partial \Psi^T}{\partial y} \otimes \Upsilon_h^T(Qz) \Xi_h^{-2} \bar{B}, \quad E_y = -\frac{\partial \Phi_e^T}{\partial y} \otimes \tilde{\Upsilon}_e^T(Pz) P \Xi_e^{-2} \bar{A} + i\omega\mu \frac{\partial \Phi_h^T}{\partial x} \otimes \Upsilon_h^T(Qz) \Xi_h^{-2} \bar{B},$$

$$H_x = i\omega\varepsilon \frac{\partial \Phi_e^T}{\partial y} \otimes \Upsilon_e^T(Pz) \Xi_e^{-2} \bar{A} + \frac{\partial \Phi_h^T}{\partial x} \otimes \tilde{\Upsilon}_h^T(Qz) Q \Xi_h^{-2} \bar{B},$$

$$H_y = -i\omega\varepsilon \frac{\partial \Phi_e^T}{\partial x} \otimes \Upsilon_e^T(Pz) \Xi_e^{-2} \bar{A} + \frac{\partial \Phi_h^T}{\partial y} \otimes \tilde{\Upsilon}_h^T(Qz) Q \Xi_h^{-2} \bar{B}.$$

6. Проекционные уравнения. Запишем формулы Галеркина для граничных условий на импедансной поверхности:

$$-\left\langle \Psi_e \left| \frac{\partial \Phi_e^T}{\partial x} \otimes \tilde{\Upsilon}_e^T(Pd) \right. \right\rangle P \Xi_e^{-2} \bar{A} - i\omega\mu \left\langle \Phi_e \left| \frac{\partial \Phi_h^T}{\partial y} \otimes \Upsilon_h^T(Qd) \right. \right\rangle \Xi_h^{-2} \bar{B} =$$

$$= -i\omega\varepsilon \left\langle \Psi_e \left| \tilde{Z}_1 \left| \frac{\partial \Phi_e^T}{\partial x} \otimes \Upsilon_e^T(Pd) \right. \right. \right\rangle \Xi_e^{-2} \bar{A} + \left\langle \Psi_e \left| \tilde{Z}_1 \left| \frac{\partial \Phi_h^T}{\partial y} \otimes \tilde{\Upsilon}_h^T(Qd) \right. \right. \right\rangle Q \Xi_h^{-2} \bar{B},$$

$$-\left\langle \Psi_h \left| \frac{\partial \Phi_e^T}{\partial y} \otimes \tilde{\Upsilon}_e^T(Pz) \right. \right\rangle P \Xi_e^{-2} \bar{A} - i\omega\mu \left\langle \Psi_h \left| \frac{\partial \Phi_h^T}{\partial x} \otimes \Upsilon_h^T(Qz) \right. \right\rangle \Xi_h^{-2} \bar{B} =$$

$$= i\omega\varepsilon \left\langle \Psi_h | Z_2 | \frac{\partial \Phi_e^T}{\partial y} \otimes \Upsilon_e^T(Pz) \right\rangle \Xi_e^{-2} \bar{A} + \left\langle \Psi_h | Z_2 | \frac{\partial \Phi_h^T}{\partial x} \otimes \tilde{\Upsilon}_h^T(Qz) \right\rangle Q \Xi_h^{-2} \bar{B},$$

7. Маломодовое приближение. В общем виде решать эту систему следует численно, но мы здесь рассмотрим только случай малого импеданса: $\tilde{Z}_{1;2} = \theta Z_{1;2}$. Тогда $\omega = \omega_0 + \theta\omega_1 + \dots$, характеристическое уравнение дает алгебраическую систему

$$(G_{11.0} + \theta G_{11.1} + \theta\omega_1 S_{11.1})(A_0 + \theta A_1 + \dots) + (G_{12.0} + \theta G_{12.1} + \theta\omega_1 S_{12.1})(B_0 + \theta B_1 + \dots) = 0,$$

$$(G_{21.0} + \theta G_{21.1} + \theta\omega_1 S_{21.1})(A_0 + \theta A_1 + \dots) + (G_{22.0} + \theta G_{22.1} + \theta\omega_1 S_{22.1})(B_0 + \theta B_1 + \dots) = 0.$$

В нулевом приближении $G_{110}A_0 + G_{120}B_0 = 0, \dots$ В первом приближении $G_{110}A_1 + G_{111}A_0 + S_{111}\omega_1 A_0 + \dots = 0$, $(G_{111}A_0 + \dots) + (S_{111}A_0 + \dots)\omega_1 = 0$,

Пусть координатная система

$$\Phi_e = \sqrt{2/a} \sin(\alpha_x x) \sqrt{2/b} \sin(\alpha_y y), \quad \alpha_x = \pi m' / a, \quad \alpha_y = \pi n' / b, \quad \alpha = \sqrt{\alpha_x^2 + \alpha_y^2},$$

$$p = \sqrt{\kappa^2 - \alpha^2},$$

$$\Phi_h = \sqrt{2/a} \cos(\beta_x x) \sqrt{2/b} \cos(\beta_y y), \quad \beta_x = \pi m'' / a, \quad \beta_y = \pi n'' / b, \quad \beta = \sqrt{\beta_x^2 + \beta_y^2},$$

$$q = \sqrt{\kappa^2 - \beta^2}.$$

Тогда проекционная система

$$\Psi_e = \sqrt{2/a} \cos(\alpha_x x) \sqrt{2/b} \sin(\alpha_y y), \quad \Psi_h = \sqrt{2/a} \sin(\beta_x x) \sqrt{2/b} \cos(\beta_y y).$$

Запишем только первое уравнение:

$$-\alpha_x < \sqrt{2/a} \cos(\alpha_x x) \sqrt{2/b} \sin(\alpha_y y) | \sqrt{2/a} \cos(\alpha_x x) \sqrt{2/b} \sin(\alpha_y y) > p \sin(pd) \alpha^{-2} A -$$

$$(-i\omega\mu)(-\beta_y) < \sqrt{2/a} \cos(\alpha_x x) \sqrt{2/b} \sin(\alpha_y y) | \sqrt{2/a} \cos(\beta_x x) \sqrt{2/b} \sin(\beta_y y) > q \sin(qd) \beta^{-2} B =$$

$$= -i\omega\varepsilon < \sqrt{2/a} \cos(\alpha_x x) \sqrt{2/b} \sin(\alpha_y y) | \tilde{Z}_1 | \alpha_x \sqrt{2/a} \cos(\alpha_x x) \sqrt{2/b} \sin(\alpha_y y) > \cos pd \beta^{-2} A$$

$$+ < \sqrt{2/a} \cos(\alpha_x x) \sqrt{2/b} \sin(\alpha_y y) | \tilde{Z}_1 | \beta_y \sqrt{2/a} \cos(\beta_x x) \sqrt{2/b} \sin(\beta_y y) > q \cos qd \beta^{-2} B.$$

Если $\tilde{Z}_1 = 0$, то $\alpha_x p \sin(pd) \chi^{-2} A - i\omega\mu \beta_y \beta_y q \sin(qd) \nu^{-2} B = 0$, собственные осцилляции найдем из уравнений $\sin pd = 0$, $B = 0$, или $\sin qd = 0$, $A = 0$. Далее найдем частоту осцилляции и декремент потерь из характеристического уравнения.

8. Заключение. Мы вывели дисперсионные уравнения для волновода с двумерно неоднородной импедансной поверхностью на основе поверхностного варианта метода Галеркина. Мы нашли декремент затухания заданной моды в приближении малого импеданса методом разложения в ряд по степеням малого параметра. Результаты могут найти применение в теории и практическом расчете волноведущих систем с поглощающими стенками.

Подсекция:
МЕТОДИКА ПРЕПОДАВАНИЯ

Сопредседатели:
профессор А.И. Слепков,
доцент П. А. Форш

ПРОБЛЕМЫ ДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ В СТАТИСТИЧЕСКОЙ ФИЗИКЕ ЖИДКОСТИ

Проф. Николаев П.Н.

В отличие от равновесных процессов единая теория неравновесных систем появилась фактически лишь начиная с работ Н.Н.Боголюбова 40-х годов XX века. основополагающие результаты в этой области изложены в монографии [1]. В этом году исполняется семьдесят пять лет с выхода ее в свет.

До работ Боголюбова кинетические уравнения устанавливались на интуитивной основе. В 1872 г. Л.Больцман получил свое знаменитое уравнение (в общем виде - в 1875 г.). Позднее А.Эйнштейном и М.Смолуховским была создана теория брауновского движения. В 30-х годах XX века получены уравнения Л.Д.Ландау и А.А.Власова [2].

В своей монографии Боголюбов писал, что проблемы кинетики никогда не рассматривались с точки зрения динамической теории. Здесь основными были методы другого типа, используемые еще Больцманом при получении своего кинетического уравнения.

Но при таком подходе возникает внутреннее противоречие. С одной стороны, движение молекул трактуется как некоторый случайный процесс, а с другой - эффективные сечения рассеяния рассчитываются из уравнений механики. Это характерно как для классической, так и для квантовой механики. В последнем случае учитываются требования симметрии.

Метод Больцмана основан на полном исключении корреляции между динамическими состояниями молекул [1]. По этой причине его нельзя непосредственно обобщить для получения уравнений более высокого приближения.

Кирквуд предлагает свой подход к получению кинетических уравнений. Он постулирует, что функция распределения достигает со временем значения "плато". На основе этого определяются сглаженные по времени функции распределения, удовлетворяющие кинетическим уравнениям [3].

Боголюбовым впервые предложен и осуществлен общий метод получения кинетических уравнений [1]. Он основан на предположении, что за время порядка длительности соударения многочастичные функции распределения становятся функционалами одночастичных функций, которые удовлетворяют в свою очередь кинетическому уравнению.

На следующем этапе за время порядка гидродинамического времени одночастичная функция становится функционалом макроскопических величин, которые удовлетворяют уравнениям гидродинамики. В дальнейшем это направление интенсивно развивалось [4-6].

В работе [7] Боголюбовым вначале строится теория возмущений, которая основывается на малости взаимодействия подсистем, а для

дальнейшего анализа используется формализм функций распределения (либо матриц плотности - для квантового случая).

При этом, в отличие от работ 40-х годов XX века, под слабым взаимодействием понимается взаимодействие подсистемы S , в качестве которой выступает малая подсистема (в частном случае - состоящая из одной частицы), и большой (макроскопической) системы Σ .

Следует также отметить, что предложенный в [7] подход не снимает проблему учета сильных короткодействующих сил, которая и здесь должна решаться ad hoc. К системам подобного типа относится жидкость.

Кинетическая теория жидкости является одним из самых интересных и сложных разделов физики. Связано это с целым рядом причин. Во-первых, теория неравновесных процессов в системах многих частиц до сих пор не имеет стандартного общепринятого единого подхода. Во-вторых, теория жидкого состояния сама по себе является наиболее сложной областью статистической механики.

В-третьих, при создании кинетической теории жидкости «интерferируют» трудности построения кинетической теории в целом и сложности описания плотных систем. Это значительно усложняет решение проблемы.

В-четвертых, область жидкого состояния содержит низкотемпературную область, где совершенно необходим учет квантовых эффектов, что является нетривиальной проблемой. Особенно это касается жидкого гелия, представляющего значительный интерес [8,9].

Несмотря на указанные выше причины, данная область является одной из наиболее интенсивно развивающихся областей. Это обусловлено общенаучным интересом к ней и, в значительной степени, огромным числом физических приложений. Жидкая фаза занимает промежуточное состояние между твердой и газообразной фазами. Без понимания процессов, происходящих в жидкости, нельзя построить полную фазовую диаграмму состояний веществ, а также описать кинетические процессы, происходящие в них.

Для системы твердых сфер Энскогом было дано обобщение кинетического уравнения Больцмана на случай систем твердых сфер произвольной плотности [2]. Вначале этот подход рассматривался как удобная модель для описания плотных газов и жидкостей, содержащая один подгоночный параметр - диаметр твердых сфер. После того, как была построена равновесная теория жидкостей, в основе которой лежит базовая модель твердых сфер, подход Энскога стал использоваться также как основное приближение, а учет притягивающей части потенциала, в силу его плавного характера изменения, учитывается в виде решения уравнения типа Фоккера-Планка. Если считать, что эти два типа причин не интерferируют друг с другом, то получается уравнение Райса-Олнета [6].

Последовательной теорией является та, которая основана на использовании кинетических функций распределения. Это вовсе не означает, что в дальнейшем все остальные подходы будут отброшены. Каждый из них содержит рациональное зерно, которое эффективно проявляется для определенных предельных значениях термодинамических параметров, описывающих жидкость. Так теория Энскога успешно применяется для описания жидкости при достаточно высоких температурах. Это стало возможным после того, как был достигнут значительный прогресс в определении двухчастичной равновесной функции распределения системы твердых сфер.

Литература

1. Боголюбов Н.Н. Проблемы динамической теории в статистической физике. М.-Л.: Гостехиздат, 1946.
2. Базаров И.П., Геворкян Э.В., Николаев П.Н. Неравновесная термодинамика и физическая кинетика. М.: изд-во Моск. ун-та, 1989.
3. Kirkwood J.G. // J. Chem. Phys. 1946. 14. P. 180.
4. Ахиезер А.И., Пелетминский С.В. Методы статистической физики. М.: Наука, 1977.
5. Форд Дж., Уленбек Дж. Лекции по статистической механике. М.: Мир, 1965.
6. Croxton C.A. Liquid state physics - a statistical mechanical introduction. Cambridge, 2009.
7. Боголюбов Н.Н. // ЭЧАЯ 1973. 9. С. 501.
8. Nomura R., Okuda Y. // Rev. Mod. Phys. 2020. 92. 041003.
9. Ковалевский М.Ю., Пелетминский С.В. Статистическая механика квантовых жидкостей и кристаллов. М., Физматлит, 2006.

СРАВНЕНИЕ ФУНКЦИОНАЛЬНОСТИ РАЗЛИЧНЫХ СИСТЕМ ЭЛЕКТРОННЫХ КОНФЕРЕНЦИЙ В ДИСТАНЦИОННОМ УЧЕБНОМ ПРОЦЕССЕ

Н. с. Иванов А. П.

1. Общий обзор: «Университет без границ» (Moodle), Microsoft Teams, Discord, Zoom, Google Meet, платные и бесплатные возможности, доступные в МГУ.
2. Компоненты учебного процесса: лекция/семинар, практикум, домашнее задание, контрольная работа, учебный журнал, зачет/экзамен.
3. Регистрация преподавателей и студентов, организация коммуникации, проверка каналов связи.

Для преподавателя первые шаги: взаимодействие с ответственным на факультете, получение логина в учебную систему и административных прав для работы с ней. Либо – самостоятельная настройка и оплата.

В отношении студентов процедура: получение контактов студентов, тестирование двусторонней связи по e-mail, рассылка приглашений в учебную систему, дистанционная идентификация студентов, регистрация студентов в учебной системе и раздача прав. Информационная безопасность.

4. *Подготовка технических средств:* компьютер как основная коммуникационная среда, видеочамера, планшет как электронная доска, браузер, другое программное обеспечение, свет, звук, подключение Интернет, настройка прав работы с оборудованием.

У студентов: компьютер как рабочая среда, телефон – как удаленная камера.

5. *Дистанционная доска, варианты реализации:*

А) штатив с камерой, лист бумаги, ручка

Б) любой планшет без дополнительного оборудования – можно использовать программы типа Miro и рисовать пальцем, либо – встроенная доска Zoom

В) любой планшет + покупной недорогой стилус Wacom; программное обеспечение бесплатно, в комплекте со стилусом.

Г) продвинутый современный планшет с «родным» стилусом: можно использовать Microsoft Whiteboard или Miro гораздо более удобным способом.

Трансляция экрана с планшета аудитории, варианты:

А) отдельный пользователь учебной системы

Б) трансляция средствами ПО электронной доски

В) ПО Mirroring360 (платное)

6. *Проведение лекции.*

А) «Университет без границ», Big Blue Button: любой браузер, загрузка презентации, возможность рисовать поверх нее, возможность показать экран преподавателя. Самостоятельная регистрация студентов в системе с последующим назначением прав. Проблемы с записью курса, возможно их решение через встроенные средства Windows 10 или ПО OBS Studio. Возможна интеграция всех других систем дистанционной коммуникации со средой «Университет без границ». Бывают проблемы с качеством связи.

Б) Microsoft Teams: сложная система регистрации пользователей, можно использовать только браузер, но рекомендуется отдельное ПО, есть все необходимое для чтения лекции. Бесшовная интеграция с Microsoft Whiteboard, возможность подключения иных досок. Отличное качество связи. Возможность записи и публикации записей. При желании – есть все необходимое для размещения учебных материалов. Допуск «гостей» по ссылке, без регистрации.

В) Zoom: самая простая в освоении система, для чтения лекций – идеальна, отличное качество связи, встроенная доска и все остальные возможности. Возможность рисовать маркером или делать акценты курсором на любом окне, транслируемом аудитории. Ограничение по времени 40 минут, иначе – платная версия.

Г) Discord: уже есть у большинства студентов, отличная интерактивная среда коммуникации с аудиторией, нет своей доски и записи, бывают проблемы со связью, больше подходит для практикума и зачета/экзамена.

Д) Google Meet/Classroom – интеграция с другими сервисами Google, в частности, «бесконечное» хранилище файлов для сотрудников физического факультета МГУ, возможность создания Web-сайта курса. Функционально не так удобно, как описанное выше, бывают проблемы со связью.

7. Особенности проведения семинара: больше интерактивной работы, вовлечение аудитории в работу, постоянные вопросы к аудитории. Важна двусторонняя коммуникация, бывает нужен двусторонний показ экрана. Использование опросов при помощи Forms, возможность двустороннего редактирования записей через OneNote.
8. Организация учебных материалов, ведение и размещение записей семинаров. Особенности.
9. Проведение практикума, коллоквиума. Самая высокая степень интерактивной работы, нужна коммуникация в режимах «один-на-один» и «один-на-аудиторию». Discord вне конкуренции по этому виду учебной работы.
10. Контрольная работа, домашняя работа. Проблема представления материалов студентами, решение: фотография листа бумаги и его отсылка, либо выкладка в OneNote. Невозможность контроля списывания, можно только жестко ограничить время теста и проводить электронный тест по подготовленным вопросам.
11. Ведение журнала. Соответствующие возможности есть в «Университете без границ» и Microsoft Teams, в остальных системах проще выкладывать электронную таблицу с оценками. Проблема прав доступа студентов к журналу.
12. Проведение зачета или экзамена. Степень интерактивности – «как на практикуме», важна коммуникация «один-на-один» с преподавателем при общем контроле списывания. Решение: Discord (+ запасной Microsoft Teams для решения проблем со связью), как минимум один «проктор», контролирующий всю группу, несколько преподавателей принимают ответы в персональных «каналах». Обязательны: идентификация студента, непрерывная трансляция студентом изображения с камеры и своего рабочего стола, отсылка фотокопий листов подготовки. Желательно разбивать группу по времени – не более 5 человек за один раунд на одного преподавателя.

13. Публикация дистанционного курса. Подготовка презентаций на основе записей электронной доски, разработка и выкладка учебных материалов и тестов, разработка расписания, возможность «открытия» новых разделов только при успешной сдаче контрольных работ по ранее пройденному материалу, публикация записей лекций/семинаров: выкладка на Youtube, Google Drive или Microsoft OneDrive, открытие ссылок «на чтение», публикация ссылок на запись в рамках курса «Университет без границ».

Литература

1. «Университет без границ». Организация курса в онлайн-формате:
 - а) Возможности для преподавателей МГУ
<https://distant.msu.ru/mod/page/view.php?id=42071>
 - б) Инструкция по подключению
https://www.msu.ru/info/virusprevention/docs/instr_distant.pdf
 - в) Техническое оснащение рабочего места
<https://distant.msu.ru/mod/page/view.php?id=57121>
2. Использование Microsoft Teams в МГУ
<https://www.msu.ru/info/virusprevention/informatsiya-po-microsoft-teams.php>
Бунин О.В. «Технические особенности онлайн-выступления»
<https://habr.com/ru/company/oleg-bunin/blog/500458/>
3. Анастасин К.О. Вебинар «Особенности выступления онлайн»
<https://www.youtube.com/watch?v=C11-yhW7yEc>

КРИТИКА А. К. ТИМИРЯЗЕВЫМ ИДЕАЛИСТИЧЕСКИХ «ОШИБОК» С. Э. ХАЙКИНА В ЕГО УЧЕБНЫХ ПОСОБИЯХ ПО МЕХАНИКЕ

Доц. Якута А.А., проф. Илюшин А.С., с.н.с. Якута Е.В.

В феврале 1934 года профессор Семён Эммануилович Хайкин начал читать на физическом факультете Московского государственного университета лекции по курсу «Механика». Подход С. Э. Хайкина к изложению материала курса отличался свежестью и оригинальностью. Поэтому применявшиеся в то время учебники классической механики не могли удовлетворять студентов. Возникла нужда в новом учебном пособии. Первую попытку его создания С. Э. Хайкин предпринял уже в 1935 году. Подготовленная им брошюра «Избранные лекции по механике, читанные на 1-м курсе физического факультета МГУ им. Покровского в 1934–35 учебном году» была напечатана на стеклографе тиражом 240 экземпляров. В предисловии автор написал такие слова. *«Избранный мною путь изложения основ механики в общем курсе физики несколько отличается от того пути,*

которого придерживаются обычно авторы общих курсов физики. Поэтому было признано целесообразным выпустить конспекты некоторых лекций, прочитанных мною на первом курсе в прошедшем и текущем учебном году» [1].

Студенты были в восторге от нового учебного пособия и зачитывали его буквально до дыр (в библиотеке физического факультета МГУ сохранился единственный сильно потрепанный экземпляр). Но некоторые коллеги С. Э. Хайкина встретили это издание с совсем иными настроениями. Они усмотрели в данной книге попытку пропаганды автором идеалистической философии Эрнста Маха.

В то время на физическом факультете МГУ значительным административным весом обладал профессор Аркадий Климентьевич Тимирязев. Он твердо придерживался линии марксистско-ленинской философии, а также был известен своей непримиримой позицией по отношению к теории относительности и к квантовой механике. Вероятно, он лично высказывал С. Э. Хайкину свои претензии к новому учебному пособию сразу после его выхода в свет. Но публично А. К. Тимирязев впервые обвинил С. Э. Хайкина в махизме в 1938 году, опубликовав в журнале «Под знаменем марксизма» статью «Еще раз о волне идеализма в современной физике» [2]. В ней, в частности, говорилось следующее. «"Правоверная" современная наука, не разрешающая себе сомневаться в теории Эйнштейна, считающая эту теорию абсолютной истиной "в конечной инстанции", стоит на позиции, на той неприемлемой для всякого, не подчиняющегося научной "моде" позиции, что система Коперника и система Птолемея – одно и то же! Если читатели не поверят мне, пусть возьмут "Избранные лекции по механике" проф. С. Э. Хайкина, читанные на 1-м курсе физического факультета МГУ в 1934–1935 г., изданные МГУ и рассылавшиеся по провинциальным университетам Наркомпросом в качестве образцовых. Вот что в этих лекциях говорится на последней, 52-й странице: "Смысл опыта Фуко вовсе не в доказательстве "абсолютного вращения" Земли. Термин "абсолютное вращение" не имеет смысла. Можно говорить только о вращении одного тела относительно другого. Птолемей и Коперник просто говорили одно и то же, и поэтому нельзя придумать опыта, который показал бы, кто из них прав. Опыт Фуко доказывает только, что система неподвижных звезд есть инерциальная система, а Земля – система не инерциальная." Теперь спрашивается: этот реакционный лепет, преподносимый в качестве "последнего слова науки", разве он не вытекает из самой теории Эйнштейна? А почему вытекает? Потому что он умышленно в теорию вложен самим Эйнштейном, и вложен под влиянием реакционной философии Маха».

С. Э. Хайкин не придавал значения этому выпадку А. К. Тимирязев. Он продолжал читать лекции по механике, и на их основе подготовил к 1940

году новый вариант своего учебного пособия, которое было издано под названием «Конспект лекций по курсу общей физики. I.» [3].

В том же году вышел в свет учебник С. Э. Хайкина «Механика» [4], который охватывал всё содержание соответствующего курса. Этот учебник сразу же широко разошелся среди студентов и преподавателей и получил весьма положительные оценки крупных ученых-физиков. Благожелательные отзывы на книгу дали профессора М. А. Леонтович и С. А. Христианович, а также научный сотрудник ФИАН СССР Н. Н. Андреев. Однако, ряд университетских коллег С. Э. Хайкина по-прежнему считали, что он продолжает пропагандировать в своей книге махизм, и что в наиболее концентрированном виде такая пропаганда сосредоточена во введении к учебнику. В первых рядах критиков вновь был А. К. Тимирязев. В 1941 г. он начал писать разгромную рецензию на учебник С. Э. Хайкина. Из-за начавшейся Великой Отечественной войны и последовавшей вскоре эвакуации МГУ из Москвы эта рецензия была завершена лишь в 1942 г. Она называлась «Очередная идеалистическая фальсификация науки».

Рассматривая учебник, А. К. Тимирязев считал, что *«...перед нами лежит новое руководство, полное самых несомненных идеалистических извращений, переходящих в самую настоящую фальсификацию науки – фальсификацию совершенно нетерпимую в советском учебнике»*. Первый же параграф книги рецензент называл *«сплошной насмешкой над диалектико-материалистической теорией отражения»*, после чего ставил вопрос – *«Откуда в советский учебник проникает идеалистическая накипь?»*. Тут же давался и ответ: в качестве истоков идеалистических воззрений, якобы пропагандируемых С. Э. Хайкиным, указывались философские взгляды Э. Маха, Р. Авенариуса, В. Гейзенберга и П. Иордана. Далее рецензент подробно разбирал идеалистические «ошибки», якобы допущенные С. Э. Хайкиным, обвинял автора учебника в релятивистской фальсификации науки и в том, что в книге *«учение о движении почти нацело заменено изучением систем отсчета»*. В конце рецензии А. К. Тимирязев делал такой вывод: *«Механика проф. С. Э. Хайкина – это изложение механики Ньютона, искаженное по рецепту Маха ... и притом изложение, искаженное так, что из нее вытравлено самое существенное из ее содержания»*.

Опубликовать данную рецензию А. К. Тимирязев не смог. В написанном им отрицательном отзыве на другой учебник физики А. К. Тимирязев объяснял это так. *«На ... “Механику” проф. С. Э. Хайкина мной также написана рецензия, но ее я и не пытался посылать в редакцию какого-либо журнала. Раз учебник одобрен академиками Мандельштамом, Христиановичем и чл. корр. Леонтовичем, то критика такого учебника будет заранее объявлена “лженаучной”!»*

В 1944 году С. Э. Хайкин начал готовить к печати второе издание своего учебника. Однако, тут А. К. Тимирязев уже был наготове – он сразу же инициировал в МГУ идеологическую кампанию, направленную на дискредитацию автора и написанной им книги. На кафедре общей физики физического факультета МГУ и в партийной организации университета прошло несколько обсуждений учебника, в ходе которых были подвергнуты все-сторонней критике методологические ошибки, «допущенные» С. Э. Хайкиным в его учебнике. История этого обсуждения подробно освещена в [5]. Несмотря на яростное противодействие оппонентов С. Э. Хайкина второе издание его учебника всё же вышло в свет в 1947 году [6].

В ответ на это А. К. Тимирязев в 1949 г. переработал свою прежнюю рецензию, которая называлась «О грубых методологических ошибках, допущенных в учебнике Механики проф. С. Э. Хайкина». На первой странице этой рецензии есть такие слова. *«В числе авторов, помогавших проф. С. Э. Хайкину в составлении этих книг, были академики Л. И. Мандельштам, В. А. Фок, С. Л. Соболев и члены-корреспонденты Академии Наук М. А. Леонтович и С. А. Христианович, и вот этот список выдающихся имен привел к тому, что в этом учебнике признали новое слово в преподавании и не заметили, что он целиком построен на идеалистической философии Э. Маха и Р. Авенариуса, наголову разбитой в 1909 году в знаменитой книге Ленина: Материализм и эмпириокритицизм».* На пятой странице рецензии А. К. Тимирязев сетует: *«И вот этой механике в СССР учили с 1934 по 1949 г. целых 15 лет! А сколько предстоит еще труда выкорчевывать у бывших студентов эти искажения, которые они заучивали, считая их за последнее слово науки!»* Далее рецензент практически дословно повторяет аргументацию первой рецензии, написанной им в 1941–1942 гг. Завершается новая рецензия непременным атрибутом того времени – цитатой И. В. Сталина.

Эта рецензия А. К. Тимирязева также не была опубликована. Однако, сформулированные в ней претензии вошли в практически неизменном виде в критическую статью Ф. А. Королёва, опубликованную в 1949 году в журнале «Успехи физических наук» [7]. Данная статья ознаменовала собой начало новой масштабной кампании, направленной на дискредитацию и учебника С. Э. Хайкина, и его самого. Эта кампания длилась до 1954 года, однако А. К. Тимирязев в ней уже открыто не участвовал.

Литература

1. Хайкин С. Э. Избранные лекции по механике, читанные на 1-м курсе Физич. факультета МГУ им. Покровского в 1934–35 уч. году. – М.: Стеклогр. ПК Дзерж. Райсовета РК и КД, 1935. – 52 с.

2. Тимирязев А. К. Еще раз о волне идеализма в современной физике. – Под знаменем марксизма, № 4, 1938. – С. 124–152.
3. Хайкин С. Э. Конспект лекций по курсу общей физики. I. – М.: Стеклография МГУ, 1940. – 155 с.
4. Хайкин С. Э. Механика. Общий курс физики. Том I. – Гос. изд. техн.-теор. Литературы, 1940. – 372 с.
5. Якута А. А. История обсуждения в московском университете учебника С. Э. Хайкина «Механика» (1944–1946 гг.) // Отечественная и зарубежная педагогика. 2020. Т. 1, № 5 (71). С. 181–197.
6. Хайкин С. Э. Механика. Общий курс физики. Том I. – Изд. 2-е доп. и перераб. – М.–Л.: Гос. изд. техн.-теор. литературы, 1947. – 575 с.
7. Королёв Ф. А. О методологических ошибках в книге проф. С. Э. Хайкина «Механика» (второе издание, Гос. издательство техн.-теор. литературы, 1947). – УФН, Т. 37, вып. 3, 1949. – С. 388–394.

КОМПЬЮТЕРНОЕ ОБУЧЕНИЕ ФИЗИКЕ: КИНЕМАТИКА ТВЁРДОГО ТЕЛА

Доц. В.Ю.Иванов, ст. препод. И.Б.Иванова, с.н.с. М.А.Терентьев

Настоящий доклад посвящён дальнейшему развитию программы дистанционного обучения физике на примере классических задач механики [1]. 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 объективно проверить текущие знания студентов, а студентам – оценить степень своей подготовки по изучаемому предмету. Но тест – это в первую очередь способ контроля знаний и умений, а не способ обучения.

На конференциях «Ломоносовские чтения» 2016, 2018 - 2020 мы представили основные принципы построения обучающей программы по физике на примере решения классических задач механики, а также четыре раздела программы: кинематика материальной точки, динамика материальной точки, законы сохранения механической энергии и импульса, а также механические колебания и волны. Эти четыре раздела покрывают собой основные темы, изучаемые в школьном курсе общей физики в разделе механика. Однако в университетском курсе общей физики есть разделы механики, которых нет в школьной программе или которые представлены в ней не достаточно глубоко. К таким разделам относится кинематика твёрдого тела. В настоящем докладе речь идёт о пятой части нашей программы дистанционного обучения физике, посвящённой изучению кинематики твёрдого тела. Этот важный раздел

университетского курса механики является довольно сложным для понимания студентами первого курса, поскольку имеет дело с новой для студентов абстрактной моделью в физике, а именно моделью абсолютно твердого тела, и касается способов описания так называемого плоского движения твердых тел..

Считаем не лишним напомнить те принципы, которые положены в основу нашей обучающей программы. Основная часть программы содержит постановки задач и вопросы, требующие решения. Классическими задачами механики на наш взгляд являются следующие: **раздел 1** - Кинематика материальной точки (задача о движении тела, брошенного под углом к горизонту); **раздел 2** - Динамика материальной точки (задача о движении двух тел, связанных невесомой и нерастяжимой нитью, переброшенной через невесомый блок: машина Атвуда); **раздел 3** - Законы сохранения импульса и механической энергии (задача о взаимодействии тела и незакрепленной горки); **раздел 4** - Механические колебания и волны (задача о колебаниях пружинного маятника и механических волнах в струне). Решая поставленные в каждом разделе задачи, студент постепенно осваивает материал, приобретая навыки решения классических задач механики. Результатом работы студента в каждом разделе является полученный им при решении той или иной задачи численный ответ, который вводится в программу. Если ответ верный, то студент переходит к следующему вопросу или более сложной задаче. Если ответ неверный, то студент ищет ошибку, в чем ему помогает компьютер, который должен задать наводящие вопросы или дать некоторые подсказки. Предусмотрены два вида подсказок: совет и прямое указание. Совет – это некоторый намек на то, что следует принять во внимание при решении задачи, например, формулировка того или иного физического закона. Если совет не помогает, то программа даёт прямое указание о том, как следует решать задачу, и приводит соответствующие формулы. Для лучшего усвоения материала в каждом разделе программы предлагается несколько однотипных задач. Демонстрационный вариант описываемой обучающей программы находится на сайте дистанционного образования МГУ.

Исследуемыми задачами в разделе **кинематика твердого тела** являются классические задачи о качении колеса по твердой горизонтальной поверхности без проскальзывания и о плоском движении абсолютно твердого стержня по гладкой горизонтальной поверхности. Задачи формулируются так:

1. Колесо радиуса R равномерно катится без проскальзывания по горизонтальной поверхности со скоростью V_0 . Найти:
 - а). угловую скорость вращения колеса; б). ускорение точек на ободе колеса; в). скорость верхней точки на вертикальном диаметре колеса; г).

- скорость передней точки на горизонтальном диаметре колеса; д). радиус кривизны траектории в верхней точке колеса; е). координаты произвольной точки на ободе колеса как функции времени (уравнение траектории в параметрическом виде); ж) модуль скорости произвольной точки на ободе колеса как функцию времени; з). тангенциальное и нормальное ускорение точек обода колеса; и). радиус кривизны траектории как функцию времени.
2. Жесткий стержень длиной L скользит по гладкой горизонтальной плоскости. В некоторый момент времени скорости концов стержня оказались равными V_1 и V_2 , причем скорость первого из них направлена под углом α к стержню и $V_2 > V_1$. Найти:
- угол, под которым направлена к стержню скорость второго конца
 - угловую скорость вращения стержня
 - скорость центра масс стержня

Как было сказано выше, при неверном решении задачи компьютер выдаёт подсказки разной степени: от наводящих вопросов до прямого указания. Подсказок может быть несколько. Ниже приведены примеры подсказок при решении задачи номер 2.

Подсказка 1. Так как стержень жесткий, проекции скоростей всех точек стержня на направление стержня должны быть одинаковыми.

Подсказка 2. Косинус угла β , под которым направлена к стержню скорость второго конца, равен: $\cos \beta = \frac{V_1 \cos \alpha}{V_2}$.

Подсказка 3. Движение стержня состоит из поступательного и вращательного, т.к. оно плоское, причем это разложение неоднозначно. Пусть стержень вращается вокруг первого конца.

Подсказка 4. Скорость второго конца стержня равна векторной сумме скорости первого конца (скорость поступательного движения) и вращательной скорости второго конца относительно первого. Модуль вращательной скорости равен ωL .

Подсказка 5. Воспользуйтесь теоремой косинусов для суммы векторов скоростей второго конца стержня.

Подсказка 6. Решите квадратное уравнение и найдите угловую скорость вращения стержня: $\omega = \frac{1}{L} \left(V_1 \sin \alpha + \sqrt{V_2^2 - V_1^2 \cos^2 \alpha} \right)$.

Подсказка 7. Скорость центра масс стержня равна векторной сумме скоростей его концов, деленной на два. Модуль скорости равен: $V = \frac{1}{2} \sqrt{V_1^2 + V_2^2 + 2V_1V_2 \cos(\alpha + \beta)}$.

В заключение отметим, что умение решать физические 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.

О СОЗДАНИИ ДИСТАНЦИОННОГО КУРСА ПО ФИЗИКЕ ДЛЯ УЧАСТНИКОВ ИНЖЕНЕРНО-ТЕХНИЧЕСКОГО КОНКУРСА "РОБОФЕСТ"

Ст. препод. *Бушина Т.А.*, доц. *Парфенов К.В.*,
доц. *Томази-Вишвцева П.А.*

В настоящее время среди школьников большой популярностью пользуются творческие кружки робототехники. Заниматься в них начинают дети с 6-7 лет. У многих это детское увлечение сохраняется и на последующие годы, тогда они все активнее вовлекаются в тематические соревнования, конкурсы, фестивали. Такой интерес обусловлен, с одной стороны, тем, что современная жизнь немыслима без роботов. Они работают везде, робототехника развивается все быстрее и быстрее, проникая во все сферы человеческой жизни, и дети с раннего возраста, даже не особо обращая на это внимание, впитывают в себя информацию, взрослея и развиваясь в мире высоких технологий. С другой стороны, и это очень радует, сегодня все больше и больше растет интерес молодежи к техническим специальностям, увеличивается престиж технических вузов, все более востребованы на рынке труда молодые специалисты-инженеры. Одним из крупнейших фестивалей робототехники, где демонстрируют свои достижения такие школьники, является фестиваль «Робофест».

Идея проведения такого фестиваля появилась у Олега Дерипаска в 2007 году при посещении Североамериканских всемирных соревнований роботов. В России на тот момент не было единой программы поддержки робототехники и инженерных специальностей. Первый «Робофест» состоялся в 2009 году. С каждым годом масштабы фестиваля росли, и в 2020 году заявлено более 2300 участников из почти 50 регионов России. Наряду с фестивалем, сегодня проводится также Всероссийская научно-практическая конференция «Робофест» — мероприятие, направленное на обмен опытом и технологиями среди школьников, студентов и преподавателей, а также олимпиада школьников «Робофест» по физике, о которой и пойдет далее речь. Организаторами Олимпиады являются Московский государственный

университет имени М.В.Ломоносова и Фонд поддержки социальных инноваций «Вольное Дело».

Конкурс проводится в два этапа. Первый этап состоит из окружных и региональных отборов, фестивалей и чемпионатов с соревнованиями команд из 2-5 человек по робототехнике. Роботы должны автономно выполнять ряд задач. Например: переезд робота через горку, отбивание мяча, проезд по линии и определение цвета и сбор предметов нужного цвета. По результатам первого этапа определяются команды, проходящие на второй, заключительный этап, который в зависимости от направлений, может состоять из двух: практического и теоретического, или только одного теоретического тура.

Практический тур заключительного этапа проводится в очной форме на Всероссийском робототехническом фестивале «Робофест». Это очень зрелищное и волнительное мероприятие, которое является большим праздником для участников. Он проходит в одном из павильонов ВДНХ в г. Москва, куда съезжаются участники, прошедшие в этот тур, практически из все уголков России. Чтобы представить себе масштаб мероприятия, достаточно сказать, что в финальный этап 2018/2019 года прошло 844 школьника. В этом туре устраиваются соревнования роботов, после чего участники демонстрируют умение анализировать успехи и неудачи и делать выводы на основе обобщения полученных экспериментальных данных, а также показывают понимание физики процессов, заложенных в основу работы сконструированных ими роботов. Эти мероприятия проводятся в командах, при этом участники команды при ответе на вопросы членов жюри обычно делятся на «программистов», «инженеров-экспериментаторов» и «теоретиков», и каждый из них отвечает за «свою» часть работы.

Участники, чьи роботы показали лучшие результаты и продемонстрировавшие в собеседовании понимание физических явлений, с которыми им пришлось столкнуться при решении прикладных задач робототехники, получают индивидуальные приглашения на участие во втором (теоретическом) туре. Теоретический тур заключительного этапа, олимпиада «Робофест», является индивидуальным конкурсом школьников по общеобразовательному предмету физика. Он состоит из решения задач по всем разделам физики и проводится в очной форме на площадках МГУ. Задачи и вопросы составлены с учетом имеющегося у участников интереса к робототехнике: практически все они посвящены роботам.

Когда олимпиада проводилась первые сезоны, 2015-2016 и 2016-2017 годы, анализ ее результатов показал, что школьники, успешно выступившие в соревнованиях и вышедшие в финал, в целом слабо подготовлены по физике. Это огорчало и настораживало: ведь для того, чтобы эти дети, уже вовлеченные в конструирование и программирование, смогли поступить в

ведущие вузы, и в дальнейшем стать инженерами и конструкторами, им необходимо быть хорошо подготовленными по предмету физика! Поэтому для их поддержки, повышения образовательного уровня и отбора лучших участников в число студентов ведущих вузов, организаторами фестиваля было принято решение создать дистанционный курс по физике для победителей отборочного этапа фестиваля.

Впервые курс начал читаться в 2017 году на физическом факультете МГУ. Первоначально он состоял из десяти занятий, проводимых дистанционно в прямом эфире, по подготовке к ЕГЭ по физике. Каждое занятие включало в себя: теоретическое введение; трансляцию занятия в прямом эфире (3 академических часа) с возможностью задать вопрос в чате; видеозапись трансляции для повторного просмотра; домашнее задание с возможностью автопроверки; авторские решения для проработки материала. В режиме ограниченности времени было принято решение вести подготовку, разбивая школьный курс физики, представленный в заданиях ЕГЭ, на темы, а внутри тем – по типам заданий, соответствующих формату экзамена. Для каждого типа заданий подробно обсуждалась оптимальная стратегия его выполнения, анализировались типичные ошибки учащихся, разбирались примеры. Курс пользовался популярностью, и в следующем году было принято решение подключить к нему «олимпиадный блок», предназначенный для подготовки к теоретическому туру тех школьников, которые вышли в финал конкурса. Структура этого курса была построена точно так же.

Надо отметить, что первоначально «олимпиадный блок» состоял всего лишь из 13 занятий: 5 из них предназначалось для школьников 7-9 классов, и 8 – для школьников 10-11 классов. Но даже эти занятия принесли видимые результаты: уже при проверке следующей олимпиады нами с радостью было обнаружено, что среди призеров и победителей преобладают те, кто использовал при решении задач именно те приемы и методы, которые излагались в курсе.

Таким образом, стало понятно, что можно сделать отборочный этап олимпиады не столько инструментом отбора участников, сколько инструментом обучения, подготовки к финалу, а также к дальнейшему поступлению в вуз. В результате, на сегодняшний день, для решения этой задачи ежегодно осуществляются следующие мероприятия:

- Выпуск брошюры с методическими рекомендациями по подготовке к олимпиаде.
- Обучающий семинар для представителей оргкомитетов региональных отборочных этапов Фестиваля.
- Онлайн курсы по подготовке к теоретическому туру финального этапа олимпиады.

- Лекции-консультации для участников финального этапа в день проведения робототехнических соревнований.

Сейчас работа по созданию онлайн курса продолжается: каждый год создается новый «олимпиадный блок» и блок по подготовке призеров и победителей к ЕГЭ по физике. Появились занятия «базового уровня», предназначенные для детей, которые недавно примкнули и курсу и для которых серьезные задачи олимпиадного уровня еще недоступны. Именно такие дети в основном есть «целевая аудитория» нашего курса, и задача состоит в «сбивании страха» перед решением физических задач, в том, чтобы максимально заинтересовать и увлечь их физикой как учебным предметом.

Таким образом, оформилась идея: можно постепенно создать полноценный «вводный» курс, который в дальнейшем можно открывать с самого начала регистрации участников на мероприятия отборочного этапа, чтобы каждый участник сразу мог смотреть подготовительные материалы по физике. Одновременно основной курс также будет постепенно расширяться, в результате чего появится полноценный, самостоятельный курс олимпиадной подготовки. При этом будет сохранена общая схема подготовки: задания отборочного этапа, материалы курсов и консультаций и задания теоретического тура финального этапа выстраиваются в рамках единой логики, с последовательным освоением навыков, необходимых для решения оригинальных творческих задач по физике повышенного уровня сложности. И, как свидетельствуют результаты последних олимпиад «Робофест» и благодарные отзывы их участников, курс будет полезен детям, склонным к конструированию и моделированию.

«ФЕЙНМАНОВСКИЙ СПАСАТЕЛЬ» И... ПРИНЦИП ГЮЙГЕНСА В КИНЕМАТИКЕ

Проф. *Кротов С.С.*, асп. *Федотов А.В.*, с.н.с. *Шутеев С.А.*

Среди задач по кинематике есть класс задач, связанных с выбором траектории оптимального движения (траектории минимального времени), и вызывающих достаточное затруднение при их решении продвинутыми школьниками и даже студентами 1-го курса. Примерами такого рода задач являются:

1. На противоположных параллельных берегах реки, шириной 100 м, точно напротив друг друга находятся турист и его лагерь. На прямой, соединяющей туриста и лагерь, на расстояниях, относящихся как 3:1 (в направлении от туриста) плавает закрепленный на дне реки буй, к которому привязана самодельная резиновая шлюпка. В начальный мо-

мент буй отрывается от дна и начинает плыть по реке с постоянной скоростью, равной $U=0.2$ м/с. В этот же момент времени турист пускается в погоню за шлюпкой, чтобы, догнав её, добраться потом с ней в лагерь. Скорость перемещения туриста по земле со шлюпкой и без равна $V_1=2$ м/с. Собственная скорость туриста в воде без шлюпки $V_2=1$ м/с, а с ней – $V_3=0.5$ м/с. Какую стратегию движения должен выбрать турист, чтобы погоня за шлюпкой и возврат с ней в лагерь заняли минимальное время? Чему равно это минимальное время?

2. Человек находится в поле в точке А и величина его скорости перемещения по полю постоянна и равна V (см. рис.). В точке В на дороге находится автобус, величина скорости которого равна U , причем $U > V$, и в начальный момент времени он начинает двигаться по направлению к точке дороги С. При каких положениях точки А человек сможет догнать автобус?



Рис. 1.

Задачи подобного рода допускают очень наглядное решение, если воспользоваться аналогом принципа Гюйгенса, являющимся физической реализацией принципа наименьшего действия/времени Ферма. Основная особенность метода состоит в том, что он позволяет не прибегать, как обычно, к использованию дифференцирования по одной или нескольким переменным, решая кинематические задачи на экстремум. Он будет с лёгкостью освоен теми, кто уверенно усвоил обычный курс геометрии и кому особенно импонирует физическое воображение. Нам показалось уместным напомнить об этом полезном методе решения физических задач.

В настоящей работе мы поясняем основные идеи метода, продемонстрировав его применение для решения задачи о спасателе Р. Фейнмана, переходя затем к рассмотрению более трудных задач, в частности, приведённых выше -1. и 2.

ОПЫТ ПРОВЕДЕНИЯ КУРСА "ОБЩИЕ ВОПРОСЫ МЕТОДИКИ ПРЕПОДАВАНИЯ ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИХ ДИСЦИПЛИН" В ДИСТАНЦИОННОМ ФОРМАТЕ

Ст. препод. *Т.А. Бушина*, проф. *А.И. Слепков*

С 2016 года на физическом факультете МГУ читается курс «Общие вопросы методики преподавания физико-математических дисциплин» для

студентов второго курса магистратуры, а также для аспирантов первого года обучения [1, 2]. Этот курс был создан, поскольку в соответствии с новыми государственными образовательными стандартами, в структуру учебных планов для студентов и аспирантов введены дисциплины, посвященные методике преподавания профильного предмета. За прошедшие годы курс развивался, преподаватели, читающие его, искали новые эффективные формы работы со студентами и аспирантами. К настоящему времени сформировалась следующая структура этого курса:

1. Принципы дидактики и основные вопросы методики преподавания курса физики в высшей школе. Здесь рассматриваются основные дидактические принципы в применении к преподаванию физики в ВУЗе, а также обсуждаются вопросы методики: зачем мы учим студента, кого мы учим, чему мы учим, когда мы учим, как мы учим.

2. Нормативно-правовые основы преподавательской деятельности. Здесь рассматриваются федеральные образовательные стандарты, и их особенности (бакалавриат по направлению физика, магистратура и магистратура по направлению физика), образовательные стандарты МГУ, программы бакалавриата и магистратуры, а также рабочая программа дисциплины.

3. Актуальные вопросы и задачи методики преподавания физики в ВУЗе. Ниже вкратце приводится содержание основных вопросов, рассматриваемых в этой части.

3.1. Понятийный аппарат в физике. Осуждаются правила формулировок определений физических величин, физических законов. Рассматриваются законы и теоремы в курсе физики.

3.2. Модели в курсе физики. Обсуждаются абстрактные, физические, демонстрационные, математические, компьютерные модели и их применение в курсе физики.

3.3. Типовые вопросы в курсе физики – какие они бывают, когда целесообразно задавать студентам вопросы того или иного типа.

3.4. Вспомогательные средства: опорные фразы, мнемонические правила, аналогии, подсказки. Обсуждается целесообразность применения преподавателем вспомогательных средств, приводятся многочисленные примеры.

4. Общая физика: структура курса и особенности преподавания. В этом разделе обсуждаются особенности построения курса общей физики, темы лекций и семинарских занятий, их место в курсе, базовые задачи по различным разделам курса. По каждому из разделов курса общей физики («Механика», «Молекулярная физика и термодинамика», «Электричество и магнетизм», «Оптика») рассматриваются вопросы, связанные с проведением семинарских занятий и лекций.

5. Задачи в курсе физики. Рассматриваются типы задач, которые, наряду с базовыми, целесообразно рассматривать на занятиях по физике со студентами. Среди них: «качественные» задачи, «оценочные» задачи, задачи на работу с графиками, прямые и обратные задачи, задачи с подвохом (задачи – «капканы»), задачи с историческим содержанием, задачи с техническим содержанием, составление «цепочек» логически связанных между собой задач по конкретному разделу курса физики.

6. Методические особенности преподавания физики в ВУЗе. В этом разделе обсуждаются вопросы, связанные с формированием педагогического мастерства: приемы работы преподавателя на лекции и семинаре; приемы, способствующие удержанию внимания аудитории, способствующие облегчению понимания учебного материала. Обсуждается стратегия проведения «стандартного» семинара, зачета, экзамена, удачные методические приемы, находки преподавателей на лекциях, семинарах спецкурсах, а также методические ошибки, которые следует избегать. Рассматриваются способы мотивирования студентов, а также формы контроля знаний, различные формы балльно-рейтинговой системы.

7. Лабораторный и лекционный эксперимент в курсе физики. В этой части курса обсуждается вопрос разработки и организации лекционных демонстраций, а также лабораторного практикума. Нужно отметить, что лекционные демонстрации сопровождают практически каждую лекцию по обсуждаемому курсу «Основы преподавания физики в высшем учебном заведении», они подбираются в соответствии с обсуждаемой темой, «разгружая» лекцию, способствуя повышению зрелищности и, соответственно, повышению интереса и мотивации студента или аспиранта. Поэтому их обсуждение происходит непрерывно. Лабораторный практикум, будучи неотъемлемой частью любого курса физики, также подробно обсуждается с точки зрения методики преподавания.

8. Из истории преподавания физики в нашей стране. Здесь приводятся наиболее значимые исторические факты, касающиеся истории преподавания физики в России и Советском Союзе, в частности – в Московском Университете.

В отличие от традиционных лекционных курсов, обсуждаемый курс предполагает значительную обратную связь со студентами и аспирантами. В предыдущие годы, когда курс читался в традиционном, очном формате, на каждой лекции проводятся и обсуждаются лекционные демонстрации, организовываются дискуссии, а также обучающимся предлагается выполнить небольшую письменную работу на обсуждаемую тему [3]. Однако дистанционный формат проведения занятий в осеннем семестре 2020 года внес свои коррективы в организацию курса. Лекции проводились на платформе Zoom и были рассчитаны на аудиторию примерно 100 человек. При этом выяснилось, что лекцию в дистанционном формате посещало при-

мерно 60 человек. Это сравнимо с тем, что было и в предыдущие годы, когда лекции проводились в традиционном, очном формате. В процессе лекции преподаватель по-прежнему задавал вопросы аудитории, и надо отметить, что кто-то обязательно на них отвечал, однако активность студентов и аспирантов была невысокой по сравнению с тем, какой она была на очных занятиях. На первых же дистанционных занятиях стало ясно, что в целом общение с аудиторией, так необходимое при преподавании данного курса, в значительной степени утрачено. В конце лекции студентам и аспирантам традиционно предлагалось выполнить домашнее задание и выслать его преподавателю по электронной почте. Для того, чтобы не была вовсе утрачена обратная связь с обучающимися, было принято решение давать письменных заданий в этом семестре больше, чем обычно. Фактически, изучение курса проходило в процессе постоянной переписки обучающихся и преподавателя. Наряду с традиционными вопросами, которые предлагались для обсуждения в предыдущие годы [3], разрабатывались и новые, касающиеся различных аспектов работы преподавателя вуза. Например, аспирантам было предложено высказать свое мнение по следующему вопросу: «Выполняет ли преподаватель вуза воспитательную функцию?». Студентам магистратуры предлагалось составить «цепочки» задач, упорядоченных от простого сложного, на заданную тему, а также придумать оригинальные задачи, которые предполагают различные решения в зависимости от того, какие абстрактные модели выбираются. Обсуждались виды дополнительной подготовки, принятые на физическом факультете МГУ, способы мотивирования студентов, формы организации коллективной работы студентов; предлагалось разработать свою рейтинговую систему и многое другое. Нужно отметить, что в результате такой работы обратная связь со студентами была сохранена, и даже усилилась. Это, безусловно, потребовало значительных усилий от преподавателей, читающих курс: ведь каждое письмо необходимо было не только прочитать, но и дать на него ответ, а в ряде случаев сформулировать дополнительный вопрос или сделать замечание. Эти усилия оказались оправданы: курс прошел успешно, и подавляющее большинство студентов и аспирантов в установленный срок сдали все предложенные задания и получили зачет. Хочется верить, что при возвращении курса в очный формат накопленный опыт поможет сделать курс еще более информативным.

Литература

1. Боков П.Ю., Якута А.А., Салецкий А.М. Лекционный курс «Общие вопросы методики преподавания физико-математических дисциплин» для студентов магистратуры физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 20. Педагогическое образование. 2017. №2, с.72-79.

2. Слепков А.И., Бушина Т.А. О курсе для аспирантов «Основы преподавания физики в ВУЗе». // Физическое образование в ВУЗах. 2017. Том 23, № 4, с. 18-27.
3. Слепков А.И., Бушина Т.А. Обсуждение с аспирантами особенностей преподавания и преподавателей физико-математических дисциплин в вузе. // Физическое образование в ВУЗах. 2019. Том 25, № 2, с. 3-11.

КВАНТОВЫЕ АЛГОРИТМЫ – ОСНОВЫ ПРОГРАММИРОВАНИЯ БУДУЩЕГО

Ст. препод. *Минаев Д.В.*

В последнее время все большую значимость приобретают идеи, связанные с квантовым миром. Здесь надо начать с закона Мура. Этот закон предсказывает, что развитие вычислительной техники приведет нас к квантовым размерам вычислительных элементов, а значит и к квантовым устройствам и алгоритмам. Также стоит упомянуть принцип Ландауэра, который «изгнал» демона Максвелла. Таким образом, квантовые алгоритмы и квантовые вычисления становятся весьма интересной и перспективной областью знаний.

Я хочу предложить курс «Основы квантовых вычислений» для магистров.

Структура курса проста. Он сочетает в себе теоретические занятия и практикум. Практикум выполняется как на идеальном квантовом устройстве (для этого достаточно загруженной дополнительной библиотеки, реализованной на многих платформах), так и на реальном квантовом устройстве (сейчас доступен облачный сервис IBM).

На теоретических занятиях необходимо рассказать об истории возникновения квантовых вычислений, основных вехах развития. О парадоксах квантовой механики и информатики – запутанность состояния системы, кот Шредингера, квантовая телепортация. Важно напомнить основные постулаты квантовой механики, применяемые в квантовых вычислениях. Нельзя не остановиться на физической реализации квантовых битов информации – кубитов.

Далее надо напомнить понятия и свойства Гильбертова пространства, бра и кет- векторов, матричный формализм Гейзенберга-Борна, матрицы Паули. Очень наглядно выглядит представление кубита на сфере Блоха. Поворот кубита – однокубитный квантовый гейт. Двухкубитный квантовый гейт и управляемый гейт – основы квантовых схем. Квантовые измерения.

Обязательно нужно рассказать о чистых и перепутанных состояниях и о матрице плотности – инструмента, который помогает описывать квантово-

механическую систему. Здесь будет уместно упомянуть об ЭПР-парадоксе, доказать его, тем самым доказать истинность квантовой теории и принципа неопределенности Гейзенберга.

В дальнейшем планируется доказать теорему об универсальном наборе квантовых логических вентилей. Тем самым мы докажем, что любую операцию над кубитами можно реализовать с помощью этого универсального набора.

К этому моменту становятся понятны основные принципы и алгоритмы, используемые в построении квантовых схем.

Теперь можно переходить непосредственно к квантовым алгоритмам. Начать надо, конечно же, с квантового преобразования Фурье. Это основной алгоритм в квантовых вычислениях. На основе него строятся алгоритмы поиска собственного значения, нахождения порядка числа, факторизация, дискретный логарифм и прочие. В качестве еще одного алгоритма, демонстрирующего квантовое превосходство можно привести алгоритм поиска Гровера.

После рассказанных алгоритмов надо остановиться на квантовой криптографии. Вышеперечисленные свойства и алгоритмы позволяют (при наличии квантового устройства) взламывать все существующие алгоритмы криптографии. При этом идеи квантовой криптографии основаны не на каком-то, хоть и сложном, алгоритме шифрования, а на законах природы. Именно поэтому многие страны вкладывают в развитие квантовых технологий огромные средства.

Ну и в завершении курса нельзя не осветить вопросы коррекции ошибок в квантовых схемах – код Шора, квантовая граница Хэмминга, коды Кальдебранка – Шора – Стина, формализм стабилизаторов. Также стоит упомянуть о NISQ – устройствах. Это квантовые устройства с ограниченным количеством кубитов и низким уровнем ошибок. На таких устройствах классические алгоритмы коррекции ошибок неприменимы, так как часто требуют большое количество технических кубитов. Но и для таких устройств разрабатываются алгоритмы, позволяющие получать важные результаты.

Таким образом, после окончания курса магистры будут обладать знаниями в области квантовых технологий, уметь строить квантовые схемы, уметь разрабатывать алгоритмы, уметь «читать» квантовые схемы и разбивать их при наличии ошибок. Им станут понятны новые понятия и термины, связанные с квантовыми вычислениями.

Литература

1. М. Нильсен, И. Чанг КВАНТОВЫЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ И КВАНТОВАЯ ИНФОРМАЦИЯ, Москва «Мир» 2006
2. Прескилл Дж КВАНТОВАЯ ИНФОРМАЦИЯ И КВАНТОВЫЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ, том 1, 2, Москва Ижевск 2008 - 2011

3. С.Д. Кулик и др. ВВЕДЕНИЕ В ТЕОРИЮ КВАНТОВЫХ ВЫЧИСЛЕНИЙ, Москва, 2008

ОПЫТ ПРОВЕДЕНИЯ ОЛИМПИАД
ПО МАТЕМАТИЧЕСКИМ ДИСЦИПЛИНАМ ДЛЯ СТУДЕНТОВ
1–2 КУРСОВ НА ФИЗИЧЕСКОМ ФАКУЛЬТЕТЕ МГУ

С. н. с. Колыбасова В.В., доц. Шапкина Н.Е.

Олимпиады по математическим дисциплинам на физическом факультете МГУ проводятся регулярно каждый семестр начиная с весны 2016 года. Весной 2020 года олимпиады не проводились в связи с эпидемией коронавируса. Осенью 2020 года олимпиады проводились в дистанционном режиме, также дистанционно планируется их провести весной 2021 года. Было принято решение проводить олимпиады ближе к концу семестра, когда основная часть материала текущих математических курсов уже пройдена, но не в самом конце семестра, так как в это время студенты заняты подготовкой к сдаче зачётов и экзаменов.

На самой первой олимпиаде, которая прошла весной 2016 года, предлагались задания по математическому анализу для студентов 1 курса. На второй олимпиаде, которая прошла осенью 2016 года, были уже отдельные задания по математическому анализу для студентов 1 курса и для студентов 2 курса. На третьей олимпиаде весной 2017 года предлагались задания по линейной алгебре для первокурсников и по дифференциальным уравнениям для второкурсников. После этого участники заявили, что были разочарованы отсутствием заданий по математическому анализу. С учётом этого с осени 2017 года олимпиады по математическому анализу для 1 курса проходят каждый семестр, а по математическому анализу для 2 курса — каждую осень, к ним добавились также олимпиады по аналитической геометрии для первокурсников и по ТФКП для второкурсников (каждую осень), и также продолжают проходить олимпиады по линейной алгебре для первокурсников и по дифференциальным уравнениям для второкурсников (каждую весну). Таким образом, каждый семестр проводятся олимпиады в два разных дня с интервалом в одну неделю. Первокурсники и второкурсники пишут олимпиады одновременно, но у каждого курса свои задания.

Участвовать в олимпиадах могут все желающие. Большинство участников — студенты 1 и 2 курса физического факультета МГУ, но также бывают участники со старших курсов, а также с других факультетов и вузов. На первых олимпиадах победители и призёры определялись в общем зачёте среди всех участников. После того как доля участников не с физического

факультета возросла, и они стали составлять серьёзную конкуренцию участникам с физического факультета, а также в связи с введением денежных премий для победителей и призёров от фонда «Базис», было объявлено, что участники, не обучающиеся на 1 или 2 курсе физического факультета МГУ, могут участвовать вне зачёта. Однако тем из них, кто показал высокие результаты, вручаются почётные грамоты. Победители и призёры с физического факультета МГУ поощряются зачётом автоматом по соответствующему предмету, также их результаты учитываются на экзаменах.

Всеми организационными вопросами, связанными с проведением олимпиад, занимается Студенческий совет физического факультета, который оказывает нам неоценимую помощь и поддержку. Без помощи Студенческого совета вряд ли было бы возможным проведение олимпиад.

Для составления заданий олимпиад существует методическая комиссия, в которую входят ведущие преподаватели кафедры математики. Часть заданий олимпиад придумана самими членами комиссии, другая часть взята из открытых источников, таких как сборники задач и сборники олимпиадных заданий. При составлении заданий олимпиад мы руководствуемся следующими принципами:

- в задании должны присутствовать задачи разной сложности, чтобы каждый участник мог что-нибудь решить,
- большая часть задач должна иметь не теоретическую, а практическую направленность, поскольку они предлагаются студентам-физикам, а не математикам,
- уровень сложности задач не должен превосходить возможности студентов физического факультета,
- задача должна представлять интерес, иметь нестандартное или красивое решение, неожиданный ответ, иметь педагогическую ценность,
- для решения задачи не должно требоваться знаний, выходящих за рамки факультетской программы,
- решение задачи не должно быть слишком длинным, поскольку время проведения олимпиады ограничено тремя часами.

Вот для примера некоторые задачи, предлагавшиеся на математических олимпиадах в разные годы.

- (Мат. анализ, 1 курс, 2016 г.) На плоскости задан многоугольник и ненулевой вектор. Докажите, что существует прямая, параллельная данному вектору и делящая многоугольник на две части одинаковой площади.
- (Дифф. уравнения, 2017 г.) Тело брошено с поверхности земли под углом к горизонту, сила сопротивления воздуха пропорциональна скорости движения. Найдите уравнение траектории движения тела.
- (Мат. анализ, 1 курс, 2017 г.) Поезд начал прямолинейное движение от станции А с нулевой начальной скоростью и через час совершил оста-

новку на станции Б, находящейся на расстоянии 60 км от станции А. Докажите, что в некоторый момент во время движения модуль ускорения поезда был не менее 240 км/ч^2 .

- (ТФКП, 2017 г.) Какие комплексные значения **не** принимает функция $\operatorname{tg} z$ при $z \in \mathbb{C}$? Ответ обоснуйте.
- (Лин. алгебра, 2019 г.) Найдите все возможные значения определителя квадратной матрицы третьего порядка, каждый элемент которой равен либо 1 , либо -1 . С какой вероятностью определитель этой матрицы будет равен нулю, если элементы матрицы выбраны наугад из чисел 1 и -1 ?

Для проверки работ и определения победителей и призёров создаётся жюри, в которое входят преподаватели кафедры математики, аспиранты и студенты старших курсов. Как правило, каждый участник жюри проверяет решения одной или двух задач у всех участников, для того чтобы работы всех участников оценивались по одним и тем же критериям. Решение каждой задачи оценивается количеством баллов от 0 до 4. Критерии оценки каждой задачи разрабатываются отдельно. При проверке мы руководствуемся следующими принципами:

- любое полное и логически верное решение, приведшее к правильному ответу, оценивается 4 баллами, за красоту решения или её отсутствие дополнительные баллы не начисляются и не снимаются, так как это привело бы к большой доли субъективности при оценке,
- при решении задачи можно использовать без доказательства все утверждения, входящие в учебную программу по соответствующему предмету физического факультета МГУ, а все утверждения, выходящие за рамки этой программы, должны быть доказаны,
- в спорных случаях решение принимается в пользу студента.

Результаты олимпиады и правильные решения публикуются в группе «Студенческие олимпиады физического факультета» в социальной сети ВКонтакте. После публикации результатов в индивидуальном порядке проводятся апелляции по электронной почте.

Наш опыт показал, что студенческие олимпиады по математике позволяют повысить интерес студентов к изучаемым предметам, выявить талантливых студентов, поощрить их и привлечь их к написанию курсовых работ на отделении прикладной математики, а также к последующему распределению их на кафедры отделения прикладной математики. Надеемся, что в дальнейшем традиция проведения олимпиад по математическим дисциплинам на физическом факультете МГУ продолжится.

ИЗУЧЕНИЕ АТМОСФЕРНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ В КУРСЕ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ

Доц. Рыжиков С.Б., в. н. с. Рыжикова Ю.В.

В настоящее время на физическом факультете МГУ на изучение геометрической оптики отводится всего 4 часа семинарских занятий, что позволяет изучить лишь небольшую часть этого раздела физики. В основном рассматриваются оптические системы, необходимые для изучения в дальнейшем явлений интерференции и дифракции. В результате студенты, прослушавшие общий курс физики, не имеют представлений о природе таких атмосферных явлений, как радуга и гало. Ситуация усугубляется еще и тем, что эти явления не изучаются в средней школе и не рассматриваются ни в одном учебнике или учебном пособии, как для средней, так и для высшей школы.

Авторы имеют большой опыт изучения этих атмосферных явлений со школьниками 8-11 классов [1-3], и представляется целесообразным потратить всего 0,5 часа учебного времени, чтобы рассказать об этих явлениях студентам – физикам.

О гало можно рассказать при решении задачи о нахождении угла минимального отклонения луча в призме. Эта задача рассматривается на семинарских занятиях, где показывается, что угол минимального отклонения составляет $\vartheta = 2 \arcsin(n \sin(\varphi/2)) - \varphi$, где n – показатель преломления, а φ – преломляющий угол призмы. Явление гало обусловлено преломлением света в кристалликах льда ($n = 1,31$), которые представляют собой шестигранные призмы, с преломляющими углами $\pi/3$ и $\pi/2$. Преломление солнечных лучей приводит к образованию кругов с угловыми размерами 22° и 46° . После решения задачи об минимальном угле преломления в призме задача расчета колец гало занимает всего несколько минут.

Для изучения явления радуги нужно решить задачу о преломлении луча в сферической капле воды. Эта задача посильна ученикам 8-го класса, поскольку не требует ничего, кроме знания суммы углов треугольника. Отклонение луча составляет $\vartheta = 4\beta - 2\alpha$, где α и β – соответственно углы падения и преломления луча. Взяв производную, студенты получают, что функция $\vartheta = 4 \arcsin(\sin(\alpha)/n) - 2\alpha$ имеет максимум при $\alpha = \arcsin \sqrt{(4 - n^2)/3}$. После этого студенты быстро вычисляют угловые размеры радуги для красного ($n = 1,329$) и фиолетового ($n = 1,343$) колец радуги ($42,5^\circ$ и $40,5^\circ$ соответственно).

Таким образом, рассмотрение явлений радуги и гало не занимает много времени на семинарах, зато позволяет продемонстрировать возможности геометрического приближения оптики для объяснения и количественного описания красивых атмосферных явлений.

Литература

1. Рыжиков С.Б. Многоуровневый подход к исследованию явления радуги. // Школа будущего, 2012, № 6, с. 28-33.
2. Рыжиков С.Б., Рыжикова Ю.В. Новые подходы к преподаванию темы «оптические иллюзии» // «Ломоносовские чтения - 2019». Секция «Физика», 2019.
3. Рыжиков С.Б., Рыжикова Ю.В. Загадки оптики. Учебное пособие. 2015. М.: ОЛМА Медиа Групп, ISBN 978-5-373-07048-5, 127 с.

СИСТЕМА СЕМИНАРОВ ПО ОБЩЕЙ ФИЗИКЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТЕХНОЛОГИЙ ДИСТАНЦИОННОГО ОБУЧЕНИЯ

Ст. препод. *Селиверстов А. В.*

2020 год неожиданно стал революционным для системы образования: пандемия коронавируса заставила школы и вузы в считанные дни перевести учебный процесс из аудиторной формы в дистанционную. Несмотря на обилие инструментов, систему работы фактически приходилось строить с нуля самостоятельно. Опишем опыт реализации такой системы для проведения семинарских занятий по общей физике в академической группе. Она базируется на следующих принципах:

- элементы системы разнородны, каждый из них решает свою задачу;
- все они доступны с помощью компьютеров и мобильных устройств;
- их использование не требует финансовых затрат.

В процессе работы были выделены следующие задачи:

1. Решение организационных вопросов.
2. Коммуникация «преподаватель-студенты» во время семинара.
3. Обмен материалами вне семинара.

Организационные вопросы

Для их оперативного решения была создана группа в социальной сети «ВКонтакте», поскольку в ней были зарегистрированы все студенты. Это подразумевает регулярное получение автоматических оповещений об активности в группе. В ней также можно отправлять личные сообщения, организовать обратную связь с помощью опросов, делиться контактами других участников образовательного процесса.

Коммуникационные технологии

Семинары — это живое общение участников учебного процесса, и реализация в форме размещения их видеозаписей не рассматривалась. Видеоконференции, показывающие преподавателя, не являются оптимальным вариантом как технически (требуют канала связи с высокой

пропускной способностью), так и методически: большая часть информации доносится до слушателя не в нарративной, а в визуальной и символической формах, поэтому качественная трансляция записей или слайдовых презентаций гораздо необходимее. Острый вопрос — обратная связь: одного аудиоканала недостаточно в силу специфики предмета, иногда требуется написать формулу или нарисовать схему. Таким образом, к коммуникационной среде предъявлялись следующие требования:

1. Возможность трансляции видеопотока (презентации) преподавателем.
2. Аудиосвязь между всеми участниками процесса обучения.
3. Доступный для всех текстовый чат с возможностью загрузки изображений.
4. Обеспечение мобильности обучения: бесплатность и мультиплатформенность используемых программных средств.

Исходя из них, для проведения онлайн-семинаров (вебинаров) была выбрана программа Discord, включающая в себя мессенджер, аудиочат, трансляцию презентации с компьютера преподавателя. С её помощью по заранее согласованному расписанию проводились вебинары по текущей учебной теме. Они являлись интерактивными: в течение вебинара студенты могли задавать интересующие их вопросы в текстовом или голосовом чате. В текстовом чате есть возможность набора и отображения формул в нотации LaTeX. Программа позволяет ограничивать скорость потока аудиоинформации, что позволяет комфортно проводить вебинары даже в условиях ограниченной пропускной способности телекоммуникационных каналов.

Содержательная часть

Для представления материала к теоретической части семинара и условий задач (а иногда и их решений) использовались презентации, которые готовились в LaTeX'e с использованием класса beamer. Это шаблон, позволяющий включать в презентацию сложные математические формулы, иллюстрации и анимации, разбивать её на отдельные слайды, управлять порядком появления элементов многочастного слайда. Beamer имеет широкий встроенный набор стандартных элементов и цветографических схем, упрощающих дизайн и верстку презентаций. Сами презентации создаются как текстовые документы, в которых автор задает текст и размечает тэгами его структуру (слайд с заголовком или без, блок в рамке, нумерованный или ненумерованный список и т.п.), далее LaTeX форматирует документ и генерирует графический файл, заменяя при этом дизайнера и верстальщика. Отдельно отметим следующие возможности:

- представление математических формул любой сложности;
- создание векторной графики с помощью PGF/TikZ на основе графических примитивов, причём стиль оформления согласован с основным текстом;

- построение графиков с помощью PGFplots;
- возможность быстрого выбора режима презентации (постепенное развёртывание слайда или показ целиком).

Свёрстанная презентация сохраняется в формате PDF, позволяющий просматривать её на различных платформах, включая мобильные. Формат сохраняет используемую графику в векторном виде, существенно экономя объём графического файла. Для включения дополнительной информации в текст можно встраивать гиперссылки.

Для записи решения задач также использовалась интерактивная доска Google Jamboard — запущенное на Android-планшете приложение. Однако для приемлемого качества письма необходима тренировка и крайне желателен стилус.

После вебинара презентация и дополнительные материалы размещались в сервисе Google Classroom на домене физического факультета physics.msu.ru. Там же размещались домашние задания с указанием срока их сдачи. После выполнения задания студенты загружали в сервис сканы/фото решений. В функции Google Classroom для преподавателя входят возможность просмотра загруженных домашних работ, оценивания и комментирования решений; выставленные оценки и комментарии сразу становятся доступными студентам.

Все компоненты системы доступны с помощью бесплатных программ для ПК или приложений для мобильных телефонов.

Проведённые опросы показали, что использованные компоненты системы были удобны и информативны для большинства студентов. Наиболее полезным респонденты назвали презентации к семинарам, поскольку многие пользовались ими не только для решения задач, но и при подготовке к экзаменам.

В целом опыт работы с использованием дистанционных технологий оказался очень полезным. Он отразился и на проведении семинаров в аудиторной форме. Так, например, с тех пор домашние задания и дополнительные материалы размещаются в Google Classroom на регулярной основе, а при необходимости показать на обычном занятии какой-либо графический материал для этого можно использовать Discord.

**ЗАЩИТА ОТЧЁТОВ О ВЫПОЛНЕНИИ ЗАДАЧ
ОБЩЕГО ФИЗИЧЕСКОГО ПРАКТИКУМА
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДИСТАНЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ:
ОПЫТ, ПРОБЛЕМЫ, ПЕРСПЕКТИВЫ**

Асс. Буравцова В. Е., ст. препод. Селиверстов А. В.

Пандемия коронавируса COVID-19, затянувшаяся больше чем на год, способствовала широкому внедрению ряда новых методов обучения — в частности, с использованием дистанционных технологий, применение которых в российской высшей школе еще недавно находилось на стадии дискуссии. Переход на дистанционные способы обучения, обсуждавшийся в течение последних 20 лет, состоялся вынужденно в апреле 2020 г. Несколько месяцев занятий онлайн дали богатый материал для исследования опыта использования такой формы обучения, возникающих проблем, перспектив применения и поиска оптимальных стратегий.

На физическом факультете МГУ занятия по курсу общей физики для студентов-младшекурсников делятся на лекции, семинары и физический практикум. И если лекции возможно реализовать в виде онлайн-трансляций или видеозаписей, а семинарские занятия — в виде онлайн-конференций, то занятия в общем физическом практикуме требуют самостоятельного проведения эксперимента, то есть непосредственного присутствия студента в учебных аудиториях. Для минимизации рисков в ходе выполнения задачи измерения проводились студентами очно (ограниченное время), а защита работ осуществлялась в дистанционном формате: студенты присылали отчёты преподавателю и получали обратную связь по электронной почте.

Отчёт должен был включать в себя следующие элементы:

- *конспект* теоретического материала, необходимого для понимания явления;
- *непосредственные результаты* измерений (как правило, оформленные в виде таблиц) и параметры экспериментальной установки;
- *обработка и анализ* экспериментальных данных с построением необходимых графиков и схем;
- *основные результаты* обработки и основанные на них *выводы*.

Новый и непривычный для всех сторон учебного процесса формат защиты отчетов о выполнении задач выявил довольно большой круг проблем. Первой бросается в глаза избыточность конспектов: теоретическое введение переписывается целиком, без выделения главного и пропуска второстепенного. Часть проблем связана с осознанием студентами логики экспериментального исследования как метода познания: многие выполняют работу механически, «по методичке», не задумываясь, зачем нужны те или иные измерения, расчёты, график и т.п. Цели практикума часто понимаются узко — не знакомство со свойствами явлений и методами измерений (в том числе, границами их применения), а эксплуатация конкретной установки. Обычно студенты успешно справляются с проведением эксперимента и обработкой результатов, а обсуждение этих результатов при отсутствии эпидемиологических ограничений проводится в виде беседы с

преподавателем, и в подавляющем большинстве случаев преподаватель помогает студенту сформулировать выводы [1].

Дистанционный формат защиты отчётов наглядно показал, что многие студенты не видят разницы между понятиями «результаты работы» и «выводы». Так, большая их часть считают, что «провёл измерения», «рассчитал значения» и «построил графики» являются выводами к работе. При этом практически все из них хорошо знают, что вывод — это ответ на вопрос, поставленный в целях работы. Обсуждение выводов в переписке с преподавателем приводит в конечном итоге к улучшению их собственных формулировок, а также пониманию роли эксперимента в целом — проверка физической и математической моделей явления, анализ влияния не входящих факторов, постановка вопроса о необходимости дальнейших исследований. Однако бывают и неожиданные выводы, например: «...полученные значения сходятся в пределах погрешностей с табличными, что говорит о том, что эксперимент проведен корректно и установка работает правильно, и ее можно использовать для подобных измерений»; «теория совпала с экспериментом, значит, это — истина»; «теоретические и экспериментальные значения не совпали, но близки, поэтому теория верна».

Несомненно, большинство студентов младших курсов не имеют как опыта самостоятельного формулирования выводов, так и навыков изложения научным языком: этому не учат в школе. Поэтому роль обсуждения результатов и выводов работы студентов с преподавателями трудно переоценить. Но обсуждение этих проблем устно и в очной форме, разумеется, занимает гораздо меньше времени, чем при переписке.

Вместе с трудностями и проблемами обнаружилось и некоторые существенные достоинства дистанционной формы сдачи зачетов по задачам общего физического практикума. На наш взгляд, студенты стали лучше понимать ряд вещей:

1. Необходимость широкого использования научной терминологии.
2. Необходимость использования понятных и лаконичных формулировок.
3. Необходимость корректного оформления работы, в частности, графического представления результатов: в приемлемом масштабе, с обозначением погрешностей, построением линий тренда, понятными заголовками графика и подписями осей.
4. Целостность задачи практикума, её внутреннюю логику, что позволяет полностью самостоятельно сформировать отчет (от целей работы до выводов).
5. Необходимость анализа и выводов для понимания возможного исследовательского продолжения проделанной учебной задачи (развитие модели явления, улучшение экспериментальной установки, модификация методики измерения).

Эти достоинства хотелось бы использовать и в дальнейшем, при нормализации эпидемиологической обстановки и переходе на классическую, очную, форму обучения. Для этого, с нашей точки зрения, было бы целесообразно (независимо от очной или дистанционной защиты результатов работы) просить студентов предоставить в печатном виде отчёт по задаче, включающий в себя цели работы, обработанные результаты, графики и схемы, результаты и выводы. Далее его обсуждение может проходить как в очной форме, так и в дистанционной (например, если студент заболел и временно не может присутствовать на занятиях). Такой подход сохранит все положительные моменты, описанные выше, при условии унификации требований, предъявляемых к отчёту разными преподавателями, и повысит уровень самостоятельности студентов.

Литература

1. Буравцова В. Е., Митин И. В., Селиверстов А. В. Методика формирования исследовательских компетенций в общем физическом практикуме // В сборнике «Научная конференция “Ломоносовские чтения 2020”», секция Физика. — Москва: Москва, 2020. — С. 185–189.

Подсекция:
НАУКИ О ЗЕМЛЕ

Сопредседатели:
профессор М. А. Носов, академик И. И. Мохов,
доцент В.Б. Смирнов

СЕЙШИ В ЭСТУАРИИ РЕКИ ЧЕРНАЯ (СЕВАСТОПОЛЬСКАЯ БУХТА) И СВЯЗАННАЯ С НИМИ ВРЕМЕННАЯ ДИНАМИКА ИЗМЕНЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ МЕТАНА В ВОДЕ

С. н. с. Будников А.А., с. н. с. Иванова И.Н., с. н. с. Малахова Т.В.
(ИБЮМ имени А.О. Ковалевского РАН), вед. инж. Мурашова А.И.
(ИБЮМ имени А.О. Ковалевского РАН)

В работе рассматриваются результаты комплексных измерений гидрологических параметров и концентрации растворенного метана CH_4 в эстуарии реки Черная, подверженном воздействию сейшевых волн.

Измерения проводились 2 февраля и 15 марта 2021 г. на станции, расположенной на расстоянии около 1 км вверх по течению от места впадения реки в Севастопольскую бухту ($44^\circ 35'45.94$ с.ш.; $33^\circ 36'32.61$ в.д.). Гидрологические параметры (соленость S , температура T , содержание растворенного кислорода O_2 , скорость течения V , мутность NTU) измерялись с помощью мультипараметрического зонда RCM 9 LW (Aanderaa), концентрацию растворенного метана CH_4 определяли газохроматографическим методом после фазово-равновесной дегазации на газовом хроматографе HP 5890 с пламенно-ионизационным детектором. В феврале преобладали южные направления ветра, тогда как в марте - преимущественно северные.

Диапазон измеренных значений и их временная динамика представлены в табл. 1 и на рис. 1. В феврале отмечен значительно меньшие амплитуды изменений таких параметров как S , O_2 , NTU при более высоких скоростях течения V и амплитуде волн по сравнению с данными, полученными в марте (табл. 1).

Таблица 1 Диапазон значений атмосферного давления, гидрологических параметров и концентрации CH_4 в воде эстуария р. Черной в феврале и марте 2021 г.

	Ратм, мм.рт. ст	S, ‰	O_2 , мг/л	V, см/с	NTU	T, °C	Максимальный перепад уров- ня, м	CH_4 , нмоль/л
Февраль 2021	748 - 752	5,1- 10,7	8,1 - 8,7	до 41,4	40-180	9,21- 9,72	0,5	350 - 488
Март 2021	746 - 747	4,9 - 14,9	10 - 15,8	до 22,9	4 - 27	7.55 - 9.07	0,2	375 - 527

Высокие коэффициенты корреляции между значениями солёности и растворенного кислорода (0,9 в феврале и 0,4 в марте) свидетельствует о том, что морские воды более насыщены кислородом, по сравнению с речной водой (из корреляционного анализа были исключены значения,

которые получены в марте во время 2 эпизодов резкого снижения содержания O_2 , что может быть неким артефактом измерений (рис. 1Г). Для обоих месяцев общий тренд изменения температуры свидетельствует о прогреве за счет притока морской воды с градиентом 0,2 и 0,4 °С/час, для февраля и марта соответственно.

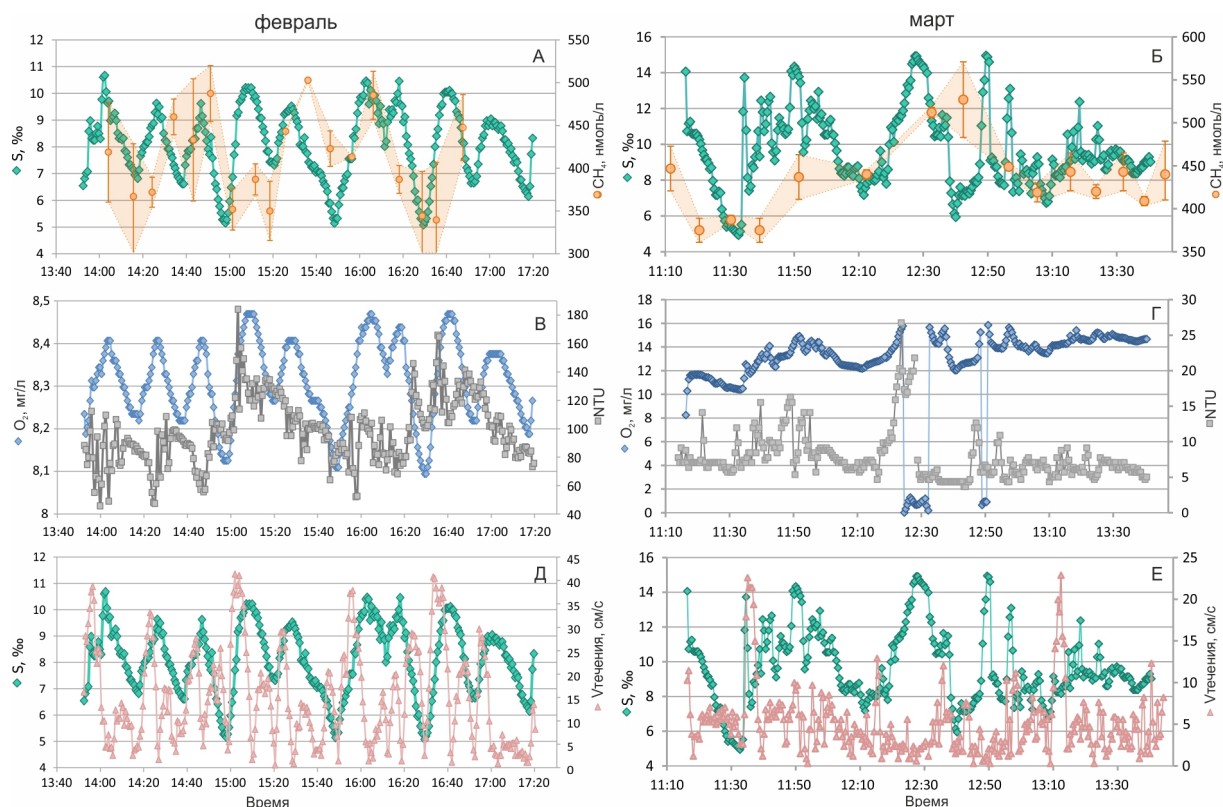


Рис.1. Изменение параметров в эстуарии реки Черной, полученные 2 февраля и 15 марта 2021 г.: соленость S и концентрация метана CH_4 в воде, засечками показано стандартное отклонение (А в феврале и Б в марте); концентрация растворенного кислорода O_2 и мутность NTU (В в феврале и Г в марте); соленость воды S и модуль скорости течения V (Д в феврале и Е в марте)

В целом временная динамика изменений гидрологических параметров в воде исследованной станции описывается гармонической функцией с более выраженным периодом для зимних данных. Проведенный анализ временных рядов данных с помощью быстрого Фурье-преобразования позволил выделить колебания с периодами 19,7 и 44,5 мин. Можно предположить, что такие колебания уровня воды в реке Черная определяются сейшми Севастопольской бухты. В [1] приводятся примеры сейш, наименьший период которых составлял 50 минут, размах колебаний которых был порядка нескольких сантиметров. Колебания уровня, достигающие 40-50 см, наблюдаются достаточно редко [1]. В марте расчетные периоды колебаний составили 9 и 44,7 мин. Периоды предполагаемых сейш 44,5-44,7 и 9 мин совпадают с расчетными периодами нулевой и второй моды баротропных сейш для модельных бассейнов, имеющих характерные размеры

Севастопольской бухты [2]. Период колебаний 19,7 мин, наблюдаемый в феврале, не соответствует расчетным периодам баротропной сейши и м.б. обусловлен сгонно-нагонными процессами.

Диапазон величин концентрации растворенного CH_4 , полученных в марте, смещен в сторону более высоких значений по сравнению с февралем (табл. 1). Концентрация растворенного CH_4 , также как и гидрологические параметры в воде эстуария, изменялась волнообразно, однако период колебаний не совпадал ни с изменением солености, ни с увеличением мутности, что могло бы свидетельствовать о поступлении метана из дна в процессе взмучивания в эпизоды разгона течения. В целом для обоих месяцев общая тенденция изменения концентрации CH_4 согласовывалась с изменением солености: пресным водам соответствовали менее высокие значения CH_4 , морским – более высокие, что в общем противоречит эстуарному типу распределения метана, когда концентрация метана уменьшается вдоль градиента увеличения солености. Причиной такого распределения может быть локальный источник метана, находящийся ниже по течению реки. Также вероятно зимой интенсивность процессов продукции метана в воде, связанных с продуктивностью фитопланктона, выше чем диффузия из донных отложений.

Основные результаты:

Обнаружены периодические колебания уровня воды и основных гидрологических параметров в эстуарии р. Черная, которые могут быть вызваны сейшами в Севастопольской бухте. Периоды 44,5-44,7 и 9 мин совпадают с расчетными периодами сейш для модельных бассейнов, имеющих характерные размеры Севастопольской бухты.

Высокая скорость и широкий диапазон изменения концентрации CH_4 в районах, подверженных волновым процессам, и закономерности таких изменений имеют высокую значимость в контексте оценки эмиссионных потоков метана в атмосферу, как парникового газа.

Литература

1. Горячкин Ю.Н., Иванов В.А, Репетин Л.А., Хмара Т.В. Сейши в Севастопольской бухте. //Труды УкрНИГМИ.-2002. Вып.250. – с.198-208
2. Манилюк Ю.В. Сейши и тягун в Севастопольской бухте. Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон моря. 2018. Вып.3. с.4-12.

АПРОБАЦИЯ МЕТОДА ПРОВЕРКИ КАЛИБРОВКИ ДАТЧИКОВ
ДОННЫХ ОБСЕРВАТОРИЙ
ПО ЗАПИСЯМ УДАЛЕННЫХ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

Проф. *Носов М.А.*, асп. *Карнов В.А.*, с. н. с. *Колесов С.В.*, н. с. *Семенов К.А.*, researcher at the Japan Agency for Marine-Earth Science and Technology Matsumoto H., professor at the Kagawa University, *Kaneda Y.*

В первые десятилетия 21-го века в Мировом океане были установлены по меньшей мере несколько сотен донных обсерваторий, оснащенных сейсмометрами и датчиками давления. Не претендуя на полноту списка, в качестве примера, упомянем несколько таких систем: DONET (Dense Ocean-floor Network System for Earthquakes and Tsunamis) [1], S-net (Seafloor Observation Network for Earthquakes and Tsunamis) [2], NEMO-SN1 (NEutrino Mediterranean Observatory-Submarine Network 1) [3], NEPTUNE (North East Pacific Time-series Underwater Networked Experiments) [4], MACHO (MARine Cable Hosted Observatory) [5] и др. Донные обсерватории создаются для решения множества задач [6], но одним из их важнейших предназначений является раннее предупреждение о землетрясениях и цунами [7, 8].

Глубоководные датчики предназначены для многолетней эксплуатации в активной и агрессивной морской среде при высоких давлениях. Несмотря на высокую надежность применяемых измерительных систем, они все же нуждаются в периодической проверке точности калибровки. В работах [9, 10] нами был предложен и обоснован метод для проверки датчиков глубоководных обсерваторий. Речь идет о взаимной проверке калибровки датчиков давления и z-акселерометров (сейсмометров, измеряющих вертикальную компоненту ускорения дна). Метод не требует непосредственного доступа к датчикам, расположенным на больших глубинах. Проверка калибровки осуществляется дистанционно в результате анализа записей, полученных при регистрации землетрясения.

Проверка основана на линейной связи между вариациями придонного давления p и вертикальной компонентой ускорения движения дна a_z :

$$p = m \cdot a_z, \quad (1)$$

где m – масса водяного столба единичного сечения. Соотношение (1) выполняется в частотном диапазоне «вынужденные колебания» $f_g < f < f_{ac}$, в котором сейсмические движения дна не возбуждают ни гидроакустические, ни гравитационные волны. Частоты, ограничивающие этот диапазон, рассчитываются по следующим формулам [9]:

$$f_g = 0.366\sqrt{g/H}, \quad (2)$$

$$f_{ac} = c / 4H, \quad (3)$$

где g – ускорение свободного падения, H – глубина океана, c – скорость звука в воде.

Важным условием выполнимости соотношения (1) является расположение измерительной системы в области ровного и практически горизонтального дна, причем крутые подводные склоны должны быть удалены от точки измерения на расстояние более 2 глубин океана [9].

Суть метода состоит в нахождении отношения спектров мощности вариаций придонного давления и z -акселерометров, которые были зарегистрированы во время землетрясения [10]. При корректной калибровке сенсоров в частотном диапазоне «вынужденные колебания» отношение спектров должно давать постоянную величину, равную m^2 . Для приблизительных оценок величина m может быть рассчитана через среднюю плотность воды ρ и глубину океана: $m = \rho H$. Точный расчет целесообразно базировать на соотношении гидростатики $m = \bar{P} / g$, где \bar{P} – полное давление, усредненное по времени, – величина, измеряемая донным датчиком давления.

Первое успешное применение метода, описанное в работе [10], было основано на данных, зарегистрированных системой DONET-1 во время Великого японского землетрясения 2011 года на расстоянии около 800 км от эпицентра. Такие сильные и близкие сейсмические события являются крайне редкими, а проверки калибровки должны проводиться на регулярной основе. В настоящем докладе мы представляем оценку работоспособности метода по записям удаленных землетрясений с магнитудой $M_w \sim 8$, которые обычно происходят несколько раз в год. Вторая цель доклада – описание алгоритма оценки точности калибровки сенсоров, который позволил бы автоматически выдавать заключение о корректной или ошибочной калибровке, либо о ее невозможности.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №19-05-00351, №20-07-01098, 20-35-70038).

Литература

1. Kaneda, Y. (2010, September). The advanced ocean floor real time monitoring system for mega thrust earthquakes and tsunamis-application of DONET and DONET2 data to seismological research and disaster mitigation. In OCEANS 2010 MTS/IEEE SEATTLE (pp. 1-6). IEEE.
2. Kanazawa, T. (2013, March). Japan Trench earthquake and tsunami monitoring network of cable-linked 150 ocean bottom observatories and its impact to earth disaster science. In 2013 IEEE international underwater technology symposium (UT) (pp. 1-5). IEEE.
3. Favali, P., Chierici, F., Marinaro, G., Giovanetti, G., Azzarone, A., Beranzoli, L., ... & Pavan, G. (2013). NEMO-SN1 abyssal cabled observatory in the Western Ionian Sea. IEEE Journal of Oceanic Engineering, 38(2), 358-374.

4. Barnes, C. R., & Team, N. C. (2007). Building the world's first regional cabled ocean observatory (NEPTUNE): Realities, challenges and opportunities. In OCEANS 2007 (pp. 1-8). IEEE.
5. Hsiao, N. C., Lin, T. W., Hsu, S. K., Kuo, K. W., Shin, T. C., & Leu, P. L. (2014). Improvement of earthquake locations with the Marine Cable Hosted Observatory (MACHO) offshore NE Taiwan. *Marine Geophysical Research*, 35(3), 327-336.
6. Favali, P., Person, R., Barnes, C. R., Kaneda, Y., Delaney, J. R., & Hsu, S. K. (2010). Seafloor observatory science. *Proceedings of the OceanObs*, 9, 21-25.
7. Rabinovich, A. B., & Eblé, M. C. (2015). Deep-ocean measurements of tsunami waves. *Pure and Applied Geophysics*, 172(12), 3281-3312.
8. Mulia, I. E., & Satake, K. (2020). Developments of tsunami observing systems in Japan. *Frontiers in Earth Science*, 8, 145.
9. Nosov, M., Karpov, V., Kolesov, S., Sementsov, K., Matsumoto, H., & Kaneda, Y. (2018). Relationship between pressure variations at the ocean bottom and the acceleration of its motion during a submarine earthquake. *Earth, Planets and Space*, 70(1), 100.
10. Karpov, V. A., Sementsov, K. A., Nosov, M. A., Kolesov, S. V., Matsumoto, H., & Kaneda, Y. (2020). Method for Examining the Performance of Seafloor Observatory Sensors. *Moscow University Physics Bulletin*, 75(4), 371-377.

ВОЗМОЖНОСТИ АНАЛИЗА АНИЗОТРОПИИ
ОЧАГОВЫХ ЗОН ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ
ПО РАЗЛОЖЕНИЮ ТЕНЗОРА СЕЙСМИЧЕСКОГО МОМЕНТА

Доц. Воронина Е.В., студ. Воскунов Д.А.

Анизотропия земных недр часто оценивается по расщеплению гармоник сейсмических волн на пути их распространения от очага землетрясения до регистрирующей станции. Анизотропия приводит к изменению скорости распространения волн в зависимости от направления распространения и угла падения. Анизотропия описывается тензором упругих модулей среды, который в простейшем случае трансверсально анизотропной модели, имеет пять ненулевых значений.

Матрица модулей упругости трансверсально анизотропной среды с вертикальной осью симметрии VTI имеет вид [2,3]:

$$C_{VTI} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{11} - 2c_{66} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{11} - 2c_{66} & c_{11} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{13} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{66} \end{bmatrix}$$

где: $c_{33} = \rho V_p^2$; $c_{44} = \rho V_s^2$; $c_{66} = c_{33} - 2c_{44}$; ρ — плотность горных пород, V_p, V_s — скорости продольных и поперечных сейсмических волн соответственно.

В верхних структурах Земли анизотропия, как правило, слабая и может быть определена по параметрам Томсена [3];

$$\epsilon = \frac{c_{11} - c_{33}}{2c_{33}}, \delta = \frac{(c_{11} + c_{14})^2 - (c_{33} - c_{44})^2}{2c_{33}(c_{33} - c_{44})}; \gamma = \frac{c_{66} - c_{44}}{2c_{44}}$$

Отсюда: $c_{11} = \pm \sqrt{2c_{33}(c_{33} - c_{44})\delta + (c_{33} - c_{44})^2} - c_{44}$

Скорости сейсмических волн зависят от угла между осью симметрии и направлением распространения волны θ :

$$V_p(\theta) = \alpha_0(1 + \delta \sin^2\theta \cos^2\theta + \epsilon \sin^4\theta)$$

$$V_{SV}(\theta) = \beta_0 \left(1 + \frac{\alpha_0^2}{\beta_0^2} (\epsilon - \delta) \sin^2\theta \cos^2\theta \right)$$

$$V_{SH}(\theta) = \beta_0(1 + \sin^2\theta)$$

здесь: $\alpha_0 = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}$; $\beta_0 = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$; λ, μ - параметры Ламе.

В настоящей работе рассматривается метод оценки локальной анизотропии очаговых зон землетрясений по параметрам тензора сейсмического момента. Тензор сейсмического момента в анизотропной среде может быть представлен в виде [1,4];

$$M_{ij} = u S c_{ijkl} v_k n_l \quad i, j, k, l = 1, 2, 3$$

где: u — средняя подвижка по разрыву, S — площадь очага землетрясения, c_{ijkl} — тензор упругих модулей, v_k -направление сдвига, n_i - нормаль к площадке разрыва. Чтобы определить, какой тип сейсмического источника физически представлен найденным тензором сейсмического момента, предложили разложить данный тензор на три элементарные части: изотропную (ISO), двойной диполь (DC) и компенсированный линейный векторный диполь (CLVD).

$$M_{ij} = M_{ISO} + M_{DC} + M_{CLVD} = M_1 e_1 e_1 + M_2 e_2 e_2 + M_3 e_3 e_3$$

где: $M_{ij} = \begin{bmatrix} M_1 & 0 & 0 \\ 0 & M_2 & 0 \\ 0 & 0 & M_3 \end{bmatrix}$;

$M_1 \geq M_2 \geq M_3$ — собственные значения тензора, M_0 — полный тензор сейсмического момента ($i, j=1,2,3$), e_1, e_2, e_3 — векторы ориентации оси растяжения Т, промежуточной оси N и оси сжатия Р в механизме очага.

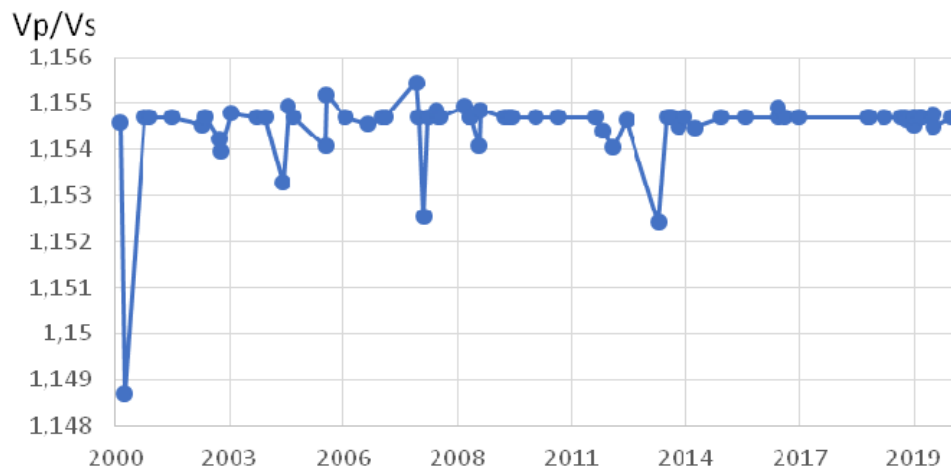
Значения M_{ISO} , M_{DC} , M_{CLVD} определяются как [2,4]:

$$M_{ISO} = \frac{1}{3}(M_1 + M_2 + M_3)$$

$$M_{CLVD} = \frac{2}{3}(M_1 + M_3 - 2M_2)$$

$$M_{DC} = \frac{1}{2}(M_1 - M_3 - [M_1 + M_3 - 2M_2]D)$$

Введем тензор очага землетрясения [4]: $D_{kl} = \frac{uS}{2}(v_k n_l + v_l n_k)$. Этот тензор характеризует деформированное состояние горных пород в источнике землетрясения. Он симметричен и является девиатором. По закону Гука, тензор напряжений в источнике можно представить в виде: $\sigma_{ij} = c_{ijkl} D_{kl}$.



Нами были рассмотрены сейсмических событий Средиземноморского региона за период (2000-2020) годы. В регионе произошло 167 землетрясений с магнитудой более 5.5; из них 72 событий не соответствуют модели двойного диполя и только 4 вызвали подозрение на анизотропию в области очага.

Для изучения аномалии среды в очаговых зонах землетрясений для каждого, не соответствующего модели двойного диполя события, были посчитаны отношения скоростей P-волн и S-волн по величинам собственных значений тензора:

$$\frac{V_P}{V_S} = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\mu}} = \sqrt{1 + \frac{M_1 + M_3}{M_1 + M_3 - 2M_2}} = \sqrt{\frac{4}{3} \left(\frac{ISO}{CLVD} + 1 \right)}$$

На рисунке приведены значения отношения скоростей за период наблюдений.

Для аномальных областей с резким уменьшением V_P/V_S был проведен детальный анализ тектоники и скоростного строения регионов. По полученным данным были определены компоненты тензора упругих модулей в матрице анизотропной VT1 симметрии.

№	Дата	M_w	H км	Параметры Томсена			Компоненты матрицы упругих модулей $\times 10^9$					θ град
				ϵ	δ	γ	C_{11}	C_{33}	C_{44}	C_{66}	C_{13}	
1.	15.12.2000	6.0	15	0.166	0.529	0.049	127.1	95.4	30.8	33.8	72.6	+11.5
2.	07.10.2004	5.5	130	0.207	0.781	0.014	286.1	202.2	66.8	68.6	181	+31
3.	20.02.2008	6.2	17	0.169	0.575	0.084	166.3	124.2	39.2	45.8	99.9	-17.7
4.	12.10.2013	6.6	45	0.155	0.504	0.120	173.5	132.4	40.9	50.7	103	-4.3

Выводы:

1. Упругие параметры очаговых зон землетрясений отличаются от упругих параметров окружающей среды.
2. Для изучения анизотропии необходима высокая точность определения тензора сейсмического момента.
3. Анализ локальной анизотропии в очаговых зонах землетрясений по разложению тензора сейсмического момента является преимущественным, по сравнению с дорогостоящим экспериментом специальной установки сети регистрирующих станций.

Литература:

1. Воронина Е.В. Особенности механизмов очага сильнейших землетрясений Средиземноморья. *Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия*, издательство Изд-во Моск. ун-та (М.), № 1, с. 64-69, 2020
2. Mavko G., Mukerji T., Dvorkin J. *The Rock Physics Handbook*. 2nd Edition. Cambridge Univ. Press., 2009. 511 p.
3. Thomsen L. Weak elastic anisotropy. *Geophysics*. 1986. V. 51. P. 1954–1966.
4. *Vavryčik V.*, // *J.Geophys.Res.*, 2001, **106**, №16, p.339.

СВЯЗЬ МАГНИТНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПОДВОДНЫХ БАЗАЛЬТОВ СО СКОРОСТЬЮ ИХ ОХЛАЖДЕНИЯ

М. н. с. *Целебровский А. Н.*, проф. *Максимочкин В. И.*,
студ. *Стогов М. А.*, асп. *Алехина Ю. А.*, с. н. с. *Татаринцев А. А.*

Палеомагнитные исследования океанических базальтов имеют большое значение для изучения эволюции океанической коры и магнитного поля Земли. Условия формирования и эволюции базальтов в условиях дна океана являются экстремальными: повышенные давление, скорость охлаждения, скорость окислительных процессов. Изучение влияния этих факторов на формирование и палеомагнитную информативность природной оста-

точной намагниченности позволят повысить надёжность палеомагнитных определений по океаническим базальтам [1].

На образце подушечного базальта, отобранного со дна рифтовой зоны Красного моря и сформированного при подводном излиянии лавы [2] исследованы магнитные свойства породы на различном расстоянии от поверхности контакта с водой. Для первых 7 см получены естественные магнитные и гистерезисные характеристики, проведён термомагнитный, а также спектральный фазовый анализы ферримагнитных зерен - носителей естественной остаточной намагниченности (NRM).

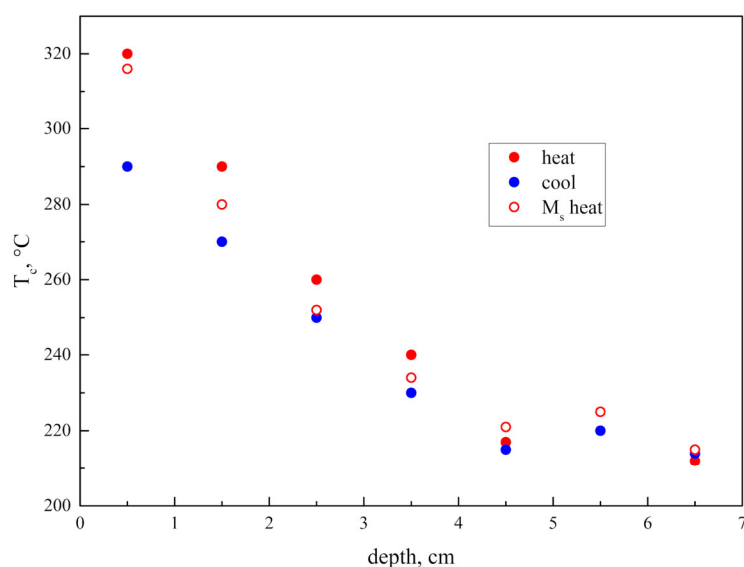


Рис.1. Изменение температуры Кюри (T_c) вглубь от зоны контакта. T_c определялась по зависимости магнитной восприимчивости образцов при их нагреве в среде аргона: красные кружки – по кривой нагрева, синие – по кривой охлаждения. Пустые кружки – по зависимости от температуры намагниченности в поле 0.24, нагрев проводился в среде воздуха

Установлено, что магнитные свойства базальта определяются титаномагнетитом. Выявлено, что с удалением от корки наблюдается увеличение магнитной восприимчивости от $10 \cdot 10^{-4}$ до $60 \cdot 10^{-4}$ СИ и размеров кристаллов титаномагнетита от 0.3 до 10 мкм. Параметр Кёнигсбергера падает с 260 до ~60. NRM нарастает первые 3 см вглубь породы, потом уменьшается.

Установлено, что на расстоянии 4-7 см от зоны контакта с водой титаномагнетит находится в стехиометрическом состоянии, при приближении к зоне контакта уменьшается содержание титана в титаномагнетите, а температура Кюри растет с 220 до 320 °C (рис. 1).

Нагревы образцов в среде аргона до температуры смесимости показывают, что титаномагнетит базальта в приконтактной зоне однофазно

окислен, причем, степень окисления растёт при приближении к поверхности контакта с водой.

Выявлена анизотропия естественной намагниченности породы из зоны контакта с водой. Направление естественной намагниченности породы из зоны контакта отличается от направления NRM проб, вырезанных на расстоянии 7 см от поверхности подушки, на 10° (рис. 2).

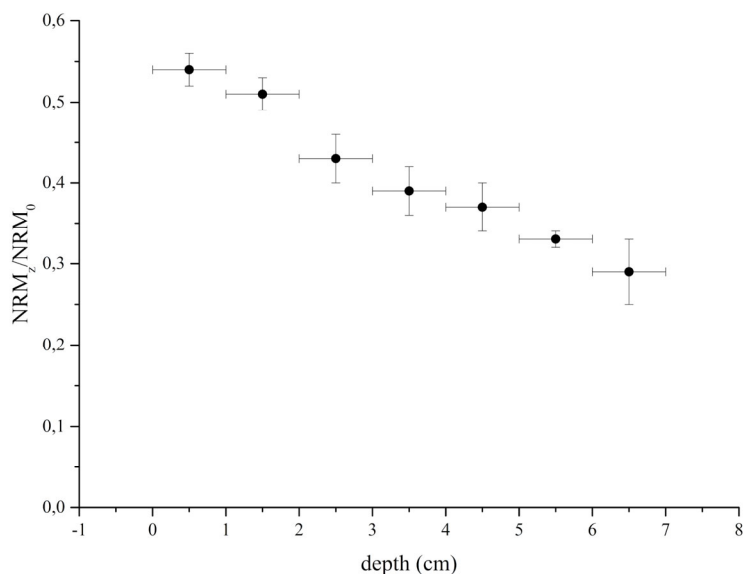


Рис. 2. Зависимость тангенса наклона от расстояния до корки подушки

Получено, что палеонапряжённость магнитного поля, определенная по методу Телье-Кое, для всех слоёв примерно одинакова: разброс не превышает 5%. Среднее значение палеонапряженности $H_{др} = 62$ мкТл (рис. 3) на 70% выше современного магнитного поля в районе отбора образца, что согласуется с предыдущими работами [3]. Сделан вывод, что для определения палеонапряженности геомагнитного поля могут быть использованы различные части подушечной лавы. Определение направления древнего магнитного поля по естественной остаточной намагниченности внешней части подушки (2-3 см от зоны контакта с водой) может давать ошибку в 10%.

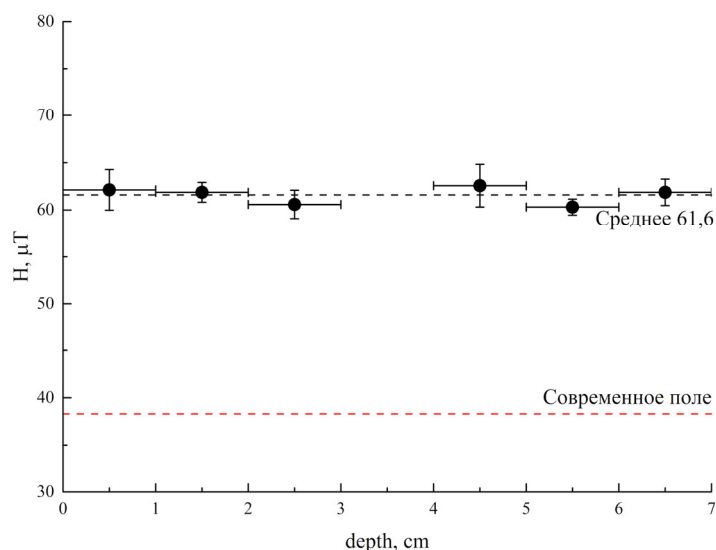


Рис. 3. Палеонапряженность геомагнитного поля, определенная по пробам, отобранным на различном расстоянии от корки подушки

Литература

1. Maksimochkin V. I., Tselebrovskiy A. N. Paleomagnetism of basalts from the mid-atlantic ridge and the bouvet triple junction // Recent Advances in Rock Magnetism, Environmental Magnetism and Paleomagnetism (Eds. D. Nurgaliev, A.Kosterov, V. Shcherbakov, S. Spassov). — Springer, 2018. — P. 83–96
2. 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.XXII. С. 439-445.
3. Maksimochkin V. I., Preobrazhenskii L. R. Paleomagnetism of Some Basalts Samples from the Red Sea Rift Zone// Physical and Mathematical Modeling of Earth and Environment Processes, серия Springer Geology, место издания Springer, Cham Germany, том 30, с. 269-281

ИОНОСФЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ ОТ ТРОПИЧЕСКИХ ЦИКЛОНОВ

Доц. *Захаров В. И.*, магистрант *Сигачев П.К.*

Области верхней атмосферы и ионосферы Земли подвержены влиянию различных процессов, протекающих как в околоземном космическом пространстве, так и в нижней атмосфере. Ряд геофизических событий – тайфуны и циклоны, землетрясения, геомагнитные бури и т.п. - связан с вовлечением в процесс большого количества энергии. В ходе развития этих событий происходит генерация волновых возмущений, например, внутренними и акустико-гравитационных волн. В ряде случаев эти волны пе-

редают возмущение на высоты ионосферы. Считается, что в качестве источника волн указанной природы может выступать тропический циклон (ТЦ) в ходе своего развития и разнообразные процессы, сопровождающие эти явления.

Введение

Ежегодно на Земле, между широтами 5° - 20° обоих полушарий образуется значительное количество ТЦ. Физически это связано с наличием таких причин как конвергенция приземного ветра вдоль внутритропической зоны формирования ТЦ, высокой влажностью в данной области и прогревом океанической толщи до глубин до 200 метров, обеспечивая значительный контраст температур. Таким образом, ТЦ представляют собой эффективные механизмы сброса тепла в системе океан-атмосфера, когда работы глобальной циркуляции и конвекции становится недостаточно.

Тропические циклоны обладают колоссальной энергетикой, имея возможность своим теплом в виде пара поднять в воздух миллионы тонн воды. Образования подобного масштаба вместе с волнением океана способствуют генерации акустико-гравитационных волн, достигающих высот ионосферы (80-300 км) [1, 2]. Волновая модуляция электронной плотности N_e ионосферы проявляется в генерации перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ). По оценкам [3], изменчивость электронной концентрации N_e в максимуме слоя F2, вызванная влиянием метеорологических факторов, в спокойных геомагнитных условиях может достигать до 35% от фонового уровня. Рассчитанные азимуты и горизонтальные скорости ПИВ метеорологического происхождения показали, что вероятные зоны генерации зарегистрированных ПИВ лежат в тропосфере и совпадают с областями пониженного атмосферного давления в районах формирования циклонов [4]. Статистические исследования 24 сильных тайфунов 1987–1992 гг. показали, что часто выявляются среднемасштабные ПИВ, вызванные турбулизацией нижней атмосферы и излучением АГВ, когда сильный тайфун выходит на сушу или находится вблизи побережья [5].

В работе оценены параметры волн акустической и акустико-гравитационной природы, которые могут возникать в атмосфере и распространяться до ионосферных высот. Рассмотрены все ТЦ 4 и 5 категорий по шкале Саффира-Симпсона, имевшие присутствие в 2014г.

Определение параметров ТЦ и области возмущения в ионосфере

Из экспериментальных спутниковых данных миссий sensing миссий Aqua / MODIS и Terra / MODIS (<https://worldview.earthdata.nasa.gov> , <https://ladsweb.modaps.eosdis.nasa.gov>). определялась внутренняя структура ТЦ, размера глаза и характерные размеры облачной структуры, такие как

радиус плотного тела ТЦ, характерные размеры рукавов и т.п. Входные параметры — область действия ТС, перепады температур или давлений.

Теория генерации волновых возмущений ТЦ изложена в ряде работ, начиная с [6]. Упрощенный вариант методики оценки параметров атмосферных возмущений от тропических циклонов изложен в [7].

В работе рассмотрены следующие крупнейшие тропические события 2014 г (приведены только названия): 7 тайфунов и циклонов 2014 г. 5 категории по шкале Саффира-Симпсона [<http://www.nhc.noaa.gov/aboutsshws.php>]: Gillian, Genevieve, Marie, Hagupit, Halong, Nuri, VongFong; 12 тайфунов и циклонов 2014 г. 4 категории Colin, Hellen, Hudhud, Ian, Ita, Nilofar, Gonzalo, Iselle, Odile, Simon, Phanfone, Rammasun.

Для уменьшения влияния эффектов космической погоды вы выбирали периоды малой гео- гелиомагнитной активности, т.е. значения индекса Kp не превосходят 4, а величина Dst менее 40 нТл [<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/index.html>]. Данные миссии SWARM доступны по запросу [<https://earth.esa.int/web/guest/swarm/data-access>].

Для всех рассмотренных случаев мы оценивали наблюдаемые параметры циклона и рассчитывали характерные частоты главных волн [7]. Для теоретической оценки использовались данные спутникового мониторинга многочастотного мониторинга атмосферы. Оценки проводились по методике [6,7] и соответствуют теоретическим и экспериментальным данным [8-10].

Полученные данные показывают диапазон частот генерации и основную моду. С их помощью можно определить оптимальные параметры фильтра для выделения пространственно -временных откликов в ионосфере на атмосферное возмущение. Так, требование исследовать область возбуждения приводит к оценкам частот отсечек цифрового фильтра от 15..18 сек до 150...180 сек и области возмущения в ионосфере почти вдвое против атмосферной, что приводит к географическим размерам от 10 до 15град. или 1000 ... 1500 км.

Экспериментальная оценка возмущений в ионосфере

Для оценки возмущений ионосферы были использованы данные проекта SWARM, который состоит из трех спутников (А, В и С), расположенных на двух околополярных орбитах: Спутники С и А летают в одной плоскости наклона 87.4° практически на одной высоте двигаются по сходным орбитам с разницей эпох обращения 2-10 сек. Третий спутник имеет иные параметры движения и носит контрольный характер [11]. В настоящем исследовании используются данные о пространственном распределении электронной концентрации, независимо измеренные ленгмюровскими зондами на борту спутников с частотой 2 Hz и относительной ошибкой не более 1%

На рис. 1 представлены типичные регистрации электронной концентрации, полученные аппаратурой SWARM на синхронных спутниках -А и -С, см. рис. 1. Видно временное поведение электронной концентрации в экваториальной аномалии. Разработанное нами программное обеспечение позволяет выделять отклики в электронной концентрации, наблюдаемые в ионосфере, на фоне влияния экваториальной аномалии, которые можно связать с проявлениями тропических тайфунов в определенной выше полосе частот на ионосферных высотах, предсказанными теорией и связанными с собственными частотами атмосферы

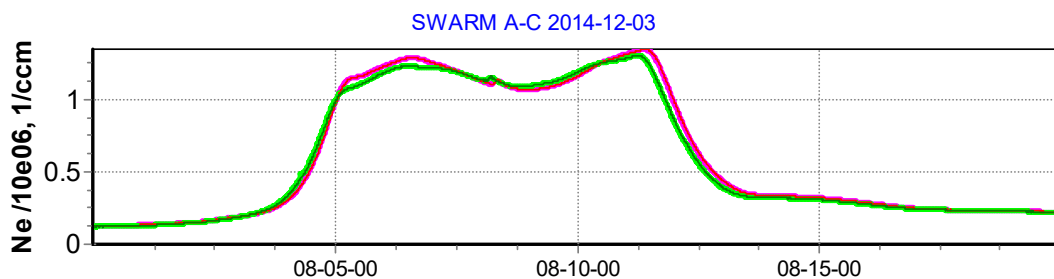


Рис. 1. Полное регистрируемое изменение электронной концентрации при движении в области экваториальной магнитной аномалии приблизительно с 08:00 до 08:20 UTC 3 декабря 2014г.

На рис. 2, панели а, б) приведены примеры развития тропических образований и гео- гелиомагнитной активности во время их действия. Выделенный сигнал, соответствующий ионосферному отклику на тайфун, схематически представлен на рис. 3 в), г) в виде кривых относительно своего трека. Трек движения тайфуна за все время его существования представлен ломаной. Треки ИСЗ имеют цветную кодировку пропорциональную электронной концентрации, шкала для которой приведена на рисунке справа. Сила урагана также кодируется цветом согласно шкале Саффира-Симпсона, более теплый цвет приходится на более мощную фазу события. На этих же панелях для удобства приведены относительные вариации величины электронной концентрации в полосе собственных частот, соответствующих периодам волновых структур 15...150 сек, регистрируемой спутниками А и С соответственно. Коэффициент корреляции выделенных вариаций составил более 0.92, причем максимум соответствует временному сдвигу в движении ИСЗ SWARM -А и -С и численно равен 3-5 сек, что соответствует номиналу синхронизации спутников при их движении. Видно, что два ИСЗ практически синхронно по времени (с разницей не более 10 сек) влетают в область шторма, условно изображенную в виде круга радиуса порядка

1000...1400 км пропорционального наблюдаемой области атмосферного возмущения.

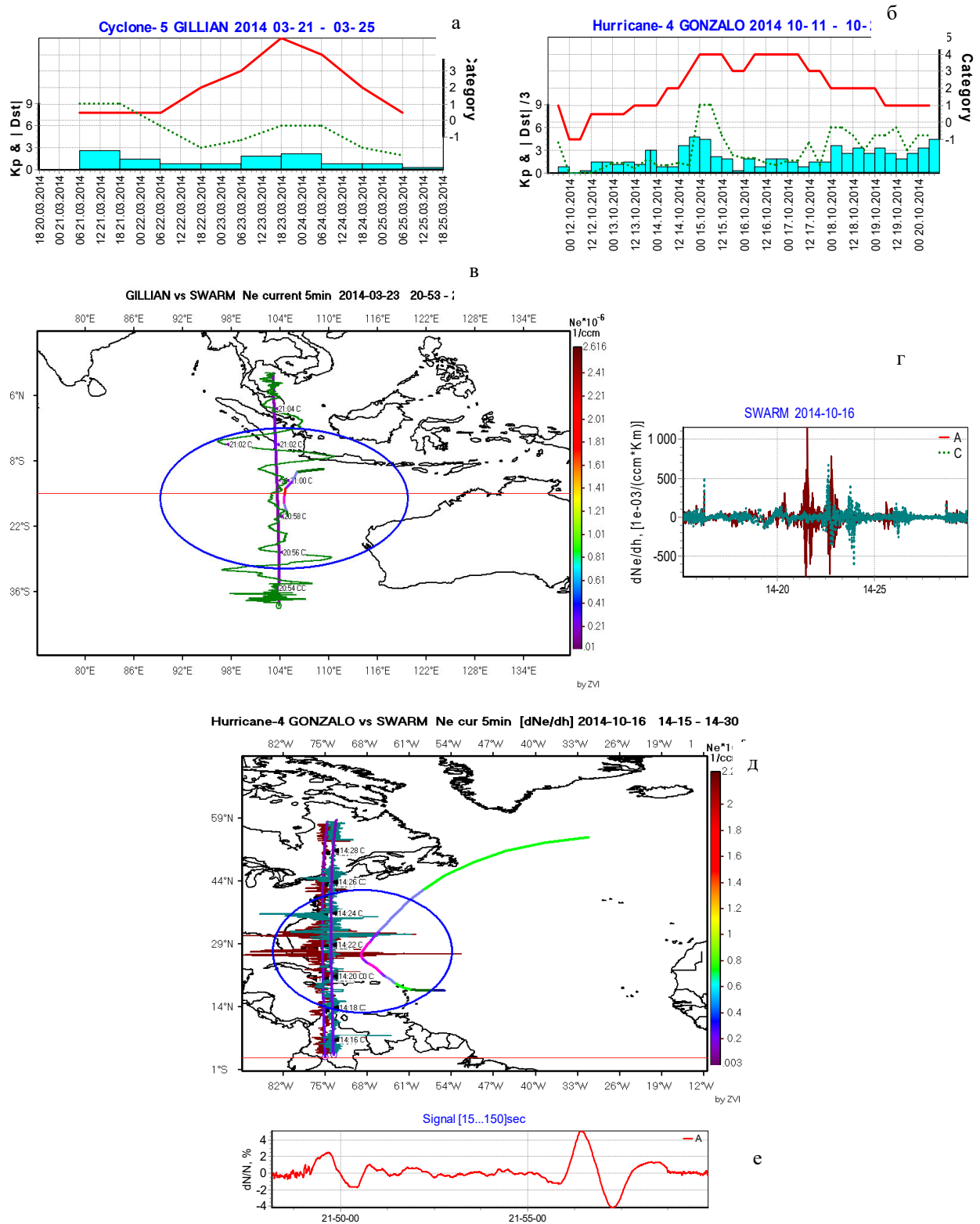


Рис. 2 - Примеры а), б) - развития тропических образований и гео- гелиомагнитной активности во время их действия; в),д) - выделенные волноподобные возмущения и г), е) - возмущения, индуцированные электрическим полем

Выделения волновых колебаний на фоне ЭА возможно из-за разных пространственно-временных периодов изучаемых явлений. Методика выделения описана в [12]. На рис. 2в) и д) приведены относительные вариации величины электронной концентрации в полосе собственных частот, соответствующих периодам волновых структур 15...150 сек. Ионосферные отклики не симметричны, относительная амплитуда достигает до 10% в полосе выбранных частот. Выделенная квазипериодика составляет порядка (1.5 ... 2) мин. Грубая оценка пространственного размера области возмущения с учетом скорости КА-носителя ленгмюровского зонда составляет порядка 450...680км. Считая, что скорость акустической ветви колебаний в ионосфере лежит в диапазоне 330 ... 800 м/сек для периода колебаний для экспериментально определенной длины волны получаем 1360 ...2400 сек (от 0.38 до 0.67 часа). Приведенные оценки соответствуют теоретическим данным и являются свидетельством акустико-гравитационной природы конкретного возмущения.

В ряде случаев методики с использованием пространственных градиентов поля электронной концентрации [12] выделяют области возмущений электронной концентрации, которые также топологически определяются местоположением ТЦ, но не объясняются волновыми эффектами - см. рис. 3 е). Указанные явления могут объясняться полевыми механизмами передачи возмущения, определяемыми возникновением электрических полей в облачной структуре ТЦ и проявляться в вариациях магнитного поля [8] или в виде электростатических шумов, часто регистрируемых бортовой аппаратурой современных ИСЗ.

Основные результаты

В работе проведен анализ всех крупных (4-5 категории по шкале Саффира-Симпсона) циклонов и тайфунов сезона 2014 году и проведение сравнения их основных модельных характеристик (собственно частот АГВ и размеров возможных областей их генерации). Используемой методикой является, описанная в [6] и впоследствии примененная в [7] система уравнений с параметрами, позволяющими довольно точно оценить требуемые характеристики акустико-гравитационных волн, генерируемых тропическими циклонами. Всего рассмотрено более 60 дней циклонической активности, протекавшей в спокойных геофизических условиях. В это время сила циклона по шкале Саффира-Симпсона превышала 4-тую категорию. Выделение ионосферных откликов использует методику [12].

В ряде приведенных случаев волновые проявления ТС имеют акустико-гравитационный характер, что подтверждается сравнением реально выделенных параметров возмущений и теоретических оценок, проведенных по спутниковым данным. Одновременно проведенный анализ показывает наличие более сложной картины передачи возмущений.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ N 19-05-00941 (анализ данных спутников SWARM) и частичной поддержке НОШ МГУ «Фундаментальные и прикладные проблемы физики космоса»

Литература

1. Данилов А.Д., Казимировский Э.С., Вергасова Г.В., Хачикян Г.Я. Метеорологические эффекты в ионосфере. Л.: Гидрометеиздат, 1987. 267 с.
2. Hocke K., Schlegel K. A review of atmospheric gravity waves and traveling ionospheric disturbances: 1982–1995 // *Ann. Geophysicae*. 1996. V. 14, iss. 9. P. 917–940. DOI: 10.1007/s00585-996-0917-6.
3. Forbes J.M., Palo S.E., Zhang X. 2000. Variability of the ionosphere J. *Atm. Solar-Terr. Phys.* 2000. V. 62. P. 685–693. DOI: 10.1016/S1364-6826(00)00029-8.
4. Bertin E., Testud., Kersley L. Medium scale gravity waves in the ionospheric F region and their possible origin in weather disturbances // *Planet. SpaceSci.* 1975. V. 23. P. 493–507.
5. Xiao Z., Xiao S.G., Hao Y.Q., Zhang D.H. Morphological features of ionospheric response to typhoon // *J. Geophys. Res.* 2007. V. 112, iss. A4, A04304. DOI: 10.1029/2006JA011671.
6. Дробязко И. Н. Красильников В. Н. Генерация акустико-гравитационных волн атмосферной турбулентностью // *Изв. вузов. Радиофизика.* – 1985. – 28, № 11. – С. 1357 – 1365.
7. Черногор Л. Ф. Тропический циклон как элемент системы Земля – атмосфера – ионосфера – магнитосфера // *Космічна наука і технологія.* – 2006. – Т 12. - № 2/3. – С. 16-36
8. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. – М: Мир, 1978. – 532 с.
9. Zakharov V.I., Kunitsyn V.E. Regional features of atmospheric manifestations of tropical cyclones according to ground-based GPS network data // *Geomagnetism and Aeronomy.* 2012. V. 52, N 4. P. 533–545. DOI: 10.1134/S0016793212040160.
10. Li W., Yue J., Wu S., Yang Y., et al., 2018. Ionospheric responses to typhoons in Australia during 2005–2014 using GNSS and FORMOSAT-3/COSMIC measurements. *GPS Solut.*, 22:61
11. Olsen N., Friis-Christensen E., Floberghagen R., et al., 2013. The Swarm Satellite Constellation Application and Research Facility (SCARF) and Swarm data products. *Earth, Planets and Space*, 65: 1189-1200.

12. Zakharov V.I., Pilipenko V.A., Grushin V.A., Khamidullin A.F., 2019. 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., 5: 2. 101-108. doi DOI: 10.12737/stp-52201914

Подсекция:
ГАЗОДИНАМИКА, ТЕРМОДИНАМИКА И
УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

Сопредседатели:
профессор Н.Н. Сысоев, профессор И.А. Знаменская,
профессор В.М. Шибков

ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЕ ТЕЧЕНИЕ ПОСЛЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИМПУЛЬСНЫХ СИЛЬНОТОЧНЫХ РАЗРЯДОВ С ПЛОСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

Асп. *Кузнецов А.Ю.*, доц. *Мурсенкова И.В.*, проф. *И.А. Знаменская*,
проф. *Н.Н. Сысоев*

Взаимодействие ударных волн с газоразрядной плазмой активно исследуется на протяжении последних десятилетий [1-3]. Для осуществления плазменного управления высокоскоростными потоками в задачах плазменной аэродинамики нужно знать механизм взаимодействия ударной волны с областью газового разряда и характер движения газодинамических разрывов после разряда. Целью работы было изучение газодинамического течения после взаимодействия наносекундных разрядов – поверхностного скользящего и комбинированного объемного – с плоской ударной волной, находящейся внутри разрядной области и вне ее. Поле течения после разрядов анализировалось на основе высокоскоростная теневой визуализации.

Исследования проводились на ударной трубе с разрядной камерой, в которой инициировались разряды. Теневые изображения газодинамического поля течения после разряда регистрировались высокоскоростной камерой (частота кадров до 750000 к/с, время экспозиции 1 мкс). Оптическая система теневого зондирования формировала излучение лазера (532 нм) и направляла его перпендикулярно стеклам разрядной камеры. Протяженность разрядной области вдоль направления движения ударной волны составляла 100 мм; конец электродов принимался за нулевое значение координаты x . Положение фронта ударной волны внутри разрядной области соответствовало $x \leq 0$, а за его пределами $x > 0$. За время протекания тока разряда фронт ударной волны в канале ударной трубы смещался менее чем на 0.5 мм. Теневая визуализация и анализ поля течения проводились в течение ~100 мкс после взаимодействия разрядов с плоской ударной волной. Числа Маха ударных волн составляли 1.90-3.60.

При наносекундной длительности разрядов происходит быстрое изменение состояния газа, в том числе быстрый нагрев в области энерговклада, что приводит к распаду газодинамических разрывов на границах газ-плазма [4]. В зависимости от положения плоской ударной волны ток объемного разряда может протекать перед фронтом (по области низкой плотности) и по фронту ударной волны. Объемный энерговклад в газ в первом случае реализуется перед фронтом ударной волны, во втором – в узкой области вблизи фронта. Ток поверхностных скользящих разрядов может протекать по П-образным каналам, включающим фронт исходной ударной волны. Высокоскоростное теневое зондирование показало особенности формирования и движения ударно-волновых конфигураций после разряда при разных начальных условиях. На рис. 1 показаны последовательности

теневого изображения после взаимодействия ударной волны с областью объемного разряда. При распаде исходной плоской ударной волны в плоскости симметрии течения на границе спутный поток-плазма образуются две ударные волны и контактная поверхность, а на границе плазма-неподвижный воздух образуются ударная волна, контактная поверхность и волна разрежения [4]. Поверхностные разряды на верхней и нижней стенках инициируют ударные волны, движущиеся в поперечном направлении к фронту исходной ударной волны. Ударно-волновая конфигурация изменяется с течением времени в результате движения и взаимодействия всех волн друг с другом. Одна из ударных волн на рис. 1 а движется вправо по области релаксирующей газоразрядной плазмы, сжимая ее, что приводит к длительному послесвечению разрядной области [5]. При расположении фронта ударной волны за пределами разрядного объема в момент инициирования разряда (рис. 1 б) объемный энергоклад реализуется в узкой области шириной около 1 мм, близкой к плоской. От нее движутся в обе стороны ударные волны и контактные поверхности. Ударные волны от П-образных разрядных каналов на рис. 2 б идут навстречу друг в потоке за ударной волной.

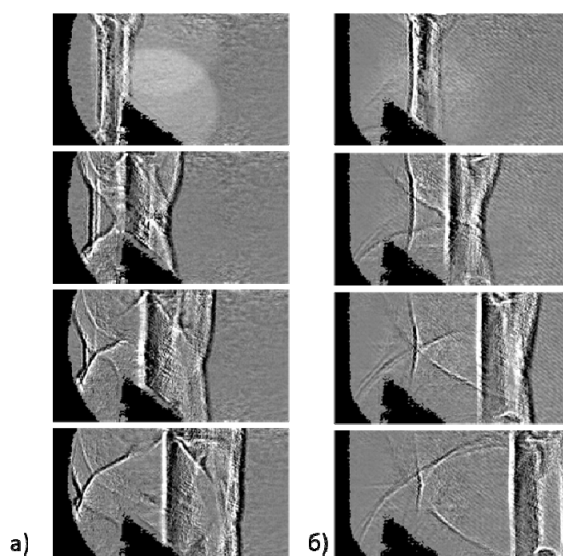


Рис. 1. Последовательности теневых изображений поля течения после комбинированного объемного разряда при $x = -2$ мм, $M = 2.21$ (а) и при $x = 3$ мм, $M = 2.88$ (б). Исходная ударная волна движется слева направо. Время между кадрами 6.7 мкс.

При инициировании импульсного поверхностного скользящего разряда также возникают условия распада разрыва на фронте ударной волны в области поверхностного энергоклада. Удельный энергоклад в приповерхностные области больше, чем при инициировании комбинированного объемного разряда. Теневые исследования показали формирование сложной ударно-волновой конфигурации после инициирования поверхностных разрядов с фронтом плоской ударной

волны в разрядной области (рис. 2). На теневых изображениях рис. 2 а видно, как плоский фронт исходной ударной волны взаимодействует с идущими навстречу друг другу возмущениями от поверхностных скользящих разрядов. На рис. 2 б идущие навстречу друг другу ударные волны от П-образных разрядных каналов в потоке за ударной волной влияют на формирующуюся ударно-волновую конфигурацию главным образом слева.

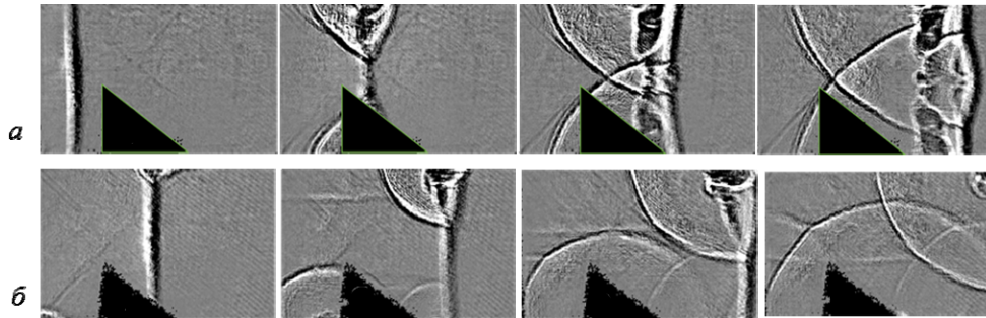


Рис. 2. Последовательности теневых изображений поля течения после поверхностных скользящих разрядов при $x=0$, $M=3.03$ (а) и $x=7$ мм, $M=3.09$ (б). Исходная ударная волна движется слева направо. Время между кадрами 6.7 мкс.

В результате исследования экспериментально показано, что после инициирования сильноточных наносекундных разрядов в потоках с фронтом ударной волны распады разрывов вблизи фронта исходной ударной волны происходят различным образом, определяясь числом Маха и положением фронта ударной волны в момент инициирования разряда. Это приводит к распространению набора возмущений, влияющих на структуру течения в канале в течение ~ 100 мкс. Разряды такого типа могут быть эффективным средством нестационарного воздействия на течения со скачками уплотнения в каналах.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 19-08-00661.

Литература

1. Bayoda D., Benard N., and Moreau E. // J. Appl. Phys. 2015. V. 118. 063301.
2. Георгиевский П. Ю., Левин В. А., Сутырин О. Г. // Письма в ЖТФ. 2018. Т. 44, №20. С. 3-12.
3. Mursenkova I.V., Znamenskaya I.A. and Lutsky A.E. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2018. V. 51. 105201.
4. Знаменская И. А., Луцкий А. Е. // Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша РАН. М., 2005. 21 с.
5. Кузнецов А.Ю., Мурсенкова И.В. // Прикладная физика. 2016. № 5. С. 16-21.

НАГРЕВ ГАЗА В УСЛОВИЯХ ПУЛЬСИРУЮЩЕГО
ПОПЕРЕЧНО-ПРОДОЛЬНОГО РАЗРЯДА В ДОЗВУКОВЫХ
И СВЕРХЗВУКОВЫХ ВОЗДУШНЫХ ПОТОКАХ

Проф. *Шибков В.М.*, м. н. с. *Логунов А.А.*, студ. *Корнев К.Н.*,
студ. *Нестеренко Ю.К.*

Для эффективной работы высокоскоростного прямоточного воздушно-реактивного двигателя поток топливовоздушной смеси должен сохранять сверхзвуковую скорость на всех участках своего пути. Высокая скорость газа делает сложным управление потоком внутри камеры сгорания. В настоящее время для повышения эффективности прямоточного двигателя со сверхзвуковой скоростью потока в камере сгорания активно разрабатываются новые способы, позволяющие увеличить скорость горения и обеспечить полное сгорание топлива внутри двигателя без применения различных застойных зон в виде каверн, уступов, пилонов, плохообтекаемых механических стабилизаторов. Одним из таких способов является применение различного типа электрических разрядов. Во многих исследованиях показано, что применение газоразрядной плазмы в большинстве случаев приводит к воспламенению топлива. При этом период индукции изменяется от микросекундного масштаба времени (высоковольтные наносекундные сильноточные разряды, объемные и поверхностные сверхвысокочастотные разряды) до миллисекундного диапазона (слаботочные разряды постоянного тока). Для стабилизации горения топлива в нашей лаборатории предлагается использовать квазистационарные пульсирующие поперечно-продольные разряды, создаваемые в высокоскоростных многокомпонентных химически активных газовых потоках. Настоящая работа посвящена определению величины нагрева газа вблизи электродов, а также параметров электронной компоненты в плазме нестационарного поперечно-продольного разряда, создаваемого в дозвуковых и сверхзвуковых воздушных потоках. Исследуются пространственно-временные распределения температуры газа, а также концентрации и температуры электронов в катодных и анодных частях пульсирующей плазменной петли.

Основой экспериментальной установки является откачиваемая металлическая цилиндрическая барокамера длиной 3 м, внутренний диаметр которой равен 1 м. Вакуумная система позволяет откачивать воздух в барокамере до давления 0.01 Торр. Воздух высокого давления с помощью гибкого воздуховода поступает на вход профилированного сопла Лавалья, к выходу которого жестко присоединен расширяющийся аэродинамический канал прямоугольного сечения. Сверхзвуковой поток создается в аэродинамическом канале, установленном внутри барокамеры. При этом отношение выходного сечения $S_2 = 38 \text{ см}^2$ к входному $S_1 = 3 \text{ см}^2$ сечению канала $S_2/S_1 = 12.7$. Продольная длина канала 50 см. Поперечно-продольный раз-

ряд, создается в дозвуковых и сверхзвуковых потоках воздуха между двумя электродами, смонтированными внутри расширяющегося канала симметрично относительно его продольной оси с точной регулировкой расстояния между ними. Минимальное расстояние d между электродами изменялось от 0.1 мм до 1 мм и определялось с помощью набора эталонных пластин с шагом 0.1 мм. Длина электродов одинакова и равна $l = 65$ мм. Максимальное расстояние между анодом и катодом равно 20 мм. Электрическая схема состоит из последовательно включенных стационарного источника питания, с выходным напряжением $U_0 = 4.5$ кВ и внутренним сопротивлением $r = 100$ Ом, балластного сопротивления, величина которого могла ступенчато переключаться в пять фиксированных позиций 145-675 Ом, безындукционного сопротивления 0.32 Ом для измерения величины разрядного тока. Для измерения падения напряжения на разряде использовался безындукционный делитель напряжения с коэффициентом деления $k = 8760$.

Основные параметры пульсирующего разряда определялись с помощью автоматизированной системы сбора и обработки информации, позволяющей в масштабах реального времени проводить регистрацию, как спектров излучения газоразрядной плазмы, так и сигналов от электрических зондов, импульсных датчиков давления, фотоэлектронного умножителя, безындукционного малого сопротивления, высоковольтного безындукционного делителя. Процесс развития плазменной петли фиксировался с использованием цифровой видеокамеры "ВидеоСпринт". Съемка проводилась при частоте повторения кадров от 5000 Гц до 32000 Гц со временем экспозиции одного кадра от 2 мкс до 100 мкс. Спектр излучения газоразрядной плазмы фиксируется с помощью цифрового двухканального спектрографа AvaSpec-2048-2-DT с полушириной аппаратной функции 0.06 нм для первого канала и 0.35 нм для второго, а также цифрового шестиканального спектрографа «OceanOptics» с полушириной аппаратной функции от 0.1 нм до 1.5 нм. Время экспозиции $\tau = 2$ мс.

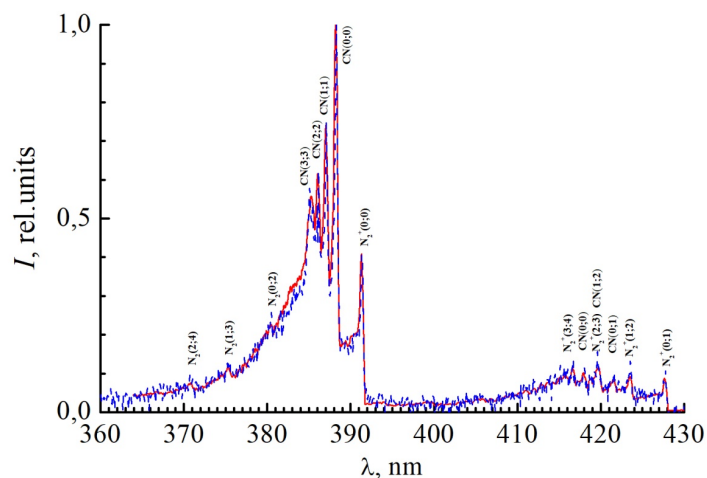


Рис. 1.

В спектре излучения плазмы нестационарного пульсирующего разряда в высокоскоростном потоке воздуха присутствуют интенсивные полосы циана и молекулярного иона азота, спектральные линии атомарного водорода, кислорода, азота и меди, а также наблюдается континуум. Температура газа в плазменном канале пульсирующего разряда определялась спек-

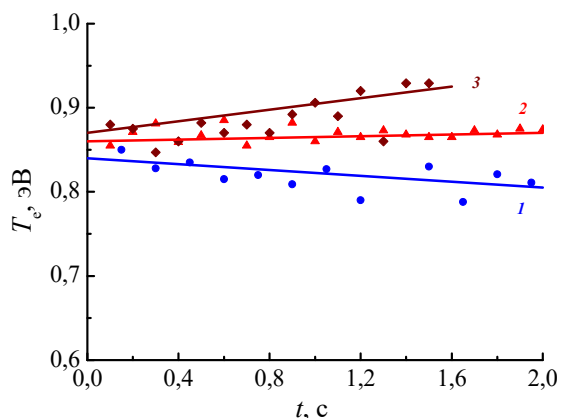


Рис. 2. Температура электронов в канальной плазме поперечно-продольного разряда на расстоянии $z=10\text{mm}$ от электродов, разрядном токе $i=2.3\text{ A}$ (1); 8 A (2); 15 A (3). Скорость воздушного потока 240 м/с

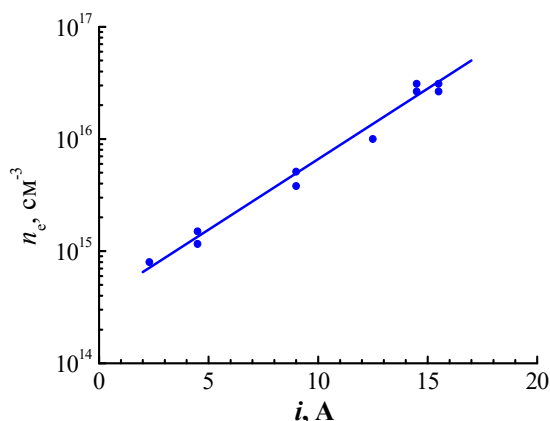


Рис. 3.

240 м/с , разрядном токе 5.5 A и рассчитанного спектра при температуре газа 8000 K .

На рис. 2 представлены зависимости температуры возбуждения атомов меди, которая в условиях сильно ионизованной плазмы поперечно-продольного разряда близка к температуре электронов.

На рис. 3 приведена зависимость концентрации электронов от разрядного тока. Данные экспериментов показали, что изучаемая плазма поперечно-продольного разряда является сильно ионизованной средой с

температурным методом по полосам циана и молекулярного иона азота. Для этого рассчитывались модельные распределения по вращательным уровням молекулярных полос CN и N_2^+ при различных температурах газа с учетом аппаратной функции спектрального прибора и различных эффектах, приводящих к уширению спектральных линий в плазме изучаемого разряда. Далее проводилось сравнение экспериментально полученного спектра с данными математического моделирования.

Температура газа считалась равной температуре, при которой получалось наилучшее совпадение рассчитанных данных с экспериментальными результатами. В качестве образца на рис. 1 представлено сравнение экспериментально измеренного спектра излучения канальной плазмы, зафиксированного вниз по потоку на расстоянии $z = 10\text{ мм}$ от электродов при скорости потока

высоким уровнем концентрации и температуры электронов, а также сильным нагревом нейтрального газа.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СВЕРХЗВУКОВЫХ ВЯЗКИХ ТЕЧЕНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА *hySol*

Доц. *Иванов И.Э.*, с. н. с. *Крюков И.А.* (ИПМ им. А.Ю. Ишлинского РАН), вед. инж. *Ларина Е.В.* (МАИ)

Введение. Сверхзвуковые скорости и условия, реализующиеся на больших высотах, сильно ограничивают возможности экспериментального изучения течений около летательных аппаратов (ЛА). Поэтому существенную помощь в проектировании сверхзвуковых и гиперзвуковых летательных аппаратов может оказать численное моделирование. С одной стороны, перспективные ЛА имеют сложную геометрическую форму, а поле течения около них может содержать большое количество сильных ударных волн, которые сформировались при обтекании носовой части ЛА, кромок крыльев, воздухозаборника и т.п. С другой стороны, требуется довольно высокая точность и надежность получаемых результатов (особенно распределений температуры и тепловых потоков). Это стимулирует интенсивное развитие численных методов и их отдельных элементов для расчета течений данного класса. Интенсивно развиваются компьютерные технологии и программные комплексы построения геометрии и расчетных сеток для трехмерных объектов сложной геометрической формы. Развиваются и компьютерные средства, и технологии, в том числе в области параллельных вычислений и визуализации. Это отражается в разработке и совершенствовании "исследовательских" программных комплексов моделирования высокоскоростных течений. В качестве примера можно привести программные комплексы *FlowModellium*, программный комплекс [1], разрабатываемый в Военмех им. Д.Ф. Устинова, *Euler3n*, *NOISETTE*, *UST3D* [2] и ряд других, которые ориентированы на использование неструктурированных сеток.

В настоящей статье описывается программный комплекс *hySol* [5], разрабатываемый для расчета высокоскоростных течений около тел сложной геометрической формы, и некоторые примеры его использования. Программный комплекс был ориентирован на использование гибридных расчетных сеток, которые состоят из тетраэдров, пирамид, призм и шестигранников. Для построения расчетных сеток можно использовать известные генераторы сеток: *Gambit*, *GMSH*, *Pointwise* и др.

1. Математическая модель. В программном комплексе *hySol* в качестве математической модели принята система пространственных нестационарных уравнений Навье–Стокса (Рейнольдса) с соответствующими граничными условиями, предназначенная для описания течений сжимаемого, вязкого идеального газа. Все уравнения записываются в неинерциальной, связанной с телом, системе координат и для записи используются компоненты относительной скорости. Неинерциальность системы отсчета учитывается при помощи введения в источник член кориолисовой силы и силы, связанной с переносным ускорением.

2. Численная реализация. В основу программного комплекса *hySol* положен численный метод, который может рассматриваться как вариант метода Годунова повышенного порядка [3]. Для второго порядка точности используется кусочно-линейное восстановление параметров внутри ячеек. Градиенты, необходимые для линейного восстановления, вычисляются при помощи метода наименьших квадратов с использованием различных ограничителей. Для расчета невязких потоков в программном комплексе *hySol* реализовано большинство популярных решателей задачи Римана. Дискретизация по времени основана на явных методах Рунге-Кутты второго или третьего порядка точности.

Численные результаты. Исследование течения возле модели аппарата НВ-2 .

В качестве тестовой задачи, которая основана на экспериментальных результатах, полученных с высокой точностью и подтвержденных результатами других экспериментов или расчетов, рассмотрим обтекание баллистической модели НВ-2 (Hypervelocity Ballistic model). Эта модель была принята в качестве стандартной модели в совместной программе AGARD и STA (Ассоциации сверхзвуковых аэродинамических труб) в 1950–60 х годах. Он имеет аналитическую форму, которая состоит из сферы, конуса и цилиндра с расширяющейся задней частью. Эта модель активно использовалась и используется для проверки качества потока и точности измерительной системы в различных аэродинамических трубах США, Франции, Германии, Японии, России и других стран [4]. Благодаря большому объему хорошо проверенных экспериментальных данных НВ-2 довольно часто используется и для тестирования различных программных комплексов расчета высокоскоростных течений. Условия в набегающем потоке соответствовали экспериментальным условиям из работ [4]: число Маха – 10, число Рейнольдса (по масштабу длины 1 м) -3.7×10^6 1/м. Расчеты проводились для углов атаки α от -6° до 12° , в приближении идеального газа с $\gamma=1.4$.

На рис. 1а показаны распределения плотности на поверхности НВ-2, в плоскости $Z = 0$ и в плоскости $X = 7.4D$ (D – диаметр цилиндрической ча-

сти модели) от носика модели. На рис.1 б) показано сравнение рассчитанных с использованием *hySol* распределений аэродинамических коэффициентов момента mz с экспериментальными результатами [4]. Экспериментальные значения показаны цветными маркерами, а рассчитанные – сплошными линиями. Видно хорошее совпадение результатов для коэффициентов C_m .

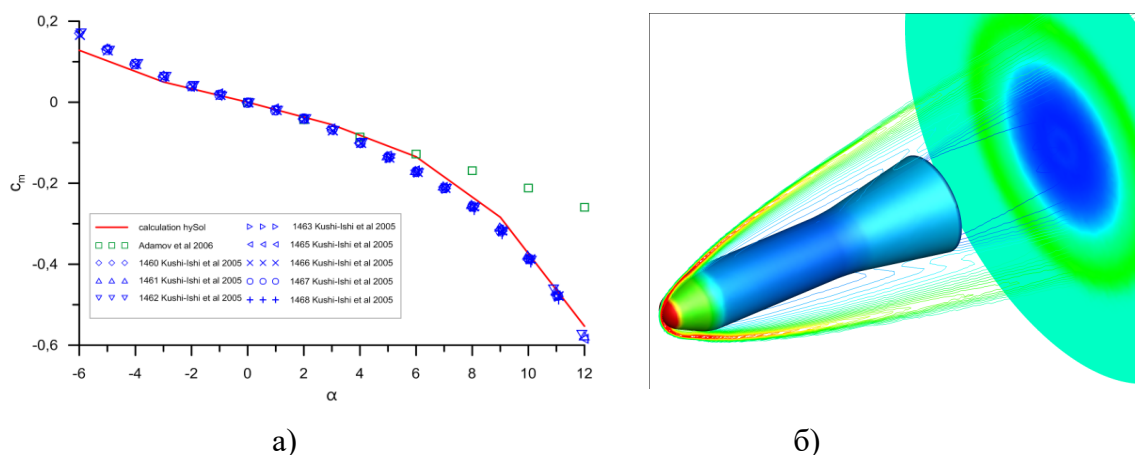


Рис. 2 а) Распределения плотности вблизи модели НВ–2 при $M = 10$ и $\alpha=0^\circ$.
б) Коэффициент момента тангажа в зависимости от угла атаки α .

Заключение. Описан программный комплекс *hySol* расчета высокоскоростных пространственных вязких течений в областях сложной геометрической формы при наличии сильных ударных волн. Приведен ряд примеров численных расчетов, использованных для верификации *hySol* и оценки получаемой точности результатов.

Литература

1. Emelyanov V., Karpenko A., Volkov K. // Progress in Flight Physics 2017, 9, 387–408.
2. Зинин К. М., Панасенко А. В., Суржиков С. Т. //Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2019. Т. 20, вып. 4. <http://chemphys.edu.ru/issues/2019-20-4/articles/882/>.
3. Назаров В.С., Ларина Е.В., Смоляков А.А., Иванов И.Э., Крюков И.А. Численное исследование сверхзвукового обтекания затупленного конуса // Вестник компьютерных и информационных технологий, 2017, 8, 24–29, pp.024– 029. DOI: 10.14489/vkit.2017.08.
4. Kuchi-ishi S, Watanabe S, Nagai S, et al. // JAXA Research and Development Report JAXA-RR-04-035E, 2005, 22.
5. Крюков И.А., Иванов И.Э., Ларина Е.В. Верификация программного комплекса *hySOL* для расчета высокоскоростных течений // Материалы ВМСППС'2017, М.: Изд-во МАИ. Т. 1, с. 485– 487.

О РЕШЕНИЯХ ДИФФУЗИОННОГО УРАВНЕНИЯ ВИХРЯ

С.н.с. Шутеев С.А.

Рассматривается уравнение бесконечной тонкой вихревой линии в форме (см., например, [1]):

$$\rho r^2 \frac{\partial V_\varphi}{\partial t} = \eta \frac{\partial}{\partial r} \left[r^3 \frac{\partial V_\varphi}{\partial r} \frac{1}{r} \right].$$

Здесь V_φ - тангенциальная скорость вращения, r и t - радиальная координата и время соответственно, η - коэффициент вязкости, ρ - плотность.

Показано, как с использованием анализа размерностей уравнение сводится к обыкновенным дифференциальным уравнениям с известными точными решениями, такими как вихрь Ламба-Озеена:

$$V_\varphi = \frac{1}{2} \frac{\Gamma}{r} \left(1 - e^{-\frac{\eta}{\rho} \frac{r^2}{4\nu}} \right),$$

или решение Тейлора:

$$-\frac{r^2 \rho}{4(t)},$$

а также с другими возможными решениями.

Литература

1. Faber T.E. Fluid Dynamics For Physicist. Cambridge University Press, UK. 2001.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЕЙ СКОРОСТИ И ДАВЛЕНИЯ
В ЗАДАЧАХ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ
ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО ИЗМЕРЕННЫМ ПОЛЯМ ТЕМПЕРАТУРЫ

С. н. с. Винниченко Н.А., инж. Пуштаев А.В., асс. Плаксина Ю.Ю.,
проф. Уваров А.В.

Современные методы количественной визуализации: количественная интерферометрия, теневой фоновый метод (ТФМ), а также недавно предложенная инфракрасная термография оптически тонких сред [1] — позволяют измерять мгновенные двумерные распределения температуры в прозрачных течениях, усредненные вдоль пути луча. В настоящей работе предложен метод, позволяющий найти поля скорости и давления из численного решения уравнений гидродинамики, в которые подставлены полу-

ченные экспериментально распределения температуры. Этот подход, который можно назвать неполным численным моделированием (т.к. используются не все уравнения гидродинамики), схож с методами гибридного моделирования и ассимиляции данных [2], в которых результаты цифровой трассерной визуализации (PIV) суммируются с численным решением, найденным на очередном шаге по времени, чтобы получить гладкие поля давления и завихренности, соответствующие поведению реального течения даже при расчетах на грубой сетке. В отличие от PIV, для измерения поля скорости с помощью неполного численного моделирования не требуется засеивать поток частицами, не нужен мощный импульсный лазер. Кроме того, можно проводить измерения в больших объемах, что важно с точки зрения промышленных приложений. По сравнению с полным численным моделированием, использование экспериментальных данных вместо уравнения энергии позволяет учесть особенности (например, асимметрию) развития течения в конкретном эксперименте и найти поля скорости и давления при наличии неизвестных источников тепла, не позволяющих определить математическую задачу для полного моделирования, например, в течениях с объемной конденсацией или химической реакцией.

Двумерное течение жидкости или газа, вызванное естественной конвекцией, описывается системой уравнений в приближении Буссинеска

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} &= 0 \\
 \rho_0 \frac{dv_x}{dt} &= -\frac{\partial p'}{\partial x} + \eta \Delta v_x \\
 \rho_0 \frac{dv_y}{dt} &= -\frac{\partial p'}{\partial y} + \eta \Delta v_y + \beta \rho_0 g (T - T_0) \\
 c_p \rho_0 \frac{dT}{dt} &= \lambda \Delta T
 \end{aligned} \tag{1}$$

Если вместо решения уравнения энергии подставить в расчет экспериментальные поля температуры, интерполированные по времени и пространству, остается задача течения несжимаемой жидкости под действием заданной внешней силы — силы Архимеда. Решая ее численно, можно найти мгновенные поля скорости и возмущения давления. При этом, в отличие от полного моделирования, не требуются граничные условия для температуры на границах расчетной области, которые могут быть неизвестны.

В настоящей работе определение полей скорости и давления с помощью неполного численного моделирования проведено для трех течений: конвекции в дистиллированной воде возле вертикальной нагретой пластины, конвективной струи в дистиллированной воде над нагретой проволо-

кой [3], натянутой горизонтально под поверхностью воды, и для горизонтальной конвекции в дистиллированной воде и в спирте [4], вызванной неравномерным нагревом поверхности жидкости излучением сверху. Поля температуры были получены с помощью теневого фонового метода. В случае конвекции возле вертикальной нагретой пластины течение практически стационарно, поэтому в уравнения гидродинамики в течение всего расчета подставлялось одно и то же поле температуры. Для конвективной струи от проволоки и горизонтальной конвекции в уравнения подставлялись поля температуры, измерявшиеся с интервалом 1 с. Поскольку область измерения ТФМ не включает области вблизи стенок сосуда, значения температуры в этих областях были получены экстраполяцией экспериментальных данных в предположении, что нагретая жидкость не доходит до боковых стенок сосуда и дна.

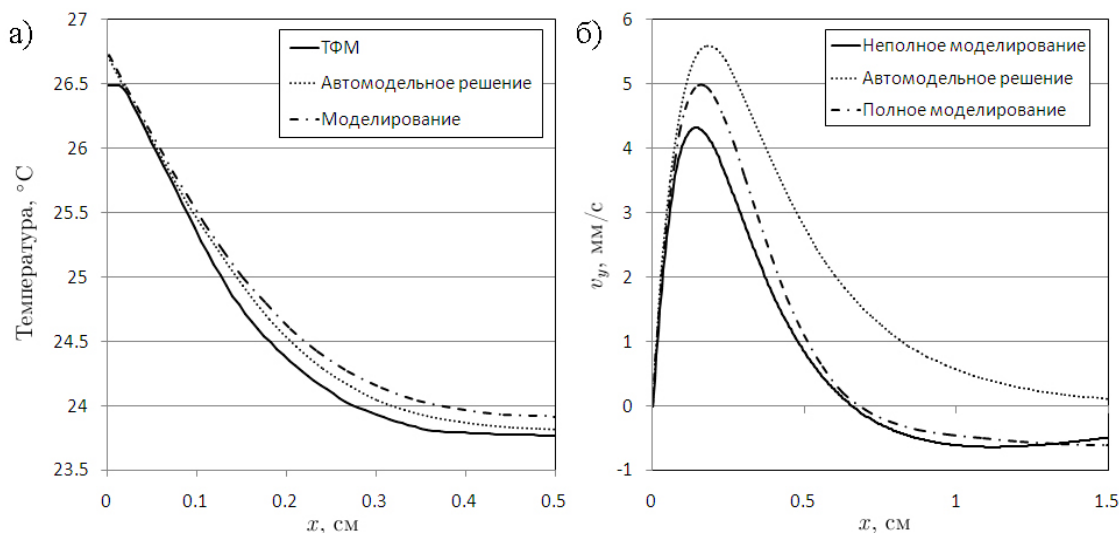


Рис. 1. Сравнение горизонтальных профилей а) температуры и б) вертикальной скорости на расстоянии 8 см от нижнего края пластины, полученных с помощью ТФМ и неполного численного моделирования, автомодельного решения и полного численного моделирования.

На рис. 1 показано сравнение полученных горизонтальных профилей температуры и вертикальной скорости для конвекции в воде возле вертикальной пластины 3.8×10 см с мощностью нагрева 900 Вт/м^2 . Отличие моделирования от известного автомодельного решения объясняется тем, что в моделировании и в реальном эксперименте конвекция происходит в конечном объеме ($4.6 \times 19.4 \times 3.8$ см), поэтому вдали от пластины наблюдается течение вниз, создающее замкнутую циркуляцию воды в сосуде. Из-за недостаточного пространственного разрешения ТФМ немного занижает максимальную температуру, что приводит к занижению максимальной скорости течения в неполном численном моделировании. Это наблюдается и в двух других течениях. Однако, если измеренные поля температуры близки

к результатам полного моделирования, полученные с помощью неполного численного моделирования поля скорости и давления также демонстрируют хорошее согласие с результатами полного моделирования.

Литература

1. Vinnichenko N., Plaksina Yu., Yakimchuk O., Soldatenkova K., Uvarov A. Air flow temperature measurements using infrared thermography // Quant. InfraRed Thermogr. J. 2017. Vol. 14. № 1. P. 107-121.
2. Hayase T. Numerical simulation of real-world flows // Fluid Dyn. Res. 2015. Vol. 47. № 5. 051201.
3. Vinnichenko N.A., Uvarov A.V., Plaksina Yu.Yu. Combined study of heat exchange near the liquid–gas interface by means of Background Oriented Schlieren and Infrared Thermal Imaging // Exp. Therm. Fluid Sci. 2014. Vol. 59. P. 238-245.
4. Vinnichenko N.A., Pushtaev A.V., Plaksina Yu.Yu., Rudenko Yu.K., Uvarov A.V. Horizontal convection driven by nonuniform radiative heating in liquids with different surface behavior // Int. J. Heat Mass Transfer. 2018. Vol. 126, Part B. P. 400-410.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЙ В КАНАЛЕ УДАРНОЙ ТРУБЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МАШИННОГО ЗРЕНИЯ И ОБУЧЕНИЯ

Вып. аспирант *Дорощенко И. А.*, проф. *Знаменская И. А.*,
проф. *Сысоев Н.Н.*

Ударные трубы — это установки, предназначенные для исследования ударных волн (УВ), потоков за ними в канале, нестационарных газодинамических взаимодействий. Они часто применяются для изучения кратковременных газодинамических течений в широком диапазоне температур и давлений, которые трудно воспроизвести на других типах испытательных установок [1, 2]. Простейшая ударная труба состоит из трубы прямоугольного или круглого сечения, разделенной диафрагмой на две секции – камеры высокого и низкого давлений. После разрыва диафрагмы по камере низкого давления начинает распространяться УВ. За ней движется контактная поверхность, а в обратную сторону (в камеру высокого давления) идет веер волн разрежения. Поток газа за плоской УВ может использоваться для исследований обтекания различных объектов. Время течения ограничено несколькими миллисекундами. Однако, даже за такое короткое время можно получить большое количество ценной физической информации. Основными методами визуализации сверхзвуковых течений газа являются теневой и шпирен методы. Современные высокоскоростные цифровые камеры позволяют проводить регистрацию течений со скоростями

до 10 000 000 кадров / с, и их технические характеристики постоянно улучшаются. Таким образом, развитие цифровых технологий приводит к значительному увеличению объема визуальной информации, возникают большие массивы цифровых данных, которые не представляется возможным обработать вручную. Возникает необходимость автоматизировать процесс обработки и анализа экспериментальных изображений, используя различные методы машинного зрения и обучения, в том числе используя глубокое обучение, свёрточные нейронные сети (англ. convolutional neural network, CNN).

Нами начата работа по созданию программного обеспечения (ПО) для распознавания структурных элементов течений в газах, жидкостях и плазме. Для тестирования ПО и обучения нейронных сетей использовался массив изображений различных течений, зарегистрированный теневым и шпирен методами на установке УТРО-3 [3]. Основной частью установки является ударная труба прямоугольного сечения размером 24×48 мм², в камеру низкого давления которой встроена разрядная секция, позволяющая создавать наносекундные разряды различных конфигураций и влиять с помощью их теплового воздействия на течение [4]. Боковые стенки разрядной секции выполнены из кварцевого стекла для оптического доступа.

Для исследования эволюции газодинамического течения на протяжении 6-10 миллисекунд к данному моменту было разработано три программы обработки теневых и шпирен изображений. Первая работает на алгоритмах машинного зрения, вторая использует обученную нами свёрточную нейронную сеть для распознавания и автоматического отслеживания различных структур течений, третья программа использует метод кросс-корреляции для оценки скорости течений [5] по смещению турбулентных структур и взвешенных в потоке частиц – по аналогии с методом PIV (англ. Particle Image Velocimetry). Все разработанное ПО включает предварительное улучшение качества изображений с помощью вычитания фонового изображения, удаления шума, метода эквализации гистограммы.

Разработанное ПО на основе машинного зрения позволяет автоматически отслеживать размеры и положения газодинамических структур с помощью алгоритмов выделения границ (англ. edge detection), поиска прямых с помощью преобразования Хафа. ПО также позволяет производить полиномиальную аппроксимацию полученных дискретных зависимостей $x(t)$ и анализировать полученную непрерывную функцию. В ПО заложена возможность автоматически строить графики скорости $v(t)$ и ускорения $a(t)$, взяв производные первой и второй степени соответственно от полиномиальной аппроксимации $x(t)$. Для выделения границ использовался алгоритм Кэнни (англ. Canny edge detection) [6], который оказался наиболее эффективным для теневых и шпирен изображений. Метод позволяет преобразовать исходное изображение в бинарное черно-белое изображение, с

которым легко работать программными методами как с двухмерным массивом. Данный подход позволил автоматически построить зависимость размера конвективного термика, создаваемого импульсным поверхностным разрядом, от времени [7], координаты фронта УВ от времени, вычислить их скорости. Также в ПО реализована возможность автоматически вычислять углы между косым скачком уплотнения – стоячей УВ и направлением течения. Алгоритм поиска угла включает в себя выделение границ, поиск уравнений прямых (скачков уплотнения) с помощью преобразования Хафа, фильтрация найденных прямых по длине, углу и положению. Затем, используя элементарные геометрические преобразования, вычисляется угол по известному уравнению прямой, задающей скачок уплотнения и вектором направления течения (последний задается вручную). С помощью данного подхода была получена зависимость угла косога скачка уплотнения от препятствия в сверхзвуковом потоке от времени, определен момент перехода к дозвуковому режиму [8].

Второе написанное приложение использует для поиска структур течений свёрточную нейронную сеть на основе известной архитектуры YOLOv2 [9, 10]. Модель обучалась на 550 экспериментальных изображениях течений в ударной трубе и способна распознавать 3 типа объектов: УВ, конвективные термики, частицы-трассеры. Для сокращения количества тренировочных изображений было использовано трансферное обучение (англ. transfer learning). Было исследовано течение в ударной трубе длительностью до 6 - 8 мс [8]. Каждая удачная съемка течения включала в себя падающую УВ ($M = 2 - 3.5$), нарастание пограничного слоя, течение разрежения, отраженные разрывы. Скорость съемки составляла 150 – 600 тыс. к / с. Скорость распознавания изображений нейронной сетью составила 15 к / с. Были автоматически измерены и построены зависимости скорости падающей, отраженной УВ от времени. Зарегистрировано возникновение цуга псевдоскачков (англ. shock train), их динамика измерена. Скорость потока измерялась нейронной сетью по движению трассеров – мелких частиц разрушенной диафрагмы. Например, в эксперименте с падающей УВ с числом Маха $M = 3.5$ через 3 мс был зарегистрирован отраженный скачок, движущейся по области развитой турбулентности навстречу потоку; затем, через 100-200 мкс зарегистрирован цуг псевдоскачков. Их средняя скорость была измерена автоматически и составила 80 ± 10 м/с. Позже был зарегистрирован проход отраженной от дальней стенки ударной волны, движущейся по дозвуковой области. Ее скорость составила 350 ± 10 м/с. Скорость набегающего потока измерялась нейронной сетью по изображениям частиц-трассеров. Обнаружено, что после прохождения отраженной УВ и псевдоскачков скорость потока падает с 270 м/с до 170 м/с. Для выделения траекторий отдельных частиц был использован алгоритм кластеризации k-средних (англ. k-means clustering).

Таким образом, использование алгоритмов машинного зрения и обучения позволило ускорить обработку и анализ больших массивов экспериментальных цифровых изображений и полностью автоматизировать этот процесс. На ручную обработку одной съемки течения в ударной трубе (около 1000 кадров при скорости съемки 150 000 кадров / с) мог уйти целый рабочий день. Разработанное ПО решает эту задачу за одну-две минуты. Таким образом, было значительно ускорено получение новой физической информации. В будущем планируется улучшить архитектуру нейронной сети – перейти на YOLOv3, а также в качестве альтернативы использовать архитектуры R-CNN (англ. Region Based Convolutional Neural Networks), SSD (англ. Single Shot Detector) и др., добавить новые классы объектов и увеличить базу изображений для обучения.

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

Литература

1. R. I. Soloukhin, *Shock Waves and Detonations in Gases*, Baltimore: Mono Books, 1966.
2. Фомин Н. А. 110 лет экспериментам на ударных трубах. *Инженерно-физический журнал*. Т. 83, номер 6, 2010.
3. И. А. Знаменская, И. Э. Иванов, И. А. Крюков и Т. А. Кули-заде, «Импульсный объемный разряд с предыонизацией в двумерном газодинамическом потоке,» т. 122, № 6, 2002.
4. Znamenskaya, I. Mursenkova, I. Doroshchenko and I. Ivanov, "Flow analysis of a shock wave at pulse ionization: Riemann problem implementation," vol. 31, no. 11, 2019.
5. M. J. Hargather, M. J. Lawson and G. S. Settles, "Seedless Velocimetry Measurements by Schlieren Image Velocimetry," vol. 49, no. 3, 2011.
6. J. Canny, "A Computational Approach to Edge Detection," Vols. PAMI-8, no. 6, 1986.
7. Znamenskaya, I. Doroshchenko and D. Tatarenkova, "Edge detection and machine learning approach to identify flow structures on schlieren and shadow-graph images," vol. 2744, 2020.
8. И. А. Знаменская, И. А. Дорощенко, Н. Н. Сысоев и Д. И. Татаренкова, «Результаты количественного анализа высокоскоростной теневой съемки течений в ударной трубе при помощи машинного зрения и обучения. Доклады РАН, т. 497, 2021.
9. J. Redmon, S. Divvala, R. Girshick и A. Farhadi, «You Only Look Once: Unified, Real-Time Object Detection,» № arXiv:1506.02640, 2015.
10. J. Redmon and A. Farhadi, "YOLO9000: Better, Faster, Stronger," no. arXiv:1612.08242, 2016.

Подсекция:
АТОМНАЯ, ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА
И ФИЗИКА КОСМОСА

Сопредседатели:
профессор С.И. Свертилов, доцент Е.В. Широков

БИБЛИОТЕКА ОЦЕНКИ НЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ TALYSLIB

Асп. Фёдоров Н.А., студ. Дашков И.Д., с.н.с. Третьякова Т.Ю.,
н.с. Грозданов Д.Н. (ОИЯИ), нач. сек. Копач Ю.Н. (ОИЯИ) и коллабо-
рация TANGRA

Важной частью исследования ядерных реакций является модельное описание экспериментальных результатов. В настоящее время создано большое количество программ, выполняющих расчеты в рамках различных теоретических подходов. Зачастую для хорошего описания экспериментальных данных необходимо использовать сразу несколько моделей в одном расчете. Одной из программ, комплексно учитывающей различные механизмы протекания реакций в рамках одного расчета является TALYS [1]. TALYS 1.9 включает в себя различные модели для описания ядерных процессов в том числе оптическую модель, борновское приближение искажённых волн, модель связанных каналов, учитывающую вращательные и колебательные степени свободы ядра, и др. Программа отличается простотой использования и наличием предварительно заданных разработчиками параметров вычислений. Также существует возможность использовать пользовательский набор параметров. Широкий набор разных подходов для описания структуры ядра и ядерных реакций, а также возможность изменения многих параметров пользователем делают TALYS удобным инструментом для расчёта параметров ядерной реакции.

В рамках коллаборации TANGRA [2], базирующейся в **Лаборатории нейтронной физики имени И.М.Франка** Объединенного института ядерных исследований, проводят эксперименты по изучению рассеяния быстрых нейтронов. Основным объектом исследований стало вторичное γ -излучение, испускаемое ядрами различных элементов.

При обработке γ -спектров, полученных с помощью детекторов высокого разрешения, возникла задача идентификации наблюдаемых γ -переходов и аппроксимации их комбинаций, в том числе, плохо разрешенных. В ходе ее решения было выяснено, что TALYS использует библиотеку уровней и γ -переходов очень удобного формата, а расчетные сечения излучения γ -квантов хорошо сходятся с экспериментальными данными. Поэтому для выполнения автоматизированного анализа γ -спектров была создана библиотека TalysLib, упрощающая взаимодействие программ анализа данных с TALYS.

TalysLib является объектно-ориентированным кодом, написанным на C++ с широким использованием библиотек ROOT [3] для визуализации и обработки результатов расчета. Она способна формировать входной файл для TALYS, запускать вычисления, считывать результаты расчётов, задавать и варьировать параметры для вычислений и строить графики для рассчитанных величин.

Структура библиотеки является достаточно гибкой для внесения модификаций, и в нее была добавлена возможность подбора различных параметров модели, таких как оптический потенциал и деформация ядер путем минимизации функционала χ^2 для наилучшего соответствия экспериментальным данным. В качестве минимизатора используется встроенная в ROOT модификация пакета MINUIT; для ускорения подбора параметров вычисление градиентов осуществляется многопоточно.

Для тестирования минимизации оптического потенциала были использованы угловые распределения упруго и неупруго рассеянных нейтронов. Результаты расчета в TALYS 1.9 с использованием глобальной параметризации оптического потенциала [4] показывают неудовлетворительные результаты для легких ядер. Для средних ядер совпадение расчетов и эксперимента лучше, но может быть найдено и более хорошее приближение. Мы использовали TalysLib для получения новых наборов оптических параметров, способных описать собранные экспериментальные данные дифференциального сечения рассеяния нейтронов на ядре ^{12}C и улучшить описание эксперимента на других ядрах.

TalysLib автоматизирует работу с TALYS и позволяет быстро проверять чувствительность получаемых модельных расчётов к вариации одного или нескольких входных параметров. Подбираемые с помощью TalysLib параметры оптического потенциала и деформации могут заметно улучшить соответствие модельных расчётов в TALYS экспериментальным данным.

Литература

1. Koning A.J., Hilaire S., Duijvestijn M.C. TALYS-1.0 //International Conference on Nuclear Data for Science and Technology. – EDP Sciences, 2007. – p. 211-214.
2. Ruskov I.N. et al. TANGRA-Setup for the Investigation of Nuclear Fission induced by 14.1 MeV neutrons //Physics procedia. – 2015. – V. 64. – p. 163-170.
3. Antcheva I. et al. ROOT—A C++ framework for petabyte data storage, statistical analysis and visualization //Computer Physics Communications. – 2011. – V. 182. – №. 6. – p. 1384-1385.
4. Koning A.J., Delaroche J.P. Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV //Nucl. Phys. A – 2003. – V. 713. – p. 231.

ВЛИЯНИЕ НЕЛОКАЛЬНОСТИ МНИМОЙ ЧАСТИ ДИСПЕРСИОННОГО ОПТИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА НА СЕЧЕНИЕ (D,P) РЕАКЦИЙ

Ст. препод. *Климочкина А.А.*, с. н. с. *Беспалова А.А.* (ОЯР НИИЯФ МГУ), вед. спец. *Спаская Т.И.* (ОЯР НИИЯФ МГУ)

В настоящем докладе продемонстрирована возможность применения дисперсионной оптической модели (ДОМ) [1] для описания сечений (d, p) реакций. ДОМ позволяет одновременно описывать одночастичные свойства связанных нуклонных состояний и данные о рассеянии нуклонов ядрами. Центральная действительная часть комплексного дисперсионного оптического потенциала (ДОП) представляется суммой 3 слагаемых: потенциала хартри-фоковского типа, объемной ΔV_s и поверхностной ΔV_a дисперсионных составляющих. Дисперсионные поправки связаны с мнимой частью $W(r, E)$ ДОП с помощью дисперсионного соотношения:

$$\Delta V(r, E) = \frac{2}{\pi} (E_F - E) \int_{E_F}^{\infty} \frac{W(r, E') dE'}{(E - E_F)^2 - (E' - E_F)^2}$$

Дисперсионные составляющие эффективно учитывают связь одночастичного движения с более сложными конфигурациями и приводят к увеличению концентрации одночастичных уровней вблизи энергии Ферми E_F по сравнению с расчетами в приближении Хартри-Фока.

Мнимую часть потенциала можно считать симметричной относительно энергии Ферми при пренебрежении, в частности, вкладом в энергетическую зависимость, возникающую при переходе от нелокальной к локально-эквивалентной мнимой части ДОП. Более корректное представление энергетической зависимости мнимой части приводит к ее увеличению (по модулю) при положительных энергиях $E > E_F + E_a$, и наоборот, занижению при отрицательных, меньших $E < (E_F - E_a)$, где $E_a \approx 60$ МэВ. Махо и Сартор предложили функцию для аппроксимации энергетической зависимости локально эквивалентной объёмной составляющей мнимой части потенциала [2]. В работе [3] проведен анализ влияния учета нелокальности мнимой части ДОП на расчет одночастичных энергий и фрагментационных ширин нейтронных состояний ядра ^{208}Pb , а также нейтронных распределений плотности ядра ^{208}Pb . Оказалось, что эффект от применения ДОП с учетом нелокальности мнимой части несущественен для расчета этих величин.

Как было показано ранее [4], использование ДОП позволяет эффективно описывать сечения (d,p) реакций. Спектроскопические факторы, извлеченные с использованием ДОП, как правило, демонстрируют слабую энергетическую зависимость.

В данном докладе на примере (d, p) реакций с изотопами Ca показано хорошее согласие угловых распределений с экспериментальными данными (см. рис.1). В работе было реализовано два метода: борновское приближение с искаженными волнами (DWBA) и адиабатическое приближение (ADWA). Проведена оценка учета влияния нелокальности мнимой части ДОП на угловые распределения, и спектроскопические факторы.

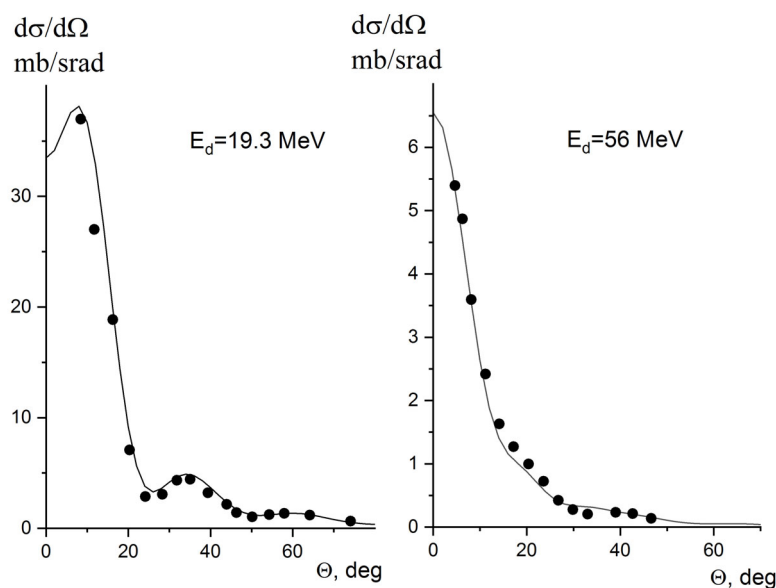


Рис. 1. Угловые распределения реакции $^{48}\text{Ca}(d, p)^{49}\text{Ca}$ при энергии $E_d = 19,3$ МэВ (слева) и $E_d = 56$ МэВ (справа), рассчитанные с ДОП в подходе DWBA.

Возможность теоретического предсказания сечений (d,p) реакций для нестабильных изотопов также может быть реализована с использованием ДОП.

Ранее в нашей научной группе был разработан метод физически обоснованной экстраполяции параметров ДОП на область нестабильных ядер. Он основывается на использовании систематики глобальных параметров традиционной оптической модели [5], учитывает оболочечный эффект и приводит к соответствию расчетного числа протонов (нейтронов) числу Z (N) ядра. Разработанный подход применен к реакции $^{56}\text{Ni}(d, p)^{57}\text{Ni}$. Использование ДОП представляется очень перспективным для изучения реакций с редкими изотопами, где описание с глобальными параметрами традиционной (недисперсионной) оптической модели может привести к большим неопределенностям.

Литература

1. C. Mahaux, R. Sartor // Adv. Nucl. Phys. 20, 1 (1991).
2. C. Mahaux and R. Sartor // Nucl. Phys. A. 458, 25 (1986)

3. Климочкина А.А. // Распределение нуклонной плотности нейтронно-избыточных изотопов кремния, кальция и циркония в дисперсионной оптической модели, кандидатская диссертация (НИИЯФ МГУ, 2019).
4. N.B. Nguyen *et al.* // Phys. Rev. C. 2011. V. 84. 044611.
5. Koning A.J., Delaroche J.P. // Nucl. Phys. A. 2003. V. 713. P. 231

СПЕКТРЫ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ НЕЙТРОН-ИЗБЫТОЧНЫХ ИЗОТОПОВ НИКЕЛЯ

Асп. Сидоров С.В., с. н. с. Третьякова Т.Ю., студ. Жуляева Д.С.

Исследования в области нейтрон-избыточных ядер играют значительную роль в современной ядерной физике. Интерес к изотопам вдали от линии стабильности связан, в частности, с особенностями эволюции их одночастичной структуры. В случае нейтрон-избыточных изотопов никеля, учет оболочечных эффектов важен при описании астрофизических явлений, затрагивающих синтез ядер в ходе r -процесса при гравитационном коллапсе звезд [1].

В работе рассматриваются спектры низколежащих возбужденных состояний в тяжелых четно-четных изотопах никеля $^{70-76}\text{Ni}$. Целью является воспроизведение состояний, отвечающих сеньорити $\nu = 2$ (эти состояния наблюдались в эксперименте), а также воспроизведение или предсказание положения состояний $\nu = 4$ (наблюдалась часть состояний). Уровни $\nu = 2$ рассчитываются в приближении δ -сил спаривания, в то время как для расчета уровней с более высоким ν используется модель сеньорити.

Как известно, в четно-четных ядрах наблюдаются характерные наборы энергетических состояний, обусловленных взаимодействием нуклонов на нижайшей подоболочке – т.н. мультиплет основного состояния (или ground state multiplet, GSM). Для тождественных нуклонов состояния мультиплета с числом неспаренных нуклонов (или сеньорити ν), равным 2, имеют четные значения J , характеризуются изоспином пары нуклонов 1 и их суммарным спином 0. Энергию состояний GSM-мультиплета в случае $\nu = 2$ можно оценить, например, в приближении δ -сил спаривания. Если два нуклона расположены на подоболочке j ($j = 9/2$ для рассматриваемых изотопов никеля), можно показать, что относительный сдвиг состояния с полным моментом J определяется соотношением:

$$\frac{\Delta E_J}{\Delta E_0} = (2j + 1) \begin{pmatrix} j & j & J \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix}^2$$

Зная величину спаривания тождественных нуклонов $\Delta E_0 = \Delta_{NN}$, характеризующую расщепление GSM [2,3], можно найти энергию всех уровней мультиплета E_J из соотношения

$$E_J = \Delta_{NN} \left(1 - \frac{\Delta E_J}{\Delta E_0} \right).$$

Для оценки энергии спаривания рассмотрим атомное ядро как замкнутый дважды магический остов $(N-2, Z)$ и два валентных нейтрона, тогда отсутствие взаимодействия между последними выразалось бы в совпадении энергии отделения пары нейтронов $B_{nn}(N, Z)$ в ядре (N, Z) и удвоенной энергии отделения нейтрона в ядре $B_n(N-1, Z)$. В действительности, вследствие эффекта спаривания данное соотношение не выполняется, и силу остаточного взаимодействия двух нейтронов $\Delta_{nn}(N, Z)$ можно оценить как [4]:

$$\begin{aligned} \Delta_{nn}(N, Z) &= B_{nn}(N, Z) - 2B_n(N-1, Z) = B_{\text{bind}}(N, Z) - 2B_{\text{bind}}(N-1, Z) + B_{\text{bind}}(N-2, Z) = \\ &= B_n(N, Z) - B_n(N-1, Z) \end{aligned}$$

Данная простейшая оценка построена на экспериментальных данных лишь двух соседних ядер. Различные массовые соотношения, в которых для расчета используются данные трех и более ядер, обсуждаются в работах [5, 6]. В настоящей работе было решено использовать соотношение $\Delta_{nn}^{(4)}$ для расчета спектров нейтрон-избыточных изотопов никеля.

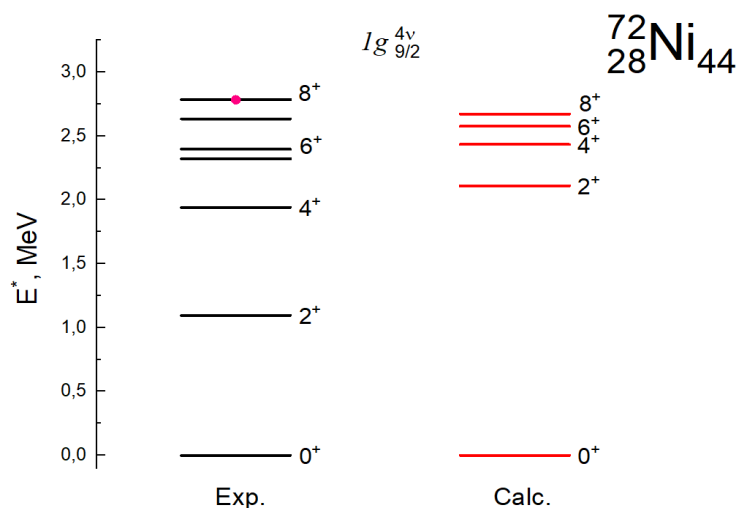


Рис. 1. Спектр ^{72}Ni . Над спектром указана основная конфигурация валентных нуклонов. Слева приведены экспериментальные данные, справа – расчет для уровней $\nu = 2$ [7].

На рис. 1. приводится пример расчета части GSM-мультиплета, отвечающей сеньорити $\nu = 2$, для изотопа ^{72}Ni , в котором четыре нейтрона расположены на уровне $1g_{9/2}$. Видно, что уровни 6^+ и 8^+ удовлетворительно

воспроизводятся в приближении δ -сил спаривания. Такая простая модель, однако, не может быть использована для оценки положения уровней 2^+ и 4^+ , что связано с влиянием эффектов смешивания конфигураций, не учтенных в настоящей работе.

В рамках модели сеньорити можно рассматривать более сложные системы, в общем случае, из n нуклонов, ν из которых не спарены. Пусть известны волновые функции и энергии состояний двух нуклонов на оболочке. Тогда волновые функции и энергии состояний трех-нуклонной системы могут быть найдены как комбинации волновых функций двух нуклонов и третьего нуклона. Спины состояний такой системы находятся, соответственно, посредством сложения квантовых векторов момента пары нуклонов J_2 и добавленного третьего нуклона j в рамках т.н. m -схемы. Можно показать, что энергия состояния J_3 трехнуклонной системы может быть найдена как:

$$E(J_3) = \sum_k [C(J_2, j, J_3)]^2 \cdot E(J_2),$$

где $[C(J_2, j, J_3)]$ – генеалогический коэффициент. Эта формула отражает тот факт, что конечное состояние может быть получено в виде различных комбинаций момента пары J_2 и третьего нуклона j . Вклады от различных состояний J_2 при этом характеризуются генеалогическими коэффициентами, которые занесены в таблицы, например, в [8].

Найденные спектры для системы трех нуклонов аналогичным образом могут быть использованы для расчета уровней системы четырех частиц. В настоящий момент планируется использовать модель сеньорити для расчета уровней $\nu = 4$ в изотопах ^{72}Ni и ^{74}Ni с четырьмя частицами и четырьмя дырками на оболочке $1g_{9/2}$ соответственно. Сопоставление оценок в приближении δ -потенциала с расчетами на основе экспериментальных данных для уровней $\nu = 2$ может быть использовано как критерий реалистичности такого взаимодействия при расчете уровней с сеньорити $\nu > 2$.

Литература

1. A.C.Larsen, A.Spyrou, S.N.Liddick et al. // PPNP. 2019. 107. P. 69.
2. О.Бор, Б.Моттelson // Структура атомного ядра. Т.1. М. 1971. – 76с., 170с.
3. Л.Валантэн // Субатомная физика (ядра и частицы). Т. 2. М. 1986. – 48с.
4. Б.С.Ишханов, М.Е.Степанов, Т.Ю.Третьякова // ВМУ. Сер.3. Физ. Астр. М. 2014. 3-7с.
5. Е.В.Владимирова, И.Д.Дашков, Б.С.Ишханов, Т.Ю.Третьякова // УЗФФ МГУ №3. М. 2018. 3-4 с.
6. Б.С.Ишханов, С.В.Сидоров, Т.Ю.Третьякова // УЗФФ МГУ. М. 2017. – 11-16 с.
7. <https://www.nndc.bnl.gov/nudat2/chartNuc.jsp>
8. В.Ваيمان, А. Ланде // Nucl. Phys. 1966. 77. P. 1.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НУКЛОННЫХ ПЛОТНОСТЕЙ ДЛЯ ПОСТРОЕНИЯ ФОЛДИНГ-ПОТЕНЦИАЛА С СИЛАМИ МИГДАЛА

Студ. *Симонов М.В.*, доц. *Третьякова Т.Ю.*,
уч. секретарь *А.В. Карпов* (ОИЯИ)

Важным этапом моделирования ядерных реакций является построение потенциала взаимодействия ядер. Ядро-ядерный потенциал может быть определен на основе эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия, если известно распределение нуклонов в сталкивающихся ядрах. Данная работа посвящена определению параметров распределения плотностей протонов и нейтронов, позволяющих построить реалистичный потенциал взаимодействия четно-четных сферических ядер с $N, Z \geq 8$.

Взаимодействие ядер может описываться с помощью процедуры фолдинга, когда полный потенциал v_{12} рассчитывают, интегрируя эффективное межнуклонное взаимодействие v_{NN} по плотностям 2-х ядер:

$$v_{12}(R) = \int_{V_1} \rho_1(r_1) \int_{V_2} \rho_2(r_2) v_{NN}(r_{12}) d^3r_1 d^3r_2, \quad (1)$$

где $r_{12} = R + r_2 - r_1$, $V_{1,2}$ – объемы ядер. Потенциал v_{NN} состоит из 2-х частей: кулоновской $v_{NN}^{(C)}$ и ядерной части $v_{NN}^{(N)}$. Ядерная часть описывается потенциалом Мигдала с зависимостью от плотностей нуклонов [1]:

$$v_{NN}^{(N)} = A + B \frac{\rho_1(r_1) + \rho_2(r_2)}{\rho_1(r_1) + \rho_2(r_2)} \delta(r_{12}), \quad (2)$$

Параметры A, B выбираются разными для тождественных и разных нуклонов. Нуклонные плотности вычисляются как сумма протонной и нейтронной плотностей $\rho(r) = \rho_p(r) + \rho_n(r)$, поэтому возникает задача определения этих плотностей.

Распределение нуклонных плотностей принято описывать с помощью распределения Ферми:

$$\rho_i(r) = \frac{\rho_{0i}}{1 + \exp\left(\frac{r - R_i}{a_i}\right)}, \quad (3)$$

где r – радиальная координата, R_i – радиус половинной плотности, a_i – диффузность. Индекс $i = p, n, ch$ соответствует протонной, нейтронной и зарядовой плотности. Плотность в центре ядра ρ_{0i} нормируется на соответствующее число нуклонов N или Z . Свободные параметры R_i и a_i необходимо определить дополнительно.

Параметр протонной плотности R_p может быть получен из среднеквадратичного (срkv.) зарядового радиуса R_{ch_rms} . Радиусы R_{ch_rm} известны для около 900 нуклидов [2]. В [3] была предложена одна из наиболее точных аналитических формул для описания R_{ch_rms} :

$$R_{ch,rms} = R_{ch,rms}(N, Z) = r_A \left(1 - b \frac{(N-Z)}{A} + c \frac{1}{A} \right) A^{\frac{1}{2}}, \quad (4)$$

Используя данные [3], мы получили значения параметров: $r_A = 0.9560(14)$ фм, $b = 0.1527(67)$, $c = 2.326(63)$. В предположении $\exp(R_i/a_i) \gg 1$, которое выполняется для всех ядер с $Z \geq 8$, из формулы (3) можно получить разложение для R_{ch} ($i = ch$):

$$R_i = R_{i,rms} \sqrt{\frac{2}{3} \left(1 - \frac{7}{2} \left(\frac{\pi a_i}{R_{i,rms}} \right)^2 \right)} \quad (5)$$

Диффузность a_{ch} , исходя из экспериментальных данных для ядер от $Z = 8$ до $Z = 92$, случайным образом изменяется в диапазоне $0.45 - 0.65$ фм, поэтому для a_{ch} может быть взято среднее значение $0.556(4)$ фм. В теоретических работах также предлагаются зависимости диффузности от нейтронного избытка $I = (N-Z)/A$ [4] или Z [1].

Строго говоря, при переходе от зарядовой плотности ρ_{ch} к протонной плотности ρ_p следует учитывать распределение заряда в протоне. Это распределение можно учесть, вводя поправку на сркв. зарядовый радиус протона $r_{proton} = 0.82$ фм [5]:

$$R_{p,rms} = \sqrt{R_{ch,rms}^2 - r_{proton}^2} \quad (6)$$

По формуле (5) из $R_{p,rms}$ получаем параметр распределения протонов в ядре R_p .

Распределение нейтронов в ядре изучено гораздо менее точно, чем распределение заряда. Из-за недостатка экспериментальных данных построить аналитическую формулу для R_n можно лишь в рамках теоретических подходов. С этой целью мы рассмотрели связанную с R_n характеристику – толщину нейтронной шубы $\Delta R_{np} = R_{n,rms} - R_{p,rms}$, – для которой есть экспериментальные значения [6]. Величина ΔR_{np} была рассчитана по методу Хартри-Фока [7] с эффективным нуклонным взаимодействием в форме Скирма Sly4 [8]. ΔR_{np} может быть аппроксимирована линейной зависимостью от $I = (N-Z)/A$ [9] и в целом не зависит от Z . Для изотопических цепочек O, Ca, Zr, Sn, Sm, Ni, Pb, получено выражение $\Delta R_{np} = 1.21 I - 0.056$ (фм). Как и в случае протонных радиусов, R_n рассчитывается из $R_{n,rms}$ по формуле (5). Диффузности a_n, a_p предполагаются равными a_{ch} .

Пример построения протонной и нейтронной плотности для ^{48}Ca приведен на рис. 1. Плотности рассчитывались согласно зависимости (3). Линия «Результат» отражает результат расчета в данной работе. Для сравнения приводятся плотности, построенные на основе других параметризаций R_i и a_i : «Zagrebaev» [1], «Adamian» [4]. Значения параметров приведены в табл. 1. Для случая протонной плотности показана также экспериментальная зависимость зарядовой плотности от расстояния до центра ядра – ли-

ния «Bellicard» [10]. Стоит отметить, что для случая протонной плотности отличаются как диффузности a_p , так и радиусы R_p , что приводит к различиям для плотности в центре ядра ρ_{0p} , однако падение плотности при $r = 3-5$ фм примерно одинаково описывается всеми параметризациями, согласуясь на этом участке с зарядовой плотностью. Для случая нейтронной плотности параметры R_n для 3 параметризаций практически совпадают, но различие в диффузностях a_n приводит к значительным различиям для ρ_{0n} .

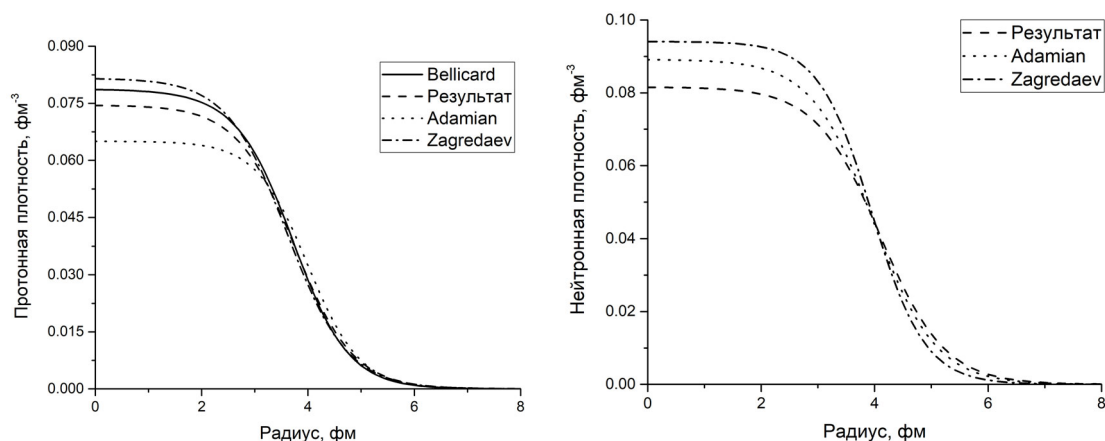


Рис. 1. Радиальная зависимость протонной (слева) нейтронной (справа) плотности для ^{48}Ca . Полученные параметризации параметров нуклонных плотностей позволяют рассчитать межъядерный потенциал (1). Результаты построения потенциалов будут продемонстрированы на докладе.

Таким образом, в работе получены параметры R_n , R_p , a_n , a_p распределения протонов и нейтронов в ядрах с $Z \geq 8$, $A \geq 16$ в предположении их сферичности. Построен ядро-ядерный фолдинг-потенциал на основе потенциала Мигдала и предложенных параметризаций нуклонных распределений.

Табл. 1. Параметры нуклонных плотностей для ^{48}Ca .

	ρ_{0p}	R_p	a_p	ρ_{0n}	R_n	a_n
Результат	0.0745	3.7532	0.55	0.0892	3.9809	0.55
Zagrebaev [1]	0.0816	3.6100	0.5673	0.0816	4.0996	0.5673
Adamian [4]	0.0650	3.9991	0.4899	0.0941	3.9510	0.4686

Литература

1. V. Zagrebaev et al. Phys. Part. Nucl. 38, 469 (2007).
2. Angeli et al. At. Data Nucl. Data Tables 99, 69 (2013).
3. B. Nerlo-Pomorska et al. Zeitschrift Für Phys. A Hadron. Nucl. 348, 169 (1994).
4. G. G. Adamian et al. Phys. Rev. C 94, 1 (2016).
5. G. D. Alkhasov et al. Int. J. Mod. Phys. E 20, 583 (2011).
6. Trzcińska et al. Phys. Rev. Lett. 87, 82501 (2001).

7. D. Vautherin and D. M. Brink. Phys. Rev. C 5, 626 (1972).
8. E. Chabanat et al. Nucl. Phys. A 635, 231 (1998).
9. O. V. Bernalova and A. A. Klimochkina. Phys. At. Nucl. 80, 919 (2017).
10. J.V. Bellicard et al. Phys. Rev. Lett. 19, 527 (1967).

ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ ДЛЯ ТЕСТИРОВАНИЯ ПРОТОТИПОВ МОДУЛЕЙ ТРЕКОВОЙ СИСТЕМЫ ЭКСПЕРИМЕНТА BM@N

Асп. Харламов П.И., н.с. Дементьев Д.В. (ОИЯИ), доц. Леонтьев В.В.,
зав. лаб. Меркин М.М., нач. отд. Мурин Ю.А. (ОИЯИ),
инж. Шитенков М.О. (ОИЯИ)

В основе любого современного эксперимента в области физики частиц лежат детекторы, регистрирующие излучения. Одной из важнейших задач в этих экспериментах является точное определение треков и импульсов частиц и вершин их взаимодействий. Самым распространённым видом детекторов для целей восстановления треков частиц и вершин их взаимодействий на данный момент являются кремниевые стриповые детекторы.

Новые ускорительные эксперименты физики тяжёлых ионов, такие как BM@N/NICA и CBM/FAIR, ставят более строгие условия к трековым системам из-за высоких частоты взаимодействий и множественности этих экспериментов, а также необходимости точного восстановления вторичных вершин взаимодействий, образованных короткоживущими частицами. В этих условиях было принято решение в разрабатываемых для этих экспериментов трековых системах STS задействовать двухсторонние микростриповые детекторы, массовое применение которых до настоящего времени не получило широкого распространения [1]. Поэтому требуется уточнение и более тщательная проверка характеристик такого рода детекторов. Также, поскольку детекторный модуль планируется применять в экспериментах с тяжёлыми ионами на фиксированной мишени с высокой частотой взаимодействия и множественностью, то неизбежно использование электроники, способной работать без внешнего триггера считывания, которая также массово не применялась, поэтому необходимо изучение её параметров и их влияние на работу детекторной системы.

Для проверки качества трековых модулей было принято решение о разработке тестового стенда с лазерными диодами, который может эмулировать пролёт ионизирующей частицы через сенсор [2].

Лазерная установка для проверки качества детекторных модулей состоит из нескольких подсистем. Первая — это система позиционирования, которая включает в себя координатный стол с креплениями для детекторного

модуля, шаговый двигатель ДШИ-200-2 с валом для перемещения координатного стола, источник питания для шагового двигателя и драйвер управления шаговым двигателем, подключаемый к последовательному порту компьютера. Вторая подсистема охватывает чтение, контроль и мониторинг детекторного модуля. Для чтения аналоговых сигналов с одной стороны сенсора используются 8 микросхем STS-XYTER v.2.1, установленных на платах Front-End Board (FEB). Передача данных, а также команд управления платами FEB реализовано с помощью специализированного протокола STS-HCTSP через двухосевой кабель, который подключается к плате обработки данных GBTxEmulator. Для конфигурации системы чтения, медленного контроля, синхронизации плат FEB, и сортировки данных используется плата Data Processing Board (DPB), основанная на плате AFCK. Затем данные передаются по оптической линии в FLIB (First-Level Event Selector (FLES) Interface Board) для последующей обработки. Полное описание архитектуры системы сбора данных представлено в техническом дизайне трековой системы. [1] Третья подсистема — оптическая, состоящая из фокусирующей головки, переменного аттенюатора, лазерного диода и генератора сигналов в роли источника питания лазерного диода.

В данной установке используются лазерные диоды красного и инфракрасного спектров с длинами волн излучения 635 и 1064 нм. Соответствующие длины поглощения таких излучений в кремнии составляют 3.17 мкм и 1040 мкм соответственно. Поэтому в случае использования ИК лазерного диода ионизация кремния происходит на всей глубине сенсора, тогда как в случае красного лазерного диода только у поверхности. По этой причине ИК лазер лучше эмулирует пролет заряженной частицы. Тем не менее, поскольку красный лазер является видимым невооруженным глазом, то он значительно проще в настройке. Поэтому проводятся тесты с обоими вариантами лазерных диодов.

Проведённые исследования показали работоспособность данной методики тестирования, а также преимущества созданной лазерной установки.

На сегодняшний день переход от проверки прототипов трековой системы при помощи тестовых импульсов к регистрации лазерного излучения дал следующие результаты:

- выявлены недоработки сортировки первичных данных от считывающей электроники, приводящие к их потере, тем самым был внесён вклад процесс совершенствования программной прошивки FEB;

- выявлены особенности передачи микрослайсов данных системой FLESNET, что позволило наладить корректное восстановление времени регистрации события онлайн-монитором;

- проведена жёсткая привязка отклика каналов считывания с чувствительными сегментами (стрипами) сенсоров, что обеспечило картографирование связей chip-elink, выявило погрешности при разварке каналов прото-

типов модулей, этим был внесён вклад в улучшение процедуры подготовки модулей.

Первые проведённые измерения на тестовом стенде продемонстрировали способность собранных в ЛФВЭ ОИЯИ модулей регистрировать реальное излучение обеими сторонами сенсоров с приемлемым для опытной партии количеством неработоспособных каналов (рис. 1).

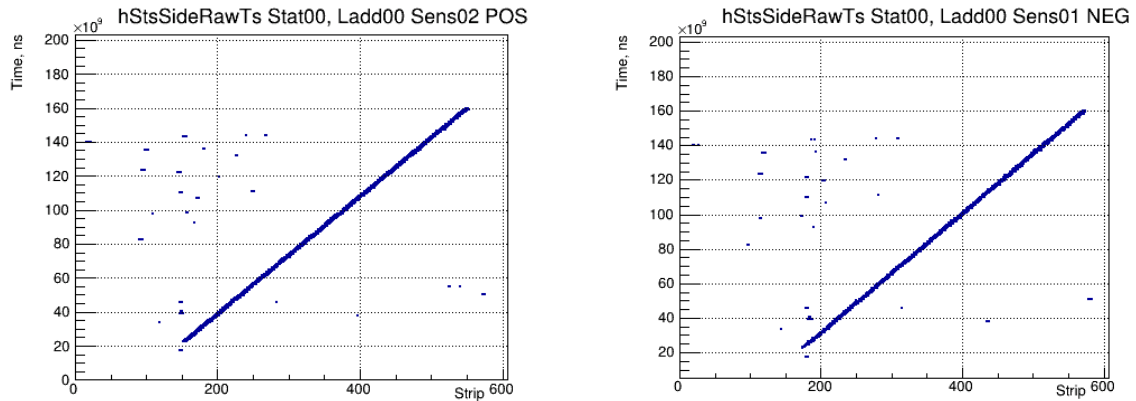


Рис. 1. Скан пучком лазера вдоль стрипов сенсора: количество хитов в сегментах на p - и на n -стороне сенсора в зависимости от времени.

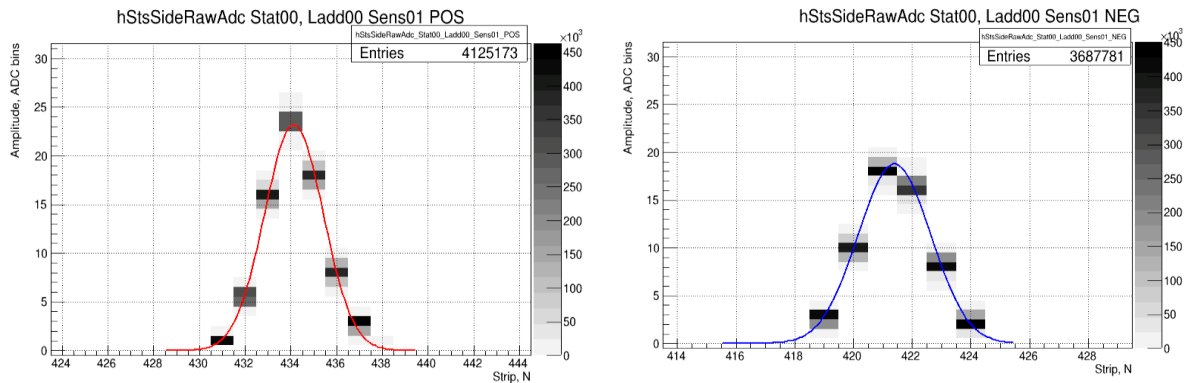


Рис. 2. Амплитуда сигналов на p - и на n -стороне сенсора, размер пятна лазера 6 стрипов.

Также при помощи данной тестовой установки была успешно проверена работа системы по восстановлению суммарной амплитуды сигнала от светового пятна лазера, как сфокусированного на одном-двух стрипах сенсора, так и расширенного до 5-6 стрипов (рис. 2).

Таким образом, применение разработанного стенда с лазерными диодами позволило проверить работоспособность различных функций компонентов трековой системы эксперимента VM@N и предоставляет важные возможности для её дальнейшего развития.

Литература

1. Baranov A. V. et al. (BM@N STS Group) The Silicon Tracking System as Part of the Hybrid Tracker of the BM@N Experiment: Technical Design Report. Dubna: JINR, 2020. 101 p. ISBN 978-5-9530-0541-8
2. Vaz M., Cihangir S., Rapidis P. Pulsed LASER for testing silicon strip detectors. FNAL-TM-1849, <https://doi.org/10.2172/10174848>

РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ ЛЕГКОЙ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ ПО КАНАЛУ ДРЕЛЛА-ЯНА В ЭКСПЕРИМЕНТЕ С НЕПОДВИЖНОЙ МИШЕНЬЮ SHiP НА SPS CERN

Студ. *Урсов Э.Д.*, доц. *Анохина А.М.*, студ. *Видулин И.Д.*,
студ. *Самойлов М.А.*, зав. лаб. *Роганова Т.М.* (НИИЯФ МГУ)

Темная материя — это вещество, которое заполняет Вселенную и является невидимым в электромагнитном и нейтринном излучении, но проявляет себя через гравитационные силы. Она используется для объяснения различных астрофизических и космологических явлений, таких как характерные формы кривых вращения галактик, динамика скоплений галактик и эффекты гравитационного линзирования. Сечение негравитационного взаимодействия гипотетических частиц темной материи с частицами Стандартной модели (СМ) должно быть чрезвычайно малым, поэтому эти частицы называются слабодействующими — Feebly interacted particles (FIPs). В данной работе в качестве FIPs мы рассматриваем легкую темную материю — Light Dark Matter (LDM) с массой около 1 ГэВ. Модели, описывающие LDM, требуют наличия медиаторов, калибровочных бозонов нового векторного поля V , через которые LDM могут аннигилировать или взаимодействовать с частицами СМ.

Существует много экспериментов, направленных на обнаружение темной материи через ее негравитационное взаимодействие с барионной материей. Нейтринные эксперименты с фиксированной мишенью с высокой светимостью представляют особый интерес для исследований LDM. Одной из задач предстоящего эксперимента SHiP [1] в CERN с энергией налетающего пучка протонов 400 ГэВ является детектирование LDM.

В работе было проведено полное моделирование событий LDM (фермионных и скалярных) и нейтринных фоновых событий (нейтринные события были смоделированы с помощью Монте-Карло генератора GENIE [2]) в эксперименте с фиксированной мишенью с характеристиками, аналогичными эксперименту SHiP. В качестве канала рождения был

выбран процесс Дрелла-Яна как наиболее вероятный при энергиях SHiP и при выбранном диапазоне масс LDM ($0.6\text{--}3$ ГэВ). Частицы LDM взаимодействовали с ядрами свинца в детекторе по каналу глубоко неупругого рассеяния, вследствие чего рождались вторичные частицы, детектируемые в эксперименте. Рождение вторичных частиц было смоделировано с помощью комплекса PYTHIA6 [3].

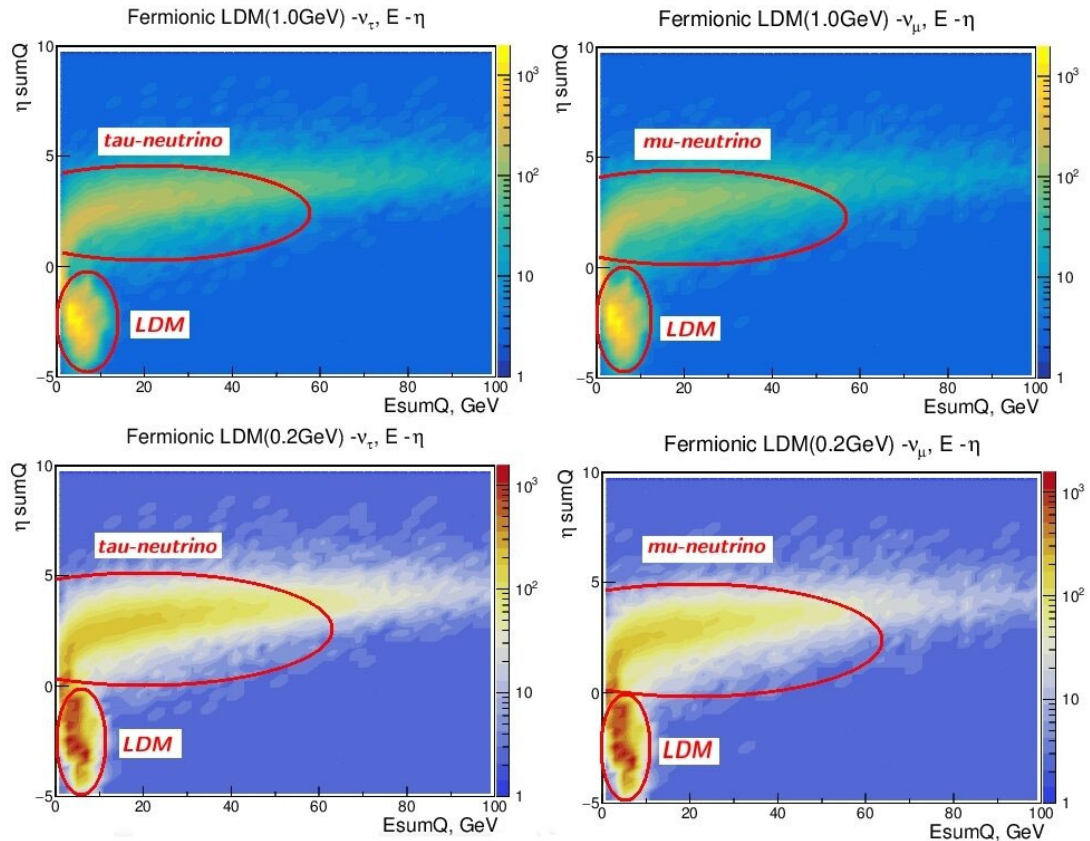


Рис. 1. Распределения событий, связанных с взаимодействием LDM и нейтрино, по полной энергии и псевдобыстроте заряженных частиц.

На рис. 1 представлены двумерные гистограммы по суммарным энергиям — псевдобыстродам всех вторичных заряженных частиц, образовавшихся при взаимодействии с детектором LDM и фоновых тау-нейтрино. На основании таких гистограмм делается вывод о возможности распознавания событий LDM на нейтринном фоне. На рис. 2 цветными маркерами показаны области, соответствующие > 1 , > 10 и > 100 событиям LDM в детекторе. m_ν — масса LDM, Y — комбинированный параметр, связанный с сечением аннигиляции частиц темной материи, которое необходимо для оценки общей плотности темной материи. Константа связи α_D для левого поля выбрана равной 0.1, для правого — 0.5.



Рис. 2. Плоскость (Y , mV) для частиц LDM. Серые области исключены существующими ограничениями (например, полученными в эксперименте BaBar), а темная кривая показывает поведение реликтовой плотности при различных Y и mV .

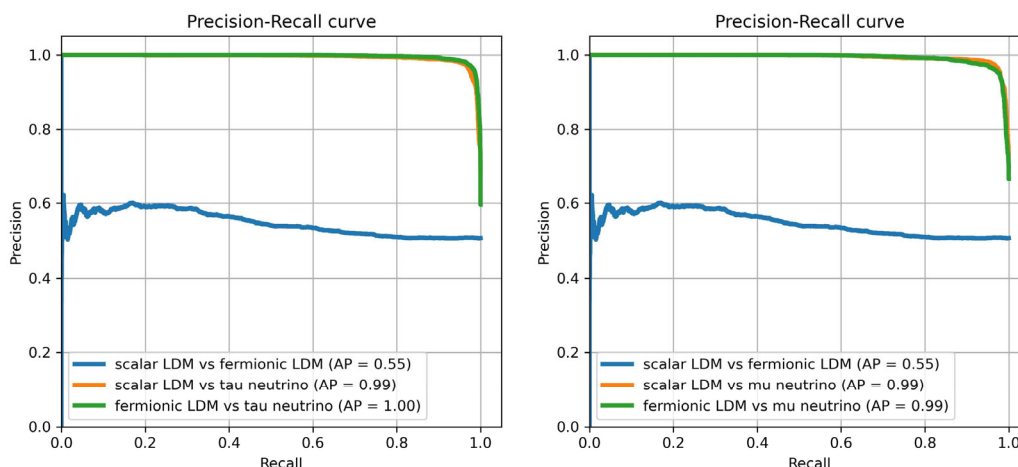


Рис. 3. Кривые P-R для фермионных и скалярных LDM, и мюонных и тау-нейтрино

Также с помощью методов машинного обучения был разработан классификатор, способный с высокой точностью отделять события LDM от фоновых нейтринных при анализе наблюдаемых величин: на рис. 3 показаны кривые Precision-Recall (P-R) для LDM, тау-нейтрино и мюонных нейтрино. Чем больше площадь под кривыми, тем точнее классификатор определяет, к какому классу относится событие.

Литература

1. SHiP Collaboration; Anelli, M. et al. A facility to Search for Hidden Particles (SHiP) at the CERN SPS

2. Andreopoulos, C.; Barry, C.; Dytman, S. et al. The GENIE neutrino Monte Carlo generator: physics and user manual. arXiv 2015
3. Sjostrand, T.; Mrenna, S.; Skands, P. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. J. High Energy Phys., 2006, doi:10.1088/1126-6708/2006/05/026.

О РОЛИ СВЕТОПОДОБНЫХ ИНТЕРВАЛОВ В КВАНТОВОЙ НЕЛОКАЛЬНОСТИ И ПРИЧИННОСТИ

В.н.с. *А.В. Белинский*, физик, *М.Х. Шульман*

Если некоторое 4-событие лежит внутри светового конуса, то оно может быть связано с начальным 4-событием причинно-следственной связью, поскольку одно из них предшествует другому в любой инерциальной системе отсчета. Часто этот случай объединяют с граничной ситуацией, когда оба 4-события принадлежат общему световому конусу. 4-интервал между такими двумя событиями равен нулю, светоподобный интервал. Если одно из событий состоит в испускании быстро движущейся частицы, а второе – в ее поглощении, то в связанной с этой частицей “собственной” системе отсчета длительность движения частицы будет в пределе стремиться к нулю по мере приближения к скорости света c в вакууме. В этом пределе уже нельзя утверждать, что излучение частицы предшествует (в указанной системе отсчета) ее поглощению; разделенные светоподобным интервалом события оказываются связанными не причинно-следственной, а, в общем случае, корреляционной связью. К этому и сводится интерпретация феномена нелокальности. Перейдем теперь к описанию конкретных примеров роли светоподобных интервалов в на первый взгляд парадоксальных явлениях.

При рождении черной дыры (ЧД) в ходе гравитационного коллапса звезды вначале горизонт событий³ формируется в центре звезды и представляет собой всего лишь одну точку. Поверхность сжимающейся звезды за конечное собственное время достигает сферы Шварцшильда. Затем вещество стремительно стягивается в сингулярность, причем длительность этого процесса составляет $1.54 \cdot 10^{-5} M/M_{\odot}$ с, где M — масса коллапсирующей звезды, M_{\odot} — масса Солнца. В результате внутри сферы Шварцшильда возникает ЧД — пространственно-временная область, из которой никакие сигналы не уходят на пространственную бесконечность.

Принято считать, что имеет место следующий парадокс: расширение горизонта событий начинается (момент t_1) *до того*, как ЧД поглощает обо-

³ Горизонт событий – граница между событиями, от которых *еще* могут распространяться сигналы во внешнюю Вселенную, и событиями, которые *уже* не могут послать никаких сигналов во внешнюю Вселенную.

лочку. Он расширяется в ожидании поглощения оболочки, сразу после этого приходит в состояние покоя (момент t_2) и выходит на поверхность звезды точно в тот момент, когда поверхность сжимается до критического предела. Иными словами, когда вещество падает внутрь ЧД, горизонт начинает расти (следствие) до того, как вещество достигает ЧД (причина). В философской терминологии это — телеологический парадокс.

Согласно общепринятой в настоящее время точке зрения, положение горизонта событий для ЧД в данный момент времени зависит от всей последующей эволюции системы. Если, например, образование горизонта событий начинается в момент t_1 , а в момент t (где $t_1 < t < t_2$) произойдет взрыв коллапсирующей звезды, то это может привести к тому, что горизонт событий не образуется вовсе. Структура областей внутри ЧД решающим образом зависит от судьбы ЧД в бесконечном будущем внешнего наблюдателя, от конечного состояния испарения ЧД, от возможных столкновений ЧД с другими ЧД и от судьбы самой Вселенной.

С нашей точки зрения, вышеописанный “телеологический парадокс” имеет следующее разрешение: горизонт событий — это светоподобная область, любые два события которой не могут предшествовать (т.е. принадлежать будущему) одно относительно другого, излучение и поглощение фотона одновременны в приоритетной системе отсчета. Поэтому образование горизонта событий с началом в момент t_1 и взрыв коллапсирующей звезды в момент t (где $t_1 < t < t_2$) следует рассматривать как два физически альтернативных (несовместных) процесса.

Перейдем к квантовой телепортации — мгновенной передаче квантового состояния на произвольное расстояние. Она осуществляется при помощи пары квантово запутанных частиц, причем исходное состояние разрушается, а конечное состояние (копия исходного) возникает в точке приёма. Мгновенность передачи, как и в вышеописанных ситуациях, кажется несовместимой с классическими представлениями. Однако этот феномен нашел многократные экспериментальные подтверждения.

Телепортация, реализуется не только с помощью фотонов, не обладающих, как известно, массой. С первого взгляда кажется, что для массивных квантовых частиц (например, электронов) все сделанные выше утверждения неприменимы. На самом деле удивительным образом оказывается, что и в случае квантовых частиц с ненулевой массой в некотором смысле можно (и нужно) говорить о световых скоростях распространения.

Действительно, массивные квантовые частицы (в частности, электроны) обладают не только корпускулярными, но и волновыми свойствами. Так, для электрона Дираком в 1928 г. было получено релятивистское описание четырех спинорных величин, где одна пара отвечает положительной, а вторая пара — отрицательной энергии электрона, и в каждой паре одна из величин отвечает одному направлению спина, а другая — противополо-

ложному. При этом операторы для составляющих скорости электрона не коммутируют между собой, а собственные значения каждого из них в результате измерения обязательно должны быть равны по абсолютной величине скорости света, но иметь противоположные знаки. Такой парадоксальный результат Шрёдингер в 1930 году объяснил наличием у электрона двух компонент скорости — обычной (медленной) и быстро осциллирующей с частотой, отвечающей периоду волны де Бройля для электрона. Сходные представления о реальном электроне, “состоящем” из двух безмассовых компонент “zig” и “zag”, описаны Пенроузом. Таким образом, рассматривая, скажем, спины запутанных между собой электронов, мы обязательно сталкиваемся с нетривиальным волновым (колебательным) процессом, в котором взаимодействие компонент (не связанное с реально наблюдаемым движением электронов) осуществляется со скоростью света. При этом две *запутанные* частицы должны восприниматься как компоненты нелокального волнового процесса, простирающегося (в лабораторной системе отсчета) между его начальной и финальной точками. В то же время в системе отсчета движущейся квантовой частицы вся эта область просто стремится к стягиванию в одну точку.

В рамках обсуждаемой темы естественно рассмотреть концепции близкодействия и дальнодействия в физике. К настоящему времени теоретические исследования выявили определенные сложности в теориях, использующих концепцию дальнодействия, поэтому современные подходы чаще основываются на парадигме близкодействия. С нашей точки зрения, противопоставление этих двух упомянутых концепций не имеет под собой незыблемого основания. В самом деле, когда говорят о взаимно удаленных телах, имеют в виду наличие произвольно большого разделяющего их 3-мерного расстояния. Однако, как нами уже было отмечено, такая мера удаленности имеет относительный характер — эта мера может стать сколь угодно малой, если рассматривать эту же конфигурацию двух тел не в лабораторной, а в быстро движущейся системе отсчета.

В классической электродинамике, как известно, однозначно определяются электрическое \vec{E} и магнитное \vec{B} поля, для которых формулируются представления об электрическом скалярном потенциале φ и магнитном вектор-потенциале \vec{A} . Векторы электрического и магнитного поля можно разделить на две компоненты — *продольную* (безвихревую) с равным нулю ротором и *поперечную* (соленоидальную) с равной нулю дивергенцией. Из уравнений Максвелла следует, что продольная компонента магнитного поля $\vec{B}_{\parallel} = 0$, тогда как продольная компонента электрического поля $\vec{E}_{\parallel}(\vec{r}, t)$ есть *электростатическое* (т.е. *дальнодействующее*) поле, созданное соответствующим распределением заряда. Преобразованные так уравнения поля позволяют вполне законным образом оперировать *мгновенным* взаимодействием, т.е. использовать концепцию дальнодействия.

В 1945 г. Дж. Уилер и Р. Фейнман развили теорию прямого (непосредственного и *мгновенного*) межчастичного взаимодействия между заряженными частицами. Возмущение, создаваемое ускоряемым *зарядом*, приводит к движению каждой частицы *поглотителя*, которая из-за этого генерирует поле — полусумму опережающего и запаздывающего членов. Сумма опережающих воздействий всех частиц поглотителя, определенная в пробной точке вблизи от исходного заряда, дает результирующее поле. Оно воздействует на источник возмущения с силой, которая является конечной, *одновременной с моментом возмущения* и точно соответствующей по величине и направлению той силе, которая отвечает передаче энергии от источника к окружающей среде.

Таким образом, в теории Уилера–Фейнмана также возникает парадигма дальнего действия, т.е. мгновенного действия на произвольном расстоянии. Эта теория не только предсказывает те же результаты, что и стандартное решение системы уравнения Максвелла, но и эффективно описывает эффект т.н. радиационного трения.

Далее, согласно принципу Маха, инерция объекта определяется его взаимодействием с остальной Вселенной: тело испытывает силу инерции, когда оно ускоряется относительно центра масс всей Вселенной. Если гравитационное поле всей Вселенной является источником инерции, то оно должно характеризоваться *мгновенной*, а не запаздывающей реакцией на движение любого пробного тела (как это и имеет место в действительности). Выше мы рассмотрели концепцию нелокальности и дальнего действия применительно к электромагнитному полю. Она основана на идее сведения локального взаимодействия между частицами к глобальному взаимодействию частицы с окружающей Вселенной и восходит к идее Фоккера, согласно которой обычный *вектор-потенциал* электромагнитного поля представляет собой не что иное, как *сумму “мгновенных” влияний* на пробный заряд со стороны всех остальных зарядов Вселенной. Эту идею можно попытаться распространить на гравитационное поле.

Все вышеизложенное приводит нас к твердому убеждению, что представление о “локальности” нашей Вселенной препятствует ясному пониманию ее истинной природы. Мы видим, что все основные астрофизические процессы (распространение света, рождение ЧД, квантовая телепортация) неразрывно связаны с проявлениями нелокальности в 4-мерном пространстве-времени.

Более того, в явлениях “земного” масштаба все эффекты нелокальности (например, в экспериментах с отложенным выбором) проявляются с той же неизбежностью, а их учет позволяет предложить ясное и надежное описание.

И, наконец, предлагаемый подход проливает ясный свет на известную концепцию квантовых интегралов по траекториям. Как отмечает Р. Фейнман, классический принцип наименьшего действия для фотона можно вывести, рассматривая сумму комплексных вероятностей переходов по *всем* возможным путям движения фотонов во Вселенной. Тем самым фактически допускается, что все эти переходы представляют собой *мгновенные и одновременные* события, а это возможно как раз при справедливости изложенной нами точки зрения.

НАПРАВЛЕННОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ЧАСТИЦ ХОЛОДНОЙ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ (WIMP) В ЭМУЛЬСИОННОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ NEWSDM

Студ. Видулин И.Д., доц. Анохина А.М., студ. Урсов Э.Д.,
студ. Курочкин Е.В., студ. Гуляева В.В., инж. Халиков Э.В. (НИИЯФ),
зав. лаб. Роганова Т.М. (НИИЯФ)

На основании астрофизических и космологических измерений в настоящее время делается вывод о том, что обычная материя составляет менее 5% энергетического содержания Вселенной, тогда как природа оставшихся 95% (темной материи и темной энергии) остается неизвестной. Таким образом, определение свойств темной материи является одной из основных проблем современной физики.

WIMP (Weakly Interacting Massive Particles) — частицы, являющиеся кандидатами на роль частиц темной материи. Предполагается, что наша Галактика окружена гало WIMP, с диапазоном рассматриваемых масс 0.4-1000 ГэВ.

Идея прямого детектирования WIMP основана на предположении о том, что Земля в процессе своего движения вместе с Солнечной системой вокруг центра Галактики “обдувается” ветром WIMP со средней скоростью около 220 км/сек, и WIMP будут упруго взаимодействовать с веществом детектора с образованием ядер отдачи, энергию которых предполагается определять.

Поиск WIMP методами прямого детектирования ведется во множестве экспериментов. Особую роль в этом поиске могут сыграть т.н. направленные методы — методы, учитывающие направление потока WIMP и регистрирующие направления ядер отдачи трековыми детекторами. В качестве таких детекторов используются, например, времяпроекционные многопроволочные пропорциональные камеры [1], газовые детекторы с микрорельефом (Micro Pattern Gaseous Detectors — MPGDs) [2] и другие высокотехнологические приборы.

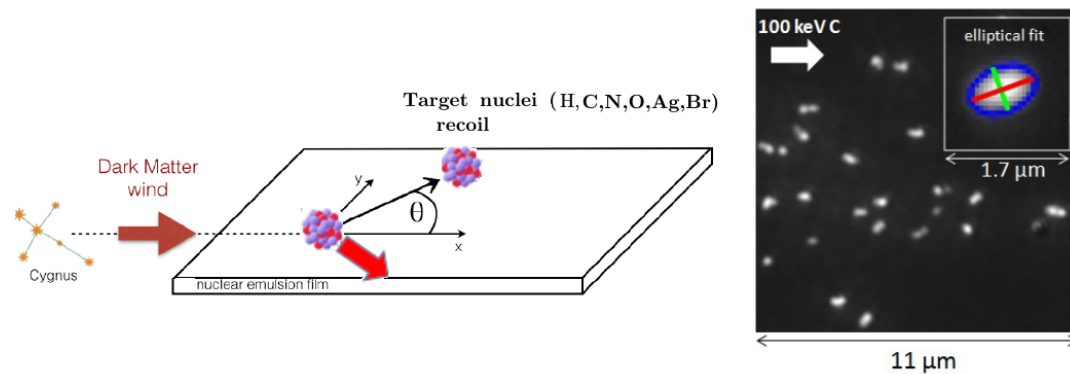


Рис.1 Схема упругого рассеяния WIMP на ядрах вещества эмульсии H, C, N, O, Ag, Br (слева). Изображения треков ядер углерода, полученные с помощью оптического сканирующего микроскопа (справа).

Для визуализации треков ядер отдачи в эксперименте NEWSdm [3] была предложена технология наноэмульсий с размером зерен 20-40 нм. В данной работе рассмотрена указанная наноэмульсия, а также модельный детектор в виде 1 м³ жидкого пропана, работающий в режиме пузырьковой камеры. На рис. 1 представлена схема взаимодействия WIMP с эмульсией, налитой на пластиковую подложку, с образованием ядер отдачи, треки которых предполагается регистрировать с помощью сканирующих микроскопов (слева) и изображения треков ядер углерода с энергией 100 кэВ (справа) [4]. Направление трека ядра отдачи определяется по ориентации большой оси пятна, соответствующего треку.

Для расчетов характеристик треков в эмульсии была использована схема из работы [5]. Распределение WIMP по направлениями и величинам скоростей принято Максвелловским (1). Дважды дифференциальное (по энергии и углу) сечение взаимодействия рассчитывалось по формуле (2). Для WIMP с различными массами с помощью розыгрыша по двумерной плотности вероятности были рассчитаны наборы ядер отдачи различных масс (H, C, N, O, Ar, Br) с конкретными энергиями и направлениями.

$$f(v) = \frac{1}{(2\pi\sigma_v^2)^{3/2}} \exp\left(-\frac{[v - V]^2}{2\sigma_v^2}\right) \quad (1)$$

$$\frac{d^2R}{dE d\Omega} = \sum_n \frac{\rho}{4\pi\mu_n^2 m} C_n f(v) \sigma_n(E) \quad (2)$$

где v — скорость конкретного WIMP, V — максимум распределения, ρ — плотность, индекс n (nucleus) обозначает ядро отдачи, μ_n — приведенная масса системы WIMP — ядро, C_n — массовая доля элемента, σ_n — сечение взаимодействия WIMP с данным ядром.

Энергетические и угловые характеристики двух типов ядер отдачи водорода и углерода для WIMP с массой 10 ГэВ изображены на рис. 2.

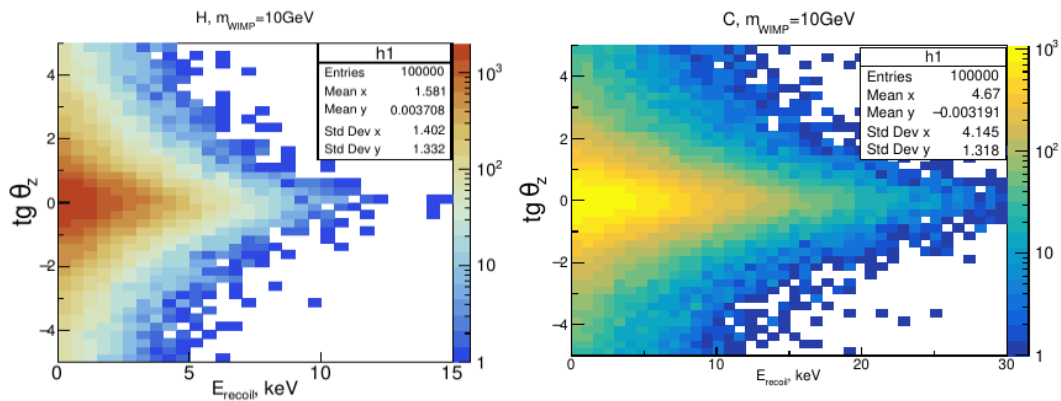


Рис. 2 Распределения ядер отдачи водорода Н и углерода С для WIMP с массой 10 ГэВ по энергии и проекции трехмерного угла вылета на плоскость детектора (эмульсионной пластины или криогенной камеры).

Треки ядер отдачи в эмульсии, а также в жидком пропане C_3H_8 были смоделированы с помощью GEANT4. Моделирование показало, что в случае рассеяния WIMP на самых тяжелых ядрах, составляющих эмульсию (Ag, Br), треки будут неразличимы. Для ядер группы CNO в эмульсии можно рассчитывать на треки длиной до 300 нм (средняя длина для WIMP с массой 60 ГэВ – 50 нм). Наибольшая длина для трека в эмульсии будет у легких ядер Н при рассеянии на них WIMP массы 5 ГэВ – до 200 нм при средней величине порядка 100 нм. В мишени из жидкого пропана треки ядер отдачи водорода Н достигают 500 нм, а углерода С – 700 нм (рис. 3).

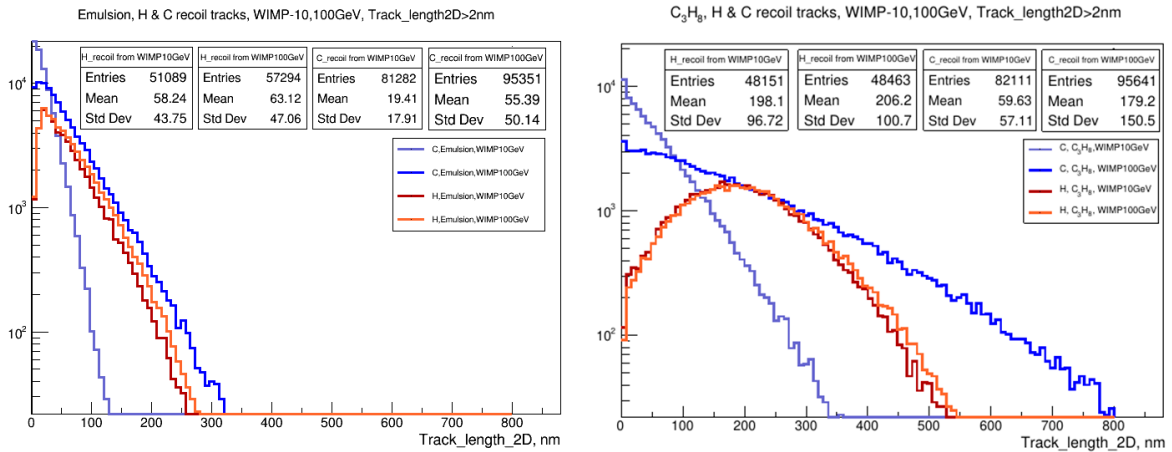


Рис. 3. Распределения по длинам треков в жидком пропане для ядер отдачи водорода и углерода для WIMP массы 10 и 100 ГэВ.

Для количественных оценок необходимо определить в формуле (2) величину сечения взаимодействия WIMP – нуклон. Для этого в качестве модели WIMP была использована модель IDM (Inert Doublet Model), реализуемая в программном комплексе micrOMEGAs [6], коде для расчета свойств холодной темной материи (CDM) для различных расширений Стандартной Модели.

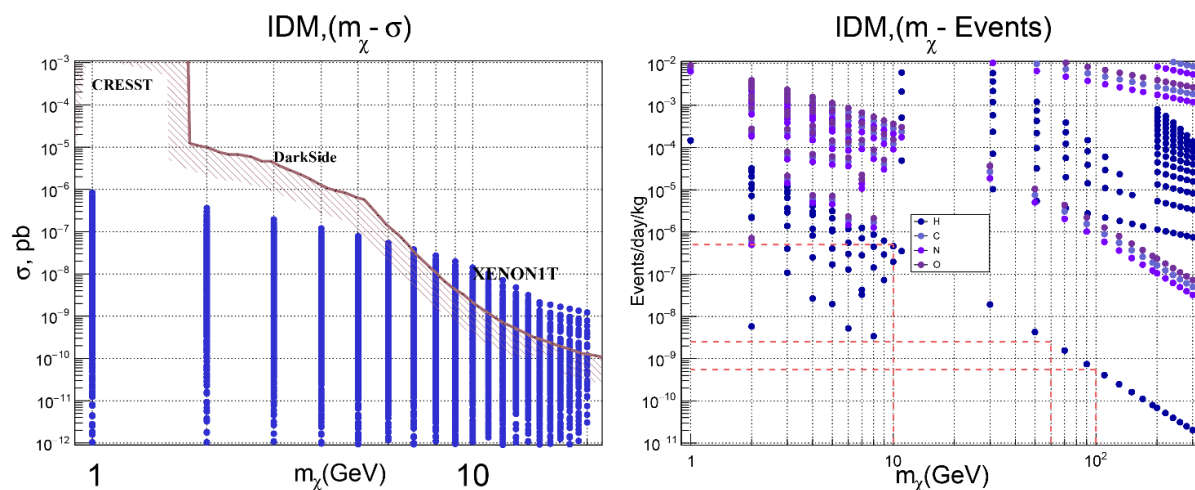


Рис. 4. Сечения взаимодействия WIMP с нуклоном для различных реализаций IDM и ограничения [7], поставленные экспериментами XENON1T, DarkSide, CRESST (слева), и количество взаимодействий в 1 кг различных мишеней за 1 день (справа).

Для различных вариантов модели IDM, которые были реализованы своими наборами первичных параметров, были получены масса WIMP и сечение WIMP- нуклонного взаимодействия. На рис. 4 они обозначены с учетом известных экспериментальных ограничений на сечение взаимодействия. Для выбранной массы WIMP 10 ГэВ было получено число событий в год в веществе эмульсии и жидкого пропана. На основании сопоставления массы WIMP с количеством событий в указанной массе вещества мишени в день можно выбрать варианты модели с конкретными массами WIMP и сечений. Выполнено сравнение полученного сигнала от WIMP с числом событий от фоновых нейтрино. N_w - число событий от WIMP, N_v - число событий от солнечных нейтрино. Рассматриваются пластины эмульсии, дающие суммарные параметры эмульсии $0.01 \times 1 \times 1$ мЗ, а также 1 мЗ жидкого пропана.

Вещество	Элемент	N_w в день в 1 кг	Масса, кг	N_w в год	N_v в год
эмульсия	H	$5 \cdot 10^{-7}$	1.15	$2.1 \cdot 10^{-4}$	0.058
эмульсия	C	$2 \cdot 10^{-4}$	3.813	0.28	0.016
пропан	H	$5 \cdot 10^{-7}$	14.94	$2.7 \cdot 10^{-3}$	0.72
пропан	C	$2 \cdot 10^{-4}$	478.06	34.8	1.9

Литература

1. Abazajian K.N. et al. Light Sterile Neutrinos: A White Paper. 2012.
2. Giomataris Y. et al. MICROMEGAS: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments // Nuclear Instruments

- and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 1996. Vol. 376, № 1. P. 29–35.
3. Agafonova N. et al. Discovery potential for directional Dark Matter detection with nuclear emulsions // *Eur. Phys. J. C.* 2018. Vol. 78, № 7. P. 578.
 4. Battat J.B.R. et al. Readout technologies for directional WIMP Dark Matter detection // *Physics Reports.* 2016. Vol. 662. P. 1–46.
 5. Alenazi M.S., Gondolo P. Directional recoil rates for WIMP direct detection // *Phys. Rev. D.* 2008. Vol. 77, № 4. P. 1–39.
 6. Pukhov A., Belanger G., Boudjema F. micrOMEGAs : a code for the calculation of Dark Matter properties in generic models of particle interaction // arXiv:1402.0787 [hep-ph]. 2014.
 7. Ahdida C. et al. SND@LHC - Scattering and Neutrino Detector at the LHC [Electronic resource]: CERN-LHCC-2021-003 // CERN Document Server. 2021. URL: <https://cds.cern.ch/record/2750060>. P.14.

СОДЕРЖАНИЕ

Подсекция:	4
ОПТИКА И ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА	4
ГЕНЕРАЦИЯ ГАРМОНИК АТОМАРНОЙ СРЕДОЙ В ОПТИЧЕСКИХ ВИХРЕВЫХ ПОЛЯХ	5
Проф. <i>Андреев А.В.</i> , асс. <i>Шутова О.А.</i>	5
ФАНТОМНАЯ ПОЛЯРИМЕТРИЯ В КЛАССИЧЕСКОМ И КВАНТОВОМ СВЕТЕ — НОВОЕ НАПРАВЛЕНИЕ В ФАНТОМНОЙ ОПТИКЕ	8
Доц. <i>С. А. Магницкий</i> , проф. <i>А. С. Чиркин</i>	8
ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ РАЗБАВЛЕННЫХ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ СО ВРЕМЕНЕМ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЛАЗЕРНОГО ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКОГО МЕТОДА	18
Мех. <i>Соколовская Ю.Г.</i> , ст. препод. <i>Подымова Н.Б.</i> , проф. <i>Карабутов А.А.</i>	18
РОЛЬ СВЕРХБЫСТРОГО ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ В ФОРМИРОВАНИИ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПРИРОДНОГО ОРГАНИЧЕСКОГО ВЕЩЕСТВА	20
Асп. <i>Рубекина А.А.</i> , асп. <i>Якимов Б.П.</i> , н. с. <i>Будылин Г.С.</i> (МНОЦ МГУ), г. н. с. <i>Перминова И.В.</i> (химический факультет МГУ), проф. <i>Фадеев В.В.</i> , с. н. с. <i>Ширишин Е.А.</i>	20
СТРУКТУРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НИТЕВИДНЫХ КРЕМНИЕВЫХ НАНОСТРУКТУР, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ МСХТ С УЧАСТИЕМ НАНОЧАСТИЦ ЗОЛОТА	23
М. н. с. <i>Гончар К.А.</i> , студ. <i>Моисеев Д.В.</i> ; м. н. с., <i>Божьев И.В.</i> , доц. <i>Шалыгина О.А.</i> , доц. <i>Елисеев А.А.</i> , с. н. с. <i>Осминкина Л.А.</i>	23
ВОЗМОЖНОСТЬ РОЖДЕНИЯ ВСТРЕЧНЫХ ОРТОГОНАЛЬНО-ПОЛЯРИЗОВАННЫХ МОД ВНУТРИ РДС-КРИСТАЛЛА И ФОРМИРОВАНИЯ КВАНТОВЫХ ФАНТОМНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ	26
В. н. с. <i>А. В. Белинский</i> , физик <i>Р. Сингх</i>	26
МЕТОДЫ ТЕРАГЕРЦОВОГО ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСА В ИССЛЕДОВАНИИ ПАРАМЕТРОВ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В КВАНТОВЫХ ЯМАХ INGAN/GAN	29
Проф. <i>Авакянц Л. П.</i> , студ. <i>Бурмистров Е. Р.</i>	29
Подсекция:	34
РАДИОФИЗИКА, ФИЗИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОНИКА И АКУСТИКА	34
УСИЛЕНИЕ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН В УСЛОВИЯХ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ИНЖЕКЦИИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ПЛАЗМЕННЫХ ИСТОЧНИКАХ СВЧ ИЗЛУЧЕНИЯ	35
Доц. <i>Карташов И.Н.</i> , проф. <i>Кузелев М.В.</i>	35
«ПОЮЩИЕ» ПОВЕРХНОСТИ КАК ПРОСТЕЙШЕЕ НЕЛИНЕЙНОЕ АКУСТИЧЕСКОЕ ЯВЛЕНИЕ ...	38
Проф. <i>Кротов С.С.</i> , ст. науч. сотр. <i>Шутеев С.А.</i>	38
Подсекция:	42
ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ	42
УЧЕТ МНОГОВОЛНОВЫХ ЭФФЕКТОВ ПРИ ИЗМЕРЕНИИ ЗАПРЕЩЕННЫХ ОТРАЖЕНИЙ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПАРАТЕЛЛУРИТЕ	43
Н. с. <i>Козловская К. А.</i> , проф. <i>Овчинникова Е. Н.</i> , м. н. с. Института кристаллографии им. Шубникова <i>Куликов А. Г.</i> , в. н. с. <i>DESY Новиков Д.</i>	43

УПРАВЛЕНИЕ СКОРОСТЬЮ ДВИЖЕНИЯ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ В ПЛЕНКЕ ФЕРРИТА-ГРАНАТА С ПОМОЩЬЮ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ	45
<i>Асп. Пرابхакара К.Х. (Унив. св. Радбоуда, Нидерланды), с. н. с. Шапаева Т.Б., асп. Давыдова М.Д. (МФТИ), с.н.с. Звездин К.А. (МФТИ), г. н. с. Звездин А.К. (Инст. общей физики им. А.М. Прохорова), с. н. с. Девис К.С. (Унив. св. Радбоуда), проф. Кирилюк А.И. (Унив св. Радбоуда, Нидерланды), проф. Райзен Т. (Унив. св. Радбоуда, Нидерланды), проф. Кимель А.В. (Унив. св. Радбоуда, Нидерланды) ...</i>	
ВЛИЯНИЕ ДОБАВОК УГЛЕВОДОРОДА НА ВЯЗКОУПРУГИЕ СВОЙСТВА РАСТВОРА ГИБРИДНЫХ ЧЕРВЕОБРАЗНЫХ МИЦЕЛЛ ПОВЕРХНОСТНО-АКТИВНОГО ВЕЩЕСТВА	48
<i>Н. с. Квятковский А. Л., с. н. с. Молчанов В. С., проф. Филиппова О. Е.</i>	
МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ ФОРМИРОВАНИЯ Cu-Pt НАНОКОНТАКТОВ.....	49
<i>М. н. с. Докукин С.А., доц. Колесников С.В., зав. каф. Салецкий А.М.</i>	
РАЗРАБОТКА НА ОСНОВЕ ЭПР СПЕКТРОСКОПИИ АЛЬТЕРНАТИВНОГО МЕТОДА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОМАТЕРИАЛОВ.....	51
<i>Проф. Константинова Е.А., проф. Кульбачинский В.А., доц. Кытин В.Г.</i>	
ОГРАНКА И ДВОЙНИКОВАНИЕ КРИСТАЛЛОВ МАРТЕНСИТА В УПРУГОЙ АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ	54
<i>Проф. Хунджуа А.Г., доц. Бровкина Е.А., доц. Володин Б.А.</i>	
ПРОТИВОПОЛОЖНОЕ ВЛИЯНИЕ СОЛИ НА РАЗВЕТВЛЕННЫЕ ЧЕРВЕОБРАЗНЫЕ МИЦЕЛЛЫ ПОВЕРХНОСТНО-АКТИВНОГО ВЕЩЕСТВА ОЛЕАТА КАЛИЯ БЕЗ ПОЛИМЕРА И С ПОЛИМЕРОМ	57
<i>Н. с. Квятковский А. Л., с. н. с. Молчанов В. С., проф. Филиппова О. Е.</i>	
КОНФОРМАЦИОННО-ЗАВИСИМЫЙ ДИЗАЙН ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ ЗВЕНЬЕВ В ПОЛИМЕРНЫХ ЦЕПЯХ В РАСПЛАВЕ	58
<i>Доц. Говорун Е.Н., студ. Шупанов Р.М., студ. Павленко С.А.</i>	
ВЛИЯНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ ЛЕГИРОВАНИЯ НА МИКРОСТРУКТУРУ МЕМБРАННЫХ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ ПАЛЛАДИЯ.....	61
<i>Н.с. О.В. Акимова, в.н.с. И.С. Терещина, доц. М.В. Горшенков (МИСиС), инж. Р.Д. Светогоров (НИЦ «Курчатовский институт»), м.н.с. Горбунов С.В. (ИМЕТ РАН им. А.А. Байкова)</i>	
ПРОЦЕССЫ ФОРМИРОВАНИЯ И СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ АТОМНЫХ ПРОВОДОВ.....	66
<i>М. н. с. Сыромятников А. Г., доц. Клавсюк А. Л., зав. каф. Салецкий А. М.</i>	
ИЗМЕНЕНИЕ СТРУКТУРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК АЛМАЗОПОДОБНЫХ ПОКРЫТИЙ, ЛЕГИРОВАННЫХ МОЛИБДЕНОМ И ВОЛЬФРАМОМ, В РЕЗУЛЬТАТЕ СТАРЕНИЯ	68
<i>Доц. Авдюхина В.М., в. н. с. Хрущов М.М. (Институт машиноведения им. А.А. Благонравова РАН), н. с. Левин И.С. (Институт машиноведения им. А.А. Благонравова РАН), студ. Каширкин Е.В., асп. Суляндзига Д.А.</i>	
Подсекция:	72
БИОФИЗИКА	72
БИОФИЗИЧЕСКИЙ ВЗГЛЯД НА ТЕРАПИЮ НОВОЙ КОРОНАВИРУСНОЙ ИНФЕКЦИИ COVID-19	73
<i>С. н. с., Генералов Е.А.</i>	
БИОМЕХАНИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ РЕГУЛЯЦИИ ГЕМОСТАТИЧЕСКОГО ОТВЕТА	75
<i>С. н. с. Нечипуренко Д.Ю., студ. Канева В.Н., студ. Масальцева А.А., студ. Шепелюк Т.О., студ. Коновалов П.Е.</i>	

Подсекция:	78
МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА	78
ДОСТИЖЕНИЯ МГУ В ОБЛАСТИ МУЛЬТИЯДЕРНЫХ МЕТОДОВ МРТ	79
Проф. <i>Пирогов Ю.А.</i>	79
ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ЭФФЕКТЫ В СИСТЕМЕ КОМПЛЕМЕНТА	92
Асп. <i>Филиппова А.Е.</i> (ЦТП ФХФ РАН), н. с. <i>Шахиджанов С.С.</i> («НМИЦ ДГОИ им. Дмитрия Рогачева» МР), член-корр. РАН <i>Атауллаханов Ф.И.</i>	92
ЛУЧЕВЫЕ МЕТОДЫ ПОСТРОЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ОБЪЕКТОВ В ТКАНЯХ МОЗГА ЧЕРЕЗ ИНТАКТНЫЙ ЧЕРЕП	93
М.н.с. <i>П. Б. Росницкий</i> , доц. <i>С. А. Цысарь</i> , доц. <i>В. А. Хохлова</i> , зав. отд. <i>Е.А. Мершина</i> (МНОЦ МГУ), проф. <i>О. А. Сапожников</i>	93
НОВЫЙ ПОДХОД К ИЗУЧЕНИЮ ДИФФУЗИИ НАНОЧАСТИЦ В УСЛОВИЯХ МАКРОМОЛЕКУЛЯРНОГО КРАУДИНГА, ОСНОВАННЫЙ НА МЕССБАУЭРОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ.....	96
Инж. 1 кат. <i>Юрениа А.Ю.</i> , н. с. МИСиС <i>Никитин А.А.</i> , н. с. Курчатовского инст. <i>Габбасов Р.Р.</i> , зам. Рук. ОФАТ Курчатовского компл. <i>НБИКС-пт Поликарпов М.А.</i> , в. н. с. Курчатовского института <i>Черепанов В.М.</i> , зав. лаб. ФТИАН <i>Чуев М.А.</i> , зав. лаб. МИСиС <i>Абакумов М.А.</i> , ректор РХТУ им. Д.И. Менделеева <i>Мажуга А.Г.</i> , акад. <i>Панченко В.Я.</i>	96
ДЕКОРАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ ПОВРЕЖДЕННОГО ХРЯЩА НАНОЧАСТИЦАМИ ОКСИДОВ МЕТАЛЛОВ	97
С. н. с. к. ф.-м. н. <i>Омельченко А.И.</i> (Институт фотонных технологий ФНИЦ «Кристаллография и Фотоника» РАН), вед. инж. <i>Касьяненко Е.М.</i>	97
ГКР-АКТИВНЫЕ НИТЕВИДНЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ КРЕМНИЯ, ДЕКОРИРОВАННЫЕ ЗОЛОТЫМИ НАНОЧАСТИЦАМИ, ДЛЯ БЕЗМЕТОЧНОГО ОБНАРУЖЕНИЯ БИЛИРУБИНА	100
С. н. с. <i>Осминкина Л.А.</i> , студ. <i>Карташова А.Д.</i> , м. н. <i>Гончар К.А.</i> , м. н. с. <i>Божьев И.В.</i> , н. с. <i>Гонгальский М.Б.</i> , с. н. с. <i>Самсонова Ж.В.</i>	100
АМФИФИЛЬНЫЕ НАНОЧАСТИЦЫ КРЕМНИЯ ДЛЯ СОНОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕРАПИИ	103
Н.с. <i>Гонгальский М.Б.</i> , студ. <i>Егошина В.</i> , м. н. с. <i>Свиридов А.П.</i> , м.н.с. <i>У.А. Цурикова</i> , в.н.с. <i>Кудряцев А.А.</i> , доц. <i>Андреев В.Г.</i> , с. н. с. <i>Осминкина Л.А.</i>	103
МЕТОД МИКРОСПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ МОЛЕКУЛЯРНЫХ КОМПОНЕНТ В БИОТКАНЯХ	104
Асп. <i>Якимов Б.П.</i> , студ. <i>Венец А.В.</i> , с. н. с. <i>Дарвин М.Е.</i> (Center of Experimental and Applied Cutaneous Physiology, Department of Dermatology, Venerology and Allergology, Charité – Universitätsmedizin Berlin, corporate member of Freie Universität Berlin, Humboldt-Universität zu Berlin, and Berlin Institute of Health, Берлин), с. н. с. <i>Ширшин Е.А.</i>	104
СРАВНЕНИЕ МЕТОДИК ОБЛУЧЕНИЯ ПЕРИФЕРИЧЕСКОГО РАКА ЛЕГКОГО НА УСТАНОВКЕ СУВЕРКНИФЕ	106
Студ. <i>Э. Р. Мухаметханова</i> , ст. преп. <i>Е.Н. Лыкова</i> , Проф. <i>А.П. Черняев</i> , медфизик <i>А.А. Калик</i> (Центр ядерной медицины ООО «ПЭТ-Технолджи» медфизик), <i>Т.М. Логинова</i> (Центр ядерной медицины ООО «ПЭТ-Технолджи» медфизик).....	106
ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОПУСКАНИЯ ДОЗЫ В МНОГОЛЕПЕСТКОВОМ КОЛЛИМАТОРЕ В ДИСТАНЦИОННОЙ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ НА УСКОРИТЕЛЕ VARIAN HALCYON	109
Асп. <i>Морозова Е.П.</i> , ст. преп. <i>Лыкова Е.Н.</i> , студ. <i>Петрова А.Ф.</i> ст. мед. физик <i>Громова Н.В.</i> (Моск. междунар. онкоцентр), зав. каф. <i>Черняев А.П.</i>	109
ИССЛЕДОВАНИЕ ИСКАЖЕНИЙ МР-ИЗОБРАЖЕНИЙ.....	110
Студ. <i>Мяэкиви И.В.</i> , асс. <i>Лыкова Е.Н.</i> , проф. <i>Черняев А.П.</i> , с.н.с. <i>Анисимов Н.В.</i> , проф. <i>Пирогов Ю.А.</i> , студ. <i>Стрелковская А.П.</i>	110

СРАВНЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО И РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЙ НА ХИМИЧЕСКИЕ И МИКРОБИОЛОГИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ОХЛАЖДЕННОГО МЯСА ИНДЕЙКИ.....	112
Ст. преп. <i>Близнюк У.А.</i> , доц. <i>Авдюхина В.М.</i> , доц. <i>Борщеговская П.Ю.</i> , м. н. с. <i>Болотник Т.А.</i> (химфак МГУ), вед. инж. <i>Ипатова В.С.</i> , с. н. с. <i>Родин И.А.</i> (химфак МГУ), студ. <i>Хмелевский О.Ю.</i> , проф. <i>Черняев А.П.</i> , студ. <i>Шинкарев О.В.</i> , с. н. с. <i>Юров Д.С.</i> (НИИЯФ МГУ).....	112
МЕТОД ПОВЫШЕНИЯ ОДНОРОДНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДОЗЫ ПО ОБЪЕМУ ОБЪЕКТА ПРИ ОБЛУЧЕНИИ УСКОРЕННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ.....	115
М. н. с. <i>Студеникин Ф.Р.</i> , ст. преп. <i>Близнюк У.А.</i> , проф. <i>Черняев А.П.</i> , н. с. <i>Ханкин В.В.</i> (НИИЯФ МГУ).....	115
ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИЙ (γ , $X\alpha$) НА МОЛИБДЕНЕ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ МЕДИЦИНСКОГО ИЗОТОПА ^{89}ZR	118
С. н. с. <i>Желтоножская М.В.</i> , с. н. с. <i>Желтоножский В.А.</i> (НИИЯФ МГУ), м. н. с. <i>Ремизов П.Д.</i> , зав. каф. <i>Черняев А.П.</i>	118
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ АННИГИЛЯЦИОННЫХ ФОТОНОВ ДЛЯ КОНТРОЛЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДОЗЫ В ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ.....	119
Асп. <i>А.Г. Синельников</i> , проф. <i>А.П. Черняев</i> , асп. <i>Е.П. Морозова</i>	119
РАСЧЕТ ДОЗОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ МОДИФИЦИРОВАННЫХ ДАННЫХ ВСТРОЕННЫХ ДЕТЕКТОРОВ АППАРАТА ТОМОТHERAPY.....	120
Асп. <i>Товмасын Д.А.</i> , проф. <i>Черняев А.П.</i>	120
ПОСТОБРАБОТКА ИСКАЖЕНИЙ ДИФFUЗИОННО-ВЗВЕШЕННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ МАГНИТНО-РЕЗОНАНСНОЙ ТОМОГРАФИИ.....	121
Инж.-физик <i>Уразова К.А.</i> , проф. <i>Черняев А.П.</i> , с. н. с. <i>Горлачев Г.Е.</i> (ГБУЗ МКНЦ им. А.С. Логинова), зав. отд. <i>Голанов А.В.</i> (ФГАУ НМИЦ нейрохирургии им. акад. Н.Н. Бурденко).....	121
КОМПОЗИТНАЯ ДОЗИМЕТРИЧЕСКАЯ ВЕРИФИКАЦИЯ ЛЕЧЕБНЫХ ПЛАНОВ С МОДУЛЯЦИЕЙ ИНТЕНСИВНОСТИ.....	124
Ст. мед физик <i>Логинова А.А.</i> (НМИЦ детской гематологии, онкологии и иммунологии им. Д. Рогачева, Москва, Россия), доц. <i>Варзарь С.М.</i> проф. <i>Черняев А.П.</i>	124
НЕИНВАЗИВНЫЙ МЕТОД КОЛИЧЕСТВЕННОЙ ОЦЕНКИ РАДИАЦИОННО-ИНДУЦИРОВАННОГО ВОСПАЛЕНИЯ НА ОСНОВЕ ОПТИЧЕСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ IN VIVO.....	127
М. н. с. <i>Разницына И.А.</i> (ГБУЗ МО МОНИКИ им. М. Ф. Владимирского), в. н. с. <i>Лебедеко И.М.</i> (ФГБУ "НМИЦ онкологии им. Н. Н. Блохина"), зав. лаб. <i>Рогаткин Д.А.</i> (ГБУЗ МО МОНИКИ им. М. Ф. Владимирского).....	127
МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДОЗЫ В КОСТНОМ ИМПЛАНТАТЕ ПРИ СТЕРИЛИЗАЦИИ ПОТОКОМ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ.....	130
Студ. <i>Хуцистова А.О.</i> , проф. <i>Розанов В.В.</i> , г. н. с. <i>Матвейчук И.В.</i> (ВИЛАР), проф. <i>Черняев А.П.</i>	130
ОПТИМИЗАЦИЯ ТЕРМИЧЕСКОГО И РАДИАЦИОННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ПРИ РАДИОНУКЛИДНОЙ ВЕРТЕБРОПЛАСТИКЕ.....	132
Асп. <i>Забарянский Ю.Г.</i> (АО ГНЦ РФ ФЭИ), г. н. с. <i>Кураченко Ю.А.</i> (ФГБНУ ВНИИРАЭ).....	132
СОВРЕМЕННЫЕ РАСЧЕТНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ В ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ ЗАДАЧАХ РАДИАЦИОННОЙ БИОЛОГИИ И МЕДИЦИНЫ.....	136
М.н.с. <i>Денисова Э. Н.</i> (ФГБНУ ВНИИРАЭ) проф. <i>Кураченко Ю.А.</i> (ФГБНУ ВНИИРАЭ).....	136
АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ МЕТАБОЛИЗМА РАДИОНУКЛИДОВ В ОРГАНИЗМЕ ЖИВОТНЫХ В СЕЛЬСКОХОЗЯЙСТВЕННОЙ РАДИОЭКОЛОГИИ И СМЕЖНЫХ НАУЧНЫХ НАПРАВЛЕНИЯХ.....	139
В.н.с. <i>Козьмин Г.В.</i> , м. н. с. <i>Снегирев А.С.</i> , г. н. с. <i>Кураченко Ю.А.</i> , м. н. с. <i>Басова М.А.</i> (ФГБНУ ВНИИ радиологии и агроэкологии).....	139

МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТАБОЛИЗМА РАДИОАКТИВНОГО ЙОДА В ЩИТОВИДНОЙ ЖЕЛЕЗЕ КРУПНОГО РОГАТОГО СКОТА.....	142
Студ. <i>Басова М.А.</i> (МИФИ), проф. <i>Кураченко Ю.А.</i> доц. <i>Козьмин Г.В.</i> , м.н.с. <i>Денисова Э. Н.</i> , м.н.с. <i>Меджидов И. М.</i> (ФГБНУ ВНИИРАЭ).....	142
РАСЧЕТ ДОЗ В ОРГАНАХ-МИШЕНЯХ КРЫСЫ W1STAR ПО ДАННЫМ АКТИВНОСТИ РАДИОНУКЛИДОВ ДЛЯ ДВУХ МОДЕЛЕЙ ИСТОЧНИКОВ.....	145
Асп. <i>Денисова Э. Н.</i> , проф. <i>Кураченко Ю.А.</i> доц. <i>Козьмин Г.В.</i> (ФГБНУ ВНИИРАЭ).....	145
Подсекция:	148
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА.....	148
ПОСТРОЕНИЕ ПОЛНОСТЬЮ ПЕРЕПУТАННЫХ ПОДПРОСТРАНСТВ ГИЛЬБЕРТОВА ПРОСТРАНСТВА МНОГОЧАСТИЧНЫХ КВАНТОВЫХ СОСТОЯНИЙ И СООТВЕТСТВУЮЩИЕ ОЦЕНКИ ДЛЯ МЕР ЗАПУТАННОСТИ	149
Н.с. <i>Антипин К. В.</i>	149
УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ СИСТЕМЫ ТВЕРДЫХ СФЕР В ПРИВЕДЕННОМ ВИДЕ	151
Проф. <i>Николаев П.Н.</i>	151
КВАНТОВАЯ ТРАКТОВКА СИНГУЛЯРНОСТЕЙ В РЕШЕНИЯХ ДЛЯ БРАН СО СКАЛЯРНЫМИ ВОЛОСАМИ	154
Асп. <i>Богущ И.А.</i> , проф. <i>Гальцов Д.В.</i>	154
Подсекция:	158
МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА.....	158
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КАК МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ НОВЫХ ПРОЦЕССОВ ФИЗИЧЕСКОЙ ХИМИИ	159
Проф. <i>Тихонов Н. А.</i>	159
О КРИТИЧЕСКОМ ПОКАЗАТЕЛЕ «МГНОВЕННОЕ РАЗРУШЕНИЕ/ЛОКАЛЬНАЯ РАЗРЕШИМОСТЬ» В ЗАДАЧЕ КОШИ ДЛЯ МОДЕЛЬНОГО УРАВНЕНИЯ СОБОЛЕВСКОГО ТИПА.....	160
Доц. <i>Панин А. А.</i> , проф. <i>Корпусов М. О.</i> , проф. <i>Шишков А. Е.</i>	160
О ФОРМИРОВАНИИ, РАСПРОСТРАНЕНИИ И СТАБИЛИЗАЦИИ РЕШЕНИЙ С ВНУТРЕННИМ ПЕРЕХОДНЫМ СЛОЕМ В УРАВНЕНИЯХ ТИПА БЮРГЕРСА	161
Доц. <i>Левашова Н.Т.</i> , проф. <i>Нефедов Н.Н.</i> , вед. прогр., <i>Орлов А.О.</i> , н. с. <i>Полежаева Е.В.</i>	161
СИНГУЛЯРНО ВОЗМУЩЁННЫЕ ЗАДАЧИ С МНОГОЗОННЫМИ КОНТРАСТНЫМИ СТРУКТУРАМИ.....	162
Проф. <i>Бутузов В.Ф.</i>	162
АСИМПТОТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ ПРЯМЫХ И ОБРАТНЫХ ЗАДАЧ ДЛЯ СИНГУЛЯРНО ВОЗМУЩЁННЫХ УРАВНЕНИЙ ТИПА БЮРГЕРСА.....	165
Доц. <i>Волков В. Т.</i> , проф. <i>Нефедов Н. Н.</i>	165
УСТОЙЧИВЫЕ И ДРЕЙФУЮЩИЕ ПЯТНА КОНТРАСТНЫХ СТРУКТУР В ДВУМЕРНОЙ И ТРЕХМЕРНОЙ НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ	166
Проф. <i>Быков А.А.</i>	166
ТРЕХМЕРНАЯ СКАНИРУЮЩАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ МИКРОСКОПИЯ ТОПОГРАФИИ ПОВЕРХНОСТИ С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ ФУНКЦИИ ОТКЛИКА ДЕТЕКТОРНОЙ СИСТЕМЫ: МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ.....	171
Асп. <i>Борзунов А. А.</i> , асс. <i>Лукьяненко Д. В.</i> , г.н.с. <i>Рау Э. И.</i> , проф. <i>Ягола А. Г.</i>	171

Подсекция:	172
ПРИКЛАДНАЯ МАТЕМАТИКА И МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ	172
НЕЛИНЕЙНЫЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНО-ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ, ИСПОЛЬЗУЮЩИЕ ТЕХНОЛОГИИ ИСКУССТВЕННЫХ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ	173
Зав.каф. Чуличков А.И.....	173
МАТЕМАТИЧЕСКИЕ ЗАДАЧИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ДИФРАКЦИИ НА ТЕЛАХ С РЕБРАМИ И КОНИЧЕСКИМИ ТОЧКАМИ.....	176
Проф. Боголюбов А.Н., доц. Могилевский И.Е., асп. Ровенко В.В.....	176
ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ УСКОРЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ТУРБУЛЕНТНОЙ КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ С ПЕРЕМЕЖАЕМОСТЬЮ	179
Асп. Левашов Н. Н., проф. Попов В. Ю., с.н.с. Малова Х.В. (НИИЯФ), акад. Зеленый Л.М. (ИКИ РАН)	179
РОБАСТНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ДИНАМИЧЕСКИМИ ОБЪЕКТАМИ С ИПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРИНЦИПА «ГЛУБОКОЙ» ОБРАТНОЙ СВЯЗИ	181
Проф. Филимонов Н.Б.....	181
ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ ИНВАРИАНТЫ И ИНТЕГРИРОВАНИЕ ЛИНЕЙНЫХ ОБЫКНОВЕННЫХ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ	183
Проф. А.Г. Кушнер	183
МОДУЛЬНАЯ ТЕРМОЯДЕРНАЯ ЭЛЕКТРОСТАНЦИЯ ДЕМО НА СФЕРИЧЕСКИХ ТОКАМАКАХ В РОССИИ	184
Проф. Митришкин Ю.В.....	184
КОМПЬЮТЕРНЫЙ СТЕНД РЕАЛЬНОГО ВРЕМЕНИ КАК ЦИФРОВОЙ ДВОЙНИК СИСТЕМЫ МАГНИТНОГО УПРАВЛЕНИЯ ПЛАЗМОЙ В D-ОБРАЗНОМ ТОКАМАКЕ.....	187
Проф. Митришкин Ю.В.....	187
КОМБИНИРОВАННЫЙ АЛГОРИТМ ЧИСЛЕННОГО АНАЛИЗА ДИНАМИКИ ЧАСТИЦ В БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ МОДЕЛИ РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЫ	191
Доц. Бородачев Л.В., магистрант Анненков С.С.....	191
АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ НАЧАЛЬНО-КРАЕВОЙ ЗАДАЧИ ЛЭМБА В СЛУЧАЕ ПРЕДЕЛЬНОГО ЗНАЧЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ПУАССОНА	193
С.н.с. Ильясов Х.Х. (ИПМ им. А.Ю. Ишлинского РАН), доц. Кравцов А.В., г.н.с. Кузнецов С.В. (ИПМ им. А.Ю. Ишлинского РАН)	193
БИКОМПАКТНАЯ СХЕМА И МЕТОД СПЕКТРАЛЬНОГО РАЗЛОЖЕНИЯ ДЛЯ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА В СЛОИСТЫХ СРЕДАХ.....	196
Н. с. Белов А.А., м. н. с. Домбровская Ж.О.	196
АНАЛИЗ СТРУКТУР ЗВЕЗДНОГО ВЕЩЕСТВА И ИЗЛУЧЕНИЙ ОКОЛО ЧЕРНОЙ ДЫРЫ POWENI198 Ст. препод. Терентьев Е.Н., lead developer Shilin-Terentyev N.E., EPAM system, Moscow	198
ТОЧНЫЕ МЕТОДЫ ОЦЕНИВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ ОБЪЕКТОВ В ИЗОБРАЖЕНИЯХ.....	202
Ст. препод. Терентьев Е.Н., асп. Приходько И.Н., студ. Кузнецов И.Д., студ. Волков М.Б., студ. Дьяконова А.Д.....	202
РЕДУКЦИЯ ИЗМЕРЕНИЙ ВИДЕОДАННЫХ ПРОИЗВОЛЬНО ПЕРЕМЕЩАЮЩЕГОСЯ ОБЪЕКТА	206
М. н. с. Балакин Д. А., проф. Пытьев Ю. П.	206
НЕЧЕТКАЯ МОДЕЛЬ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ И ИНФОРМАЦИОННЫЕ ПРОСТРАНСТВА В ЗАДАЧАХ БОЛЬШИХ ДАННЫХ	209
Проф. Голубцов П.В.	209

РЕШЕНИЕ СИСТЕМ ЛИНЕЙНЫХ УРАВНЕНИЙ ВАРИАЦИОННЫМ КВАНТОВЫМ АЛГОРИТМОМ	213
Ст. препод. <i>Минаев Д.В.</i>	213
ВОЛНЫ В ДВУМЕРНО-ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ИМПЕДАНСНОЙ СТРУКТУРЕ: ПОВЕРХНОСТНЫЙ МЕТОД ГАЛЕРКИНА	215
Проф. <i>А.А.Быков</i>	215
Подсекция:	220
МЕТОДИКА ПРЕПОДАВАНИЯ	220
ПРОБЛЕМЫ ДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ В СТАТИСТИЧЕСКОЙ ФИЗИКЕ ЖИДКОСТИ	221
Проф. <i>Николаев П.Н.</i>	221
СРАВНЕНИЕ ФУНКЦИОНАЛЬНОСТИ РАЗЛИЧНЫХ СИСТЕМ ЭЛЕКТРОННЫХ КОНФЕРЕНЦИЙ В ДИСТАНЦИОННОМ УЧЕБНОМ ПРОЦЕССЕ	223
Н. с. <i>Иванов А. П.</i>	223
КРИТИКА А. К. ТИМИРЯЗЕВЫМ ИДЕАЛИСТИЧЕСКИХ «ОШИБОК» С. Э. ХАЙКИНА В ЕГО УЧЕБНЫХ ПОСОБИЯХ ПО МЕХАНИКЕ	226
Доц. <i>Якута А.А.</i> , проф. <i>Илюшин А.С.</i> , с.н.с. <i>Якута Е.В.</i>	226
КОМПЬЮТЕРНОЕ ОБУЧЕНИЕ ФИЗИКЕ: КИНЕМАТИКА ТВЁРДОГО ТЕЛА	230
Доц. <i>В.Ю.Иванов</i> , ст. препод. <i>И.Б.Иванова</i> , с.н.с. <i>М.А.Терентьев</i>	230
О СОЗДАНИИ ДИСТАНЦИОННОГО КУРСА ПО ФИЗИКЕ ДЛЯ УЧАСТНИКОВ ИНЖЕНЕРНО-ТЕХНИЧЕСКОГО КОНКУРСА "РОБОФЕСТ"	233
Ст. препод. <i>Бушина Т.А.</i> , доц. <i>Парфенов К.В.</i> , доц. <i>Томази-Вишвцева П.А.</i>	233
«ФЕЙНМАНОВСКИЙ СПАСАТЕЛЬ» И... ПРИНЦИП ГЮЙГЕНСА В КИНЕМАТИКЕ	236
Проф. <i>Кротов С.С.</i> , асп. <i>Федотов А.В.</i> , с.н.с. <i>Шутеев С.А.</i>	236
ОПЫТ ПРОВЕДЕНИЯ КУРСА "ОБЩИЕ ВОПРОСЫ МЕТОДИКИ ПРЕПОДАВАНИЯ ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИХ ДИСЦИПЛИН" В ДИСТАНЦИОННОМ ФОРМАТЕ	237
Ст. препод. <i>Т.А. Бушина</i> , проф. <i>А.И. Слепков</i>	237
КВАНТОВЫЕ АЛГОРИТМЫ – ОСНОВЫ ПРОГРАММИРОВАНИЯ БУДУЩЕГО.....	241
Ст. препод. <i>Минаев Д.В.</i>	241
ОПЫТ ПРОВЕДЕНИЯ ОЛИМПИАД ПО МАТЕМАТИЧЕСКИМ ДИСЦИПЛИНАМ ДЛЯ СТУДЕНТОВ 1–2 КУРСОВ НА ФИЗИЧЕСКОМ ФАКУЛЬТЕТЕ МГУ	243
С. н. с. <i>Колыбасова В.В.</i> , доц. <i>Шапкина Н.Е.</i>	243
ИЗУЧЕНИЕ АТМОСФЕРНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ В КУРСЕ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ	246
Доц. <i>Рыжиков С.Б.</i> , в. н. с. <i>Рыжикова Ю.В.</i>	246
СИСТЕМА СЕМИНАРОВ ПО ОБЩЕЙ ФИЗИКЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТЕХНОЛОГИЙ ДИСТАНЦИОННОГО ОБУЧЕНИЯ	247
Ст. препод. <i>Селиверстов А. В.</i>	247
ЗАЩИТА ОТЧЁТОВ О ВЫПОЛНЕНИИ ЗАДАЧ ОБЩЕГО ФИЗИЧЕСКОГО ПРАКТИКУМА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДИСТАНЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ: ОПЫТ, ПРОБЛЕМЫ, ПЕРСПЕКТИВЫ.....	249
Асс. <i>Буравцова В. Е.</i> , ст. препод. <i>Селиверстов А. В.</i>	249

Подсекция:	254
НАУКИ О ЗЕМЛЕ	254
СЕЙШИ В ЭСТУАРИИ РЕКИ ЧЕРНАЯ (СЕВАСТОПОЛЬСКАЯ БУХТА) И СВЯЗАННАЯ С НИМИ ВРЕМЕННАЯ ДИНАМИКА ИЗМЕНЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ МЕТАНА В ВОДЕ	255
С. н. с. Будников А.А., с. н. с. Иванова И.Н., с. н. с. Малахова Т.В. (ИБЮМ имени А.О. Ковалевского РАН), вед. инж. Мурашова А.И. (ИБЮМ имени А.О. Ковалевского РАН).....	255
АПРОБАЦИЯ МЕТОДА ПРОВЕРКИ КАЛИБРОВКИ ДАТЧИКОВ ДОННЫХ ОБСЕРВАТОРИЙ ПО ЗАПИСЯМ УДАЛЕННЫХ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ	258
Проф. Носов М.А., асп. Карпов В.А., с. н. с. Колесов С.В., н. с. Семенцов К.А., researcher at the Japan Agency for Marine-Earth Science and Technology Matsumoto H., professor at the Kagawa University, Kaneda Y.....	258
ВОЗМОЖНОСТИ АНАЛИЗА АНИЗОТРОПИИ ОЧАГОВЫХ ЗОН ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ ПО РАЗЛОЖЕНИЮ ТЕНЗОРА СЕЙСМИЧЕСКОГО МОМЕНТА.....	260
Доц. Воронина Е.В., студ. Воскунов Д.А.....	260
СВЯЗЬ МАГНИТНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПОДВОДНЫХ БАЗАЛЬТОВ СО СКОРОСТЬЮ ИХ ОХЛАЖДЕНИЯ.....	263
м. н. с. Целебровский А. Н., проф. Максимочкин В. И., студ. Стогов М. А., асп. Алехина Ю. А., с. н. с. Татаринцев А. А.	263
ИОНОСФЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ ОТ ТРОПИЧЕСКИХ ЦИКЛОНОВ	266
Доц. Захаров В. И., магистрант Сигачев П.К.	266
Подсекция:	274
ГАЗОДИНАМИКА, ТЕРМОДИНАМИКА И УДАРНЫЕ ВОЛНЫ	274
ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЕ ТЕЧЕНИЕ ПОСЛЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИМПУЛЬСНЫХ СИЛЬНОТОЧНЫХ РАЗРЯДОВ С ПЛОСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ	275
Асп. Кузнецов А.Ю., доц. Мурсенкова И.В., проф. И.А. Знаменская, проф. Н.Н. Сысоев.....	275
НАГРЕВ ГАЗА В УСЛОВИЯХ ПУЛЬСИРУЮЩЕГО ПОПЕРЕЧНО-ПРОДОЛЬНОГО РАЗРЯДА В ДОЗВУКОВЫХ И СВЕРХЗВУКОВЫХ ВОЗДУШНЫХ ПОТОКАХ.....	278
Проф. Шибков В.М., м. н. с. Логунов А.А., студ. Корнев К.Н., студ. Нестеренко Ю.К.	278
ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СВЕРХЗВУКОВЫХ ВЯЗКИХ ТЕЧЕНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА hySol.....	281
Доц. Иванов И.Э., с. н. с. Крюков И.А. (ИПМ им. А.Ю. Ишлинского РАН), вед. инж. Ларина Е.В. (МАИ)	281
О РЕШЕНИЯХ ДИФFUЗИОННОГО УРАВНЕНИЯ ВИХРЯ.....	284
С.н.с. Шутеев С.А.	284
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЕЙ СКОРОСТИ И ДАВЛЕНИЯ В ЗАДАЧАХ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО ИЗМЕРЕННЫМ ПОЛЯМ ТЕМПЕРАТУРЫ	284
с. н. с. Винниченко Н.А., инж. Пуштаев А.В., асс. Плаксина Ю.Ю., проф. Уваров А.В.	284
ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЙ В КАНАЛЕ УДАРНОЙ ТРУБЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МАШИННОГО ЗРЕНИЯ И ОБУЧЕНИЯ	287
Вып. аспирант. Дорощенко И. А., проф. Знаменская И. А., проф. Сысоев Н.Н.	287

Подсекция:	292
АТОМНАЯ, ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ФИЗИКА КОСМОСА	292
БИБЛИОТЕКА ОЦЕНКИ НЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ TALYSLIB	293
<i>Асп. Фёдоров Н.А., студ. Дашков И.Д., с.н.с. Третьякова Т.Ю., н.с. Грозданов Д.Н. (ОИЯИ), нач. сек. Конач Ю.Н. (ОИЯИ) и коллаборация TANGRA</i>	
	293
ВЛИЯНИЕ НЕЛОКАЛЬНОСТИ МНИМОЙ ЧАСТИ ДИСПЕРСИОННОГО ОПТИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА НА СЕЧЕНИЕ (D,P) РЕАКЦИЙ	295
<i>ст. препод. Климочкина А.А., с. н. с. Беспалова А.А. (ОЯР НИИЯФ МГУ), вед. спец. Спасская Т.И. (ОЯР НИИЯФ МГУ)</i>	
	295
СПЕКТРЫ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ НЕЙТРОН-ИЗБЫТОЧНЫХ ИЗОТОПОВ НИКЕЛЯ... 297	297
<i>Асп. Сидоров С.В., с. н. с. Третьякова Т.Ю., студ. Жуляева Д.С.</i>	
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НУКЛОННЫХ ПЛОТНОСТЕЙ ДЛЯ ПОСТРОЕНИЯ ФОЛДИНГ-ПОТЕНЦИАЛА С СИЛАМИ МИГДАЛА	300
<i>Студ. Симонов М.В., доц. Третьякова Т.Ю., уч. секретарь А.В. Карнов (ОИЯИ).....</i>	
	300
ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ ДЛЯ ТЕСТИРОВАНИЯ ПРОТОТИПОВ МОДУЛЕЙ ТРЕКОВОЙ СИСТЕМЫ ЭКСПЕРИМЕНТА VM@N	303
<i>Асп. Харламов П.И., н.с. Дементьев Д.В. (ОИЯИ), доц. Леонтьев В.В., зав. лаб. Меркин М.М., нач. отд. Мурин Ю.А. (ОИЯИ), инж. Шитенков М.О. (ОИЯИ)</i>	
	303
РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ ЛЕГКОЙ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ ПО КАНАЛУ ДРЕЛЛА-ЯНА В ЭКСПЕРИМЕНТЕ С НЕПОДВИЖНОЙ МИШЕНЬЮ SHIP НА SPS CERN	306
<i>Студ. Урсов Э.Д., доц. Анохина А.М., студ. Видулин И.Д., студ. Самойлов М.А., зав. лаб. Роганова Т.М. (НИИЯФ МГУ).....</i>	
	306
О РОЛИ СВЕТОПОДОБНЫХ ИНТЕРВАЛОВ В КВАНТОВОЙ НЕЛОКАЛЬНОСТИ И ПРИЧИННОСТИ	309
<i>В.н.с. А.В. Белинский, физик, М.Х. Шульман</i>	
	309
НАПРАВЛЕННОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ЧАСТИЦ ХОЛОДНОЙ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ (WIMP) В ЭМУЛЬСИОННОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ NEWSDM	313
<i>Студ. Видулин И.Д., доц. Анохина А.М., студ. Урсов Э.Д., студ. Курочкин Е.В., студ. Гуляева В.В., инж. Халиков Э.В. (НИИЯФ), зав. лаб. Роганова Т.М. (НИИЯФ).....</i>	
	313
СОДЕРЖАНИЕ	318