

Сборник тезисов докладов XXII межвузовской молодежной научной школы-конференции имени Б. С. Ишханова

Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине

22–23 ноября 2021 года НИИЯФ МГУ, Москва МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМЕНИ Д.В. СКОБЕЛЬЦЫНА

СБОРНИК ТЕЗИСОВ ДОКЛАДОВ

ХХІІ МЕЖВУЗОВСКОЙ МОЛОДЕЖНОЙ НАУЧНОЙ ШКОЛЫ-КОНФЕРЕНЦИИ ИМЕНИ Б. С. ИШХАНОВА «КОНЦЕНТРИРОВАННЫЕ ПОТОКИ ЭНЕРГИИ В КОСМИЧЕСКОЙ ТЕХНИКЕ ЭЛЕКТРОНИКЕ, ЭКОЛОГИИ И МЕДИЦИНЕ»

22-23 ноября 2021 г.

Москва 2021 УДК 539.12.01(063) ББК 22.383 Т78

Сборник тезисов докладов XXII Межвузовской молодежной научной школыконференции «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине».

ISBN 978-5-91-304-.... DOI РИНЦ

В трудах школы рассмотрены физические основы концентрированных потоков энергии и их воздействия на материалы и изделия космической техники, методы обработки материалов концентрированным излучением, воздействие лазерного и микроволнового излучения на вещество, концентрированные потоки энергии в экологии и медицине, в электронике, проблемы физики нейтрино и ядерной спектроскопии.

УДК 539.12.01(063) ББК 22.383

© Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, 2021 © НИИЯФ МГУ, 2021

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ НИЗКОЛЕЖАЩИХ СОСТОЯНИЙ ИЗОТОПОВ НИКЕЛЯ ^{70–76}Ni

Д. С. Жуляева¹, С. В. Сидоров^{1,2}

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия, ²Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

E-mail: zhuliaeva.ds18@physics.msu.ru

Изучение нейтрон-избыточных изотопов никеля привлекательно как для теоретической, так и для экспериментальной ядерной физики [1]. Рассматриваемые нами ядра находятся в непосредственной близости от острова инверсии с N = 40 – область ядер, заполнение оболочек которых отличается от классических представлений. Помимо оболочечной структуры, изотопы интересны со стороны ядерной астрофизики: с них начинается г-процесс, ответственный за синтез ядер Z > 26 [2]. Вероятность синтеза химических элементов во многом определяется структурой ядерных спектров.

В данной работе рассматриваются спектры низколежащих возбужденных состояний как в чётных, так и в нечётных изотопах никеля $^{70-76}$ Ni. Для описания мы используем модель сеньорити и структуру мультиплета $\nu = 2$ рассчитываем в приближении δ -сил спаривания. Ранее в работе [3] мы показали, что такое приближение хорошо работает для описания состояний с сеньорити $\nu = 2$ в спектрах чётных изотопов никеля. Относительный сдвиг состояния с полным моментом *J* определяется соотношением [4]:

$$\frac{\Delta E_J}{\Delta E_0} = (2j+1) \begin{pmatrix} j & j & J \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix}^2.$$

Зная величину энергии спаривания тождественных нуклонов $\Delta E_0 = \Delta_{NN}$, характеризующую расщепление мультиплета основного состояния (GSM), можно найти энергию всех уровней мультиплета E_I :

$$E_J = \Delta_{NN} \left(1 - \frac{\Delta E_J}{\Delta E_0} \right).$$

В настоящей работе величина Δ_{NN} получена на основе массовых соотношений соседних ядер [5]:

$$\Delta_{nn}^{(4)}(N) = \frac{(-1)^N}{2} \left[-S_n(N+1) + 2S_n(N) - S_n(N-1) \right].$$

Таким образом, мы описываем мультиплет основного состояния (GSM), часть спектра с $\nu = 2$. В дальнейшем расчёт мультиплета с $\nu = 3$ в чётно-нечётных ядрах никеля и с $\nu = 4$ в чётно-чётных ядрах происходит на основе GSM с сеньорити $\nu = 2$ и с использованием генеалогических коэффициентов [6].

В качестве примера на рис. 1. показаны результаты для изотопа ⁷²Ni с четырьмя нейтронами на $1g_{9/2}$. Здесь третий спектр (Exp.) соответствует экспериментальным данным [7]. Первый спектр (Calc: $\Delta^{(4)}$) – расчёт, в котором набор уровней $\nu = 2$ был определён в приближении δ -сил. Такой подход не может описать положение состояния $2^+(\nu = 2)$. Второй спектр (Calc: $\exp(2) + \Delta^{(4)}$) – аналогичный расчёт, но положение уровня $2^+(\nu = 2)$ взято из эксперимента. Четвёртый и пятый спектры (Calc: $\nu = 2$) – расчёты, в которых набор уровней $\nu = 2$ был взят из эксперимента, их различие в том, какое экспериментальное состояние 4^+ берется как состояние с сеньорити 2. Сравнивая результат с экспериментом видно, что именно состояние 4^+_2 отвечает набору с $\nu = 2$.



Рис. 1. Спектры ⁷²Ni. Сверху подписана основная конфигурация валентных нуклонов. Чёрным помечены уровни, которые мы идентифицировали в процессе расчётов как $\nu = 2$. Синими точками показана величина $\Delta_{nn}^{(4)}$.

Путем сопоставления различных подходов для расчета мультиплета основного состояния была определена природа возбужденных состояний J = 4, 6. Показано, что расщепление уровней $\nu = 4$ особенно чувствительно к положению уровня J = 2 ($\nu = 2$), и для изотопов никеля имеется аномальный порядок уровней J = 4, 6 с точки зрения модели сеньорити

- 1. J. Carlson et al. // Prog. Part. and Nucl. Phys. 94, 68 (2017).
- 2. A.C. Larsen, A. Spyrou, S.N. Liddick et al. // Prog. Part. and Nucl. Phys. 107. P. 69. (2019)
- 3. Д.С. Жуляева, С.В. Сидоров, Т.Ю. Третьякова // УЗФФ МГУ № 3, 2130402 (2021)
- 4. A. De Shalit // Phys. Rev. 91, 6 (1953).
- 5. О. Бор, Б. Моттельсон // Структура атомного ядра. Т.1. М. (1971)
- 6. A. De Shalit, I. Talmi // Nuclear Shell Theory. New York: Acad. Press, (1963)
- 7. A.I. Morales et al. // Phys. Rev. C 93, 034328 (2016)

СВЯЗАНО ЛИ ГИПЕРЯДРО ⁹_АС?

А. С. Корнилова, Д. Е. Ланской, С. В. Сидоров, Т. Ю. Третьякова

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: kornilova.as18@physics.msu.ru

В области ядерной физики немаловажным является вопрос о границе существования ядер, в частности протоноизбыточных. Для лёгких ядер эта граница известна, например, для изотопов углерода несвязанным является ⁸С. Экспериментальная оценка энергии отделения четырёх протонов в ⁸С меньше нуля: $S_{4p} = -3.513$ МэВ [1]. То есть он является несвязанным по отношению к реакции: ⁸С \rightarrow 4p + ⁴He. Добавление Λ -гиперона дополнительно связывает ядро, поэтому возникает вопрос: «Связано ли гиперядро ${}^{9}_{\Lambda}$ С?».

В нашей работе структура ⁹_ΛС рассчитана методом Хартри-Фока с взаимодействием Скирма. Этот метод хорошо описывает структуру атомных ядер [2]. Существует много параметризаций NN-взаимодействий, в данной работе мы используем: SLy4, SkM* и SkIII. Метод Скирма-Хартри-Фока расширен и для ΛN-гиперядер [3], где ΛN-взаимодействие описывается формулой:

$$V(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \lambda_0 \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) + \frac{1}{2} \lambda_1 \left[\vec{k}'^2 \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) + \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \vec{k}^2 \right] \\ + \lambda_2 \vec{k}' \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \vec{k} + \frac{3}{8} \lambda_3 \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \rho_N^{\gamma} \left(\frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2}{2} \right),$$

где ρ_N^{γ} — плотность нуклонов в гиперядре, λ_i и γ — параметры ЛN-взаимодействия. Оператор импульса относительного движения \vec{k} действует на правую обкладку матричного элемента, а \vec{k}' на левую. В наших расчётах используются следующие параметризации ЛN-взаимодействия: SLL4, SLL4', LYI, LYV, SkSH1 и YBZ5.

В то время как ⁸С распадается за счёт испускания четырёх протонов, для ${}^{9}_{\Lambda}$ С возможен распад с испусканием двух протонов и образованием связанного ядра ${}^{7}_{\Lambda}$ Ве. Таким образом, условием существования связанного ${}^{9}_{\Lambda}$ С является положительное значение энергии отделения двух протонов:

$$S_{2p}({}^{9}_{\Lambda}\mathrm{C}) = S_{2p}({}^{8}\mathrm{C}) + B_{\Lambda}({}^{9}_{\Lambda}\mathrm{C}) - B_{\Lambda}({}^{7}_{\Lambda}\mathrm{Be}),$$

где B_{Λ} – энергия связи гиперона в гиперядре, определяемая как разность энергий связи гиперядра и его нуклонного остова:

$$B_{\Lambda} \begin{pmatrix} A+1 \\ \Lambda Z \end{pmatrix} = B.E. \begin{pmatrix} A+1 \\ \Lambda Z \end{pmatrix} - B.E. \begin{pmatrix} A Z \end{pmatrix}$$

Для характеристик $S_{2p}({}^{8}\text{C})$, $B_{\Lambda}({}^{7}_{\Lambda}\text{Be})$ существуют экспериментальные значения: $S_{2p} = -2.141 \text{ МэВ}$, $B_{\Lambda}({}^{7}_{\Lambda}\text{Be}) = 5.16 \text{ МэВ}$. Значение $B_{\Lambda}({}^{9}_{\Lambda}\text{C})$ мы рассчитываем в приближении Скирм-Хартри-Фока.



Рис. 1. Энергия отделения двух протонов $S_{2p}({}^{9}_{\Lambda}C)$ для различных параметризаций NN- и AN-сил

На рисунке 1 приведена энергия отделения двух протонов ${}_{\Lambda}^{9}$ С в зависимости от энергии связи Λ -гиперона в ядрах-изобарах ${}_{\Lambda}^{9}$ В и ${}_{\Lambda}^{9}$ Li для различных параметризаций NN- и Λ N-взаимодействий. Штриховкой обозначены коридоры, соответствующие экспериментальным значениям энергий связи Λ -гиперона в этих ядрах. В каждой паре левая и правая точка соответствуют результатам ${}_{\Lambda}^{9}$ B и ${}_{\Lambda}^{9}$ Li, соответственно. В нашем случае наилучшие совпадения с экспериментальными данными $B_{\Lambda} ({}_{\Lambda}^{9}$ B, ${}_{\Lambda}^{9}$ Li) дают параметризации: SLL4' и SLL4. Стоит заметить, что чем лучше результат согласуется с экспериментальными значениями, тем больше значение $S_{2p} ({}_{\Lambda}^{9}$ C). Поведение данного соотношения указывает на то, что $S_{2p} ({}_{\Lambda}^{9}$ C) > 0, то есть мы можем ожидать, что ${}_{\Lambda}^{9}$ C связано.

- 1. http://cdfe.sinp.msu.ru/services/ensdfr.html
- 2. D. Vautherin, D. M. Brink. // Phys. Rev. C. 5 (1972) 626.
- 3. M. Rayet. // Nucl. Phys. A. 367 (1981) 381-397.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОТОКА ФОТОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СО ВСТРОЕННЫХ ДЕТЕКТОРОВ АППАРАТА ТОМОТНЕВАРУ В ЗАВИСИМОТИ ОТ ПРИМЕНЕННЫХ СМЕЩЕНИЙ

Д. А. Товмасян¹, А. А. Логинова^{1,2}, А. П. Черняев¹

¹Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия, ²Национальный медицинский исследовательский центр детской гематологии, онкологии и иммунологии им. Д. Рогачева, Москва, Россия

E-mail: da.tovmasyan@physics.msu.ru

Оценка точности доставки дозы в лучевой терапии является одним из важнейших направлений изучения, так как от неё зависит качество лечения и дальнейшее выздоровление пациентов. Большинство исследований, посвященных оценки точности доставленной дозы происходят на этапах подготовки лечения: оценка робастности плана, проверка работы аппарата и его коллиматора [1-3]. При этом укладка пациента и его положение в процессе лечения могут критично повлиять на точность доставки дозы [4, 5].

В проведенном исследовании показана возможность оценки точности доставки дозы в процессе лечения с помощью встроенных детекторов аппарата TomoTherapy [6-10], которые после каждой процедуры хранят в себе информацию о флюенсе излучения, прошедшего через пациента.

Для исследования соответствия между изменениями в геометрии пациента и изменениями сигнала на детекторах, была проведена работа с использованием антропоморфного фантома CIRS ATOM и ионизационной камеры CC013.

КТ-изображения фантома были последовательно смещены на 3, 6 и 9 мм по каждой из осей X, Y, Z и по всем осям XYZ одновременно. Затем для каждого смещения был посчитан лечебный план (всего 12 планов) и полученные дозовые распределения были экспортированы в программное обеспечение MIM Maestro. Для всех заданных смещений был рассчитан гамма-индекс дозы между планом без смещений и исследованным планом с показателями DTA, $\Delta D - 3$ мм и 3% соответственно.

Также были проведены измерения каждого плана на ускорителе TomoTherapy при облучении фантома, и данные со встроенных детекторов, соответствующие флюенсу потока фотонов, были получены для конкретных планов. Между данными с детекторов также проводился гамма анализ с показателями DTA, $\Delta D - 3$ мм и 3% соответственно в созданном нами программном обеспечении в среде MatLab.

Далее, по найденным результатам были построены графики зависимости гаммаиндекса от величины смещения для каждой из оси для флюенса и дозы излучения (рис. 1).



Рис. 1. Зависимость гамма-индекса от смещения а) для флюенса; б) для дозы

Результаты дают возможность определить возможные смещения пациента при лечении по значениям сигнала со встроенных детекторов. Ось максимального смещения возможно определить, используя гамма-индекс для различных областей плана.

Найденные коэффициенты были применены в программный код, позволяющий сравнивать данные детекторов друг с другом. Дальнейшее сравнение двух массивов данных со встроенных детекторов позволят оценить смещения объекта по каждой из оси, что в свою очередь поможет точнее оценить качество доставки дозы в процессе лечения.

- 1. V. Hernandez et al. What is plan quality in radiotherapy? The importance of evaluating dose metrics, complexity, and robustness of treatment plans //Radiotherapy and Oncology, 2020.
- 2. A.J. Vinall et al. Practical guidelines for routine intensity-modulated radiotherapy verification: pre-treatment verification with portal dosimetry and treatment verification with in vivo dosimetry //The British journal of radiology, 2010, № 995, 949-957.
- 3. M.R. Arnfield et al. A method for determining multileaf collimator transmission and scatter for dynamic intensity modulated radiotherapy //Medical physics, 2000, № 10, 2231-2241.
- 4. A.Takemura et al. Effect of daily setup errors on individual dose distribution in conventional radiotherapy: an initial study //Radiological physics and technology, 2009, № 2, 151-158.
- 5. C. Thilmann et al. Correction of patient positioning errors based on in-line cone beam CTs: clinical implementation and first experiences //Radiation Oncology, 2006, № 1, 1-9.
- 6. O. Pisaturo et al. An efficient procedure for tomotherapy treatment plan verification using the on-board detector //Physics in Medicine & Biology, 2015, № 4, 1625.
- 7. S. Deshpande et al. Clinical implementation of an exit detector-based dose reconstruction tool for helical tomotherapy delivery quality assurance //Medical physics, 2017, № 10, 5457-5466.
- 8. H.O. Wooten et al. The use of exit detector sinograms to detect anatomical variations for patients extending beyond the TomoTherapy field of view: A feasibility study //Medical physics, 2012, № 10, 6407-6419.
- 9. L.L. Handsfield et al. Phantomless patient-specific TomoTherapy QA via delivery performance monitoring and a secondary Monte Carlo dose calculation //Medical physics, 2014, № 10.
- 10. S. Xu et al. Dose verification of helical tomotherapy intensity modulated radiation therapy planning using 2D-array ion chambers //Biomedical imaging and intervention journal, 2010, № 2, 24.

СРАВНЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ РАЗЛИЧНЫХ СПОСОБОВ ВОССТАНОВЛЕНИЯ СПЕКТРОВ ПУЧКОВ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ГЛУБИННЫМ ДОЗОВЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЯМ

А. Д. Никитченко¹, В. С. Ипатова², У. А. Близнюк^{1,2}, П. Ю. Борщеговская^{1,2}, А. П. Черняев^{1,2}

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия, ²Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына, Москва, Россия

E-mail: ipatova.vs15@physics.msu.ru

В мире неуклонно растет количество медицинских и промышленных центров, использующих ускорители электронов для решения целого ряда научно-прикладных задач [1]. Принципиально важным при планировании облучения на ускорителе является определение энергетического спектра пучка электронов с целью точного расчета распределения дозы по объему облучаемого объекта. Непосредственное измерение спектров пучков представляет собой трудную и нетривиальную задачу, требующую специализированного дорогостоящего оборудования [2]. В связи с этим представляют повышенный интерес альтернативные методы получения энергетических спектров пучка электронов [3,4].

Наиболее универсальным методом является восстановление спектра пучка по глубинному распределению дозы. Чтобы найти спектр a(E) пучка электронов, необходимо решить следующую обратную задачу:

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

где D(x) – экспериментально измеренное дозовое распределение, создаваемое пучком электронов со спектром a(E), d(x,E) – дозовое распределение для моноэнергетических пучков с энергией E.

Уравнение (1) является уравнением Фредгольма первого рода, которое известно своей плохой обусловленностью, т.е. даже малые изменения измеряемой величины могут привести к большим изменениям искомой. Один из методов решения уравнения (1) заключается в приближении неизвестного спектра конечным набором базисных функций с известными дозовыми распределениями и в последующем подборе такой линейной комбинации базисных функций, чтобы результирующее дозовое распределение было максимально близко к искомому дозовому распределению.

Целью данной работы является сравнение точности восстановления спектров пучков электронов по глубинным дозовым распределениям с использованием различных видов базисных функций, таких, как дельта-функции, расположенные в спектре на расстоянии ΔE друг от друга, а также треугольные и прямоугольные функции различных толщин ΔE .

Для экспериментально измеренных спектров ускорителей путем моделирования были получены распределения дозы D(x) по глубине в известном веществе. Далее, D(x) было представлено в матричном виде, т.е. каждому дозовому распределению ставился в соответствие вектор, после чего происходило восстановление спектров методом наименьших квадратов с использованием различных базисных функций:

$$min(||(D-da)||^2),$$

где *d* – матрица дозовых распределений для соответствующей базисной системы, *a* – искомый спектр пучка.

Исследовалось влияние числа базисных функций на ошибки восстановления спектров и их устойчивость к ошибкам дозовых распределений. Ошибки $D_{err}(x)$ в экспериментальном определении поглощенной дозы D(x) на различном расстоянии от пучка по мере прохождения электронов в веществе принимались, распределёнными по Гауссу с нулевым средним значением и с дисперсией, равной 1% от дозового распределения:

$$D_{err}(x) = \sigma \times N(0,1) \times D(x),$$

где σ – относительная величина ошибки в определении дозы, равная 1%, N(0,1) – стандартная нормальная случайная величина.

В результате расчетов было получено, что базисная система дельта-функций дает ошибку по восстановленной величине от 60% при ΔE =0.1 МэВ до 55% при ΔE =0.5 МэВ, система треугольников дает ошибку от 50% при ΔE =0.1 МэВ до 51% при ΔE =0.5 МэВ, а система прямоугольников – от 30% при ΔE =0.1 МэВ до 29% при ΔE =0.5 МэВ. Таким образом, можно сделать вывод, что наиболее эффективным способом восстановления спектров является система прямоугольных базисных функций. Ширина ΔE не оказывает существенного влияния на ошибку соответствующих дозовых распределений.

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

- 1. А.П. Черняев. Радиационные технологии. Наука. Народное хозяйство. Медицина. Москва: Издательство Московского университета. 2019, 231 с.
- J. Bauche, B. Biskup, M. Cascella et al. A magnetic spectrometer to measure electron bunches accelerated at awake // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2019, V. 940, 103
- 3. Wei J., Sandison G. A., Chvetsov A. V. Reconstruction of electron spectra from depth doses with adaptive regularization // Med. Phys. 2006, V. 33 (2), 354.
- Близнюк У.А., Авдюхина В.М., Борщеговская П.Ю., и др. Оценка точности реконструкции бихроматических спектров пучков электронов по глубинным дозовым распределениям // Известия РАН. Серия физическая. 2021, Т. 85 No 10, 1430.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ С ИСПУСКАНИЕМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ДЛЯ ПРОИЗВОДСТВА ⁸⁹Zr

М. В. Желтоножская¹, В. А. Желтоножский², П. Д. Ремизов¹, А. П. Черняев^{1,2}

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия, ²Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

E-mail: pd.remizov@physics.msu.ru

⁸⁹Zr с периодом полураспада 3,3 дня является одним из наиболее перспективных изотопов для радионуклидной визуализации, где переносчиком изотопов выступают моноклональные антитела (иммуно-ПЭТ). В этом подходе важно, чтобы физический период полураспада диагностического изотопа соответствовал биологическому периоду полураспада моноклональных антител, который составляет несколько дней. Сопоставимым периодом полураспада обладают лишь два ПЭТ-изотопа: ¹²⁴I и ⁸⁹Zr. Однако ¹²⁴I в 63% случаев распада испускает гамма-линию 603 кэВ, которая провоцирует ложные совпадения в детекторах, а также этот изотоп плохо удерживается в клетках после интернализации монАТ, попадая в кровоток и уменьшая контрастность. ⁸⁹Zr не обладает этими недостатками, а его низкая энергия позитронов (395 кэВ) обеспечивает разрешение в 2 раза выше, чем в случае ¹²⁴I. Благодаря этим свойствам всё больше иммуно-ПЭТ исследований проводится именно с ⁸⁹Zr.

В настоящее время производство ⁸⁹Zr осуществляется при облучении протонами или дейтронами природного иттрия. Однако циклотроны сложны и дороги в обслуживании. Перспективным методом получения циркония-89 является использование ускорителей электронов. Эти аппараты значительно проще и дешевле, и поэтому более распространены.

Реакция 90 Zr(γ ,n) 89 Zr неспособна обеспечить необходимый для медицины уровень радионуклидной чистоты. Отделить 89 Zr от облученной циркониевой матрицы очень сложно. При наработке 89 Zr в реакциях с испусканием заряженных частиц образующийся изотоп является химическим элементом, отличным от облучаемой мишени, поэтому его возможно выделить радиохимическими методами.

Мы провели исследования реакций с испусканием альфа-частиц. Были изучены $(\gamma, \alpha n)$ и (γ, α) -реакции на природном молибдене, молибдене, обогащенном изотопом ⁹⁴Мо, а также на природном цирконии и природном ниобии для сравнения выходов аналогичных фотоядерных реакций. Экспериментальных данных по фотоядерным реакциям на ядрах с Z > 40 мало, поэтому они сами по себе представляют интерес.

Экспериментальные средневзвешенные выходы исследуемых реакций при граничной энергии тормозных гамма-квантов 20 МэВ составили:

 $^{90}Zr(\gamma,\alpha n)^{85}Sr:~0,030\pm0,015$ мбн $^{96}Zr(\gamma,\alpha n)^{91}Sr:~0,15\pm0,05$ мбн $^{93}Nb(\gamma,\alpha n)^{88}Y:~1,16\pm0,12$ мбн $^{93}Nb(\gamma,\alpha n)^{88}Y^*:~0,97\pm0,10$ мбн $^{94}Mo(\gamma,\alpha n)^{89}Zr:~1,04\pm0,09$ мбн $^{100}Mo(\gamma,\alpha n)^{95}Zr:~0,03\pm0,01$ мбн $^{92}Mo(\gamma,\alpha)^{88}Zr:~0,081\pm0,009$ мбн

Для реакции ${}^{93}Nb(\gamma,\alpha n){}^{88}Y$ указано два выхода, соответствующие разным мониторным реакциям: на ${}^{100}Mo$ и ${}^{93}Nb$.

Согласно статистической модели, энергетический порог указанных реакций составляет 13 МэВ и выше. Кулоновский барьер составляет так же порядка 13 МэВ. Соответственно, для осуществления этих реакций необходима энергия выше 25 МэВ. То,

что реакции наблюдались под действием непрерывного спектра с максимальной энергией 20 МэВ, свидетельствует о полупрямом механизме реакций. Гамма-квант выбивал из ядра альфа-частицы за время порядка 10⁻²¹ с. Оставшаяся энергия распространялась по всему ядру. За 10⁻¹⁹ с формировался кулоновский барьер, после чего ядро снимало возбуждение согласно статистической модели.

Выходы реакций на ⁹⁴Мо и ⁹³Nb значительно выше прочих. Мы объясняем это влиянием магического числа нейтронов в остаточном после вылета альфа-частицы ядре. Согласно оболочечной модели, для ядер с заполненной оболочкой возможная энергия альфа-частиц близка к 3 МэВ. Энергии альфа-частиц в ядрах с незаполненными оболочками, вследствие взаимодействия конфигураций, выше, и вероятность их эмиссии ниже.

В предположении испускания ядром альфа-частицы с энергией 3 МэВ и последующего распада возбуждённого ядра по статистическим каналам с использованием TALYS1.95 получаются сечения порядка 1-2 мбн. Это хорошо согласуется с выходом для ⁹⁴Мо и ⁹³Nb. При увеличении энергии альфа-частиц на 1 МэВ выход уменьшается уже на порядок, что также подтверждается экспериментальными данными на ядрах с незаполненными оболочками.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта N 20-315-90124. Исследование выполнено в рамках Программы развития Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина».

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РАССЕЯННЫХ НА УГЛЕРОДЕ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 14.1 МЭВ

Н. Ю. Милованов¹, И. Д. Дашков^{2,3}, коллаборация TANGRA

¹МГУ имени М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия, ² НИИЯФ имени Д. В. Скобельцына, МГУ имени М. В. Ломоносова, Москва, Россия, ³ ЛНФ имени И. М. Франка, ОИЯИ, Дубна, Россия

E-mail: milovanov.ni18@physics.msu.ru

Реакции под действием быстрых нейтронов на углероде представляют значительный интерес в области теоретических исследований в ядерной физике и ядерной астрофизике. Однако интерес к данным реакциям не ограничивается лишь теоретическими исследованиями - благодаря компактности нейтронных генераторов реакции с нейтронами нашли широкое применение в элементном анализе. Для всех этих областей точность входных данных для различных оценок и моделирований является важным фактором, поэтому уточнение и дополнение ранее полученных данных, таких как угловые распределения рассеянных нейтронов, является важной задачей современной ядерной физики. Целью данной работы является изучение углового распределения быстрых рассеянных нейтронов на углероде.

Проект TANGRA [1], реализуемый Лабораторией нейтронной физики имени И. М. Франка Объединенного института ядерных исследований, направлен на изучение взаимодействия быстрых нейтронов с ядром с использованием метода меченных нейтронов. На рис.1 представлена схема установки, используемой в рамках проекта TANGRA. В ней был использован нейтронный генератор ИНГ-27, испускающий моноэнергетические нейтроны с энергией 14.1 МэВ. Рассеяние нейтронов производилось на углеродистой мишени, имеющей естественный состав изотопов, а их дальнейшая регистрация осуществлялась с помощью 20 сцинтилляционных детекторов, расположенных вокруг образца на дистанции 2 м с отставанием друг от друга на 15°.



Рис. 1. Схема экспериментальной установки проекта TANGRA для исследования угловых распределений рассеянных на углероде нейтронов с энергией 14.1 МэВ: 1- нейтронный генератор ИНГ-27; 2- углеродистая мишень; 3- сцинтилляционные детекторы для регистрации рассеявшихся нейтронов.

В проекте TANGRA был реализован метод меченых нейтронов, заключающийся в следующем: в ходе бомбардировки дейтронами мишени, содержащей тритий, в реакции $d(t, \alpha)n$ образуются моноэнергетические нейтроны с энергией 14.1 МэВ, а также α -частицы с энергией близкой к 3.5 МэВ, разлетающиеся под углом близким к 180° в лабораторной системе координат. Таким образом, регистрируя направление вылета α -частицы с помощью позиционно-чувствительного α -детектора, разделенного на 8 стрипов как в горизонтальном, так и вертикальном направлении, можно определить направление движения нейтрона. Регистрация рассеянных нейтронов осуществлялась с использованием $\alpha - n$ совпадений, что способствовало значительному уменьшению фоновых событий.

В ходе работы были получены зависимости регистрируемых нейтронов для каждой комбинации нейтронного детектора и стрипа α -детектора. Было проведено фитирование пиков упругого и неупругого рассеяния на первый возбужденный уровень $J^{\pi} = 2^+$ с энергией 4.439 МэВ во времяпролетных гистограммах, благодаря чему были вычислены площади этих пиков, которые отражают количество упруго и неупруго рассеявшихся нейтронов, пришедшихся на каждую комбинацию детектор-стрип. Каждой комбинации детектор-стрип соответствует определенный угол рассеяния нейтронов, соответственно, были получены угловые распределения нейтронов, рассеявшихся по каналам упругого и неупругого рассеяния. Угловые распределения нормируются по интегралу на данные дифференциального сечения рассеяния других авторов, после чего проводится сравнение с другими дифференциальными сечениями.



Рис. 2. Нормированное угловое распределение упруго рассеянных нейтронов в сравнении с другими данными [2,3,4].

- 1. I.N. Ruskov, Y.N. Kopatch, V.M. Bystritsky et al. // Physics Procedia 2015. 64. P. 163.
- G. Boerker, W. Mannhart, B.R.L. Siebert at el. Phys. Techn. Bundesanstalt // Neutronenphysik Reports, No.1 (1989) 1.
- 3. G.C. Bonazzola et al. Lett. Nuovo Cimento 3 (1972) 99.
- 4. M. Baba et al. Conf: JAERI-M Reports, No. 90-025 (1990) 383.

ВОЗДЕЙСТВИЕ УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 1 МЭВ НА ЛЕТУЧИЕ ОРГАНИЧЕСКИЕ СОЕДИНЕНИЯ В МЯСЕ ИНДЕЙКИ И СЕМГИ

У.А. Близнюк^{1,2}, П.Ю. Борщеговская^{1,2}, Т.А. Болотник³, В.С. Ипатова^{1,2}, А.Д. Никитченко¹, И.А. Родин^{3,4}, О.Ю. Хмелевский¹, А.П. Черняев^{1,2}, О.В. Шинкарев¹, Д.С. Юров²

¹ФГБОУ ВО Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия ²Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына,

Москва, Россия

³ФГБОУ ВО Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, химический факультет, Москва, Россия

⁴Первый Московский государственный медицинский университет имени И.М. Сеченова, Москва, Россия

E-mail: thexmeli99@gmail.com

Сегодня радиационные технологии широко применяются во многих областях науки и техники, в том числе в пищевой промышленности. При производстве пищевой продукции возникает задача по контролю качества и безопасности производимых товаров, а также по увеличению их сроков хранения.

При радиационной обработке продуктов питания одновременно протекает несколько биохимических процессов. С одной стороны, происходит подавление роста патогенных микроорганизмов без применения химикатов и повышения температуры, за счет чего увеличиваются сроки хранения продукции. С другой стороны, при обработке ионизирующим излучением изменяются органолептические свойства и физикохимические параметры продукта, что связано с изменением структуры белков, углеводов, окислением липидов и разрушением витаминов.

Перед началом технологического процесса радиационной обработки для каждого из продуктов подбирается свой «рабочий» диапазон доз, при котором оцениваются параметры излучения и диапазоны доз облучения для каждого продукта. Дозы для каждого продукта подбираются, исходя из того, чтобы был достигнут желаемый эффект антимикробной или фитопатогенной обработки и при этом, сохранялись питательная ценность и органолептические свойства продуктов.

Данная работа посвящена исследованию влияния пучка электронов с энергией 1 МэВ в диапазоне доз от 0.25 до 10 кГр на органолептические (запах, вкус, цвет) и химические (летучие органические соединения) характеристики мяса охлажденной индейки и семги.

Облучение образцов проводилось на ускорителе электронов непрерывного действия УЭЛР-1-25-Т-001 с энергией 1 МэВ, средней мощностью пучка 25 кВт при среднем токе пучка 600 нА, при температуре окружающей среды 18-20 °C. Образцы располагали на дюралюминиевой пластине площадью 192 см² на расстоянии 12 см от выхода пучка и облучали в различных дозах. Исследование микробиологических показателей кусков охлажденной индейки после облучения электронным излучением проводилось в соответствии с методикой, описанной в [1-2]. Из облученных и контрольных образцов изготавливался гомогенат, который далее разводили 1:10000 с физиологическим раствором для в соотношениях 1:2 _ получения изолированных колоний клеток с целью подсчета концентрации жизнеспособных колоний в КОЕ/г. Все измерения и высевы проводились в стерильных условиях при температуре 23 °С.

Для оценки изменений химических характеристик, происходящих в образцах мяса индейки и семги после воздействия излучения, образующиеся в них летучие соединения сравнивались с соединениями в контрольных необлученных образцах [3]. Определение компонентов различных летучих соединений осуществляли с использованием газового хромато-масс-спектрометра Shimadzu GCMS-QP2010 Ultra, снабженным автоматическим устройством ввода паровой фазы HT200H Headspace Autosampler в соответствии с методикой, описанной в [3].

Исследование показало, что для образцов индейки и семги «рабочий» диапазон составляет в среднем от 0.5 кГр до 1 кГр, при этом нижняя граница диапазона зависит от начальной обсемененности продукта. При дозах выше 1 кГр у образцов начинают происходить изменения цвета, консистенции и запаха по сравнению с контрольными необлученными образцами.

Анализ летучих органических соединений мяса индейки и семги показал, что при воздействии ионизирующего излучения одними из наиболее чувствительных основных компонентов в структуре продуктов мясного происхождения являются липиды, в состав которых входят жирные кислоты. Образованные при радиолизе воды свободные радикалы вызывают процессы окисления жирных кислот, которые приводят к их распаду на летучие соединения, такие, как спирты, альдегиды и кетоны.

В результате проведенных экспериментов в исследуемых образцах индейки и семги были идентифицированы 3 группы летучих соединений: спирты, альдегиды и кетоны. В индейке обнаружены следующие спирты (2-пропанол, 1-пентен-3-ол, гексанол-1), альдегиды (гексаналь, пентаналь, гептаналь, нонаналь, октаналь) и кетоны (ацетон, 2,3-бутандион, 2-гидроксибутанон). В семге обнаружены следующие спирты (гексанол-1, 3-метилбутанол, пентанол-1), альдегиды (гексаналь, пентаналь, этаналь, 3-метилбутаналь), кетоны (ацетон, 2,3-бутандион).

Были построены кривые зависимости концентрации каждого идентифицированного летучего соединения от дозы в диапазоне от 0.25 до 10 кГр, поглощенной образцами. Анализ хода кривых для образцов рыбы и индейки показал, что в области доз от 0 кГр до 1 кГр большинство зависимостей концентраций от дозы имеют относительные флуктуации. Они, вероятно, связаны с конкурированием процессов распада летучих соединений и образования молекул этих веществ за счет распада насыщенных и ненасыщенных жирных кислот. С увеличением дозы облучения до 10 кГр наблюдается более гладкая форма данных зависимостей, связанная с преобладанием одного процесса над другим.

Анализ зависимостей концентраций соединений от дозы облучения для каждой группы веществ позволил выделить схожие изменения и построить математическую модель описания изменения концентрации летучих веществ в результате радиационного воздействия, основанную на учете двух конкурирующих процессов: распада и накопления наблюдаемых соединений:

$$C(D) = C_{\text{pactr}}(D) + C_{\text{Hakon}}(D) = a \times e^{-dD} + b \times (1 - e^{-cD}) + k \times D$$

где C(D)- функция изменения концентрации летучих веществ, $C_{\text{расп}}(D)$ - функция распада летучего соединения, $C_{\text{накопл}}(D)$ - функция накопления молекул за счет распада других соединений ткани; константы, характеризуют: a – начальную концентрацию данного вещества, b – скорость увеличения концентрации данного вещества за счет образования стабильных органических молекул при распаде одного вида соединений, c – скорость распада другого соединения на нестабильные молекулы и образования из них стабильных молекул данного соединения, d – скорость распада стандартного образца данного веществ, k – скорость образования стабильных молекул данного вещества при распаде других видов соединений. Также показана применимость и адекватность данной модели для каждого вида из идентифицированных летучих соединений. Исследование выполнено при поддержке Междисциплинарной научнообразовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина».

- 1. Черняев А.П., Близнюк У.А., Борщеговская П.Ю. и др. Обработка электронами с энергией 1 МэВ охлажденной форели для контроля ее микробиологических показателей / Ядерная физика и инжиниринг. 2018. Т. 9. № 1. С. 89-93. DOI: 10.1134/S2079562917060069.
- 2. Черняев А.П., Авдюхина В.М., Близнюк У.А. и др. Применение низкоэнергетического электронного излучения для обработки охлажденного мяса индейки. Оптимизация параметров воздействия / Наукоемкие технологии. 2020. Т. 21. № 1. С. 40-49. DOI: 10.18127/j19998465-202001-07.
- 3. Черняев А.П., Авдюхина В.М., Близнюк У.А. и др. Определение микробиологических и химических показателей мясной продукции после обработки электронным излучением / Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2021. Т. 87 № 6. С. 5-13. DOI: 10.26896/1028-6861-2021-87-6-5-13.

ОЦЕНКА ПРЕЦИЗИОННОСТИ СТЕРЕОТАКСИЧЕСКОГО ОБЛУЧЕНИЯ СПИНАЛЬНЫХ ПАТОЛОГИЙ

И.И. Данилина¹, Н.А. Антипина²

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия, ²НМИЦ нейрохирургии им. акад. Н.Н. Бурденко, Москва, Россия

E-mail: irinadanilina2011@yandex.ru

Работа посвящена анализу возможности применения прецизионного локального облучения спинальных патологий с высокими разовыми дозами. Цель исследования: определить область применения стереотаксической лучевой терапии (СЛТ) спинальных мишеней с учетом погрешностей подведения дозы и возникающих дозовых нагрузок на спинной мозг, разработать методы их уменьшения и предложить рекомендации по обеспечению качества проведения прецизионного облучения новообразований спинного мозга и позвоночника.

За последнее десятилетие стали развиваться методы СЛТ при патологиях спинного мозга и позвоночника. Конвенциональная лучевая терапия, использующая ограниченное количество полей, характеризуется низкими показателями точности, конформности и селективности. Такая методика не позволяет подвести к мишени необходимую терапевтическую дозу из-за значительных неопределенностей локализации мишени и высокой радиочувствительности спинного мозга. Методы СЛТ позволяют увеличить разовые дозы сохраняя при этом лучевую нагрузку на спинной мозг и другие нормальные ткани в пределах толерантности. Расширение возможностей лучевой терапии обусловлено повышением точности подведения дозы и конформности дозовых распределений.

В работе проанализирован опыт применения радиохирургического и гипофракционированного облучения спинальных патологий в Центре нейрохирургии им. Н.Н. Бурденко. Изучены источники погрешностей (качество совмещения изображений КТ и МРТ, точность расчёта и подведения дозы к мишени, качество фиксации и укладки пациента, различные методы навигации). Проведен анализ дозовых нагрузок на спинной мозг пациентов. Оценена толерантность спинного мозга при облучении высокими разовыми дозами.

Основные выводы сделанные в ходе выполнения работы:

- 1. При отсутствии единых средств фиксации для всех топометрических исследований погрешность совмещения может достигать 7–10 мм.
- 2. Среднее значение линейных отклонений пациента во время лечения на аппарате КиберНож ≤0,4 мм и корректируется автоматически.
- 3. При оценке неточностей укладки пациента при КСО на аппарате TrueBeam было получено, что среднее значение линейных отклонений ≤1 мм, среднее значение угловых отклонений ≤1 градуса. Все отклонения, которые превышают полученные значения также подлежат корректировке
- 4. В ходе оценки нестабильности положения пациента во время лечения при КСО на аппарате TrueBeam получено, что во время подведения дозы линейные отклонения ≤0,2 мм, а угловые ≤ 1,5 градуса.
- 5. При моделировании в системе планирования смещения области интереса нагрузки на спинной мозг в отдельных случаях увеличивались на 14% или 2 Гр, что является существенным при СЛТ вблизи критической структуры. Из этого следует, что требования к укладке пациента должны быть более жесткими в случаях, когда нагрузки на критические структуры близки к толерантным значениям.
- 6. Из анализа статистических данных отделения по верификации планов

мишеней спинальной локализации процент точек, для которых выполняется гамма–индекс 3% / 3 мм составил 98,2±5,3. При проведении верификации планов на ПД и фантоме Octavius 4D получены проценты точек, для которых выполняется гамма–индекс 3% / 3 мм, соответствующие среднему значению в пределах погрешности. Процент точек, для которых выполняется гамма–индекс близкий к 100 свидетельствует о том, что аппаратные погрешности не вносят существенный вклад в общую погрешность.

- 7. Величина отступов от края мишени определяется главным образом погрешностью укладки пациента и равна 0 на аппарате КиберНож, 1 мм при облучении маленьких мишеней и 1–3 мм при КСО на TrueBeam.
- 8. Несмотря на немногочисленность осложнений со стороны спинного мозга, полученных в Центре нейрохирургии, данные о токсичности облучения в режимах радиохирургии и гипофракционирования в целом коррелируют с данными литературы (табл. 1). При дозовых нагрузках на 0,15 см^3 менее 14 Гр вероятность осложнений со стороны спинного мозга 3% и менее. Данные об осложнениях при дозе более 14 Гр недостоверны. Возможно, вероятность осложнений достигает 8%.

9.

Таблица 1.

	10 ≤ Dэкв ≤ 12 Гр	12 ≤ Dэкв ≤ 14 Гр	Dэкв≥14 Гр
Всего	444	175	20
новообразований			
Есть контроль	253	107	12
Лучевая реакция	1,2%(3 случая)	2,8%(3 случая)	8,3%(1 случай)

Наличие осложнений со стороны спинного мозга

- 1. Accuracy Requirements and Uncertainties in Radiatherapy, Human Health Series No. 31 / IAEA. –Vienna: Vienna International Centre, 2016
- J.Y. Jin, Q.Chen, R. Jin, J. Rock, J. Anderson, S. Li, B. Movsas, S. Ryu, Technical and clinical experience with spine radiosurgery: a new technology for management of localized spine metastases // Technology in cancer research & treatment. 2007. T.6. № 2. C.127–133.
- J. Sinclair, S. D. Chang, I. C. Gibbs, J. R. Adler, JR, Multisession CyberKnife radiosurgery for intramedullary spinal cord arteriovenous malformations // Neurosurgery. – 2006. – T.58. – № 6. – C.1081–9; discussion 1081–9.
- S. I. Ryu, S. D. Chang, D. H. Kim, M. J. Murphy, Q. T. Le, D. P. Martin, J. R. Adler, JR, Image–guided hypo–fractionated stereotactic radiosurgery to spinal lesions // Neurosurgery. – 2001. – T.49. – № 4. – C.838–846.
- D. L. Benzil, M. Saboori, A. Y. Mogilner, R. Rocchio, C. R. Moorthy, Safety and efficacy of stereotactic radiosurgery for tumors of the spine // Journal of neurosurgery. – 2004. – 101 Suppl 3. – C.413–418.
- M.H. Bilsky, L. Angelov, J. Rock, J. Weaver, J. Sheehan, L. Rhines, S. Azeem, P. Gerszten, Spinal radiosurgery: a neurosurgical perspective // Journal of Radiosurgery and SBRT. – 2011. – T.1. – C.47–54.
- 7. P. C. Gerszten, S. A. Burton, C. Ozhasoglu, K. J. McCue, A. E. Quinn, Radiosurgery for benign intradural spinal tumors // Neurosurgery. 2008. T.62. № 4. C.887–95; discussion 895–6.
- R. J. Lalonde, T. Li. Imaging for SRS and SBRT // Stereotactic Radiosurgery and Stereotactic Body Radiation Therapy (SBRT). – 2019. – C.53–65

ИЗМЕНЕНИЯ СТРУКТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ СТЕКЛА К-208 ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ПРОТОНАМИ СРЕДНИХ ЭНЕРГИЙ

Малашин И. П.

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, факультет фундаментальных наук, кафедра физики

E-mail: ivan.p.malashin@gmail.com

Боросиликатные стекла находят широкое применение в различных областях техники. Часто изделия из таких стекол применяются в условиях, в которых на них воздействуют потоки заряженных частиц, например, в условиях космоса [1]. Исследование радиационно-стимулированных процессов в стеклах представляет значительный интерес как с научной точки зрения, так и в связи с большим количеством прикладных задач, требующих своего разрешения. В частности, взаимодействие горячей магнитосферной плазмы с диэлектрическими материалами внешних покрытий космических аппаратов сопровождается рядом сложных взаимосвязанных процессов, которые могут привести к разрушению материалов, структурным изменениям их поверхностей к деградации их оптических свойства [2,3]. К таким процессам относятся аккумулирование инжектированных в диэлектрик зарядов, обуславливающих электрические поля, которые приводят к возникновению электростатических разрядов (ЭСР) [4, 5], которые являются источниками большой доли спутниковых аномалий [6]. Помимо этого, в случае стекла, в полях индуцированных накопленным зарядом происходит миграция ионов щелочных металлов (Li, Na, K), которые добавляются в стекло для придания ему необходимых. Перераспределение таких ионов приводит к изменениям стехиометрии и структуры поверхности материала.

Поэтому исследования эволюции микроструктуры стекла при облучении являются особенно актуальными для прогнозирования изменения его характеристик после радиационных нагрузок, например, при эксплуатации стекла на поверхностях высокоорбитальных спутников, в термоядерных установках и ускорительной технике и т.д.

Стекла, используемые на внешних поверхностях высокоорбитальных спутников, взаимодействуют с окружающей космической плазмой [1], основными компонентами которой являются электроны и протоны. Если структурные изменения поверхности стекол в результате ЭСР и образования газонаполненных пузырьков под действием электронов широко исследовано [4, 5, 7, 8], то информация о результатах влияния протонного облучения на изменения морфологии облучаемой поверхности весьма ограничена.

В качестве модельных образцов стекла в экспериментах использовались защитные покрытия солнечных батарей космических аппаратов на основе стекла К-208 имеющего следующий состав (мол. %): SiO₂ (69.49); CeO₂ (2.0); B₂O₃ (11.93); K₂O (6.25); Na₂O (10.33). Целью работы является исследование изменений морфологии стекла К-208 за счет формирования в приповерхностном слое газонаполненных пузырьков, содержащих молекулярный водород и за счет выхода на облучаемую поверхность перколяционных каналов при облучении протонами с энергиями, характерными для горячей магнитосферной плазмы.

Модельные образцы представляли собой стеклянные пластины мм, изготовленные вытягиванием через валки из расплава стекла К-208 и последующего отжига и резки размером 40×40×0,17.

Образцы прикрепляли к полированной поверхности металлического термостатированного столика стенда установки «УВ-1/2» и облучали при следующих условиях:

давление в вакуумной камере – 10^{-4} Ра; энергия протонов $E_p - 20 \div 30$ кэВ; плотность потока электронного пучка $\varphi_{p-1} \div 6 \times 10^{10} \text{ c}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$; флюенс протонов Φ_p – от 10^{14} до $5 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$; температура столика поддерживалась в диапазоне 20 ± 1 °C.

Поверхности образцов до и после облучения исследовали с помощью атомносилового микроскопа (ACM). Пластины стекла К-208 используются в качестве модельных образцов для исследования радиационно-стимулированных изменений структуры поверхности стекла. Это связано с тем, что шероховатость поверхности составляет около 1нм и для экспериментов можно использовать пластины из одной партии, т.е. имеющие одинаковый химический состав.

Результаты исследований показали, что структура поверхности облученных протонами стекол изменяется за счет образования газонаполненных пузырьков и выхода на облучаемую поверхность перколяционных каналов натрия. Последнее связано с тем, что в стекле формируется область положительного объемного заряда, в поле которого происходит миграция ионов натрия к облучаемой поверхности.

- Ferguson D. C., Wimberly S.C. The Best GEO Daytime Spacecraft Charging Index. Proceed. 50th AIAA Aerospace Sci. Mtg. January, 2013. Nashville, Tennessee. AIAA 2013-0810. doi: 10.2514/6.2013-810.
- 2. F. Urayama, "Molecular Contamination Assessment on Hinode Solar Optical Telescope," Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, vol. 56, pp. 543-550, 2008.
- Xinjie, F. U., Lixin, S. O. N. G., & Jiacheng, L. I. (2014). Radiation induced color centers in ceriumdoped and cerium-free multicomponent silicate glasses. Journal of Rare Earths, 2014. V.32, No.11, P. 1037-1042.
- 4. Хасаншин Р.Х., Новиков Л.С., Коровин С.Б. Исследования электростатических разрядов при облучении стекла К-208 электронами // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2015. № 1. С. 88.
- 5. Hirokazu Masui, Kazuhiro Toyoda, Mengu Cho, "Electrostatic Discharge Plasma Propagation Speed on Solar Panel in Simulated Geosynchronous Environment", IEEE Transaction on Plasma Science, vol.36, pp. 2387-2394, 2008. doi: 10.1109/TPS.2008.2003191.
- C. Koons, J. E. Mazur, R. S. Selesnick, and all: The impact of the space environment on space systems. Proceedings of the 6th Spacecraft Charging Conference. November 2-6, 1998. AFRL Science Center, Hanscom AFB, MA, USA., p.7-11..
- 7. Khasanshin R.H., Novikov L.S. Structural changes of surfaces of spacecraft solar array protective glasses being irradiated by 20-keV electrons //Advances in Space Research (includes Cospar Information Bulletin). 2016. T. 57. № 10. C. 2187-2195.
- 8. Хасаншина Р.Х., Новикова Л.С. Формирование кислородных пузырьков в стекле К-208 при электронном облучении // Перспективные материалы 2020 № 11. С.5-14. DOI: 10.30791/1028-978X-2020-11-5-14.

УДАЛЕНИЕ МЕТИЛЬНЫХ ГРУПП С ПОВЕРХНОСТИ LOW-К ДИЭЛЕКТРИКОВ ИОНАМИ Ar И Xe НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ

А. А. Соловых¹, А.А. Сычева², Е. Н. Воронина^{1,2}

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия, ²Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

E-mail: solovykh.aa19@physics.msu.ru

Одной из важнейших задач современной микро- и наноэлектроники является совершенствование технологии изготовления сверхбольших интегральных схем (СБИС) с целью повышения их быстродействия. Однако уменьшение размеров отдельных элементов СБИС и рост плотности их компоновки привели к замедлению передачи управляющих сигналов. Для сокращения времени задержки сигналов в качестве межслойных изоляторов в СБИС применяют материалы с низкой диэлектрической проницаемостью k < 2,5 (так называемые low-k диэлектрики) – нанопористые кремнийорганические пленки на основе аморфной матрицы SiO_x [1-3]. Чтобы минимизировать деградацию пленок под действием паров воды, поверхность пор покрывают гидрофобными метильными СН₃-группами. Однако сложный рельеф и наличие этих групп затрудняет решение другой проблемы, возникающей при использовании low-k материалов, – диффузии вглубь диэлектрика атомов меди, из которой изготавливаются проводящие элементы СБИС. Наиболее перспективным способом предотвращения диффузии считается создание ультратонких металлических барьерных слоев, разделяющие медь и диэлектрик. В связи с этим крайне важное значение приобретает предварительная обработка low-k пленок для выравнивания их поверхности и удаления с нее метильных групп, т.е. ее функционализация.

В настоящей работе представлены результаты моделирования взаимодействия аргона и ксенона с молекулой ПОСС (полиэдрические олигомерные силсесквиоксаны), являющейся упрощенной моделью поверхности low-k диэлектрика, при начальной энергии налетающих атомов в диапазоне 10–20 эВ. Моделирование выполнено с помощью квантовомеханического метода теории функционала плотности (DFT) в программных комплексах VASP (Vienna Ab initio Simulation Package) [4-5] и Materials Studio [6]. Динамические расчёты производились в предназначенном для моделирования периодических систем пакете VASP в базисе плоских волн с использованием псевдопотенциалов РАW. Расчет потенциалов взаимодействия выполнялся в модуле DMol³ комплекса Material Studio с гибридным обменно-корреляционным функционалом B3LYP без применения псевдопотенциалов.

Полученные результаты показали существенные различия в величине пороговой энергии налетающей частицы, при которой наблюдается вылет CH₃-радикала. В случае воздействия аргона данная величина составляет ~ 11 эВ, в то время как для ксенона удаление метильной группы происходит при энергии более 20 эВ. При этом механизм взаимодействия налетающих частиц с молекулой ПОСС имеет преимущественно столкновительный характер. На рис. 1 показаны зависимости энергии налетающего атома (а) и метильной группы (б) от времени. Хорошо видно, что в результате взаимодействия с молекулой ПОСС атом Ar теряет ~ 80% своей исходной энергии, в то время как для атома Xe данная величина составляет ~ 50% (рис. 1а), что существенно влияет на вероятность последующего вылета CH₃-группы. Зависимости кинетической энергии метильной группы от времени имеют более сложный характер и показывают, что для вылета CH₃-радикала необходимо затратить часть переданной атомом энергии на разрыв

Si-C связи (~ 4 эВ) (рис. 26). Для объяснения полученных результатов были рассчитаны парные потенциалы C-Ar и C-Xe (рис. 2), которые демонстрируют различия в характере взаимодействия атомов Ar и Xe с метильной группой и позволяют оценить наименьшее расстояние подлета налетающих частиц до молекулы ПОСС.

На основании выполненного анализа можно сделать вывод, что удаление метильных групп с поверхности low-k диэлектриков происходит более эффективно при облучении иона аргона низкой энергии.



Рис.1. Зависимости энергии Ar и Xe (а) и метильной группы (б) от времени



Рис. 2. Сравнение потенциалов взаимодействия С-Хе и С-Аг.

- M.R. Baklanov, Low-k Advanced Interconnects for ULSI technology. Ho P.S., Zschech E. (Eds.). – Wiley & Sons, 2012. 596 c.
- M.R. Baklanov, J.-F. de Marneffe, D. Shamiryan, A.M. Urbanowicz, H. Shi, T.V. Rakhimova, H. Huang, and P.S. Ho, Plasma processing of low-k dielectrics // J. Appl. Phys. 2013. V. 113, 041101.
- 3. W. Volksen et al., Low Dielectric Constant Materials // Chem. Rev. 2010. V. 110, 56.
- 4. G. Kresse, J. Furthmuller, Efficient iterative schemes for ab initio total-energy calculations using a plane-wave basis set // Phys. Rev. B. 1996. V. 54, 11169.
- 5. G. Kresse and D. Joubert, From ultrasoft pseudopotentials to the projector augmented-wave method // Phys. Rev. B. 1999. 59, 1758.
- 6. https://www.3ds.com/products-services/biovia/products/molecular-modeling-simulation/bioviamaterials-studio/

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ¹³²CS ДЛЯ ЦЕЛЕЙ БРАХИТЕРАПИИ

М. А. Мочалова¹, Е. Н. Лыкова¹.

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: mma3915@gmail.com

Брахитерапия – вид лучевой терапии (ЛТ) онкологических заболеваний, при которой небольшой, герметично упакованный источник излучения помещается внутрь или рядом с зоной, требующей лечения. Радиоактивные вещества в этом случае не попадают непосредственно в организм, а облучают окружающие ткани через стенки капсулы. Достоинством брахитерапии по сравнению с дистанционной терапией является быстрый спад дозы вследствие геометрического ослабления при удалении от радиоактивного источника [1].

С 2003 года в целях брахитерапии с низкой мощностью дозы используется изотоп цезия ¹³¹Cs, $T_{1/2} = 9,7$ суток. При его наработке образуется примесь ¹³²Cs с $T_{1/2} = 6,49$ суток (на 8-10 ядер ¹³¹Cs приходится 1-2 ядра ¹³²Cs); чтобы получить чистый на 95% ¹³¹Cs потребуется около 90 суток. В связи с этим была поставлена цель выяснить, можно ли использовать препарат (смесь ¹³¹Cs + ¹³²Cs) сразу после наработки. Сделано предположение, что в течение первых 50-60 суток после наработки смесь можно использовать по методике *remote afterloading* (источник находится вблизи опухоли несколько минут с высокой точностью позиционирования). Для достижения цели был смоделирован процесс радиоактивного распада смеси ¹³¹Cs и ¹³²Cs внутри капсулы из медицинского титана, построены графики аккумуляции дозы и зависимости мощности дозы от времени и определена радиальная дозовая функция g(r), необходимая при работе с системой планирования терапии.

$$g(r) = \frac{D(r,\theta_0)}{\dot{D}(r_0, \theta_0)} \frac{G_L(r_0,\theta_0)}{G_L(r,\theta_0)},$$

согласно формализму TG-43 [2]. Функция g(r) имеет сложный вид, однако на практике обычно аппроксимируется полиномом 3-5 степени, с погрешностью меньше 2%. [3]

Было проведено моделирование с помощью инструментария GEANT4. В программе была описана капсула из чистого титана со следующими параметрами: общая длина капсулы – 20 мм; радиус внешней капсулы – 1,325 мм; длина внутренней капсулы – 13,9 мм; внутренний радиус – 0,8 мм. Капсула находится внутри шара переменного радиуса (от 1,325 мм до 10 см) из воды. На данный момент терапевтические капсулы с цезиевым источником производятся так, чтобы итоговая активность одной капсулы составляла порядка милликюри; отсюда, сразу после наработки активность в капсуле составит 5,73 ± 0,28 Ки для ¹³¹Cs и 0,72 ± 0,04 Ки для ¹³²Cs. Расчеты были проведены по формуле

$$A_0 = A * e^{+\lambda t} = A * e^{\frac{\ln 2 * t}{T}}.$$

На рисунке 1 представлена полученная зависимость мощности дозы для комбинированного источника от времени. За первые 30 суток мощность дозы падает почти на порядок, а после стабилизируется для всех слоёв и не превышает ≈ 10 Гр/ч. Подобные характеристики подходят для использования в аппаратах *remote afterloading*.



Рисунок 1. Мощность дозы в разных сферических слоях; экспозиция 50 суток

Сделан вывод, что использование источника $^{131}Cs + ^{132}Cs$ вместо чистого ^{131}Cs теоретически возможно и выгодно, однако не подходит для реальной медицинской практики по ряду причин, в т.ч. из-за быстрого спада мощности дозы.

- 1. Е.Н. Лыкова, М.А. Кузнецов, А.П. Черняев. Введение в брахитерапию
- 2. Ravinder Nath, Lowell L. Anderson, Keith A. Weaver, Dosimetry of interstitial brachytherapy sources: Recommendation of the AAPM Radiation Therapy Committee Task Group No. 43
- 3. А.В. Белоусов, А.А. Белянов, А.П. Черняев. Ошибки аппроксимации радиальной дозовой функции кобальтовых источников для брахитерапии полиномами 3–5-й степени

ИССЛЕДОВАНИЕ АКТИВАЦИИ ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ В КРОВИ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ НА ЛИНЕЙНОМ МЕДИЦИНСКОМ УСКОРИТЕЛЕ С ЭНЕРГИЕЙ ПУЧКА 20 МэВ

М.В. Желтоножская¹, В.Н. Яценко², П.Д. Ремизов¹, Е.Н. Лыкова¹, М.В. Ленивкин¹, О.В. Яценко², А.П. Черняев¹

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

² ФГБУ ГНЦ ФМБЦ имени А.И. Бурназяна ФМБА России, лаборатория радиометрических и спектрометрических исследований человека и окружающей среды, Москва, Россия

E-mail: lenivkin.mv18@physics.msu.ru

При проведении лучевой терапии с энергией пучка 20 МэВ в результате фотоядерных реакций происходит активация химических элементов, часть из которых является позитрон-излучающими. Химическими элементами, которые могут оказать влияние на дозу, получаемую пациентом при проведении 20 МэВ терапии, являются (в процентах от массы тела человека): кислород (62%), углерод (21%), азот (3%), фосфор (1%), калий (0.25%) и хлор (0.15%) [1]. Вклад остальных активированных элементов в общую дозу можно считать незначительным из-за очень короткого периода полураспада (меньше 10 с) или незначительного количества.

Позитроны, образующиеся при радиоактивном распаде активированных макроэлементов, тормозятся в теле человека, как и высокоэнергетические электроны, главным образом, через ионизационные потери. Кроме того, после уменьшения энергии позитронов до 0 происходит двухфотонная аннигиляция на свободных электронах с испусканием двух фотонов с энергией 511 кэВ.

Таким образом, при проведении 20 МэВ лучевой терапии не учитывается паразитарная доза от позитрон-излучающих нуклидов, активированных в крови пациента в процессе облучения, которые кровь доставляет прямо к критическим органам человека, причем эта недоучтенная доза состоит из двух компонент – внутренней поглощенной дозы от высокоэнергетических бета-частиц и аннигиляционных фотонов.

Так как основным требованием к проведению лучевой терапии и радиационной защите пациентов является максимально возможное снижение дозы в нормальных тканях и органах, окружающих объект лечения, исследование активации позитрон-излучающих радионуклидов, образующихся в крови человека при каждом акте лучевой терапии с использованием линейного медицинского ускорителя с энергией пучка 20 МэВ, являются важной и актуальной задачей.

В работе для исследования активации позитрон-излучающих нуклидов в крови пациента при проведении 20 МэВ лучевой терапии проводилась серия облучений образцов крови на линейном медицинском ускорителе VarianTrilogy. Облучение образцов венозной крови человека объемом 20 мл проводилось в течение 8 мин. Кровь была взята у добровольцев, которые не имеют серьезных заболеваний и явных проявлений патологических процессов. Кровь была взята в середине дня (не натощак) непосредственно перед проведением эксперимента. Условия модельного эксперимента были близки к клиническим условиям. Пробирки с кровью и мониторной мишенью тантала (¹⁸¹Ta) устанавливались на кушетке на расстоянии 1 м от тормозной мишени. Поле облучения было 10х10 см². По окончании облучения кровь переливалась в необлученную посуду для последующих измерений. Исследуемые позитрон-излучающие радионуклиды, кроме ³⁸K и ^{34m}Cl, являются чистыми бета-излучателями и не имеют выходов гамма-квантов, кроме аннигиляционных, поэтому основные исследования проводились по аннигиляционному выходу 511 кэВ. Для разделения активностей исследуемых нуклидов

по периоду полураспада измерения облученных образцов крови проводились на двух сцинтилляционных спектрометрах и полупроводниковом НРGe спектрометре Canberra с разными временными интервалами. На одном сцинтилляционном спектрометре с энергетическим разрешением 6.9% измерения проводились с интервалом 2 мин, на втором сцинтилляционном спектрометре с энергетическим разрешением 7.8% – с интервалом 10 мин, на полупроводниковом НРGe спектрометре – с интервалом 30 мин. Энергетическое разрешение НРGe спектрометра составляет 1.8 кэВ на γ -линии 1332 кэВ 60 Со. Пары 15 O+ 30 P и 13 N+ 38 K, имеющие близкие времена полураспада, разделялись используя данные о выходах реакций, которые были получены с использованием моделирования в программной среде Geant4.

В полученных спектрах наблюдались гамма-переходы, сопутствующие распадам ^{34m}Cl, ²⁴Na, ³⁸К и интенсивный аннигиляционный пик.

Полученные данные об активности позитронно-излучающих радионуклидов в крови человека с пересчетом на 3 мин облучения (для лучевой терапии с модуляцией интенсивности (IMRT) время облучения составляет ~3-4 мин) представлены в таблице 1.

Таблица 1. Содержание позитрон-излучающих нуклидов в крови человека после 3 мин облучения на линейном ускорителе VarianTrilogy с максимальной энергией тормозных фотонов 20 МэВ

Радионуклид	Период полураспада, <i>T</i> _{1/2}	Граничная энергия позитронов <i>Е^{гр},</i> MeV	Активность, Бк/мл крови за 3 мин облучения
¹¹ C	20.39 мин	1.0	37
¹³ N	9.96 мин	1.2	1.6×10^{2}
¹⁵ O	122.24 c	1.7	2.0×10 ³
³⁰ P	2.45 мин	3.2	27
^{34m} Cl	32 мин	4.5	26.5
³⁸ K	7.64 мин	2.7	1.1×10^{2}

Достоверность проведенных расчётов оценивалась по активностям ^{34m}Cl и ³⁸K, которые одновременно определялись и по аннигиляционному выходу, и прямыми измерениями гамма-переходов. Погрешность измерений для ¹¹C, ¹³N, ¹⁵O и ³⁰P составила 10%, для ^{34m}Cl, ³⁸K - 5%. Полученные результаты обсуждаются.

1. Frausto Da Silva J.J.R. and Williams R.J.P., 2001. The Biological Chemistry of the Elements: The Inorganic Chemistry of Life, 2nd edition. Oxford University Press, Oxford, UK.

РАДИАЦИОННОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ НА БИОИМПЛАНТАТЫ. МОДЕЛЬНОЕ РАССМОТРЕНИЕ

А. О. Хуцистова^{1*}, В.В. Розанов¹, И.В. Матвейчук², А.П. Черняев¹

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Россия; ²Всероссийский исследовательский институт лекарственных растений (ВИЛАР), 117216, Москва, Россия.

E-mail: khutcistova.ao17@physics.msu.ru

Актуальная задача обеспечения постоянно возрастающей потребности в высококачественном пластическом материале для проведения реконструктивновосстановительных оперативных вмешательств связана с развитием эффективных методик стерилизации биоимплантатов. Многочисленные физические и химические воздействия, которым биоматериал подвергается в процессе изготовления имплантата, привести к серьезным нарушениям морфофункциональных свойств ΜΟΓΥΤ И характеристик готового имплантата. Кроме того, серьезные проблемы дальнейшего развития эффективных методов стерилизации костных имплантатов связаны еще и с тем, что каждый из известных способов не дает гарантии полного уничтожения патогенных микроорганизмов [1].

Современное развитие перспективных радиационных технологий стерилизации костных имплантатов [2] связано с необходимостью достижения оптимальных режимов обработки радиационным облучением, обеспечивающих уничтожение патогенных микроорганизмов при одновременном снижении дозовой нагрузки. Последнее обусловлено наличием дозозависимых изменений в структуре костной ткани, снижением остеоиндуктивных и остеокондуктивных характеристик имплантатов [3]. Так. применение радиационной стерилизации может вызвать такие проблемы, как разрушение морфогенетических белков, изменение скорости резорбции трансплантата in vivo в зоне костной пластики, изменение структуры костного имплантата (начиная с дозы 15 кГр), нарушение структуры коллагеновых волокон (набухание, расслоение). Кроме того, могут наблюдаться существенное уменьшение предела прочности и относительной деформации (вплоть до 25 %) вблизи границ зоны упругих деформаций, зоны текучести и разрушения. При значении дозы в пределах (25-50) кГр прочность при испытании на изгиб также может снижаться почти на треть, изменение жесткости, удлинения образцов, выражено в меньшей степени [4].

Вышеуказанные проблемы и определяют необходимость максимально точного определения величины интегральной поглощенной дозы при радиационной стерилизации костного фрагмента, при этом очень важно иметь представление о ее распределении по глубине образца. Это связано с особыми характеристиками архитектоники костной ткани и наличием в ней развитой системы внутрикостных пространств [5], в которые могут находиться патогенные микроорганизмы.

Для таких задач существуют современные программные средства компьютерного моделирования. Одним из эффективных инструментов является программный комплекс GEANT4, разработанный специалистами ЦЕРН. В качестве начальных параметров при проведении соответствующих расчетов были использованы параметры реального эксперимента, осуществленного ранее в НИИЯФ МГУ с использованием линейного ускорителя электронов с энергией 1 МЭВ [2].

Результаты проведенных расчетов показали, что моделирование методом Монте-Карло с использованием пакета GEANT4 позволяет получать оценки пространственного распределения дозы в костных фрагментах при заданных параметрах процесса облучения посредством определения коэффициента неравномерности К, равного отношению максимальной поглощенной дозы к минимальной. В число указанных параметров входят: размер облучаемого объекта, энергетические характеристики источника излучения и геометрия процесса обработки. В результате становится возможным разработка практических рекомендаций по оптимизации процесса стерилизующего воздействия пучка ускоренных электронов на биоимплантат.

Использование универсального программного комплекса GEANT4 также позволило провести модельное исследование радиационного воздействия потока гаммаквантов и пучков ускоренных электронов на образцы. Сравнение данных видов радиационных технологий показало различия в условиях обработки. Так, для гаммаизлучения объект может быть неподвижным, но использование этой технологии требует большего времени воздействия и интенсивности, в то время как использование пучка быстрых электронов требует существенно меньших временных затрат и при этом характеризуется наибольшим вкладом на приповерхностную область фрагмента. Для достижения максимально возможной равномерности распределения дозы в этом случае необходимо использовать пучки электронов с оптимальными значениями энергии, индивидуальными для каждой величины толщины объекта, подвергающегося радиационному воздействию. Помимо технических трудностей, при сравнении технологий также необходимо учитывать различную экономическую эффективность данных методов. Несмотря на то, что стерилизация с использованием электронов занимает сегодня небольшую долю в объеме рынка, оптимизация условий и параметров такой технологии определяет благоприятные перспективы для расширения ее использования в биоимплантологии.

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

- 1. А.С. Алимов, У.А. Близнюк, П.Ю. Борщеговская и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 6. С. 819;
- 2. И.В. Матвейчук, В.В. Розанов, И.К. Гордонова и др. Комбинированный способ стерилизации костных имплантатов. Пат. РФ № 2630464, кл. A61L23. 2017.
- 3. О.Р. Шангина, Р.Т. Нигматуллин. Влияние радиационной стерилизации на структуру и свойства биоматериалов. Морфология. 2006;129(3):44–7.
- 4. В.В. Розанов, И.В. Матвейчук Современное состояние и перспективные инновационные направления развития способов стерилизации биоимплантатов // Альманах клинической медицины. 2019; 47 (7): 634–646. doi: 10.18786/2072-0505-2019-47-063.
- 5. В.В. Розанов, И.В. Матвейчук, Ю.Ю. Литвинов и др. // Биорадикалы и антиоксиданты. 2016. 3. № 3. С. 229.

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОТЕРИ МАССЫ ПОЛИМЕРНОГО МАТЕРИАЛА ПОД ДЕЙСТВИЕМ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ВАКУУМЕ

И.Б. Винтайкин

Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана, факультет фундаментальных наук, Москва, Россия.

E-mail: Vintaikin_Ivan@mail.ru

В связи с тенденцией к увеличению сроков активного существования изделий космической техники и возрастающей сложностью и многофункциональностью бортовой аппаратуры предъявляются повышенные требования к чистоте функциональных поверхностей спутников и к надёжности прогнозирования уровней их загрязнения в условиях эксплуатации. Основным источником загрязнения оптических поверхностей спутников является его собственная внешняя атмосфера (CBA) [1] – газовая оболочка в окрестности спутника, образующаяся за счёт потери массы материалов внешней поверхности; утечки газов из негерметичных отсеков КА; выбросов продуктов сгорания топлива ракетных двигателей и т. д.

Негативное влияние CBA на функционирование спутника проявляется за счёт: загрязнения его оптических поверхностей [2-3]; увеличения вероятности газовых форм разряда [4] с ростом давления вблизи поверхности спутника; повышения уровня светового фона в окрестности спутника, вызванного рассеянием солнечного света частицами CBA. Среди перечисленных влияний CBA на современные и перспективные спутники, оснащаемые высокочувствительной аппаратуры, наиболее критичным является загрязнение оптических поверхностей.

Используемые на поверхности спутника полимерные композиционные материалы является одними из основных источников продуктов его CBA, способных конденсироваться на чувствительных к загрязнениям поверхностях бортовой аппаратуры. В условиях эксплуатации на эти материалы действует такие факторы космического пространства как вакуум, переменная температура, УФ-излучение и потоки заряженных частиц, которые приводят к росту потери массы материалов. На околоземных орбитах на потерю массы полимерных материалов в основном влияют атомарный кислород и УФ-излучение Солнца.

Для повышения точности прогнозирования потери массы, полимерных материалов, используемых в условиях космического пространства, необходимо разработать соответствующие математические модели для надёжного прогнозирования потери массы материалов в условиях эксплуатации, на основе результатов лабораторных испытаний. В работе проводится анализ экспериментальных результатов, и рассматриваются существующие модели потери массы в вакууме [5-7] и предлагаются новая элементарная математическая модель, описывающая влияние УФ излучения на потерю массы полимерных материалов.

В качестве модельных материалов в экспериментах и расчетах рассматриваются полимерные материалы, используемые в качестве терморегулирующих покрытий спутников.

Для экспериментальных исследований потери массы полимерных материалов в вакууме использованы кварцевые микровесы. Они представляют собой измерительное автогенераторное устройство, предназначенное для преобразования изменения массы, присоединенной к поверхности кварцевого пьезорезонатора, в приращение выходной частоты автогенератора. Экспериментальные данные подтвердили, что увеличение скорости потери массы при воздействии УФ-излучения на образцы модельных материалов зависит, как от температуры материала, так и соотношения между объемами полимерного связующего и наполнителя. В частности, что его скорость потери массы за счет воздействия ультрафиолетового излучения растёт вместе с температурой материала, а при переходе температуры стеклования скорость увеличивается скачкообразно.

- Модель космоса. Научно-информационное издание. //Под ред. Л.С. Новикова.– Т.2: Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов. – М.: КДУ, 2007. 1144 С.
- Hughes, T.A., "Outgassing of Materials in the Space Environment," Proceedings of the USAF/NASA International Spacecraft Contamination Conference, NASA-CP-2039, AFML-TR-78-190, pp. 13-29, March 1978.
- Roussel J-F., Faye D., Van Eesbeek M., Tondu T., Migliore R., Rampini R., and Paulmier T., "A New Frontier for Contamination: Reaching the Molecules," Proceedings of 11th International Symposium on Materials in the Space Environment, Aix-en-Provence, France, September 15-18, 2009.
- 4. Хасаншин Р.Х., Новиков Л.С., Коровин С.Б. Влияние давления остаточной атмосферы на развитие электростатических разрядов на поверхности защитных стекол солнечных батарей // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2016, №10, С. 14-24.
- 5. Delphine FAYE: "Calculation approach for outgassing curves of PU1 paint and molecular contamination modeling: ground testing and computer simulation", 8th International Symposium on "Materials in a space environment", Arcachon, 2000.
- 6. J.Guillin: "Evaluation of isothermal outgassing kinetics for some materials used in apace", Proceedings of the Third European Symposium on Spacecraft Materials in Space Environment, ESA SP-232, The Netherlands, October 1985, pp. 35-38.
- Fumitaka Urayama, Tetsuya Hayashia, Naomichi Takedab, Naoko Babac: "Modeling of material outgassing and deposition phenomena", Optical Systems Degradation, Contamination, and Stray Light: Effects, Measurements, and Control, edited by Philip T. C. Chen, John C. Fleming, Michael G. Dittman, Proceedings of SPIE Vol. 5526 (SPIE, Bellingham, WA, 2004).

ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ КАНОНИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ R-ПРОЦЕССА К НЕТОЧНОСТЯМ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЯДЕРНЫХ ПАРАМЕТРОВ

В. В. Негребецкий¹, Е. В. Владимирова², М. В. Симонов¹, К.А. Стопани², Т.Ю. Третьякова^{1,2}

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия, ²Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

E-mail: negrebetckii.vv16@physics.msu.ru

По современным представлениям астрофизический г-процесс является основным источником элементов тяжелее железа во Вселенной. Эффективное его протекание возможно лишь в экстремальных астрофизических условиях, достижимых, например, при слиянии нейтронных звезд и взрывах сверхновых. Методы исследования г-процесса в основном ограничиваются компьютерным моделированием, сводящимся к решению системы ОДУ вида

$$\frac{dY_i}{dt} = \sum_k \pm \lambda_k \prod_{m_k} Y_{m_k},$$

задающего эволюцию концентрации Y_i каждого изотопа в астрофизической системе. Параметр λ_k здесь обозначает скорость реакции k, в которой синтезируется или расходуется изотоп i. Скорости реакций являются важными параметрами расчета, в которых закладываются ядерные характеристики.

На рис. 1 представлены полученные в настоящей работе при помощи канонической модели [1] выходы г-нуклидов. Как видно, траектория г-процесса лежит значительно ниже долины стабильности, в области ядер с сильным избытком нейтронов. Характеристики этих ядер, необходимые для определения λ_k , не могут быть определены экспериментально, поэтому их приходится рассчитывать на основе теоретических моделей, что вносит в моделирование существенные неопределенности. Представляет интерес изучение связи этих неопределенностей с выбором ядерных моделей.



Рис. 1. Выходы изотопов в канонической модели r-процесса. Оттенками серого показаны концентрации, нормированные на суммарную. Черными квадратами обведены стабильные ядра.

В настоящей работе при помощи библиотеке SkyNet [2] реализована каноническая модель r-процесса, принимающая на вход библиотеку астрофизических скоростей реакций REACLIB [3]. С помощью программы TALYS [4] нами были рассчитаны сечения всех реакций нейтронного захвата, включенных в REACLIB. В случае, если массы задействованных изотопов не были известны из эксперимента, они рассчитывались при помощи четырех разных моделей: FRDM2012 [5], HFB-24 [6], WS+RBF [7] и метода остаточного нейтрон-протонного взаимодействия [8]. На основе этих данных рассчитывались скорости реакций, являющиеся свертками сечений по энергетическим частиц. Полученные скорости реакций нейтронного распределениям захвата использовались нами для моделирования r-процесса.



Рис. 2. Массовые распределения продуктов г-процесса, полученные на основе четырех массовых моделей. Концентрации изотопов нормированы на суммарную.

Основным результатом настоящего исследования являются массовые распределения продуктов г-процесса, рассчитанные по данным четырех массовых таблиц. Эти данные представлены на рис. 2. Как видно, изменение ядерной модели, использующейся при расчете скоростей нейтронного захвата, приводят к большим, до трех порядков по величине, расхождениям выходов г-нуклидов.

Как показывают наши расчеты, неточности определения масс нейтроноизбыточных ядер приводят к большим неопределенностям при моделировании г-процесса. Эти неопределенности могут существенно затруднять изучение сценариев взрывного нуклеосинтеза и моделирование звездной эволюции. Наряду с поиском астрофизических сценариев г-процесса, совершенствование ядерных моделей и наших представлений о физике нейтроноизбыточных изотопов играет большую роль в изучении этого важного механизма нуклеосинтеза.

- 1. M. Arnould, S. Goriely, K. Takahashi // Phys. Rep. 2007, 450, 97
- 2. J. Lippuner, L.F. Roberts // ApJS 2017 233, 2, 18
- 3. R.H. Cyburt, A.M. Amthor, Ferguson R. et al. // *ApJ* 2010, 189, 1, 240
- 4. A.J. Koning, D. Rochman, J. Sublet et al // Nucl. D. Sheets 2019, 155, 1
- 5. P. Möller, A.J. Sierk, T. Ichikawa, H. Sagawa // ADNDT 2016, 109, 1
- 6. Goriely S., Chamel N., Pearson J.M. // Phys. Rev. C. 2013. V. 88. Art. No. 024308.
- 7. N.-N. Ma, H.-F. Zhang, X.-J. Bao, H.-F. Zhang. // Chinese Phys. C 2019, 43, 044105
- 8. Vladimirova E.V., Simonov M.V., Tretyakova T.Yu. // AIP Conf. Proc. 2021, 2377, 070003

МАССЫ И РАДИУСЫ НЕЙТРОННЫХ ЗВЁЗД В ПРИБЛИЖЕНИИ СКИРМА

С.А. Михеев¹, Д.Е. Ланской¹, Т.Ю.Третьякова^{1,2}

¹ Физический факультет МГУ; ² Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ

E-mail: semenmihey@gmail.com

Нейтронные звезды - гидростатически равновесные звёзды, в основном состоящие из нейтронов и имеющие плотность порядка ядерной. За последние годы наши знания о нейтронных звёздах значительно продвинулись: были открыты звёзды с большими массами, измерены радиусы многих нейтронных звёзд, а также наблюдались гравитационные сигналы от слияния двух нейтронных звёзд [1,2]. Исследование нейтронных звёзд может играть важную роль как для астрофизики, так и для физики ядра и изучения экстремальных состояний вещества.

В самом простом варианте материя нейтронных звёзд состоит из нейтронов, протонов, электронов и мюонов, однако известно, что при плотностях в несколько раз превышающих плотность насыщения ядерной материи, в материи нейтронных звёзд могут возникать гипероны. В данной работе изучается нейтронные звёзды, состоящие из нуклонов, лептонов и Λ -гиперонов. Материя нейтронных звёзд находится в состоянии химического равновесия, которое определяется следующей системой уравнений на химические потенциалы:

$$\begin{cases} \mu_p + \mu_e = \mu_n \\ \mu_\mu = \mu_e \\ \mu_\Lambda + m_\Lambda = \mu_n + m_n \end{cases}$$

Уравнение состояния материи строится с использованием потенциала Скирма. Существует множество различных параметризаций потенциала Скирма, которые дают похожие результаты при ядерной плотности, однако могут кардинально по-разному вести себя при более высоких плотностях.

Уравнение состояния необходимо для расчёта таких характеристик нейтронных звёзд, как масса и радиус. Для этого используется уравнение Оппенгеймера-Волкова [3,4].

$$\frac{dP}{dr} = \frac{G}{r^2} \frac{[\rho(r) + P(r)/c^2][m(r) + (4\pi r^3 P(r)/c^2)]}{1 - (2Gm(r)/rc^2)}$$

В этом выражении r - радиальная переменная, отсчитываемая от центра звезды, P(r) и $\rho(r)$ - давление и плотность материи на расстоянии r от центра, а m(r) - масса внутри сферы радиуса r.

Помимо вышеописанной материи, в нейтронной звезде также присутствует кора толщиной в несколько километров, в большей степени состоящая из атомных ядер. Кору нейтронной звезды можно описать с помощью уравнения Бейма-Петика [5]. В данной работе исследуется влияние наличия коры на характеристики нейтронных звёзд.

Также тестируются различные нуклон-нуклонные и гиперон-нуклонные потенциалы Скирма, и оценивается целесообразность их применения для описания материи нейтронных звёзд. Исследуется влияние наличия Λ -гиперонов на характеристики нейтронных звёзд.

- J.M. Lattimer and M. Prakash // Phys. Rep. 621, 127 (2016)
 L.Baiotti // Prog. Part. Nucl. Phys. 109, 103714 (2019)

- R.C. Tolman // Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. 20, 3 (1934)
 J.R. Oppenheimer and G.M. Volkov // Phys. Rev. 55, 374 (1939)
- 5. G. Baym, C. Pethick, and P. Sutherland // Astrophys. J. 170, 299 (1971)
ВВЕДЕНИЕ В ЭКСПЛУАТАЦИЮ СИСТЕМЫ НЕЗАВИСИМОГО РАСЧЕТА МОНИТОРНЫХ ЕДИНИЦ ДЛЯ ВЕРИФИКАЦИИ ПЛАНОВ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ

А. А. Кривецкая^{1,2}, Д. А. Товмасян², А. А. Логинова²

¹ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия, ² Национальный медицинский исследовательский центр детской гематологии, онкологии и иммунологии имени Дмитрия Рогачева, Москва, Россия

E-mail: anastasiakrivetskaya@yandex.ru

Неотъемлемой частью реализации лучевой терапии являются процедуры по обеспечению гарантии качества. Одна из них - независимая проверка расчета дозы и мониторных единиц [1-3]. Для её осуществления была поставлена цель ввода в эксплуатацию независимой системы расчета мониторных единиц MIM SureCalc® MonteCarlo (MIM Software Inc., Clevland, OH, USA) для двух моделей медицинских линейных ускорителей, Elekta Synergy и TomoTherapy.

Ввод в эксплуатацию систем независимого расчета мониторных единиц, согласно рекомендациям [4,5] был разделен на несколько этапов.

1. Верификация модели пучка [4,6] ускорителя Elekta. Для выявления различий в моделировании края поля и полутени было проведено сравнение путем гамма-анализа [7] дозовых распределений, полученных с помощью MIM SureCalc (SC) и системы планирования Monaco 5.11 (Elekta, Crowley, UK) в однородном водном фантоме. Был выбран Гамма критерий 2% 2 mm, которому должно удовлетворять 95% точек. Сравнение было выполнено для 11 планов с разными размерами поля, каждый из которых удовлетворил указанному критерию. Моделирование края поля системой SC в области полутени пучка показало удовлетворительные результаты в гомогенной среде.

2. Проведение расчета зависимости фактора радиационного выхода (OF) от размера поля на референсной глубине 10 см для ускорителя Elekta. Полученная зависимость представлена на рис.1. Максимальное отклонение расчета SC от измерений не превышало 1,02 %.





3. Оценка точности моделирования формы и позиционирования лепестков многолепесткового коллиматора (МЛК) ускорителя Elekta. Был создан план с серией тестовых полей L-образной формы в Monaco и SC. При сравнении полученных распределений дозы путем Гамма анализа с критериями 3% 2 мм, которому должно удовлетворять 95% точек, были обнаружены неточности в моделировании МЛК в системе SC ($\gamma = 94,9\%$). После корректировки модели, расчеты в SC показали приемлемые

результаты (ү = 98,8%).

4. Определение корректирующего коэффициента мощности дозы. В ТотоТherapy используется постоянное значение мощности дозы, однако значение, используемое при расчете, требует коррекции, так как зависит от динамических свойств работы подвижных частей аппарата (вращения гантри, движения лепестков коллиматора, перемещения стола). С помощью системы планирования Tomotherapy Planning Station (Tomotherapy TPS) был создан набор референсных планов динамического облучения объема мишени в однородном фантоме. В планах использовались различные параметры пучка (ширина поля, предписания дозы для мишеней, фактор модуляции и питч). Референсные планы были пересчитаны в SC с целью получения коэффициента коррекции kcorr по формуле:

$$k_{corr} = \frac{\overline{D}_{sc}}{\overline{D}_{tomo}}$$

где \overline{D}_{sc} - средняя доза в референсном объеме облучения, полученная в SC; \overline{D}_{tomo} - средняя доза в том же объеме, полученная в TPS.

Используя полученные данные, был рассчитан средний коэффициент коррекции k_{corr} для каждой ширины радиационного поля, используемого в TomoTherapy. Измеренное в статических референсных условиях значение мощности дозы 835 сГр/мин было умножено на указанные коэффициенты и получены искомые значения мощности дозы (таблица 1). После применения корректирующих коэффициентов точность расчёта повысилась. Средняя разница дозы в объёме мишени между значениями, вычисленными в SC и TPS, при сравнении трёх планов с разными размерами поля составила 0,6±0,4%, средняя разность до применения коэффициентов была 5,3±4,5%.

Ширина поля, мм	10	25	50
k _{corr}	0,897	0,979	0,981
Стандартное отклонение	0,008	0,006	0,005
Мощность дозы, сГр/мин	749	818	820

Таблица 1. Средние коэффициенты и значения мощности дозы TomoTherapy для разных размеров поля

5. Следующим этапом будет являться валидация расчетов SC в гетерогенных условиях облучения.

В ходе работы было выполнено несколько первых этапов, необходимых для введения в эксплуатацию системы для вторичного расчёта мониторных единиц MIM SureCalc.

- 1. T.C. Zhu, S. Stathakis, J.R. Clark, et al. Report of AAPM Task Group 219 on independent calculation-based dose/MU verification for IMRT // Med. Phys. 2021 00:1–22.
- 2. A.L. Boyer, E.B. Butler, T.A. DiPetrillo, et al. Intensity-modulated radiotherapy: current status and issues of interest // Int J Rad Onc Biol Phys. 2001 51(4):880-914.
- 3. J.H. Kung, G.T. Chen and F.K. Kuchnir A monitor unit verification calculation in intensity modulated radiotherapy as a dosimetry quality assurance // Med. Phys. 2000 27 2226–30
- 4. B. Fraass, K. Doppke, M. Hunt, et al. American Association of Physicists in Medicine Radiation Therapy Committee Task Group 53: quality assurance for clinical radiotherapy treatment planning // Med Phys. 1998 25(10):1773-1829.
- 5. J.B. Smilowitz, I.J. Das, V. Feygelman, et al. AAPM Medical Physics Practice Guideline 5.a.: commissioning and QA of treatment planning dose calculations -megavoltage photon and electron beams // J Appl Clin Med Phys. 2015 16(5):14-34.
- C.M. Ma, I.J. Chetty, J. Deng, et al. Beam modeling and beam model commissioning for Monte Carlo dose calculation-based radiation therapy treatment planning: Report of AAPM Task Group 157 // Med. Phys 2020 47 (1)
- 7. Low DA, Harms WB, Mutic S, Purdy JA. A technique for the quantitative evaluation of dose distributions // Med Phys 1998 25(5): 656-61

ОПТИМИЗАЦИЯ МИКРОСТРУКТУРНЫХ СВОЙСТВ В ЛАЗЕРНОМ АДДИТИВНОМ ПРОИЗВОДСТВЕ СЛОЖНЫХ ДЕТАЛЕЙ

Хоменко М.Д., Мирзаде Ф.Х.

Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН - филиал ФНИЦ "Кристаллография и Фотоника" РАН, Шатура, Россия

E-mail: hmd@laser.ru

Аддитивное производство (АП) - это комплекс технологий позволяющих создавать готовые детали путем их послойного синтеза. Сейчас такое производство дает возможность создания новых уникальных свойств деталей и очень близко к цифровому производству, в том числе благодаря использованию предсказательного моделирования [1]. Сбои процесса выращивания связаны с узким окном оптимальных параметров, а прямое численное моделирование зарекомендовало себя как эффективный вспомогательный метод определения оптимальных параметров и исследования процесса [2]. Численные модели имеют огромное значение, так как позволяют заглянуть внутрь сложных процессов и эффективно проводить оптимизацию.

При выращивании и ремонте деталей сложных геометрий можно выделить ряд «проблемных» элементов, с существенно изменяющимися условиями теплоотвода во время обработки: сужения, мосты и тонкие стенки. Ранее нами была показана связь микроструктурных характеристик трека с его геометрическими параметрами [3]. В предыдущей работе [4] была показана возможность качественной наплавки при малых радиусах разворота со снижением скорости, однако до сих пор существуют ограниченные знания о процессе лазерной наплавки (ЛН) сложных деталей. В данной работе проведена оптимизация процесса ЛН сужения под острым углом для создания однородной структуры деталей сложной геометрии. Эта деталь характеризуется увеличением LEPUL во внутренней области поворота, а снижение скорости не позволяет исправить получаемые дефекты.

В работе используется гидродинамическая модель ЛН и теплофизические параметры для порошка Inconel 718 [3,4], а ее алгоритм адаптирован для исследования наплавки «проблемных» элементов деталей. Программа разработана в открытом пакете вычислительной гидродинамики Openfoam в которую была включена возможность адаптивно изменять параметры наплавки и исследовать различные детали. Использованная схема включает сохранение линейной скорости сканирования 14.7 мм/с и три уровня мощности: 1 кВт (при прямом движении), 0.8 кВт (при маневре) и 0.9 кВт (при обратном). Рассматривается два случая подачи: (i) поток порошка R_{jet} шире лазерного пучка R_{beam} и (ii) с одинаковым размером $R_{jet} = R_{beam}$.

Для исследования используется сужение под углом 10°. На рисунке 1 показан вид сверху на распределение высоты наплавленного слоя детали после лазерной наплавки в течение 2.5 секунд при различных схемах оптимизации. Красный контуром обозначены границы лазерного пучка, белым – потока порошка, а черным – ванны расплава.

Видно, что без оптимизации мощности образуется дефект, вследствие изменения условий теплоотвода, который особенно заметен в зоне с увеличенным LEPUL (рисунок la). Снижение мощности лазерного излучения (ЛИ) снижает размер дефекта (рисунок 1б), однако не позволяет полностью избавиться от увеличения высоты валика, т.к. изменение параметров ванны расплава во время поворота приводит к захвату материала из периферийной зоны потока порошка. При чрезмерном снижении мощности дефект сохраняется. На рисунке 1в показано, что острая фокусировка потока порошка совместно с адаптацией мощности ЛИ позволяют проводить наплавку сужений с острыми углами без существенных дефектов. Это позволяет говорить об отсутствии значительного изменения микроструктуры таких деталей.



Рисунок 1. Результаты оптимизации наплавки с углом сужения 10° (а) без оптимизации, широкий поток порошка, (б) снижение мощности, широкий поток порошка, (в) снижение мощности и сфокусированный поток порошка.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ грант № 19-51-60002 ЮАР_т в части оптимизации наплавки деталей и Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН в части разработки вычислительного алгоритма наплавки деталей сложной геометрии.

- // Президент НИЦ «Курчатовский институт» Михаил Ковальчук в передаче «Истории из будущего» беседует об аддитивных технологиях с председателем Совета РФФИ академиком РАН Владиславом Панченко: [сайт]. [2018]. URL: http://www.rfbr.ru/rffi/portal/n_786/ о 2051886 (дата обращения: 25.10.2021).
- 2. Pinkerton A.J., "Advances in the modeling of laser direct metal deposition," // J. Laser Appl., Vol. 27, No. S1, 2015.
- 3. Khomenko M.D., Makoana W., Mirzade F.K., and Pityana S., "Coupled heat transfer, fluid flow and solidification kinetics for laser additive manufacturing applications," // Journal of manufacturing processes, Vol. 67, 2021. pp. 611-618.
- 4. Niziev V.G., Khomenko M.D., and Mirzade F.K., "Process planning and optimization of laser cladding considering hydrodynamics and heat dissipation geometry of parts.," // Quantum Electronics, Vol. 48, No. 8, 2018. pp. 743 748.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОВ РЕГИСТРАЦИИ ИЗОБРАЖЕНИЙ И ИХ СОВМЕЩЕНИЯ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ

А.В. Попова¹, А.О. Лисовская², А.А. Логинова²

¹ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Инженерно-физический институт биомедицины, Москва, Россия,

² ФГБУ «НМИЦ детской гематологии, онкологии и иммунологии имени Дмитрия Рогачева» Министерства здравоохранения Российской Федерации, Москва, Россия

E-mail: ppvann@yandex.ru

В современной адаптивной лучевой терапии (АЛТ) все чаще используются разные типы изображений, например, компьютерной томографии (КТ), мегавольтной компьютерной томографии (МВКТ), конусно-лучевой компьютерной томографии (КЛКТ) и т.д. Для того, чтобы определить актуальную дозу облучения, которую получает пациент, необходимо произвести перерасчет исходного плана на новую серию изображений с учетом изменившейся анатомии. В связи с этим стало необходимым введение понятия регистрации изображений — процесса геометрического преобразования, которое связывает анатомически идентичные точки в двух сериях изображений, основанных на актуальном и первоначальном наборах данных [1].

В данной работе проведено исследование различных видов регистрации изображений, выполнен анализ качества проводимой регистрации для изображений КТ, КЛКТ, МВКТ. Полученные результаты в дальнейшем могут быть использованы для оценки влияния изменений анатомии пациента на итоговое распределение дозы.

Различают жесткую регистрацию, основанную на преобразовании трех степеней свободы и трех параметров вращения, и деформируемую [1], когда число степеней свободы может быть в три раза больше числа вокселей в исходном наборе данных. Деформируемая регистрация изображений, демонстрируемая на рисунке 1.б, проводилась с помощью программного обеспечения MIM Maestro (MIM Software Inc., Клевланд, Огайо, США). Использовались изображения КТ, КЛКТ, МВКТ фантомов и пациентов. Для имитации анатомических изменений, физический фантом можно деформировать, а изображения виртуального фантома можно изменять цифровым способом.



Рисунок 1. а) Совмещенные изображения КТ и КЛКТ; б) Деформируемая регистрация этих изображений.

Оценка качества регистрации осуществляется с помощью регистрационных метрик, основанных на геометрии (анатомия изображения) или интенсивности (параметры вокселя изображения) [1]. Регистрационная метрика (R) на основе геометрии для двух изображений A и B с координатами пар сопоставляемых точек p_A и p_B определяется формулой, где N – общее число совпадающих точек:

$$R = \frac{\sum (p_A - p_B)^2}{N}$$

Альтернативной метрикой является перекрестная корреляция, которая оценивает сходство в интенсивности изображений. Ее нормированная версия, называемая коэффициентом корреляции (CC, correlation coefficient), приведена ниже, где $T(B(\vec{x}))$ является функцией преобразования, применяемой к координатам изображения В для выравнивания его по изображению A; \bar{B} , \bar{A} - средние значения интенсивностей изображений A и B соответственно; $A(\vec{x})$, $B(\vec{x})$ - значения интенсивностей в каждой точке для изображений A и B соответственно:

$$CC = \frac{\sum_{\vec{x}} (A(\vec{x}) - \bar{A}) (T(B(\vec{x})) - \bar{B})}{\sqrt{\sum_{\vec{x}} A(\vec{x}) - \bar{A})^2 \sum_{\vec{x}} (T(B(\vec{x})) - \bar{B})^2}}$$

Для изображений, где интенсивности пикселей сильно различаются, более уместны показатели, основанные на статистике интенсивностей без зависимости от абсолютных значений интенсивности. Например, метрика взаимной информации (MI, mutual information), направленная на выравнивание вокселей, значения которых имеют единые вероятности присутствия в соответствующих наборах изображений. В уравнении ниже суммирование производится по уровням интенсивностей сопоставимых изображений: А (I_A) и В (I_B) , где р (I_A) и р (I_B) - функции распределения вероятностей интенсивностей I_A и I_B соответственно, а р (I_A, I_B) – совместная функция распределения вероятностей:

$$MI(I_{A}, I_{B}) = \sum_{B} \sum_{A} p(I_{A}, I_{B}) \log_{2}[p(I_{A}, I_{B})/p(I_{A})p(I_{B})]$$

Источником ошибок при регистрации изображений могут выступать несколько факторов: нарушение гладкости векторного поля деформации в связи с естественной анатомической изменчивостью организма пациента, наличие шума или артефактов. Последние могут быть вызваны наличием имплантатов или движением органов человека.

Оценка точности регистрации может быть визуальной: с использованием метода шахматной доски или сравнением пространственного расположения идентифицируемого маркера на обоих изображениях. Количественными показателями точности регистрации могут быть: выравнивание анатомических точек, коэффициент подобия кости (КПК), среднее расстояние до согласованного значения (СРСЗ) [1] и математическая оценка изменения локального объема с помощью определителя Якоби.

Алгоритмы регистрации изображений в настоящее время являются областью активных исследований и коммерциализации в области адаптивной лучевой терапии. Вопросы точности регистрации являются актуальными в мировой медицинской практике до сих пор, что делает необходимым дальнейшее исследование методов регистрации изображений и проведения ряда экспериментов для оценки ее качества.

- K.K Brock, S. Mutic, T.R McNutt et al. Use of Image Registration and Fusion Algorithms and Techniques in Radiotherapy: Report of the AAPM Radiation Therapy Committee Task Group No. 132. // Medical Physics. 2017. V. 44. N. 7. E43-E76. http://doi: 10.1002/mp.12256
- L.K Hay, C. Paterson, P. McLoone, E. Miguel-Chumacero et al. Analysis of dose using CBCT and synthetic CT during head and neck radiotherapy: A single centre feasibility study. // Technical Innovations & Patient Support in Radiation Oncology. 2020. N. 14. P. 21–29. <u>https://doi.org/10.1016/j.tipsro.2020.02.004</u>

МАЛОУГЛОВАЯ ДИФРАКЦИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ИССЛЕДОВАНИИ УПОРЯДОЧЕННЫХ ПОРИСТЫХ СТРУКТУР НА ПРИМЕРЕ АНОДНОГО ОКСИДА АЛЮМИНИЯ

И. В. Росляков^{1,2}, Д. С. Кошкодаев¹, А. П. Чумаков³, А. А. Елисеев¹, О. Коновалов³, А. Петухов⁴, К. С. Напольский^{1,5}

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, факультет наук о материалах, Москва, Россия, ²Институт общей и неорганической химии имени Н. С. Курнакова РАН, Москва, Россия ³European Synchrotron Radiation Facility, Grenoble, France ⁴Utrecht University, Debye Institute for Nanomaterials Science, Utrecht, The Netherlands ⁵Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

E-mail: ilya.roslyakov@gmail.com

Анодирование алюминия в кислых электролитах приводит к формированию на его поверхности пористой пленки анодного оксида алюминия (АОА). Структуру данного материала можно представить в виде массива вертикальных цилиндрических каналов нанометрового размера, которые в плоскости пленки образуют малодефектный гексагональный массив [1]. Одним из современных методов для количественной AOA аттестации структуры является малоугловая дифракция рентгеновского (синхротронного) излучения. Данный подход позволяет получить уникальную информацию о трехмерной структуре материала, а также незаменим при in situ исследовании кинетики и механизма перестройки системы пор в процессе анодного окисления от стохастического зарождения на поверхности металла до малодефектной гексагональной упаковки.

Одним из важных факторов, влияющих на упорядочение пор в АОА, является микроструктура и кристаллографическая ориентация алюминия, используемого в качестве исходного материала. В работе в качестве модельных объектов исследования выбраны пористые пленки АОА, полученные анодирование монокристаллов Al(100), Al(110) и Al(111) в 0,3 М серной кислоте при напряжении 25 В. Эксперименты по малоугловой рентгеновской дифракции выполнены на базе Европейского центра синхротронного излучения (European Synchrotron Radiation Facility – ESRF) на станциях BM26B и ID10.

Примеры двумерных дифракционных картин представлены на рисунке 1 [2]. В случае анодирования Al(111) наблюдается точечная дифракция с гексагональной симметрией, которая свидетельствует о наличии дальнего ориентационного порядка в структуре AOA. В случае Al(100) несколько дифракционных колец с однородным распределением интенсивности являются следствием несовместимости оси симметрии четвертого порядка в структуре металла с гексагональной структурой AOA. Для Al(110) наблюдается промежуточная ситуация: шесть широких максимумов на азимутальном распределении интенсивности соответствуют большей величине мозаичности по сравнению с Al(111).

Эволюция пористой структуры АОА в процессе анодного окисления монокристаллов алюминия исследована методом in situ малоугловой дифракции рентгеновского излучения [3]. Показано, что кинетика формирования гексагональных доменов в структуре АОА (областей с бездефектной гексагональной упаковкой) намного быстрее кинетики упорядочения указанных доменов в плоскости пленки с формированием дальнего ориентационного порядка. При анодировании Al(111) наблюдается непрерывное линейное увеличение размера доменов (рис. 2). Иными словами, АОА на поверхности Al(111) предрасположен к формированию монодоменной структуры с дальним ориентационным порядком, протяженность которого ограничена лишь размером зерна используемого металла и продолжительностью анодного окисления. Напротив, размер

доменов в случае Al(100) и Al(110) достигает максимального значения ~ 20 периодов структуры (~ 1 мкм) при толщине пористой пленки около 40 мкм.



Рис. 1. Двумерные дифракционные картины для АОА, полученного анодированием монокристаллов Al в 0,3 M H₂SO₄ при напряжении 25 В (период пористой структуры 65 нм) [2].



Рис. 2. Эволюция среднего размера домена пористой структуры АОА в процессе анодирования монокристаллов с различной кристаллографической ориентацией. На вставках представлены примеры дифракционных картин для Al(111) на различных этапах процесса (вверху), а также РЭМ изображения верхней (внизу слева) и нижней (внизу справа) поверхности АОА (период пористой структуры 65 нм) [3].

Работа подержана грантом № 075-15-2021-1353 «Развитие синхротронных и нейтронных исследований и инфраструктуры для материалов энергетики нового поколения и безопасного захоронения радиоактивных отходов».

- 1. I.V. Roslyakov, E.O. Gordeeva, K.S. Napolskii. Role of electrode reaction kinetics in selfordering of porous anodic alumina // Electrochim. Acta 2017. V. 241, 362.
- I.V. Roslyakov, D.S. Koshkodaev, A.A. Eliseev, D. Hermida-Merino, V.K. Ivanov, A.V. Petukhov, K.S. Napolskii. Growth of porous anodic alumina on low-index surfaces of Al single crystals // J. Phys. Chem. C 2017. V. 121, 27511.
- 3. I.V. Roslyakov, A.P. Chumakov, A.A. Eliseev, A.P. Leontiev, O.V. Konovalov, K.S. Napolskii. Evolution of pore ordering during anodizing of aluminum single crystals: in situ small-angle X-ray scattering study // J. Phys. Chem. C 2021. V. 125, 9287.

МОНИТОРИНГ ИЗМЕНЕНИЯ ХИМИЧЕСКИХ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ПРОДУКТОВ МЯСНОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ ПОСЛЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ИОНИЗИРУЮЩИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

У. А. Близнюк¹, П.Ю. Борщеговская¹, Т.А. Болотник³, В.С. Ипатова¹, И.А. Родин³, О.В. Шинкарев¹, О.Ю. Хмелевский¹, Д. С. Юров²

> ¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия,

²Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына,

Москва, Россия

³Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, химический факультет, Москва, Россия

E-mail: shinkaryov-oleg@mail.ru

В настоящее время существует потребность в решении задач по контролю качества пищевой продукции, а также по увеличению ее сроков хранения с сохранением органолептических свойств и пищевой ценности продуктов. Использование ионизирующих излучений является одним из наиболее эффективных и универсальных методов продления срока годности пищевых продуктов, позволяющих обеспечить их санитарную безопасность, что особенно актуально в связи с постоянным ростом заболеваемости, вызванной пищевыми отравлениями из-за некачественных или просроченных продуктов [1-3].

Целью работы являлось исследование концентраций летучих органических соединений в мясной продукции в течение периода хранения после воздействия ионизирующим излучением в различных дозах.

В качестве объекта исследования были выбраны образцы курицы, хранившиеся в холодильной камере при температуре 2 °С в течение суток с момента забоя. Облучение образцов проводилось на ускорителе электронов непрерывного действия УЭЛР-1-25-Т-001 с энергией 1 МэВ, средней мощностью пучка 25 кВт при среднем токе пучка 600 нА и при температуре окружающей среды 20 °С. Образцы мяса курицы массой $(0,5 \pm 0,1)$ г помещались в пробирки типа эппендорф объемом 2 мл и выкладывались на пластину непосредственно перед выходом пучка электронов. Для оценки дозы, поглощенной образцами, проводилось компьютерное моделирование с использованием кода программного инструментария GEANT4 с учетом характеристик поля излучения, метода облучения, значений заряда, поглощенного пластиной, на которой располагались образцы, а также геометрии образцов. Мощность дозы электронного излучения при облучении образцов мяса составляла $P_{3лект} = (1,2 \pm 1)$ Гр/с. Образцы курицы облучали в дозах от 250 Гр, 500 Гр, 1000 Гр, 2000 Гр и 5000 Гр.

Для идентификации летучих соединений в опытных образцах облученной продукции использовали метод газовой хроматографии в сочетании с массспектрометрией (ГХ-МС). Мониторинг химических показателей образцов мяса курицы проводили через 3 часа после облучения, а также на первые, четвертые и шестые сутки после обработки.

В опытных образцах были идентифицированы следующие соединения: спирт 1-гексанол, альдегиды (пентаналь, гексаналь, гептаналь, нонаналь) и кетон ацетон. Зависимости концентраций спирта 1-гексанол в образцах курицы, облученных в дозах 2000 Гр и 5000 Гр, а также в контрольных необлученных образцах от времени после проведения облучения, экспоненциально возрастали. Наибольшее возрастание концентрации данного соединения в контрольных образцах на шестые сутки наблюдения может быть связано тем, что спирты являются продуктами распада жирных кислот за счет протекания ферментативных процессов, интенсивность которых с течением периода хранения продукта возрастает. После воздействия облучения ферменты разрушаются, поэтому показатели облученных образцов на шестые сутки ниже контрольных показателей.

По результатам органолептических исследований охлажденной мясной и рыбной продукции, обработанной электронным излучением, получено, что вкус и запах продуктов не отличается от контрольных показателей при обработке в дозах от 250 Гр до 1000 Гр [3]. Современные исследования других авторов указывают на то, изменение органолептических показателей пищевых продуктов после проведения радиационной обработки связано с увеличением в них концентраций альдегидов [4].



Рисунок 1. Зависимости изменений концентраций альдегидов (пентаналь (а), гексаналь (б), гептаналь(в) и нанональ (г)) в образцах курицы, облученных в различных дозах, от времени после проведения радиационной обработки.

На рисунках 1 (а,б,в,г) представлены зависимости изменений концентраций альдегидов (пентаналь, гексаналь, гептаналь и нанональ) в образцах курицы, облученных в различных дозах, измеренные на нулевые, первые, четвертые и шестые сутки после проведения радиационной обработки. Как видно из рисунков 1 (а,б,в,г), зависимости носят нелинейный характер. На нулевые и первые сутки для всех идентифицированных альдегидов характерны нелинейные зависимости концентраций от дозы облучения. Однако, на четвертые и шестые сутки после облучения показатели образцов, обработанных в дозах 250 Гр, 500 Гр и 1000 Гр, а также контрольные показатели лежали ниже, чем показатели образцов, обработанных в дозе 2000 Гр и 5000 Гр, что согласуется с результатами органолептических исследований, проведенных авторами, а также

с результатами других авторов. Таким образом, идентифицированные альдегиды могут быть потенциальными маркерами превышения технологического диапазона доз, приводящего к изменению вкуса и запаха охлажденного мяса птицы.

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

- A.P. Chernyaev, S.M. Varzar, P.Yu. Borschegovskaya., A.V. Belousov, U.A. Bliznyuk. Accelerators in Various Sectors of the World Economy // Physics of Particles and Nuclei Letters. – 2016. – Vol. 13. – N.7. – PP. 988-990.
- 2. Черняев А.П., Авдюхина В.М., Близнюк У.А. и др. Применение низкоэнергетического электронного излучения для обработки охлажденного мяса индейки. Оптимизация параметров воздействия / Наукоемкие технологии. 2020. Т. 21. № 1. С. 40-49.
- Li, C., He, L., Jin, G. Effect of different irradiation dose treatment on the lipid oxidation, instrumental color and volatiles of fresh pork and their changes during storage // Meat Science, 2017. Vol. 128. P. 68–76.

ВЛИЯНИЕ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ФЕНОЛОГИЮ И МИКРОФЛОРУ КАРТОФЕЛЯ

Н. С. Чуликова¹, А. А. Малюга¹, У. А. Близнюк^{2,3}, А. П. Черняев^{2,3}, П. Ю. Борщеговская^{2,3}, С. А. Золотов², А. Д. Никитченко², Я. В. Зубрицкая^{2*}, Д. С. Юров³

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Сибирский федеральный научный центр агробиотехнологий Российской академии наук, 630501, Новосибирская область, Новосибирский район, р.п. Краснообск, Россия;

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова», 119991, Москва, Россия; ³Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В.Скобельцына Московского государственного университета имени М.В.Ломоносова, 119991, Москва, Россия.

*E-mail: yyryana@gmail.com

Применение ядерных технологий в аграрной промышленности позволяет эффективно решать целый ряд проблем в вопросах селекции и генетики развития растений, борьбы с насекомыми вредителями, обеспечения микробиологической и фитопатогенной безопасности пищевой продукции [1]. Использование для фитосанитарной обработки ионизирующего излучения особенно актуально на фоне снижения качества и количества сельскохозяйственной продукции, вызванного её поражением различными грибковыми, вирусными и бактериальными заболеваниями.

Одним из наиболее распространённых заболеваний картофеля является ризоктониоз (чёрная парша), заражение которым приводит к снижению скорости роста культуры, уменьшению количества и потере качества урожая.

Целью работы являлось исследование влияния низкоэнергетичного электронного излучения на продуктивность и фенологию картофеля, зараженного Rhizoctonia solani Kühn.

Облучение образцов проводилось на линейном непрерывном ускорителе электронов УЭЛР-1-25-Т-001 с энергией 1 МэВ и средней мощностью пучка 25 кВт. Клубни картофеля сорта Lina в диаметром (4 ± 1) см с естественным заражением грибом Rhizoctonia solani Kühn и глубиной залегания склероциев гриба около 2 мм облучались в дозах от 20 до 200 Гр. В целях равномерного распределения дозы по объему клубней проводили двухстороннее облучение картофеля.

Дозы излучения, поглощенные образцами, рассчитывались с помощью компьютерного моделирования, проведенного с помощью программного кода GEANT 4, базирующегося на методе Монте-Карло. Моделирование выполнялось с учётом энергетического спектра ускорителя и измеренного при облучении поглощенного заряда на пластине, на которой находились обрабатываемые образцы. Поверхностный характер обработки низкоэнергетичными электронами позволил не затронуть внутренние слои картофеля при облучении поражённых склероциями верхних слоёв.

Далее происходило высеивание клубней с целью исследования урожайности и фракционного состава нового урожая картофеля, который проходил фитосанитарный контроль с целью выявления степени его поражения фитопатогенными грибами. Полевые исследования были проведены на опытном поле СибНИИЗиХ СФНЦА РАН в Новосибирской области.

По результатам проведённого исследования было установлено, что облучение заражённых клубней картофеля в дозах от 20 Гр до 150 Гр приводило к задержке развития растений, а в дозах свыше 200 Гр – к полному ингибированию прорастания. Во все фазы роста культуры наблюдалось отставание в развитии растений по сравнению с растениями, выросшими из контрольных необлученных клубней. Зависимости времен задержек

наступления фаз вегетации и роста растений от дозы, поглощенной посадочным материалом, носили нелинейный характер.

Воздействие электронным излучением на посадочный материал привело к снижению урожайности картофеля с ростом дозы обработки. Так, урожайность контрольных клубней составила $(16,9 \pm 2)$ т/га; урожайность клубней, подвергавшихся воздействию излучения в дозе 150 Гр, составила $(5,4 \pm 0,8)$ т/га. Анализ фракционного состава нового урожая показал рост доли средней фракции клубней (вес 40-80 г) при облучении образцов в диапазоне доз от 20 Гр до 100 Гр; при обработке в дозе 150 Гр преобладала крупная фракция картофеля (вес более 80 г), при этом мелкая фракция отсутствовала полностью. Исследования других авторов указывают на то, что обработка семенного картофеля в дозе 150 Гр полностью подавляет прорастание клубней. Недостижение полного ингибирования урожайности при обработке в дозе 150 Гр в данном исследовании, по всей видимости, связано с недооблучением отдельных участков поверхности клубней при обработке низкоэнергетичным электронным излучением.

Анализ фитосанитарного состояния нового урожая показал, что с увеличением дозы снижалась распространённость как несклероциальных, так и склероциальных форм ризоктониоза, при этом склероциальные формы ризоктиниоза более радиочувствительны к воздействию электронного излучения в диапазоне доз от 20 Гр до 150 Гр по сравнению с его несклероциальными формами.

снижения общей урожайности Зависимости и урожайности наиболее востребованной в продаже средней фракции, а также зависимости подавления распространённости склероциальных и несклероциальных форм ризоктониоза от дозы облучения сигмоидальный характер. Проанализировав носили параметры функциональных зависимостей, были получены дозы, воздействие которых подавляет распространенность форм ризоктиниоза на поверхности клубней в 2 раза по сравнению с контрольными показателями: для склероциальных форм эта доза составила ($40,3 \pm 3,5$) Гр, для несклероциальных форм - (30,4 ± 3,7) Гр. В то же самое время, при обработке посадочного материала в дозе (66,5 ± 5,8) Гр снижается в 2 раза доля средней фракции в общей урожайности картофеля.

Таким образом, обработка посадочного материала низкоэнергетическим излучением в дозе, равной 30 Гр, позволит снизить практически в 2 раза распространенность заражения ризоктиниозом клубней нового урожая, при этом общая урожайность снизится на 30 %, а доля наиболее востребованной в производстве средней фракции картофеля снизится всего лишь на 15 %.

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

- A.P. Chernyaev, S.M. Varzar, P.Yu. Borschegovskaya., A.V. Belousov, U.A. Bliznyuk. Accelerators in Various Sectors of the World Economy // Physics of Particles and Nuclei Letters. - 2016. – Vol. 13. – N.7. – PP. 988-990.
- 2. У.А. Близнюк, В.А. Леонтьев, А.А. Малюга, В.В. Ханкин, А.П. Черняев, Н.С. Чуликова, Д.С. Юров. Влияние ионизирующего излучения на рост фитопатогена R. solani // Вестник Московского Университета. Серия 3: Физика. Астрономия. – 2021. – № 1. – С.45-49.

УТОЧНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ НУКЛОННЫХ ПЛОТНОСТЕЙ И РАСЧЕТ ПОТЕНЦИАЛА В ДИАБАТИЧЕСКИХ СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

М.В. Симонов¹, А.В. Карпов², Т.Ю. Третьякова^{1,3}

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия; ²Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория ядерных реакций имени Г. Н. Флерова, Дубна, Россия; ³Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына, Москва, Россия

E-mail: simonov.mv16@physics.msu.ru

Реакции с тяжелыми ионами позволяют изучать процессы образования изотопов тяжелых элементов. Для описания реакций с тяжёлыми ионами необходим расчет потенциала взаимодействия двух сталкивающихся ядер. В данной работе представлены результаты расчета диабатического потенциала для реакций сферических ядер с *Z*, *N* ≥ 8.

Для вычисления потенциальной энергии используется фолдинг-потенциал [1,2], который представляет собой свертку эффективного межнуклонного потенциала Мигдала с нуклонными плотностями 2 ядер. Расчет проводится в приближении «замороженных» плотностей, когда за время реакции перераспределения плотности между ядрами не происходит. Нуклонные плотности описываются распределением Ферми. Параметры плотностей – радиусы и диффузности – представлены как функции *Z*, *N* и уточнены с использованием экспериментальных данных по диффузностям распределения заряда в ядрах [3], среднеквадратичным зарядовым радиусам [4] и толщине нейтронной шубы [5].



Рис. 1. Зависимость потенциальной энергии от расстояния между центрами ядер.

На рис. 1 показан результат расчета фолдинг-потенциала для системы ⁴⁰Ca + ²⁰⁸Pb. Для сравнения приводится потенциал Басса [6], описывающий кулоновский барьер, и феноменологический потенциал «проксимити» [7].

- А.Б. Мигдал. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М.: Наука, 1983. 432 с.
- 2. V.I. Zagrebaev, A.V. Karpov, Y. Aritomo et al. // Phys. Part. Nucl. 2007. V. 38. No. 4. P. 469.
- 3. H. De Vries, C. W. De Jager, C. De Vries // At. Data Nucl. Data Tables. 1987. V. 36. P. 495.
- 4. I. Angeli, K.P. Marinova // At. Data Nucl. Data Tables. 2013. V. 99. P. 69.
- J. Jastrzębski, A. Trzcińska, P. Lubiński et al. // Int. J. Mod. Phys. E. 2004. V. 13. No. 1. P. 343.
- 6. R. Bass // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 39. P. 265.
- 7. J. Blocki, J. Randrup, W.J. Swiatecki, C.F. Tsang // Ann. Phys. 1977. V. 105. P. 427.

ПРИМЕНЕНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ МАССОВЫХ СООТНОШЕНИЙ ДЛЯ ОЦЕНКИ ЭНЕРГИИ СВЯЗИ И ХАРАКТЕРИСТИК АЛЬФА-РАСПАДА ЯДЕР С Z ДО 118.

И.А. Мостаков¹, М.В. Симонов^{1,3}, Е.В. Владимирова², Т.Ю. Третьякова^{1, 2,3}

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия,

²Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына, Москва, Россия ³Международная межправительственная организация

Объединенный институт ядерных исследований, Московская область, Дубна. Россия

E-mail: mostakov.ia18@physics.msu.ru

Сверхтяжелые ядра представляют большой интерес в связи с современным прогрессом синтеза новых элементов. Также они имеют большое количество нейтронов и сложную структуру оболочки. Для изучения таких экзотических нуклонных систем необходимы теоретические оценки масс или энергий связи ядер. Кроме того, важной особенностью области сверхтяжелых ядер является преимущественный альфа-распад. Поэтому прогнозирование характеристик альфа-распада неизвестных элементов очень важно, ведь альфа-распад лежит в основе методов регистрации новых элементов [1].

Успешное применение феноменологического подхода к предсказаниям энергии связи для ядер с числом протонов Z до 106 на основе формулы остаточного пр-взаимодействия, было продемонстрировано в нашей предыдущей работе [2]. Дальнейшее развитие этого подхода показано в текущей работе. Метод прогнозирование улучшен за счет использование экспериментальных энергий связи. Эта модификация метода позволила достичь более тяжелых ядер. Расчеты основаны на последней компиляции экспериментальных данных АМЕ 2020 [3]. Проведено сравнение полученного результата с прогнозами других моделей.

2. Vladimirova E. V. et al. // Int. J. Mod. Phys. E. 2021. 30, art. № 2150025.

^{1.} Oganessian Yu. Ts., Sobiczewski A., and Ter-Akopian G.M. // Phys. Scr. 92 (2017) 02300

^{3.} Meng Wang et al. // Chin. Phys. C, 2021. 45, art. № 030003.

РАЗРАБОТКА ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ МИКРОНАГРЕВАТЕЛЕЙ ДЛЯ СОЗДАНИЯ СЕНСОРОВ ВОДОРОДА НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ

И. А. Калинин¹, И. В. Росляков^{1,2}, К. С. Напольский^{1,2}

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, факультет наук о материалах, Москва, Россия. ²Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова химический факультет, Москва, Россия.

E-mail: rus.ivan4@gmail.com

Водород обладает самой высокой теплопроводностью среди газообразных веществ. Его теплопроводность примерно в 7 раз выше теплопроводности воздуха. Благодаря этому водород широко используют в качестве теплоносителя. В частности, для охлаждения реактора на атомных электростанциях (АЭС) применяют водород высокой чистоты, который получают электролизом воды на самих АЭС. Однако одним из недостатков использования водорода является его высокая взрыво- и пожароопасность. Неконтролируемое горение водорода начинается при превышении концентрации 4 об. %. В связи с этим чрезвычайно важной задачей атомной энергетики является определение содержания водорода в атмосфере в диапазоне концентраций 0-2 об. % для предотвращения его утечки и дальнейшего возгорания.

В настоящее время для анализа содержания водорода в атмосфере активно используют полупроводниковые И термокаталитические газовые сенсоры. резистивный Неотъемлемым компонентом сенсоров обоих типов является нагревательный элемент, позволяющий разогревать активную зону до рабочих температур ~ 500 °C, что необходимо для получения стабильного и воспроизводимого аналитического сигнала. Актуальной задачей является миниатюризация данных устройств и переход к 2D-технологии, где объемный нагревательный элемент заменяется на тонкопленочный (микронагреватель) [1,2]. Тонкие пленки Pt, которая широко применяются для создания резистивных нагревателей, интенсивно деградируют при указанных рабочих температурах [3,4]. Одним из подходов, позволяющих повысить термическую устойчивость Pt, является легирование более тугоплавкими металлами, а также использование тонкого адгезионного подслоя между подложкой и токонесущим слоем.

Целью данной работы является исследование процессов рекристаллизации в тонких пленках Pt, сплавов Pt-11%Rh и Pt-21%Rh (указаны массовые доли), а также Pt с адгезионным подслоем Ta (Ta/Pt) для создания на их основе микронагревателей с низким энергопотреблением и продолжительным сроком службы.

Нанесение металлических пленок толщиной 100 нм проводили методом магнетронного напыления при рабочем давлении Ar ~ 10⁻² мбар. Толщина адгезионного подслоя Та составляла 10 нм. В качестве подложки использован анодный оксид алюминия (AOA), полученный анодированием Al в щавелевой кислоте при 120 В.

Установлено, что Rh в качестве легирующей добавки, а также адгезионный подслой Та толщиной 10 нм повышают устойчивость пленок Pt при высоких температурах. частности, тонкопленочные материалы состава В Pt-11%Rh характеризуются малым размером зерна 40 ± 7 нм (против 120 ± 30 нм для Pt и 100 ± 30 нм для Ta/Pt) и менее выраженной текстурой в направлении <111> после термической обработки при температуре 810 °C. Увеличение содержания Rh до 21% приводит к расслоению твердого раствора на две фазы, обогащенные по Rh и по Pt, соответственно, после термической обработки при температурах 730 и 810 °C. Данные просвечивающей электронной микроскопии подтверждают отсутствие заметной диффузии подслоя Та в токонесущий слой Pt в процессе рекристаллизации при 730 °C. Показано наличие отдельных частиц Та размером ~ 10 нм в нижней части слоя Pt, однако их объемная доля не превышает 3%.

Для аттестации электрофизических характеристик тонкопленочных материалов изготовлены прототипы микронагревателей (рис. 1). Структурирование металлических пленок в виде двумерной спирали с шириной 32 мкм и общей протяженностью около 800 мкм выполнено по технологии взрывной фотолитографии. Сопротивление микронагревателей после отжига при 600÷810 °C составляет ~ 100 Ом при комнатной температуре, температурный коэффициент сопротивления около 25×10^{-3} 1/°C. Для достижения температуры активной зоны ~ 500 °C необходимо напряжение питания ~ 4 В, потребляемая при этом мощность ~ 100 мВт. Дрейф сопротивления микронагревателей состава Ta/Pt и Pt-11%Rh, подвергнутых предварительной термической обработке при 730 °C, не превышает 0,5% в сутки при температуре активной зоны 500 °C.

Достигнутые в ходе выполнения работы характеристики микронагревателей подтверждают перспективность их использования в качестве универсальной платформы для создания полупроводниковых и термокаталитических сенсоров водорода.



Рис. 1. Общий вид металлической пленки, структурированной в виде двумерной спирали, на поверхности анодного оксида алюминия (а), увеличенное изображение активной зоны микронагревателя (б) и РЭМ изображение поперечного сечения микронагревателя на пористой подложке из АОА (в).

Работа выполнена при поддержке гранта №075-15-2021-1353 «Развитие синхротронных и нейтронных исследований и инфраструктуры для материалов энергетики нового поколения и безопасного захоронения радиоактивных отходов» министерства высшего образования и науки РФ.

- 1. И.В. Росляков и др. Тонкопленочная платформа для химических газовых сенсоров //Микроэлектроника. – 2018. – Т. 47. – №. 4. – С. 7-15.
- I.V. Roslyakov et al. Microhotplate catalytic sensors based on porous anodic alumina: Operando study of methane response hysteresis //Sensors and Actuators B: Chemical. – 2021. – T. 330. – C. 129307.
- 3. R.M. Tiggelaar et al. Stability of thin platinum films implemented in high-temperature microdevices //Sensors and Actuators A: Physical. 2009. T. 152. №. 1. C. 39-47.
- 4. T. Schössler et al. Effect of high temperature annealing on resistivity and temperature coefficient of resistance of sputtered platinum thin films of SiO2/Pt/SiOx interfaces //Thin Solid Films. 2020. T. 698. C. 137877.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МАТЕМАТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ ВЕРОЯТНОСТИ ОСЛОЖНЕНИЙ НОРМАЛЬНЫХ ТКАНЕЙ

Н. А. Антипина¹, Е. Н. Лыкова², О. А. Милош²

¹ФГАУ «НМИЦ Нейрохирургии им. ак. Н.Н. Бурденко» Минздрава России, Москва, Россия, ²Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: milosh.oa18@physics.msu.ru

Лучевая терапия — использование ионизирующего излучения для лечения патологических новообразований различной природы, а также некоторых неопухолевых заболеваний. Основными показателями качества проведенного лечения являются его эффективность и безопасность. Даже при высокоточном селективном воздействии на очаг, окружающие нормальные ткани и критические структуры подвергаются воздействию излучения. В процессе динамического наблюдения за пациентом оценивают стабильность размеров новообразования и наличие/отсутствие осложнений со стороны здоровых тканей.

В процессе оптимизации дозового распределения при планировании лучевого воздействия стремятся добиться подведения к мишени дозы, необходимой для ее деструкции, при снижении возможных лучевых повреждений в окружающих органах и тканях. Возникновение осложнений – вероятностный процесс, зависящий от параметров облучения (распределения дозы, объемов структур и пр.). Корректному планированию лучевой терапии способствует разработка математических моделей оценки вероятности осложнения в нормальных тканях (Normal Tissue Complication Probability - NTCP¹)[1].

Существует два подхода к моделированию NTCP: эмпирический и биологический. Биологический подход представляет собой попытку описать базовые механизмы ответа нормальных тканей на облучение. Эмпирический подход основывается на выборе подходящей математической функции, которая будет в достаточной степени точно описывать накопленные клинические данные. В данной работе было произведено сравнение наиболее распространенных и разработанных методик моделирования вероятности осложнения в нормальных тканях и результатов, полученных с их помощью.

Название модели	Тип модели	Функция или распределение, на котором основана модель
Модель Лаймана-Кётчера-Бёрмана	Эмпирическая	Нормальное распределение
Логистическая модель	Эмпирическая	Логистическая функция
Экспоненциальная модель	Эмпирическая	Показательное распределение
Модель Клеппера	Эмпирическая	Модифицированная функция Вейбулла
Модель, основанная на концепции функциональных единиц ткани	Биологическая	Нормальное распределение

Таблица 1. Модели вероятности осложнения в нормальных тканях с указанием их эмпирического или фундаментального характера

¹ NTCP – вероятность осложнения нормальных тканей (Normal Tissue Complication Probability)

На рис. 1 показаны зависимости NTCP от дозы для трёх моделей: Клеппера (Модель Клеппера — МК), Лаймана-Кетчера-Бермана (Layman Kutcher Burman — LKB) и логистической (Логистическая Модель — ЛМ). Кривые хорошо совпадают для наиболее клинически важного интервала NTCP.



Рис. 1. Сравнение зависимостей NTCP от дозы для трёх моделей: Клеппера (Модель Клеппера — МК), Лаймана-Кетчера-Бермана (Layman Kutcher Burman — LKB) и логистической (Логистическая Модель — ЛМ) [2].

В наше время широкое распространение получили эмпирические модели NTCP. В эмпирических моделях для определения NTCP делается минимальное количество предположений относительно биологии органов. Аргументируется это тем, что создание всеобъемлющей биологической модели практически невозможно. Но эмпирический подход работает достаточно хорошо, только если имеется достаточное количество данных, охватывающих весь спектр доз, объемов и фракционных схем.

- 1. G.Palma, S.Monti , M.Conson, R.Pacelli, L.Cella Normal tissue complication probability (NTCP) models for modern radiation therapy // Seminars in Oncology. 2019. V. 46, 0093-7754.
- В.А.Климанов Радиобиологическое и дозиметрическое планирование лучевой и радионуклидной терапии. Часть 2. Лучевая терапия пучками протонов, ионов, нейтронов и пучками с модулированной интенсивностью, стереотаксис, брахитерапия, радионуклидная терапия, оптимизация, гарантия качества: Учебное пособие. М.: НИЯУ МИФИ, 2011.

ПОВЫШЕНИЕ ОДНОРОДНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОГЛОЩЁННОЙ ДОЗЫ ПО ОБЪЁМУ ОБЪЕКТОВ СФЕРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ ПРИ РАДИАЦИОННОЙ ОБРАБОТКЕ ЭЛЕКТРОНАМИ

С. А. Золотов¹, У. А. Близнюк^{1,2}, Ф. Р. Студеникин^{1,2}, А.П. Черняев^{1,2}

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия, ²Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Россия, Москва

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

Соблюдение равномерности распределения дозы по объёму объектов, подвергающихся радиационной обработке, является актуальной задачей. Особенно остро проблема стоит в отношении пищевых продуктов, для которых определены довольно узкие диапазоны доз обработки [1-4], и где необходимо соблюдать однородность распределения поглощенной по объёму продукта дозы не менее 80 % [5, 6]. Недооблучение объекта обработки (или отдельных его частей) не даст эффекта стерилизации. Переоблучение же может привести к нежелательным изменениям его физико-химических свойств [7-11].

Также нерешённым вопросом является соблюдение равномерности облучения в объектах сложной геометрии и состава, закрывающим возможность обработки ионизирующим излучением целых категорий продукции. Одним из методов решения проблемы является сведение сложной геометрии объектов к простой путём заполнения пустующего объёма полимерными гранулами. Варьируя размер гранул, можно приблизить плотность наполнителя к плотности облучаемых объектов, тем самым сводя задачу к повышению однородности обработки объекта в форме параллелепипеда.

Целью данного исследования была оценка влияния алюминиевых пластин толщиной от 3 мм до 5 мм на однородность распределения поглощенной дозы по объёму объектов сферической формы при радиационной обработке пучками электронов с энергией от 5 до 10 МэВ. Критерием равномерности распределения поглощенной дозы служил параметр $DUR = \frac{D_{min}}{D_{max}}$, где, D_{min} , D_{max} - минимальное и максимальное значения поглощенной дозы в объёме шара соответственно. Чем ближе значение параметра $DUR \kappa 1$, тем более однородно облучается объект.

Расчеты осуществлялись путём компьютерного моделирования с использованием инструментария Geant4. Было проведено моделирование облучения водного фантома сферической формы диаметром 4.6 см и плотностью 0.9 г/см³ в 48 конфигурациях, где комбинировались следующие схемы облучения:

- варьировалась энергия электронов в диапазоне от 5 до 10 МэВ с шагом 1 МэВ;
- между выходом пучка электронов и фантомом размещались алюминиевые пластины толщиной 3, 4, 5 мм;
- моделировалось облучение фантома, вписанного в куб из полипропилена с плотностью $\rho = 1.06 \, r \, / \, cm^3$.

В таблице 1 представлены значения параметра DUR при облучении фантомов в воздухе. В таблице 2 приведены DUR при облучении во всех остальных конфигурациях, нормированные на значения DUR в воздухе при различных энергиях электронов. Получено, при облучении электронами с энергией от 6 МэВ и выше присутствие алюминиевых пластин увеличивает DUR в 1.1 - 2.5 раза. Соответствующие значения DUR варьируются в диапазоне от 0.30 до 0.70. Заполнение пустот полимерными гранулами позволяет увеличить равномерность дозовых распределений в 1.15 - 2.4 раза в сравнении с облучением в воздухе электронами с энергиями от 5 до 10 МэВ. Присутствие полимерных гранул в сочетании с размещением алюминиевых пластин оказывает в среднем такой же эффект. Использование только гранул позволяет улучшить

равномерность распределения дозы по объему фантома на 20% при энергиях электронов 6 МэВ и 7 МэВ. В остальных рассмотренных случаях наблюдается снижение значения параметра *DUR* до полутора раз по сравнению с облучением в воздухе электронами тех же энергий.

Таблица 1. Значения DUR для конфигурации облучения электронами различных энергий водного сферического фантома в воздухе.

«воздух»	5 МэВ	6МэВ	7 МэВ	8 МэВ	9МэВ	10 МэВ
Без пластинки	$0{,}30\pm0.05$	$0{,}25\pm0{.}05$	$0{,}30\pm0.05$	$0,\!35\pm0.05$	$0{,}45\pm0{.}05$	$0{,}50\pm0.05$

Таблица 2. Значения DUR для конфигураций облучения водного сферического фантома при размещении пластин, а также с добавлением полимерных гранул, нормированные на соответствующие значения параметра DUR из таблицы 1, для разных энергий электронов.

«воздух»	5 МэВ	6МэВ	7 МэВ	8 МэВ	9МэВ	10 МэВ
3 мм	$0,06\pm0.005$	$2,\!25\pm0.05$	$1{,}60\pm0.05$	$1{,}25\pm0.05$	$1,\!10\pm0.05$	$1{,}00\pm0.05$
4 мм	$0,005 \pm 0.0005$	$1,10 \pm 0.05$	$2,05\pm0.05$	$1,35\pm0.05$	$1,10 \pm 0.05$	$1,00 \pm 0.05$
5 мм	$0,003 \pm 0.0005$	$0{,}20\pm0.05$	$2{,}50\pm0.05$	$1{,}55\pm0.05$	$1{,}15\pm0.05$	$1{,}00\pm0.05$
«полимерный куб»	5 МэВ	6МэВ	7 МэВ	8 МэВ	9МэВ	10 МэВ
Без пластинки	$0{,}70\pm0.05$	$1{,}20\pm0.05$	$1,\!15\pm0.05$	$0{,}95\pm0.05$	$1,\!00\pm0.05$	$0,\!85\pm0.05$
3 мм	$0,\!005 \pm 0.0005$	$0{,}90\pm0.05$	$2{,}40\pm0.05$	$1,\!55\pm0.05$	$1,\!05\pm0.05$	$0{,}90\pm0.05$
4	0.002 + 0.0005	0.20 ± 0.05	1.70 ± 0.05	1.05 ± 0.05	1.20 ± 0.05	0.05 ± 0.05
4 MM	$0,003 \pm 0.0005$	$0,20 \pm 0.05$	$1,70 \pm 0.05$	$1,93 \pm 0.03$	$1,20 \pm 0.03$	$0,93 \pm 0.03$

Таким образом, использование алюминиевых пластин-модификаторов позволят улучшить равномерность распределения поглощённой дозы по объёму обрабатываемых объектов в 2.5 раза до величины 0.70. Размещение полимерных гранул в среднем ухудшает параметр DUR, но в сочетании с использованием пластин позволяет улучшить равномерность распределения дозы в 2.4 раза.

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

- 1. Statement Summarizing the Conclusions and Recommendations from the Opinions on the Safety of Irradiation of Food adopted by the BIOHAZ and CEF Panels. European Food Safety Authority // EFSA Journal. 2011. Vol. 9, N 4. P. 2107.
- 2. Исамов Н.Н. и др. // Все о мясе. -2017. №1. С. 11-15.
- 3. *Павлов А.Н., Санжарова Н.И., Черняев А.П. и др. //* в журнале Радиационная гигиена, том 13, № 4, с. 40-50, 2020.<u>https://doi.org/10.21514/1998-426X-2020-13-4-40-50</u>
- 4. Bliznyuk U.A., Borchegovskaya P.Y., Chernyaev A.P. et al. // IOP Conference Series: Earth and Environmental Science, v.365, p. 012002, 2019.
- 5. *Черняев А.П., Авдюхина В.М., Близнюк У.А. и др.* //Известия РАН, серия физическая. 2020. Т. 84. № 4. С. 501–507.
- 6. *Близнюк У.А., Борщеговская П.Ю, Студеникин Ф.Р. и др.* // Ученые записки физического факультета Московского Университета. 2018. № 4. С. 1–4.
- 7. C. Li et al. // J. Meat Science. 2017. Vol. 128. P. 68-76.
- 8. Bhoir S.A., Jhaveri M., Chawla S.P. // J. Food Process Engineering. 2019. Vol. 42, N 6. P. e13254.
- 9. Barroso A.G., Mastro N.L. // J. Radiation Physics and Chemistry. 2019. Vol. 158. P. 194-198.
- 10. Chernyaev A.P., Bliznyuk U.A., Borshchegovskaya P.Yu., Ipatova V.S. // J. Physics of Particles and Nuclei Letters. 2020. Vol. 17, N 2. P. 260-263.
- 11. Chernyaev A.P. et al. // J. Physics of Atomic Nuclei. 2018. Vol. 81, N 11. P. 1656-1659.

ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ СТРУКТУРЫ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ДВУХСЕКЦИОННЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ ГЕНЕРАТОРОВ НА УСТОЙЧИВОСТЬ РАБОТЫ В РЕЖИМЕ ГЕНЕРАЦИИ

С.В. Худяков¹, О.В. Галлямова²

^{1,2}Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: ¹serhmsu@gmail.com, ²gallyamova@physics.msu.ru

Работа посвящена численному исследованию резонансных режимов работы релятивистского дифракционного генератора (РДГ) на двухсекционном волноводе, секции которого имеют периодическую структуру неоднородностей в виде синусоидально гофрированной проводящей внутренней поверхности. Секции соединены между собой гладкой трубой дрейфа (рис. 1).



Рис. 1. Схема 2-хсекционной замедляющей структуры

Электронный трубчатый поток радиуса R_b , первоначально промодулированный по частоте ω , пропускался внутри структуры на малом расстоянии от поверхности. Решалась задача определения механизмов взаимодействия релятивистского электронного потока с полями замедляющей структуры, а также селекции мод электромагнитного поля дифракционного излучения. С учетом осевой симметрии системы и вида возбуждающего потока было принято предположение о гармонической зависимости компонент поля от времени и распространение в системе симметричных волн E_{0m} : $E = \{E_{\rho}, 0, E_z\}$, $H = \{0, H_{\phi}, 0\}$. В рамках этих допущений из дифференциальных уравнений второго порядка относительно H_{ϕ} с граничными условиями на идеально проводящей поверхности и условиями излучений на бесконечности в результате преобразований с использованием аппарата сопряженных операторов [1] получается интегральное уравнение Фредгольма II рода, позволяющее описывать величину поля в объеме через значения на поверхности:

$$H(M) = \frac{1}{2\pi} \int_{L} \left(G(M, P) \frac{\partial H(P)}{\partial n_{P}} - H(P) \left(\frac{\partial G(M, P)}{\partial n_{P}} - \frac{1}{\rho} G(M, P) \cos(\widehat{\mathbf{n}, \rho}) \right) \right) dl_{P} - \frac{1}{2\pi} \int_{S} G(M, P) f(P) dq_{P,P} dq_{$$

Данное соотношение позволяет получить значение H_{ϕ} . Для вычисления полей в объеме структуры найденные значения H_{ϕ} приповерхностных полей пересчитывались в компоненты E_z и E_{ρ} .

Для исследования системы в случае согласованного взаимодействия потока и поля применялся матричный многомодовый метод [3]. Идея метода заключается в разбиении системы на последовательность элементарных участков, на каждом из которых строится разложение компонент электромагнитного поля по некоторой полной системе функций, подходящей для решения уравнений Максвелла. В нашем случае в качестве базисных функций использованы моды гладкого круглого волновода. На каждом элементарном участке уравнение возбуждения электромагнитного поля принимает вид

$$\oint_{S} \left\{ \left[E_{s} \cdot \left(H_{n,s}^{\pm} \right)^{*} \right] + \left[\left(E_{n,s}^{\pm} \right)^{*} \cdot H_{s} \right] \right\} dS = -\int_{V_{s}} \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\mu_{0} H_{s} \right) \cdot \left(H_{n,s}^{\pm} \right)^{*} + \frac{\partial}{\partial t} \left(\varepsilon_{0} E_{s} \right) \cdot \left(E_{n,s}^{\pm} \right)^{*} \right] dV - \int_{V_{s}} J_{\omega,s} \left(E_{n,s}^{\pm} \right)^{*} dV.$$

Выражения E_s и H_s конкретизируются с учетом вида волн E_{0m} . Система уравнений для всех элементарных участков сводится к матричному виду и решается численно методом матричной прогонки. В рамках принятой методики радиусы элементарных участков постоянны, а на границах соседних участков проводится «сшивание» полей с использованием условий непрерывности вектора Умова-Пойнтинга. Результатом решения системы матричных уравнений на последовательности элементарных участков являются коэффициенты разложения $C_{n,s}^+$, $C_{n,s}^-$ для каждого участка по соответствующим модам гладких волноводов. Для моделирования трубчатого потока использовалась модель крупных частиц, представляющих собой тонкие кольца с распределенным зарядом.

Параметры моделируемой системы выбирались близкими к реальным применявшимся в экспериментах [2]: средний радиус $R_c=6.6$ см, период d=1.5 см, радиус потока R_b =5.8 см, напряжение U =2000 кВ, амплитуда гофрировки a - 0.4, 0.5 и 0.6 см (рис. 1). Число периодов 1-й секции варьировалось от 12 до 18, второй в диапазоне от 12 до 32 периодов, длина трубы дрейфа составляла 5÷14 периодов. Для построения резонансно-частотной характеристики (РЧХ) был использован метод электронного зонда. При одинаковой скорости v потока варьировалось $2d/\lambda$ от 1.0 до 2.1, с выполнением уравнение $2d/\lambda = k_z v$, т.е. для каждой частоты вычислялось k_z . Меняя $2d/\lambda$, находили значения наведенных токов. Построены графики максимумов J_{max} от $2d/\lambda$ для различных значений амплитуды гофрировки. РЧХ можно соотнести с пересечением линией потока ветвей дисперсионных характеристик в координатах $2d/\lambda$ ($k_z d/\pi$). Найдены пики, соответствующие колебаниям 2*π*-вида. В точках экстремумов РЧХ были изучены распределения компонент H_{ω}, E_z, E_0 в поперечных и продольных сечениях. Число вариаций в поперечных распределениях увеличивается с ростом частоты при переходе от предыдущего резонансного пика к следующему, что можно соотнести с открытием мод эквивалентного гладкого волновода. Продольная структура электромагнитных волн изучалась в нескольких сечениях на различном расстоянии от оси волновода.

При поиске наиболее эффективных режимов генерации применялся матричный многомодовый метод. Были выяснены зависимости значений выходной мощности и компонент полей от геометрических и иных параметров системы (значения тока и напряжения потока, время взаимодействия потока и поля). По результатам экспериментов выявлено влияние длины второй секции на величину амплитуды отклика системы, возбуждаемой трубчатым электронным потоком на заданной частоте, а также изучены механизмы, способствующие повышению эффективности взаимодействия при варьировании соотношения между длиной трубы дрейфа и второй секции.

- 1. *Дмитриев В.И., Захаров Е.В.* Интегральные уравнения в краевых задачах электродинамики. М.: Изд-во МГУ, 1987.
- 2. Бугаев С.П., Канавец В.И., Кошелев В.И., Черепенин В.А. Релятивистские многоволновые СВЧ генераторы. Новосибирск: Наука. 1991. 293 с.
- Слепков А.И. Многомодовый метод анализа нестационарных процессов в черенковских генераторах на периодических волноводах. Известия РАН. Сер. Физическая. 2003. V. 67, No. 12. 1678-1683.

РАСЧЕТ ПРИЛИВНОЙ ДЕФОРМИРУЕМОСТИ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

А.И. Насакин, С.А. Михеев, Д.Е. Ланской, Т.Ю. Третьякова

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия,

E-mail: anasakin@mail.ru

Всегда остается актуальной потребность в экспериментальных данных для проверки уравнений состояния ядерной материи при экстремальных плотностях. Одним из источников информации являются нейтронные звезды, однако до последнего времени единственной проверяемой характеристикой являлась максимальная масса нейтронной звезды. В 2017 году был измерен гравитационный сигнал от слияния нейтронных звезд, что позволило определить значение новой характеристики – приливной деформируемости [1].

Коэффициент приливной деформируемости определяется как коэффициент пропорциональности между внешним приливным полем ε_{ij} и квадрупольным моментом самой звезды Q_{ij} :

$$Q_{ij} = -\lambda \varepsilon_{ij}$$

Также данный коэффициент может быть выражен через радиус нейтронной звезды R и безразмерное приливное число Лава k₂:

$$\lambda = \frac{2}{3}k_2R^5$$

Приливные деформации удобнее описывать при помощи безразмерного коэффициента:

$$\Lambda = \frac{\lambda}{M^5}$$

где М – это масса звезды [1,2] (здесь используется система единиц G = c = 1).

В данной работе проведен расчет коэффициента приливной деформируемости для различных уравнений состояния, полученных с использованием взаимодействия Скирма. На основе данных расчетов произведен отбор среди уравнений состояния по соответствию известным экспериментальным данным.

Чтобы получить зависимость массы звезды от радиуса, решалось уравнение Оппенгеймера-Волкова

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{Gm(r)}{r^2}\rho\left(1 + \frac{P}{\rho c^2}\right)\left(1 + \frac{4\pi r^3 P}{m(r)c^2}\right)\left(1 + \frac{2Gm(r)}{rc^2}\right)^{-1},$$

где P – давление на расстоянии r от центра звезды, ρ – плотность на том же расстоянии, m – масса, заключенная в сферу радиусом r с центром в центре звезды. Полученная зависимость использовалась для решения весьма громоздкого уравнения, позволяющего вычислить приливную деформируемость [2].

На рис. 1 показаны расчетные значения коэффициента приливной деформируемости и соответствующие экспериментальные значения. Для массы звезды $1.4M\odot$ коэффициент приливной деформируемости лежит в пределах Λ =70-580, а радиус R=10.5-13.3 км [3]. Исходя из этого, можно проводить отбор уравнений состояния.

В таблице 1 показаны основные рассчитанные параметры нейтронной звезды с массой $1.4M_{\odot}$: ее радиус, безразмерный параметр $\beta = M/R$ (с учетом G=c=1), безразмерное приливное число Лава k₂, и безразмерный коэффициент приливной деформируемости Λ . На основе приведенных данных и графиков можно заключить, что параметризации SkI3 и SkX не соответствуют экспериментальным данным.



Рис. 1. Зависимость коэффициента приливной деформируемости от радиуса звезды (а), массы звезды (б). Ограничения, полученные из GW170817 [3], отмечены (а) прямоугольной областью (а), планкой погрешности (б).

Таблица 1. Рассчитанные значения параметров нейтронной звезды с массой 1.4М	Э
в зависимости от выбранного уравнения состояния	

Уравнения состояния	R(км)	β	k ₂	Λ
Sly4	11.56	0.18	0.0771	282
SkX	8.68	0.24	0.0327	29
Sly230a	11.70	0.18	0.0792	315
SkM*	10.43	0.20	0.0555	121
SkI3	13.31	0.16	0.0913	665
SkO	12.28	0.17	0.0764	367

1. Luca Baiotti // Prog. in Part. and Nucl. Phys. 2019. V. 109, 103714.

2. P.G.Krastev and Bao-An Li J. // Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2019. V. 46, 074001.

3. B.P.Abbott et al (Virgo, LIGO Scientific) // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 121, 161101.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ СТАБИЛЬНЫХ ИЗОТОПОВ СЕРЫ И КРЕМНИЯ НА ОСНОВЕ РЕАКЦИЙ СРЫВА И ПОДХВАТА

П. Ф. Васильева¹, И. Д. Дашков^{2,3}, Н. А. Федоров³

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия,

²Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына, Москва, Россия ³Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

E-mail: vasileva.pf@physics.msu.ru

В настоящей работе рассматриваются стабильные ядра изотопов 1d2s оболочки, а именно $^{28,30}_{14}$ Si, $^{32,34}_{16}$ S. При рассмотрении этих ядер в рамках одночастичной сферической модели оболочек мы предполагаем, что заполнение подоболочек происходит последовательно: $1d_{5/2} \rightarrow 2s_{1/2} \rightarrow 1d_{3/2}$. Однако, экспериментальные данные показывают, что заполнение этих подоболочек происходит параллельно.

Данные о коэффициентах заполнения и положении уровней были получены из экспериментов по исследованию реакций срыва и подхвата. Из экспериментальных данных о спектроскопических факторах $S^{\pm}(l,j)$ можно определить спектроскопические силы срыва (+) или подхвата (-):

$$G^{+}(l,j) = \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1}C^2S^{+}(l,j),$$

$$G^{-}(l,j) = C^2S^{-}(l,j),$$

 $G_{i}(l, J) = C^{-}S_{i}(l, J),$ где J_{i} и J_{f} – полные моменты количества движения начального и конечного ядра, C^{2} – квадрат изоспинового коэффициента Клебша-Гордона.

Используя величины спектроскопических сил, можно найти энергии одночастичных состояний в случае подхвата E_{nli}^- и срыва E_{nli}^+ :

$$E_{nlj}^{+} = -B_p(N, Z + 1) + C_{nlj}^{+}$$

$$E_{nlj}^{-} = -B_p(N, Z) - C_{nlj}^{-},$$

где $B_p(N,Z)$ – энергия отделения протона от ядра, состоящего из N нейтронов и Z протонов,

$$C_{nlj}^{\pm} = \frac{\sum_{i} E_{nlj}^{\pm}(i) G_{nlj}^{\pm}(i)}{G_{nlj}^{\pm}}$$

– центроид распределения энергий возбужденных состояний.

Одночастичные энергии E_{nlj} и заселенности подоболочек v_{nlj}^2 определяются следующим образом:

$$E_{nlj} = \frac{G_{nlj}^+ E_{nlj}^+ + G_{nlj}^- E_{nlj}^-}{G_{nlj}^+ + G_{nlj}^-},$$

$$v_{nlj}^2 = \frac{G_{nlj}^- - G_{nlj}^+ + 2j + 1}{2(2j+1)},$$

Значения заселенностей, не соответствующие одночастичной модели оболочек, указывают на параллельное заполнение подоболочек. Важно, что эксперименты по данным реакциям проводились как в разное время, так и с помощью различных методов, из-за чего возникает несогласованность нормировки спектроскопических сил.

В связи с этим фактом, проводится перенормировка спектроскопических сил, основанную на теоретическом предположении о количестве частиц и вакансий на конкретной подоболочке [1]:

$$\begin{cases} n^{-}G^{-}(j_{1d_{5/2}}) + n^{+}G^{+}(j_{1d_{5/2}}) = 2j_{1d_{5/2}} + 1\\ n^{-}G^{-}(j_{2s_{1/2}}) + n^{+}G^{+}(j_{2s_{1/2}}) = 2j_{2s_{1/2}} + 1\\ n^{-}G^{-}(j_{1d_{3/2}}) + n^{+}G^{+}(j_{1d_{3/2}}) = 2j_{1d_{3/2}} + 1 \end{cases}$$

где n^{\pm} – нормировочные коэффициенты.

В предыдущих наших работах были рассмотрены одночастичная структура Si [2], а также состояния протонов в ^{32,34}₁₆S [3] без использования перенормировки. В данной работе была проведена нормировка с помощью модифицированной программы SNTRA и рассмотрено ее влияние на получаемые результаты.

В таблице 1 показан пример полученных результатов для двух наиболее согласованных пар экспериментов без и с использованием нормировки для ${}_{16}^{32}$ S для нейтронов, где в первом столбце обозначения статей с экспериментами, nlj – подоболочка, spe/spe(n) – её энергия без/с нормировкой, $E_F(A)/E_F^n(A)$ – энергия Ферми без/с нормировкой.

Ссылка	nlj	spe, MeV	spe(n), MeV	$E_F(A)$	$E_F^n(A)$
Ka75	$1d_{5/2}$	-17,87	-18,12		
Me71+Li75	2s _{1/2}	-13,49	-14,34	-12,65	-12,06
	1d _{3/2}	-9,71	-10,54		
Ma07+Ka75	$1d_{5/2}$	-18,02	-18,28		
Me71+Li75	2s _{1/2}	-13,84	-14,75	-12,84	-12,17
	$1d_{3/2}$	-9,90	-10,84		

Таблица 1. Сравнение энергий оболочек и энергий Ферми до и после нормировки для ³²₁₆S для нейтронов, на основе наилучших пар экспериментов.

В работе представлены результаты сравнения с нормировкой и без для стабильных изотопов ^{28,30}₁₄Si, ^{32,34}₁₆S, а также отклик одночастичной структуры на добавление пары нейтронов или протонов.

- 1. И. Н. Бобошин, Магические числа и эволюция оболочечной структуры атомных ядер: дис. док. ф-м н.: 01.04.16 (физика атомного ядра и частиц) Моск. гос. университет, Москва, 2010 228 с.
- Bespalova O.V., Fedorov N.A., Klimochkina A.A., Markova M.L., Spasskaya T.I., Tretyakova T.Yu.// Eur. Phys. J. A. 2018. Vol.54 P. 2.
- 3. И. Д. Дашков, Т. Ю. Третьякова, Н. А. Федоров//УЗФФ №4, 1940302, 2019.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ФИКСИРУЮЩИХ УСТРОЙСТВ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОГЛОЩЕННОЙ ДОЗЫ ПРИ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ ОПУХОЛЕЙ ГОЛОВЫ

Г. Ю. Смирнов^{1,2,3}, А. П. Черняев¹, Е. Н. Лыкова¹

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия ²Национальный медицинский исследовательский центр онкологии им. Н. Н. Блохина Отделение радионуклидной терапии, Москва, Россия ³АО К+31 СИТИ Отдел медицинской физики, Москва, Россия

E-mail: gy.smirnov@physics.msu.ru

Основной целью лучевой терапии является облучение мишени заданной дозой при максимальной защите здоровых тканей и органов. Согласно теоретическим данных из радиобиологии и рекомендациям МКРЕ, для достижения максимальных результатов ЛТ требуется подведение дозы с точностью 3-5% [1]. Дозиметрическое воздействие внешних по отношению к пациенту устройств представляет собой сложную комбинацию: увеличение дозы на кожу, снижение дозы в опухоли и изменение дозового распределения [2]. Несмотря на то, что использование протоколов дозиметрии (TRS-398, TRS-483) и современные алгоритмы расчета дозы позволяют значительно уменьшить неопределенность в подведение дозы, наличие устройств иммобилизации обычно упускается из виду при дозиметрическом планировании.

В работе исследовалось влияние устройств иммобилизации на дозу в слое кожи, среднюю дозу в мишени при ЛТ опухолей головы. В системе дозиметрического планирования Eclipse моделировалось VMAT облучение мишени (шар радиуса R=3 см) в фантоме головы пациента CIRS STEEV с включением в модель фантома следующих фиксирующих устройств фирмы Q-fix: подголовник, термопластическая маска (U-образная опора маски, термопластическая часть маски), опорная плита ACCUFIX. Ионизационная камера PTW 3D Semiflex (измерительный объем 0,07 см3) для измерения средней дозы в мишени позиционировалась в геометрическом центре мишени. Такие параметры как: скорость движения гентри медицинского ускорителя, скорость движения лепестков многолепесткового коллиматора и их положение, мощность дозы, энергия пучка оставались неизменными для всех дозиметрических планов облучения фантома. Терапевтических стол учитывался во всех случаях; при анализе планов облучения дозовые распределения нормированы на 1. Эксперимент по измерению средней дозы в объеме ионизационной камере проводился на линейном медицинском ускорителе TRUEBEAM (Varian).

Результаты моделирования показали, что средняя, максимальная, минимальная дозы в мишени и покрытие мишени максимально отличаются на 1,3%, 0,8%, 1,4% и 1,3% соответственно. Использование U-образной толщиной 1,6 мм термопластической маски Q-fix в качестве фиксирующего устройства увеличивает дозу в кожном 1,1% (толщина слоя кожи, согласно рекомендациям RTOG 1021 [3], принят слой 5 мм от края фантома). Результаты моделирования хорошо согласованы (расхождения меньше 0,2%) мишени. Полученные результаты показывают с измерениями средней дозы в необходимость учитывать при планировании лучевой терапии устройства иммобилизации, так как ошибки, вызванные отсутствием их в модели, сравнимы с допустимыми пределами.

- 1. B. J. Mijnheer, J. J. Battermann, and A. Wambersie. What degree of accuracy is required and can be achieved in photon and neutron therapy? // Radiother. Oncol. 8, 237–252 (1987).
- 2. Arthur J. Olch, Lee Gerig, Heng Li, Ivaylo Mihaylov, Andrew Morgan. Dosimetric effects caused by couch tops and immobilization devices // Report of AAPM Task Group 176 // 2014
- 3. Протокол клинических исследований RTOG 1021 //Radiation Therapy Oncology Group 2013.

ЗАРЯДОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДЛЯ ЯДЕР-ИЗОБАР ПРИ ФОТОДЕЛЕНИИ ²³⁸U

Е.А. Авдонин¹, А.А. Кузнецов^{1,2}, О. Альбагдади¹

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия, ²Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

E-mail: avdonin.ea17@physics.msu.ru

В настоящей работе выполнено экспериментальное и теоретическое исследование зарядового распределения для ядер-изобар при фотоделении ядер ²³⁸U. Для исследования осколков фотоделения ядер ²³⁸U применялся гамма-активационный метод, т.е. метод, в котором анализируется радиоактивность, наведенная в исследуемой мишени пучком γ -квантов от ускорителя. Эксперимент по облучению мишени из урана был проведен на тормозном пучке ускорителя РТМ55 НИИЯФ МГУ с энергией пучка 55 МэВ. Были получены зарядовые распределения осколков деления для цепочек ядер с массовыми числами: 131,132,133 и 139. Проведено сравнение полученных в эксперименте результатов с результатами работ, выполненных на тормозных пучках гамма-квантов и пучках протонов [1]-[5] и гипотезами неизменного распределения заряда (UCD) и минимума потенциальной энергии (MPE).

Зарядовое распределение описывается функцией Гаусса:

$$IY(A,Z) = \frac{MY(A)}{\sqrt{\pi C}} exp\left[-\frac{(Z-Z_p)^2}{C}\right],\tag{1}$$

где IY(A, Z) - это независимый выход ядер с определенными A и Z, MY(A) - это полный выход цепочки с массовым числом A, Z_p – наиболее вероятный заряд, C – ширина зарядового распределения. Для деления ядер ²³⁸U параметр ширины C \approx 0,8.

Наиболее вероятные заряды Z_p, полученные экспериментально, а также отклонения от предсказаний моделей UCD и MPE представлены ниже в таблице 1.

Α	Zp(эксп)	Z(UCD)	Zp-Z(UCD)	Zp(MPE)
131	51,102 <u>+</u> 0,271	51,068	0,035 <u>+</u> 0,271	50,428 <u>+</u> 0,057
132	51,290 <u>+</u> 0,101	51,457	-0,167 <u>+</u> 0,101	51,153 <u>+</u> 0,064
133	51,530 <u>+</u> 0,209	51,848	-0,317 <u>+</u> 0,209	51,768 <u>+</u> 0,140
139	54,125 <u>+</u> 0,001	54,186	-0,061 <u>±</u> 0,001	54,131 <u>+</u> 0,072

Таблица 1. Сравнение экспериментальных и теоретических значений наиболее вероятного заряда для цепочек ядер с массовыми числами 131, 132, 133 и 139.

На рис. 1 показано отклонение экспериментальных значений от предсказаний модели неизменного зарядового распределения. На рис. 1 также показаны линии для Z=50, 52 и 56. При делении тяжелых ядер происходит в основном ассиметричное расщепление. Без существования оболочечных эффектов ядра делились бы симметрично. Наиболее сильно оболочечные эффекты проявляются в сферических магических ядрах, например в ядрах с Z=50. Однако, систематические исследования показали, что тяжелые осколки деления не являются сферическими, и вместо Z=50 формируются деформированные оболочками с Z=52 и Z=56.



Рис.1. Сравнение результатов данной работы с результатами [1] и [2].

[1] E. Jacobs, H. Thierens, D. De Frenne, A. De Clercq, P. D'hondt, P. De Gelder, and A. J. Deruytter Product yields for the photofission of U²³⁸ with 12-, 15-, 20-, 30-, and 70-Mevbremsstrahlung. Nuclear Physics Laboratory, Proeftuinstraat 86, 8-9000 Gent, Belgium. 17 October 1978.

[2] H. Kudo, M. Maruyama, and M. Tanikawa T. Shinozuka and M. Fujioka Most probable charge of fission products in 24 MeV proton induced fission of ²³⁸U, PHYSICAL REVIEW C, VOLUME 57, NUMBER 1, Department of Chemistry, Faculty of Science, Niigata University, Niigata, Japan, JANUARY 1998

[3] А.А. Кузнецов «Распределение масс осколков деления ²³⁸U в области энергий гигантского дипольного резонанса», Москва, 2013.

[4] S. S. Belyshev, B. S. Ishkhanov, A. A. Kuznetsov, and K. A. Stopani «Mass yield distributions and fission modes in photofission of 238U below 20 MeV», PHYSICAL REVIEW C 91, 034603 (2015)

[5] Charge distributions for the photofission of 235U and 238U with 12-30 MeV bremsstrahlung / D. De Frenne, H. Thierens, B. Proot et al. // Phys. Rev. C. 1982. Vol. 26. P. 1356-1368.

КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ СТРУКТУРНЫМИ И МАГНИТНЫМИ СВОЙСТВАМИ СПЛАВОВ FeRhPd

А.С. Комлев¹, Ю.А. Алехина¹, А.Акіуата², Т.Міуапада², Д.Ю. Карпенков¹, В.И. Зверев¹, Н.С. Перов¹

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия, ²Department of Mathematics and Physics, Hirosaki University, Hirosaki, Japan

E-mail: komlev.as16@physics.msu.ru

Около эквиатомные сплавы FeRh (Fe₄₇Rh₅₃-Fe₅₃Rh₄₇) изучаются более 80 лет, первая работа была опубликована Фаллотом [1] в 1938 году. Неизменный интерес научного сообщества к изучению этого семейства сплавов обусловлен наличием аномальных магнитокалорических, магнитотранспортных магнитострикционных свойств И в окрестности фазового перехода первого рода из антиферромагнитного в ферромагнитное состояния, происходящего вблизи комнатной температуры [1]. Для выяснения причин возникновения метамагнитного фазового перехода, наблюдаемого в этих соединениях, было использовано несколько подходов для изменения магнитных моментов на атомах Rh и искажения кристаллической структуры. Чтобы сместить температуру фазового перехода, которая действует как маркер изменения обменной энергии системы, достаточно приложить механическое напряжение [2] или легировать сплав третьим элементом [3]. Однако, механизмы, лежащие в основе данного фазового перехода, остаются до сих пор не ясны. Также, в процессе плавки зачастую возникает родий-обогащенная гамма-фаза. Магнитное поведение гамма-фазы также противоречиво. Несмотря на то, что в большинстве экспериментальных работ сообщается о парамагнитном состоянии при комнатной температуре [4-6], существуют теоретические работы, которые предсказывают стабильное ферромагнитное состояние эквиатомной фазы FeRh [7,8]. Более того, в экспериментальных работах [9,10] сообщалось о спин-стекольном поведении этой фазы в объемных сплавах и наночастицах с ГЦК кристаллографическим упорядочением. Поэтому вопрос о магнитном упорядочении фазы и ее вкладе в процесс фазового перехода остается открытым.

Целью выполненной работы являлось изучение влияния флуктуаций параметра кристаллической решетки и спиновых флуктуаций на метамагнитный фазовый переход в соединениях на основе FeRh. Дополнительно была решен вопрос о возможности ферромагнитного упорядочения родий-обогащенной фазы в сплаве. Полученные результаты позволили нам оценить вклад каждого из вышеперечисленных факторов в процесс зародышеобразования и эволюции фазового перехода из антиферромагнитного в ферромагнитное состояние и определить его происхождение.

Проведен комплексный экспериментальный и теоретический анализ структурных и магнитных свойств сплавов FeRh, легированных Pd, с целью установления корреляции между искажением кристаллической решетки и особенностями магнитного упорядочения при замещении атомов Rh на Pd. В частности, впервые с помощью DFT-расчета и исследования EXAFS было показано, что увеличение межатомного расстояния между первым и вторым ближайшими соседями атомов палладия (рис. 1) приводит к уменьшению магнитного момента атома Fe, что уменьшает энергию фононной подсистемы, необходимой для инициирования фазового перехода первого рода.

Кроме того, всесторонне изучено влияние присутствия гамма-фазы вместе с ее магнитным поведением на метамагнитный фазовый переход, происходящий в этой системе. Посредством оценки полной энергии и построения диаграммы LDOS парамагнитное упорядочение оказалось доминирующим над ферромагнитным. Также

выявлена корреляция между объемной долей гамма-фазы и шириной температурного гистерезиса.

Эти результаты интересны как для фундаментального понимания происхождения метамагнитного фазового перехода первого рода в сплавах на основе FeRh, так и для практической возможности регулировки таких важных параметров, как температура перехода и ширина температурного гистерезиса при переходе.



Рис. 1. Температурная зависимость межатомных расстояний Fe49.7Rh47.4Pd2.9 и Fe48.3Rh46.8Pd4.9 для (а) 1-ых ближайших соседей (NN) и (б) 2-ых NN. В (а) расстояния 1-го NN умножены на2/ $\sqrt{3}$ для сравнения.

Работа выполнена с использованием оборудования, приобретенного за счет средств Программы развития Московского университета. Авторы благодарны за финансовую поддержку от Министерства Науки и Образования (грант No. 075-15-2021-1353).

- 1. Ricodeau J.A., Melville D. Model of the antiferromagnetic-ferromagnetic transition in FeRh alloys // J. Phys. F: Met. Phys. 1972. Vol. 2, № 2. P. 337.
- 2. Kamenev K. et al. Pressure induced antiferromagnetism in (Fe1-xNix)49Rh51 alloys // Journal of Alloys and Compounds. 1997. Vol. 252, № 1. P. 1–5.
- 3. Yuasa S., Miyajima H., Otani Y. Magneto-Volume and Tetragonal Elongation Effects on Magnetic Phase Transitions of Body-Centered Tetragonal FeRh1-xPtx // J. Phys. Soc. Jpn. The Physical Society of Japan, 1994. Vol. 63, № 8. P. 3129–3144.
- Zverev V.I. et al. Peculiarities of the phase transformation dynamics in bulk FeRh based alloys from magnetic and structural measurements // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2020. P. 167560.
- 5. Swartzendruber L.J. The Fe-Rh (Iron-Rhodium) system // Bulletin of Alloy Phase Diagrams. 1984. Vol. 5, № 5. P. 456–462.
- 6. Takahashi M., Oshima R. Annealing Effect on Phase Transition of Equiatomic FeRh Alloy // Materials Transactions, JIM. 1995. Vol. 36, № 6. P. 735–742.
- 7. Pavlukhina O. et al. Structural, magnetic and electronic properties of FeRhxPd1-x compounds: Ab initio study // Physica B: Condensed Matter. 2020. Vol. 578. P. 411882.
- 8. Jiménez M.J. et al. Electronic and thermoelectric properties of FeRh Pd-doped alloys: Ab initio study // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2021. Vol. 538. P. 168258.
- 9. Hernando A. et al. Magnetic properties of disordered grain boundaries in nanocrystalline FeRh alloys // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 1999. Vol. 203, № 1–3. P. 223–225.
- 10. Kushwaha P. et al. Low-temperature study of field-induced antiferromagnetic-ferromagnetic transition in Pd-doped Fe-Rh // Phys. Rev. B. American Physical Society, 2009. Vol. 80, № 17. P. 174413.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОЛОВКИ МЕДИЦИНСКОГО УСКОРИТЕЛЯ

Т. М. Костенко, А. А. Щербаков, С. А. Золотов, А. П. Черняев, Е. Н. Лыкова

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: tatyana.kostenko.2000@gmail.com

В настоящее время медицина включает в себя различные методы борьбы с онкологическими заболеваниями, в том числе применение ионизирующих излучений. Для лечения ряда опухолей используются линейные устроители электронов, так как они являются основным источником получения высокоэнергетического тормозного излучения [1].

Медицинские линейные ускорителя, работающие на энергиях свыше 8 МэВ, генерируют потоки вторичных частиц, в частности нейтронов, при взаимодействии тормозного излучения с конструкционными элементами головки ускорителя. Вторичные нейтроны могут достигать тела пациента, формируя вклад в поглощенную дозу, который не учитывается современными системами планирования.

Также вещества с большим атомным номером, из которых состоят конструкционные элементы головки ускорителя, имеют малое сечение захвата нейтронов.

Для моделирования головки медицинского линейного ускорителя используется программный пакет GEANT4. Инструментарий разработан в CERN на объектноориентированном языке программирования C++ для моделирования взаимодействия различных частиц с веществом. Так как взаимодействия в микромире носят вероятностный характер, моделирование строится с помощью метола Монте-Карло.

Схема моделирования представлена на рисунке 1. Головка медицинского ускорителя была построена на основе примера «medical_linac2», включенного в стандартный пакет GEANT4, и геометрии из [2]. Полученная модель совмещает преимущества обеих геометрий.



Рис. 1. Геометрия, используемая при моделировании головки

На тормозную мишень падает квадратный пучок моноэнергетических электронов энергией 20 МэВ. В результате облучения из мишени испускается пучок немоноэнергетических фотонов (рис. 2), которые после прохождения головки ускорителя падают на водный фантом. Расстояние от тормозной мишени до поверхности фантома —

100 см. В результате взаимодействия тормозного излучения с конструкционными составляющими головки ускорителя образуются вторичные нейтроны.

В результате моделирования был получен спектр вторичных нейтронов и средняя энергия нейтронного излучения.

Также был оценен вклад нейтронного излучения в поглощенную дозу, что составило:





Рис. 2. Полученный в моделировании спектр тормозного излучения

- 1. A. P. Chernyaev, Maria Kolyvanova, Polina Borrshchegovskaya. Radiation technology in medicine. Part 1. Medicine accelerators // 2015, 457-465;
- 2. .Kase, K. R.; Mao, X. S.; Nelson, W. R. Neutron Fluence and Energy Spectra around the Varian Clinac 2100C/2300C Medical Accelerator. Health Physics, 1998, 74(1), 38–47.

МАЛОРАКУРСНАЯ СИСТЕМА ОФЭКТ ДЛЯ ДОКЛИНИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ НА ЛАБОРАТОРНЫХ ЖИВОТНЫХ

В.А. Рожков¹, А.С. Жемчугов¹, А. Лейва^{1,2}, П.И. Смолянский¹

¹Объединённый институт ядерных исследований, Дубна, Россия ²Центр прикладных технологий и ядерного развития, Гавана, Куба

E-mail: rozhkov@jinr.ru

В доклинических испытаниях лекарственных препаратов часто используется информация о динамике накопления меченых молекул. В таких молекулах некоторые стабильные атомы заменены эквивалентными ПО химическим свойствам радиоактивными. При связи таких молекул со специфическими белками становится возможно осуществить адресную доставку в любой орган. Одним из наиболее распространённых методов визуализации радиомаркеров в диагностике и доклинических испытаниях лекарственных препаратов является однофотонная эмиссионная компьютерная томография (ОФЭКТ). Проводимые доклинические исследования чаще всего проводят на грызунах, что благодаря их небольшому размеру налагает особые ограничения на систему визуализации радиомаркеров. Одной из особенностей таких систем должно быть высокое пространственное разрешение.

Система микро-ОФЭКТ с малым полем зрения [1], разработана на основе гибридного пиксельного детектора Timepix [2]. Микросхемы Timepix разработаны коллаборацией Medipix в CERN. Детекторы Timepix помимо регистрации координат способен измерять энергию, выделенную в сенсоре в результате взаимодействия частицы. Площадь детектора составляет 14,08 мм × 14,08 мм, что существенно меньше по сравнению с другими гамма-камерами. Размер пикселя составляет 55 мкм × 55 мкм, таким образом, каждый детектор содержит 256 × 256 пикселей.

В качестве материала сенсора был выбран CdTe толщиной 2 мм, который по сравнению с Si и GaAs обладает более высоким коэффициентом поглощения фотонов в диапазоне от 30 до 180 кэВ. Основные преимущества и недостатки данного материала описаны в обзоре [3].



Рис.1 Общий вид установки

Работа системы для малого поля зрения обеспечивается коллиматором (маской) с кодирующей апертурой [4]. Применяемый коллиматор имеет прямоугольную рабочую область и при повороте на 90 градусов сменяет прозрачные элементы на непрозрачные и наоборот. Данная особенность позволяет повысить отношение сигнал/шум, что дает возможность существенно улучшить качество восстановленного изображения [5]. Коллиматор толщиной 1 мм был выполнен из вольфрама, радиус отверстий — 340 мкм.
В работе приведены результаты томографических исследований, полученных при помощи разработанной системы. Томографическое пространственное разрешение составило 2.5 мм, для поля зрения 57 мм х 57 мм. Энергетическое пространственное разрешение — 22% (140.5 кэВ).

Данное исследование было выполнено при поддержке РФФИ и СИТМА, в рамках проекта № 18-52-34005.

- 1. Rozhkov, V., et. al Visualization of radiotracers for SPECT imaging using a Timepix detector with a coded aperture. // JINST, 2020, 15(06), P06028–P06028.
- 2. Llopart, X., Ballabriga, R., Campbell, M., Tlustos, L., & Wong, W. Timepix, a 65k programmable pixel readout chip for arrival time, energy and/or photon counting measurements. // NIM Sec. A, 2007, 581(1-2), 485–494.
- 3. Abbaspour S., et al. Cadmium Telluride Semiconductor Detector for Improved Spatial and Energy Resolution Radioisotopic Imaging // WJNM, 2017, 16(2), 101-107.
- 4. Cieślak, M. J., Gamage, K. A. A., & Glover, R. Coded-aperture imaging systems: Past, present and future development A review. // RadMeas, 2016, 92, 59–71.
- 5. *Gottesman S.R., E. E. Fenimore New family of binary arrays for coded aperture imaging //* Appl. Opt., *1989, 28, 4344-4352*

РЕЗОНАНСНАЯ ДИФРАКЦИЯ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ДИГИДРОФОСФАТЕ КАЛИЯ КН₂РО₄

А.С. Землянский, Е.Н. Овчинникова

МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: zemlianskii.as18@physics.msu.ru

В работе рассматриваются механизмы возбуждения запрещенных отражений при резонансной дифракции синхротронного излучения в монокристалле дигидрофосфата калия (KDP). При температуре 123 К в этой структуре происходит фазовый переход из параэлектрической (группа симметрии I-42d) в сегнетоэлектрическую (группа симметрии Fdd2) фазу, связанный с упорядочением позиций атомов водорода. В работе изучается возможность наблюдения этого перехода с помощью температурной зависимости запрещенных отражений, которые возникают из-за анизотропии резонансного рассеяния синхротронного излучения с энергией, близкой к краям поглощения атомов вещества, но отсутствуют при других энергиях. Показано, что в результате перехода из парав сегнетоэлектрическую фазу снимается запрет на диполь-дипольное резонансное рассеяние синхротронного излучения, что позволяет наблюдать фазовый переход как скачок интенсивности запрещенных отражений. Ранее такой эффект в кристаллах этого семейства наблюдался при энергиях излучения вблизи К-края поглощения рубидия [1] и К-края поглощения калия [2]. В работе проводится численное моделирование энергетических спектров запрещенного отражения 002 в пара- и сегнетоэлектрической фазах дигидрофосфата калия при энергии излучения, близкой к К-краю поглощения фосфора. Обсуждается возможность роста интенсивности отражения с температурой в параэлектрической фазе и проводится сравнение результатов с эффектами при энергии К-края поглощения калия.

Работа поддержана грантом №075-15-2021-1353 Министерства науки и образования РФ.

[2] G. Beutier, S.P. Collins, G. Nisbet, K.A. Akimova, E.N. Ovchinnikova, A.P. Oreshko, V.E. Dmitrienko. Proton configurations in the hydrogen bonds of KH_2PO_4 as seen by resonant x-ray diffraction. Physical Review B. – 2015.

^[1] C. Richter, D.V. Novikov, E.Kh. Mukhamedzhanov, M.M. Borisov, K.A. Akimova, E.N. Ovchinnikova, A.P. Oreshko, J. Strempfer, M. Zschornak, E. Mehner, D.C. Meyer, V.E. Dmitrienko. Mechanisms of the paraelectric to ferroelectric phase transition in RbH_2PO_4 probed by purely resonant x-ray diffraction. Physical Review B. – 2014.

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОВОДИМОСТИ ПРИ ПРЫЖКОВОМ МЕХАНИЗМЕ ПЕРЕНОСА НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛИСТИРОЛЕ

И.Р. Муллахметов¹

¹ Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», аспирантская школа по техническим наукам, Москва, Россия,

E-mail: imullakhmetov@hse.ru

Процесс накопления объемных зарядов в диэлектрике определяется двумя основополагающими процессами. Это инжекция зарядов в объем диэлектрика и сток этих инжектированных зарядов в соответствии с наличием у диэлектрика как темновой, так и радиационной электропроводности (РЭ). В настоящей работе проведен анализ изменения радиационной электропроводности полистирола (модельного полимера, занимающего промежуточное положение по свойствам РЭ между молекулярно-допированными полимерами и полиимидом) со временем облучения. Этот анализ позволяет определить частотный фактор, определяющий скорость высвобождения захваченных носителей заряда с ловушек и с достаточной точностью определить основные параметры РЭ, учет которых позволяет уточнить скорость накопления объемных зарядов и создание ими электрических полей в объеме полимера.

В настоящей работе предложена методика определения частотного фактора и его зависимости от приложенного внешнего поля, используемого в классической модели Роуза-Фаулера-Вайсберга. В ходе работы изучалась РЭ полистирола экспериментально и численно в малосигнальном режиме в диапазоне временен от наносекунд до секунд. Исследование РЭ полистирола, как модельного полимера, позволило, определить значение частотного фактора.

Основные уравнения модели Роуза-Фаулера-Вайсберга, описывающей радиационную проводимость, хорошо известны [1 - 5]

$$\begin{cases} \frac{dN(t)}{dt} = g_0 - k_{rec} N_0(t) N(t) \\ \frac{\partial \rho(E,t)}{\partial t} = k_c N_0(t) \left[\frac{M_0}{E_1} \exp\left(-\frac{E}{E_1}\right) - \rho(E,t) \right] - v_0 \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \rho(E,t) \\ N(t) = N_0(t) + \int_0^\infty \rho(E,t) dE \end{cases}$$
(1)

где N(t) – общая концентрация носителей заряда;

 $N_0(t)$ – концентрация носителей заряда с микроскопической подвижностью μ_0 ;

 g_0 – скорость образования свободных носителей (предполагается, что g_0 не зависит от времени и глубины проникновения);

k_{rec} – коэффициент рекомбинации;

*k*_c – константа скорости захвата;

 M_0 – суммарная концентрация ловушек, распределенных по энергии E;

 $\rho(E,t)$ – распределение плотности захваченных дырок в зависимости от времени облучения и энергии;

 ν_0 – частотный фактор

T – температура;

k-постоянная Больцмана;

е-элементарный электрический заряд;

 $\tau_0 = (k_c M_0)^{-1}$ – среднее время жизни носителя заряда до захвата ловушкой; а также $N_0(t)$ и $\rho(E, t)$ равны нулю при t = 0.

По определению радиационная проводимость $\gamma(t) = e\mu_0 N_0(t)$.

Система (1) применима для описания проводимости с подвижными носителями только одного знака (в случае полистирола – дырки).

На данном этапе установлено, что основными носителями заряда в полистироле являются дырки с, предположительно, прыжковым механизмом проводимости и дисперсионным параметром $\alpha = 0,35$.

Определенен частотный фактор модели Роуза-Фаулера-Вайсберга $\nu_0 = 8 * 10^{-6} c^{-1}$.

На рисунке 1 показано соответствие экспериментальных данных и расчетных кривых радиационной проводимости.



Рис. 1. Расчетная кривая радиационной проводимости согласно параметрам модели Роуза-Фаулера-Вайсберга соответствует экспериментальным данным (точки) при мощности дозы 1,6 Гр/с.

- A Tyutnev, V Saenko, R Ikhsanov, E Krouk. Radiation-induced conductivity in polymers under pulsed and long-time small-signal irradiations combined to determine their step-function response // Journal of Applied Physics. 2019. Vol. 126. No. 9. 287-296.
- G Mingaleev, A Tyutnev, B Gerasimov, I Kulchitskaya. Numerical Analysis of the Transient Radiation-Induced Conductivity in the Framework of the Rose-Fowler-Vaisberg Formalism // Physica status solidi (a) 1986 93 (1), 251-262.
- 3. А.П. Тютнев, В.С. Саенко, Е.Д. Пожидаев Универсальная методика изучения электронного транспорта в полимерах // Высокомолекулярные соединения. Серия Б. 2006. Т. 48. № 9. С. 1730-1740.
- 4. А.П. Тютнев, В.С. Саенко., Е.Д. Пожидаев О влиянии заряженных центров на транспорт носителей заряда в молекулярно-допированных полимерах // Высокомолекулярные соединения. Серия А. 2010. Т. 52. № 7. С. 1122-1132.
- 5. H. Bässler. Localized states and electronic transport in single component organic solids with diagonal disorder // Physica status solidi (b) 107 (1), 9-54, 1981.

ИССЛЕДОВАНИЕ И РАЗРАБОТКА БЕЗРАЗРЯДНОЙ ИЗОЛЯЦИИ ПРОВОДОВ КОСМИЧЕСКОГО ПРИМЕНЕНИЯ

С. Ю. Толстиков

Национальный-исследовательский университет «Высшая школа экономики», Аспирантская школа по техническим наукам, Москва, Россия

E-mail: stolstikov@hse.ru

На данный момент одной из самых частых причин отказа космических аппаратов являются негативные факторы электризации и как следствие этого явления - электростатические разряды (ЭСР). Полностью избавиться от этого явления и его влияния на космические аппараты пока не представляется возможным. На сегодняшний день наиболее остро стоит вопрос защиты электронных средств КА от эффектов внутренней электризации, ЭСР от которых наблюдаются даже при незначительном суммарном флюенсе электронов порядка 2.10¹⁰ электронов/см² за 10 часов облучения. В предлагаемой работе представлены результаты моделирования воздействия изотропного электронного облучения на изоляцию проводов с целью определения параметров этой изоляции для исключения физической возможности возникновения ЭСР при воздействии околоземной космической плазмы [1-5].

Внутренняя электризация КА приводит к накоплению объемных зарядов в пластиковых корпусах аппаратуры [1], диэлектриках печатных плата [6] и в полимерных корпусах полупроводниковых приборов [7]. Изоляция проводов и кабелей не исключение. При нахождении космического аппарата в околоземной плазме происходит накопление зарядов, в том числе, в диэлектриках проводов и кабелей КА. Предметом исследования является процесс накопления объемного заряда в изоляции проводов, а также поиск возможностей для исключения возникновения электростатического разряда между изоляций и токопроводящей жилой [8].

Нами предложена модель, которая позволяет получить основные представления для последующего моделирования. Для её описания выбраны следующие положения:

- 1. Токопроводящий цилиндр радиуса R₁ (рис. 1). Металлическая жила провода, эффективно заземлёна, т. е. имеет нулевой потенциал.
- S₀, A/м³ (рис. 1) скорость инжекции электронов в объём цилиндрического диэлектрического слоя R₂ - R₁ (рис. 1), достигаемая облучением изотропным потоком электронов.
- Принимается, что диэлектрический слой имеет постоянную темновую проводимость γ_т, по которой происходит частичный сток инжектированных электронов на токопроводящую жилу.
- 4. Для моделирования использовано дифференциальное уравнение процесса накопления объемных зарядов в диэлектрике, при равномерной инжекции в его объем электронов.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -div(\gamma_{\rm T} \cdot F(R)) + S_0$$

5. Решением этого дифференциального уравнения, описывающего процесс накопления объемных зарядов, является F_{max} – максимальное электрическое поле, при радиусе R₁, на границе раздела металл с нулевым потенциалом – заряженный диэлектрик.

Согласно работе [2] за критическое поле, при котором возможен ЭСР из объема диэлектрика на токопроводящую жилу принимается величина $F_{max} = 2 \cdot 10^7$ В/м.



Рис. 1 Иллюстрация предлагаемой модели для накопления объемных зарядов в изолированном проводе, облучаемом изотропным потоком электронов.

- V.S. Saenko, A.P. Tyutnev, M.A. Afanasyeva, A.E. Abrameshin. Spacecraft Internal Charging Simulation of the Electronics Device Plastic Cases // IEEE Transactions on Plasma Science. 2019. Vol. 47. No. 8.
- 2. NASA-Technical Handbook: Mitigating in-Space Charging Effects A Guideline, document Rec. NASA-HDBK-4002A, Mar. 2011.
- Е.Д. Пожидаев, В.С. Саенко, И.А. Смирнов, Г.В. Бабкин, Е.П. Морозов, А.П. Тютнев, А.А. Флоридов, А.Н. Доронин Повышение стойкости космических аппаратов к воздействию поражающих факторов электризации. // Космонавтика и ракетостроение. 2003. Т. 1(30). С. 32-35. Королев, Моск. обл., ЦНИИМАШ.
- 4. H. B. Garrett and A. C. Whittlesey, Guide to Mitigating Spacecraft Charging Effects. New York, NY, USA: Wiley, 2012.
- 5. А.И. Акишин, Л.С. Новиков Физические процессы на поверхности искусственных спутников Земли. М.: Изд-во МГУ, 1987.
- 6. Г.А. Белик, А.Е. Абрамешин, В.С. Саенко. Внутренняя электризация бортовой радиоэлектронной аппаратуры космических аппаратов. «Технологии ЭМС. 2012.» № 3(42). С. 5-21.
- М.А. Афанасьева, Метод создания безразрядных полупроводниковых приборов космической электроники в полимерных корпусах: дис. ...канд. тех. наук - НИУ ВШЭ, Москва, 2020 – 92 с.
- 8. E.D Knowles, L.W. Olson, "Cable Shielding Effectiveness Testing", IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. EMC-16, №1, February 1974
- 9. Armenta, R.B. and C.D. Sarris, «Efficient evaluation of the terminal response of a twisted-wire pair excited by a plane-wave electromagnetic field», IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 49, No. 3, 698-707, 2007.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ ВОЗБУЖДЕНИЯ СКАНДИЙ-ИТТРИЕВЫХ ФОСФАТОВ, ЛЕГИРОВАННЫХ ИОНАМИ ЕВРОПИЯ

А. А. Арапова

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия E-mail: arapova2013@mail.ru

В настоящее время существует потребность в улучшении свойств функциональных материалов для преобразования и регистрации ионизирующего излучения. Твердые растворы являются одним из возможных путей решения данной задачи. Преимущество создания твердого раствора состоит в модификации его физических, механических и электронных свойств по сравнению с кристаллами, его составляющими. Изменяя относительную концентрацию замещаемых катионов, можно влиять на такие характеристики, как постоянные кристаллической решетки, ширина запрещенной зоны [1], глубина и количество ловушек [2, 3]. Изменение ширины запрещенной зоны в твердых растворах позволяет уменьшать негативное влияние на люминесцентные свойства точечных дефектов, которые формируют дискретные энергетические уровни в запрещенной зоне. Эти уровни могут захватывать свободные носители заряда, и тем самым замедлять или препятствовать процессу переноса энергии на центры свечения, что негативно сказывается на люминесцентных свойствах.

В данной работе проведено исследование спектров возбуждения твердых растворов фосфатов $Sc_xY_{1-x}PO_4:Eu^{3+}$ (x = 0; 0,2; 0,4; 0,5; 0,6; 0,8; 1) в зависимости от катионного состава Sc/Y в области от 2,5 до 10 эВ (рисунок 1). На основе спектров возбуждения были рассчитаны значения оптической ширины запрещенной зоны E_g^{opt} путем линейной интерполяции края фундаментального поглощения. Установлено, что изменение E_g^{opt} в твердых растворах происходит нелинейно в пределах от 7.93±0.41эВ до 6.73±0.39 эВ, минимальное значение $E_g=6.73\pm0.39$ эВ у $Sc_{0.2}Y_{0.8}PO_4:Eu^{3+}$ (рисунок 2). Также была предложена модель модификации энергетического положения дна зоны проводимости и потолка валентной зоны, объясняющая нелинейное изменение E_g^{opt} для серии $Sc_xY_{1-x}PO_4:Eu^{3+}$.



Рисунок 1. Спектры возбуждения люминесценции Sc_xY_{1-x}PO₄:Eu³⁺ в области 2,5-10 эВ, T=300 К. Спектры нормированы к 1 для удобства анализа.



Рисунок 2. Зависимость $\sim E_g^{opt}$ от величины х для $Sc_xY_{1-x}PO_4:Eu^{3+}$. На вставке: интерполяция спектра возбуждения люминесценции в области края фундаментального поглощения для $Sc_{0.2}Y_{0.8}PO_4:Eu^{3+}$.

Спектры возбуждения люминесценции в области 2.5-6 эВ были измерены с использованием установки на основе спектрографа LOT-Oriel MS–257 (МГУ, Москва). В качестве источника возбуждающего излучения используется люминатор фирмы Oriel Instruments, который состоит из ксеноновой лампы мощностью 150 Вт, дифракционной решетки, монохроматизирующей излучение в диапазоне 200-900 нм, встроенного блока фильтров. Спектры возбуждения в области 5-10 эВ были получены на экспериментальной станции FinEstLumi, с использованием источника синхротронного излучения (MAX IV Лунд, Швеция).

1. V.S. Levushkina et al. Bandgap engineering of the $Lu_xY_{1-x}PO_4$ mixed crystals //Journal of Luminescence. -2016. - T. 171. - C. 33-39.

2. M. Fasoli et al. Band-gap engineering for removing shallow traps in rare-earth $Lu_3Al_5O_{12}$ garnet scintillators using Ga^{3+} doping //Physical Review B. – 2011. – T. 84. – No. 8. – C. 081102.

3.T. Lyu T., P. Dorenbos. Charge carrier trapping processes in lanthanide doped La-, Gd-, Y-, and LuPO₄ //Journal of Materials Chemistry C: materials for optical and electronic devices. – 2017.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ КРИСТАЛЛОВ Gd₃Al_xGa_{5-x}O₁₂ (x = 0,1,2,3)

Федюнин Ф.Д.¹, Спасский Д.А.², Забелина Е.В.³, Касимова В.М.³, Козлова Н.С.³, Бузанов О.А.⁴

¹Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Россия ²НИИЯФ им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова, Россия ⁴Испытательная лаборатория «ИЛМЗ» НИТУ «МИСиС», Москва, Россия ⁵АО «Фомос-Материалы», Москва, Россия

E-mail: veter.vett@yandex.ru

Кристаллы с общей формулой $Gd_3(Al,Ga)_5O_{12}$ (GAGG) (обычно, легированные церием) являются перспективными для использования в медицине, например, в однофотонной эмиссионной компьютерной томографии, позитронно-эмиссионной томографии и в физике высоких энергий [1, 2]. Инженерия запрещенной зоны кристаллов позволяет настроить их люминесцентные и сцинтилляционные свойства. Она заключается в постепенном изменении концентрации замещающих катионов (Al/Ga). Однако, примесные ионы влияют на свойства кристаллов, в частности, на спектральную зависимость коэффициента поглощения в области края фундаментального поглощения. Это приводит к недостоверной оценке важного параметра для сцинтилляторов - ширины запрещенной зоны, получаемого из спектров поглощения легированных кристаллов. Для получения более достоверных результатов необходимы исследования беспримесных кристаллов. В настоящей работе с использованием двух подходов проведена оценка ширины запрещенной зоны ряда беспримесных кристаллов Gd₃Al_xGa_{5-x}O₁₂ (x = 0,1,2,3).

В рамках первого подхода проводился анализ спектров возбуждения люминесценции в области края фундаментального поглощения. Анализ спектров позволил определить энергию создания экситонов, и, как следствие, провести оценку запрещенной зоны. Измерения спектров возбуждения проводились ширины с использованием синхротронного излучения на установке FinEst в канале FinEstBeaMS синхротрона МАХ IV (Лунд, Швеция). Второй подход, использовавшийся для оценки ширины запрещенной зоны, состоял в анализе температурной зависимости края фундаментального поглощения. Была разработана методика аппроксимации спектров поглощения (края фундаментального поглощения) формулой Урбаха. Как показали исследования, такой подход не позволяет корректно оценить ширину запрещенной зоны смешанных кристаллов GAGG. Предполагается, что это связано с наличием вклада эффекта динамического разупорядочения и статического разупорядочения структуры вследствие статистического распределения катионов замещения между узлами решетки с тетраэдрической и октаэдрической координацией.

[1]. P. Lecoq. Development of new scintillators for medical applications //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. -2016. -T. 809. -C. 130-139.

[2]. K. Kamada et al. 2 inch diameter single crystal growth and scintillation properties of Ce: Gd3Al2Ga3O12 //Journal of Crystal Growth. $-2012. - T. 352. - N_{\odot}. 1. - C. 88-90.$

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МОДЕЛЬНОГО ДИЭЛЕКТРИКА

И.И. Агапов

Национальный исследовательский университет Высшая школа экономики. Московский государственный институт электроники и математики Москва, Россия

E-mail: agapovilya@rambler.ru

Электризация космических аппаратов (КА) на геостационарной и высокоэллиптических орбитах, а также в авроральных зонах над полюсами Земли приводит к возникновению электростатических разрядов (ЭСР), которые провоцируют обратимые и необратимые отказы бортовой радиоэлектронной аппаратуры (БРЭА) КА.

Для исключения возможности возникновения ЭСР на КА необходимо применять диэлектрические материалы, обладающие повышенной до 10⁻⁹ Ом⁻¹м⁻¹ электропроводностью. Материалы с более высокой электропроводностью могут негативно влиять на работу БРЭА, а меньшая электропроводность не исключает возможность возникновения ЭСР.

В МИЭМ НИУ ВШЭ ведется научная работа по моделированию процессов адаптации таких материалов к работе в составе БРЭА КА. Уже были завершены работы показавшие, что диэлектрики печатных плат с указанной проводимостью не оказывают негативного влияния на работу цифровой и аналоговой электроники [1]. Это относится и к материалам корпусов полупроводниковых приборов и интегральных микросхем. Однако, эти наработки пока не прошли промышленную проверку и испытания. Поэтому в настоящей работе подготовлена методика проведения испытаний таких нанопроводящих диэлектриков на долговременное протекание через них электрического тока. Важность проведения таких испытаний обусловлена следующим обстоятельством. При достаточно высокой концентрации проводящей примеси в полимерном связующем такой композиционный материал проводит электрический ток и характеризуется высокой стабильностью этого тока. В качестве примера можно привести объемные резисторы типа ТО, проводящий материал которых представляет собой композит из полимерного связующего и технического углерода. Однако между композитным материалом этих резисторов и диэлектриком с повышенной до 10⁻⁹ Ом⁻¹м⁻¹ проводимостью имеется существенное различие в величинах концентрации проводящей примеси. Диэлектрики с повышенной проводимостью содержат такую примесь в пределах (6...7) массовых процентов, тогда как в резисторах ТО эта концентрация почти на порядок выше. Наши предварительные исследования, выполненные по разработанной методике, показали, что при повышении силы тока, протекающего через образец нанопроводящего диэлектрика, наблюдаются эффекты, которые свидетельствуют об отсутствии такой стабильности. Наша задача определить необходимую рецептуру и технологию изготовления нанопроводящих диэлектриков пригодных для работы в составе БРЭА КА.

Образцы для исследования по разработанной нами методике представляет собой два электрода специальной формы, между которыми диэлектрик с определенной концентрацией наполнителя.

Использование углерода обусловлено тем, что, кроме его электрических свойств, материал обладает химической инертностью и устойчив к нагреванию. Также углерод обладает свойством структурироваться в цепной комплекс, поэтому его и использовали при проведении исследования в качестве модельного диэлектрика.

Модельный диэлектрик был получен из смеси сажи П-803 (технического углерода) и парафина П-2, при этом удельное электрическое сопротивление образца равнялось 10⁹ Ом * м, а размер частиц составляет от 25 до 150 нм. Главной проблемой при

измерении и расчете удельного электрического сопротивления является чувствительная зависимость от температуры электрофизических свойств образца, которая ранее была рассчитана [2].

Для испытаний образцов на стабильность протекающего через них тока была собрана установка, схема которой представлена на рисунке 1. Она состоит из источника питания (УИП-2), образца с определенной концентрацией сажи (от 5 до 7)% и осциллографа (С1-83), имеющего внутреннее сопротивление $R = 10^6$ Ом и чувствительность от 1 мВ/см.



Рисунок 1. Схема измерения

Благодаря ранним результатам измерений электрофизических свойств модельного диэлектрика на базе сочетания сажи и парафина была определена необходимая концентрация проводящего материала порядка 7-9 процентов от общего объема модельного диэлектрика [3-5].

Источник питания УИП-2 имеет диапазон напряжения на выходе от 20 В до 300 В, поэтому, в дальнейшем, планируется определить свойства образца в зависимости от подаваемого напряжения в рамках определенного диапазона. Также планируется определить, как меняется проводимость образца при длительной подаче высокого напряжения, в данном случае до 300 В.

- 1. Г.А. Белик «Метод повышения устойчивости печатных узлов БРЭА космических аппаратов к возникновению ЭСР» дис. к.т.н. НИУ ВШЭ, Москва, 2013.
- 2. В.А. Соцков, В.А. Борисов «Эволюция аттрактора макросистемы в зависимости от концентрации проводящей фазы и температуры.» // Журнал технической физики. 2007. Том 77. Вып. 11. С. 103–108.
- А.Е. Абрамешин, Г.А. Белик, В.С. Саенко «Исключение внутренней электризации бортовой аппаратуры космических аппаратов путем применения нанопроводящих диэлектриков» // В кн.: Труды XXII Международной конференции «Радиационная физика твердого тела» (Севастополь, 9-14 июля 2012 г.) / Отв. ред.: Г.Г. Бондаренко; под общ. ред.: Г.Г. Бондаренко; науч. ред.: Г.Г. Бондаренко. — М.: ФГБНУ "НИИ ПМТ", 2012. — С. 544–550. 83.
- А.Е. Абрамешин, Г.А. Белик, В.С. Саенко «Новый метод защиты бортовой аппаратуры космического аппарата от внутренней электризации.» // В кн.: Системы управления беспилотными космическими и атмосферными летательными аппаратами: Тезисы докладов II Всероссийской научнотехнической конференции (Москва, 24-26 октября 2012 г.). — М.: МОКБ «Марс», 2012. — С. 160-162. 118 84.
- Г.А. Белик «Метод снижения негативных эффектов внутренней электризации бортовой аппаратуры космических аппаратов.» // Научнотехническая конференции студентов, аспирантов и молодых специалистов МИЭМ НИУ ВШЭ. Тезисы докладов. / Ред. кол.: Тихонов А.Н., В.Н. Азаров, М.В. Карасев, В.П. Кулагин и др. — М.: МИЭМ НИУ ВШЭ, 2013. — С. 202–203.

ЛАБОРАТОРНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИЗУЧЕНИЯ СНИЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ КОСМИЧЕСКОЙ ТЕХНИКИ В УСЛОВИЯХ ДЛИТЕЛЬНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ВАКУУМА

В. А. Ашмарин

Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", аспирантская школа по техническим наукам, Москва, Россия,

E-mail: ashvlntn@gmail.com

Разработана лабораторная установка для экспериментального изучения снижения электропроводности диэлектрических материалов космической техники в условиях длительного воздействия вакуума. Впервые данную проблему применительно к диэлектрикам космической техники рассмотрел Фредериксон с сотрудниками [1,3]. В цитируемых работах экспериментально показано, что удельное объемное сопротивление образцов диэлектриков, помещенных на космический аппарат CRRES сильно, до трех порядков величины отличается от значений того же сопротивления, измеренного в лабораторных условиях в атмосфере Земли. В наземных экспериментах, а для моделирования космической среды образцы располагались в течение пяти недель в вакууме порядка 5*10⁻⁶со средней температурой 25 градусов Цельсия. Для исследований были выбраны следующие материалы: диэлектрик печатных плат FR4, политетрафторэтилен (PTFE) и оксид алюминия с медными электродами, нанесенными на поверхность образца. Научная группа отметила, что значения удельного сопротивления, полученные рассмотренным экспериментальным путём, отличаются на 2-3 порядка в большую сторону от измерений полученных с помощью стандартных методов испытаний Американского сообщества испытаний и материалов (ASTM). Фредериксон с коллегами в данных работах [1-3] отметили необходимость проведения длительных испытаний свойств материалов для определения их способности подвергаться электризации в условиях космоса. Сотрудники научной группы, в составе которой был Фредериксон, также указали, что данный эксперимент позволяет определить параметры поляризационного тока и темнового тока при длительных каждодневных и ежемесячных измерениях удельного сопротивления, а также отметили, что эти параметры напрямую связаны с величиной и скоростью процесса выноса низкомолекулярных продуктов и воды из объема диэлектриков.

Так как в отечественной литературе недостаточно освещены аспекты снижения проводимости диэлектриков при длительной выдержке в вакууме [4] было принято решение изготовления установки для проведения таких испытаний (рисунок 1). Методология проведения испытаний построена на долгосрочном наблюдении изменений удельного объемного сопротивления диэлектрического материала при выдержке его в вакууме и при различных температурах. Перед помещением диэлектрического материала в нагреваемую вакуумную камеру производится первоначальное измерение его удельного сопротивления измерения удельного объемного сопротивления диэлектрического материала, в нагреваемую вакуумную камеру производится первоначальное измерение его удельного сопротивления в условиях комнатной температуры и давления. Далее, через определенные промежутки времени проводятся измерения удельного объемного сопротивления материала, в диапазоне изменений температуры от 25 до 120 градусов для определения энергии активации проводимости. Наши предварительные исследования показали, что снижение проводимости отечественного стеклотекстолита после длительного воздействия вакуума уменьшилось почти в 300 раз по сравнению с проводимостью исходного образца при той же комнатной температуре. При этом наблюдалось значительное изменение энергии активации проводимости.



Рис. 1. Блок-схема установки для экспериментального определения снижения электропроводности диэлектрика космической техники в условиях длительного воздействия вакуума. Е:

- 1. Green, N. W., Frederickson, A. R., & Dennison, J. R. (2006). Experimentally Derived Resistivity for Dielectric Samples From the CRRES Internal Discharge Monitor. IEEE Transactions on Plasma Science, 34(5), 1973–1978. doi:10.1109/tps.2006.883372
- Jennifer A. Roth, Ryan Hoffman, J.R. Dennison, Jonathan R. Tippetts(2009). Relevance of Ground-based Electron Induced Electrostatic Discharge Measurements to Space Plasma Environments. 1st AIAA Atmospheric and Space Environments Conference. Doi: 10.2514/6.2009-3527
- Frederickson, A. R., Holeman, E. G., & Mullen, E. G. (1992). Characteristics of spontaneous electrical discharging of various insulators in space radiations. IEEE Transactions on Nuclear Science, 39(6), 1773–1782. doi:10.1109/23.211366
- Saenko, V. S., Tyutnev, A. P., Afanasyeva, M. A., & Abrameshin, A. E. (2019). Spacecraft Internal Charging Simulation of the Electronics Device Plastic Cases. IEEE Transactions on Plasma Science, 1–5. doi:10.1109/tps.2019.2893186

ОПРЕДЕЛЕНИЕ АБСОЛЮТНОЙ КОНФИГУРАЦИИ МОНОАТОМНЫХ ХИРАЛЬНЫХ КРИСТАЛЛОВ С ПОМОЩЬЮ МНОГОВОЛНОВОЙ ДИФРАКЦИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А. М. Устюгов, К. А. Козловская

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия,

E-mail: alex.ustu.msk@gmail.com

Моноатомные кристаллы теллура, селена и β -марганца являются хиральными, то есть могут существовать в правой или левой форме. Например, теллур кристаллизуется в пространственной группе $P3_121$ (правая винтовая ось) или $P3_221$ (левая винтовая ось). Для определения типа хиральных изомеров часто применяется метод рентгеновской аномальной дисперсии, однако он не работает в случае моноатомных структур или структур, состоящих из атомов легче хлора.

Мы предлагаем новый метод определения абсолютной структуры моноатомных хиральных кристаллов, основанный на хиральной асимметрии многоволновой рентгеновской дифракции: в случае круговой поляризации падающего излучения, азимутальная зависимость интенсивности запрещенного брэгговского отражения, отличается для правого и левого изомеров [1]. Для численного моделирования азимутальных зависимостей интенсивности многоволновых отражений в кристаллах была создана программа Jmulti [2], основанная на модельно-независимых расчетах. На рисунке 1 приведен пример расчёта азимутальной зависимости интенсивности трехволновых отражений в теллуре в геометрии брэгговского отражения 002. Из рисунка видно, что форма кривой различна в случае правого и левогоы изомеров. Мы провели такие расчёты для кристаллов теллура, селена и β-марганца, и подобрали оптимальные условия (геометрию эксперимента и значения энергии падающего излучения) для определения типа изомера. Для экспериментального наблюдения рассчитанных зависимостей необходимо кругополяризованное синхротронное излучение, которое доступно, например, на линиях ID12 синхротрона ESRF (Гренобль, Франция) или на линии Р09 синхротрона Petra III (Гамбург, Германия).



Рисунок 1. На левой панели: участок азимутально-энергетической карты разности интенсивности многоволновых отражений между L- и D-изомерами теллура в геометрии запрещённого отражения (002). На правой панели: участок азимутальной зависимости интенсивности многоволновых отражений в теллуре, геометрия запрещённого отражения (002), энергия падающего излучения E=6,45 кэB.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ, грант 19-02-00483. Козловская К.А. благодарит за поддержку министерство науки и образования Российской Федерации, грант № 075-15-2021-1353.

- 1. К.А. Kozlovskaya и др. Determination of absolute structure of chiral crystals using three-wave X-ray diffraction. // Crystals 2021 [В печати]
- 2. К.А. Козловская и др. Jmulti программа для построения азимутально-энергетических карт интенсивности трехволновых рентгеновских отражений. // Уч. зап. физ. фак. моск. унив. 2020, №6, 2060501

ИССЛЕДОВАНИЕ КРИСТАЛЛОВ-СУПЕРПРОТОНИКОВ Сs6(SO4)3(H2PO4)

А. О. Егоршин¹, И. П. Макарова², Е. В. Селезнева², В. А. Коморников², Е. Н. Овчинникова¹

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия; ²Институт кристаллографии имени А.В. Шубникова ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Москва, Россия

E-mail: ae555@bk.ru

Кристаллы-суперпротоники – представители кристаллического семейства $M_mH_n(AO_4)_{(m+n)/2}$ ·уH₂O (M = K, Rb, Cs, NH₄; $AO_4 = SO_4$, SeO₄, HPO₄, HAsO₄), включающего соединения CsHSO₄ и CsHSeO₄, в которых впервые была обнаружена аномально высокая протонная проводимость. В этих кристаллах при фазовых переходах перестраивается система водородных связей, что обусловливает изменения физикохимических свойств и, в частности, появление протонной проводимости порядка $10^{-3} - 10^{-1}$ Om⁻¹·cm⁻¹ при относительно невысоких температурах 150 - 400°C [1, 2]. Благодаря таким свойствам суперпротоники — перспективные материалами для создания различных электрохимических устройств, например, мембран топливных элементов [3-5].

Целью работы является изучение монокристаллов гидросульфатфосфатов цезия, впервые полученных при изучении солевой системы CsHSO₄ – CsH₂PO₄ – H₂O [6, 7]. Наблюдения доменной структуры и оптических свойств монокристаллических образцов с использованием оптической поляризационной микроскопии в диапазоне температур 290-480 К позволили зарегистрировать суперпротонный фазовый переход. Выполнен рентгеноструктурный анализ монокристаллов с использованием синхротронного излучения и определено их атомное строение. Для проведения кристаллографических расчетов был использован комплекс кристаллографических программ JANA2006 [8]. Общий вид структуры кристаллов Cs₆(SO₄)₃(H₃PO₄)₄ представлен на рис. 1 (изображение получено с использованием программы VESTA [9]).



Рис. 1. Атомная структура кристаллов Cs₆(SO₄)₃(H₂PO₄)₄: показаны тетраэдры PO₄ и SO₄, соединенные водородными связями.

Исследования кристаллов вышеупомянутого семейства показали, что при низких температурах протонная проводимость у них достаточно низкая и осуществляется за счет дефектов кристаллической структуры. При повышении температуры наблюдается структурный переход в суперпротонную фазу. Рентгеноструктурные исследования показали, что при комнатной температуре кристаллы $Cs_6(SO_4)_3(H_2PO_4)_4$ принадлежат к кубической сингонии и имеют пр. гр. *I*-43*d*, *Z* = 4, *a* = 14.5399(1) Å. В независимой области элементарной ячейки кристаллов содержатся атом Cs, тетраэдр SO₄ и тетраэдр PO₄.

Параметры водородной связи О2-Н…О1 составляют: расстояния О2-О1 - 2.558(2) Å, O2-H - 0.70(5) Å, H…O1 - 1.88(5) Å, угол <O2-H-O1 - 167(5)°. Каждый тетраэдр РО4 участвует в трех водородных связях, и три атома О2 являются донорами этих связей O2-H1…O1. Каждый тетраэдр SO₄ участвует в 4-х водородных связях, и все четыре атома кислорода О1 являются акцепторами водородных связей О2-Н1…О1. Система водородных связей в кристаллах Cs₆(SO₄)₃(H₂PO₄)₄ существенным образом отличается от связей в ранее исследованных кристаллах-суперпротониках. систем Впервые в кристаллах-суперпротониках обнаружена кубическая симметрия уже в низкотемпературной фазе. Следует отметить, что кристаллы Cs₆(SO₄)₃(H₂PO₄)₄ химически стабильны в высокотемпературной фазе и демонстрируют воспроизводимые свойства при изменении температуры.

Обработка результатов рентгеновского эксперимента, проведенного на синхротроне ESRF, с помощью моделирования в программе JANA, позволила определить структурные параметры кристаллов $Cs_6(SO_4)_3(H_2PO_4)_4$ и установить характер водородных связей, отвечающих за протонную проводимость.

- 1. А.И. Баранов. Кристаллы с разупорядоченными сетками водородных связей и суперпротонная проводимость // Кристаллография. 2003. Т. 48, № 6, 1081.
- 2. И.П. Макарова. Суперпротоники кристаллы с перестраивающимися водородными связями. // Физика твердого тела. 2015. Т. 57 (3), 432.
- 3. T. Norby. The promise of protonics // Nature. 2001. V. 410, 877.
- S.M. Haile, D.A. Boysen, C.R.I. Chisholm, R.V. Merle. Solid acids as fuel cell electrolytes // Nature. 2001. V. 410, 910.
- R. Fitzergerald. Solid acids show potential for fuel cell electrolytes // Physics Today. 2001. V.54, 22.
- В.А. Коморников, В.В. Гребенев, И.П. Макарова, Е.В. Селезнева, П.В. Андреев. Получение сложных гидросульфатфосфатов рубидия и цезия. // Кристаллография. 2016. Т. 61, №4, 645.
- I. Makarova, E Selezneva., V. Grebenev, V. Komornikov, A. Vasil'ev. Structure and properties of new crystals in CsHSO₄ – CsH₂PO₄ – H₂O system. // Ferroelectrics. 2016. V. 500, 54.
- 8. V. Petriček, M. Dusek, L. Palatinus // Z. Kristallogr. 2014. V. 229, 345.
- 9. VESTA, Version 3.5.7 / by R. A. Dilanian and F. Izumi, 2001-2004.

ИДЕНТИФИКАЦИЯ ИЗМЕНЕНИЙ ХИМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПРОДУКТОВ ПИТАНИЯ В РЕЗУЛЬТАТЕ РАДИАЦИОННОЙ ОБРАБОТКИ

Близнюк У.А.^{1,2}, Борщеговская П.Ю.^{1,2}, Болотник Т.А.³, Ипатова В.С.^{1,2}, Мухамедшина А.Р.¹, Родин И.А.^{3,4}, Хмелевский О.Ю.¹, Черняев А.П.^{1,2}, Шинкарев О.В.¹, Юров Д.С.²

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия ²Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Москва, Россия ³Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, химический факультет, Москва, Россия ⁴Первый Московский государственный медицинский университет имени И.М. Сеченова, Москва, Россия

E-mail: nastyam167@gmail.com

В настоящее время возрастает интерес к использованию радиационной обработки питания, поскольку традиционные методы, такие как термический и химический, не всегда отвечают современным требованиям по биологической безопасности, экономичности и сохранению качества обработанных такими методами продуктов. Радиационная обработка позволяет значительно увеличить сроки хранения продуктов, сохранить чувствительные к обработке соединения питательных веществ и исходный состав продуктов, а также повысить эффективность использования энергетических и финансовых ресурсов [1].

В связи с расширением ассортимента обрабатываемых продуктов встаёт вопрос о контроле дозы при воздействии ионизирующим излучением, поскольку биологические эффекты в продуктах напрямую зависят от поглощённой дозы. Нельзя утверждать, что данный метод является абсолютно безопасным. Ионизация и возбуждение атомов продукта приводят к разрыву химических связей и образованию свободных радикалов, которые, в свою очередь, вовлекаются в последовательную цепочку реакций. Эти реакции могут изменить органолептические свойства продуктов, а при передозировке облучения могут образовываться радиотоксины [2]. Ради коммерческой выгоды производители пищевых товаров могут нарушать требования по обработке, возможно отсутствие маркировки радиационной обработки на упаковке, также, при технологических нарушениях возможно облучение в дозах, выше разрешённых, или же продукт может быть доставлен из неблагоприятных в плане радиологической обстановки территорий. Как следствие, одной из важных задач является поиск химического вещества – «маркера», которое однозначно указывало бы на факт облучения продукта.

Найти «маркер» не всегда представляется возможным по ряду причин, например, «маркеры» являются специфичными для каждого вида продукта, могут не проявлять себя в конкретных методах определения веществ, образовываться не только в результате взаимодействия с ионизирующим излучением или только выше определённой пороговой дозы и энергии излучения и исчезать с течением времени. Таким образом, «маркер» должен однозначно указывать на факт наличия или отсутствия облучения, быть относительно стабильным и находиться в меру простым и доступным методом анализа [2].

Распространёнными методами для анализа облучённых продуктов питания являются методы ЭПР, фото- и термолюминесценции, использование 2-тиобарбитуровой кислоты и метод газовой хромато-масс-спектрометрии.

Для сухих продуктов, содержащих кости, целлюлозу или сахар применяется метод ЭПР, основанный на резонансном поглощении микроволнового электромагнитного излучения парамагнитными частицами. Кости, целлюлоза и сахар имеют специфичные спектры поглощения и обладают изученными раннее характерными изменениями этих спектров при облучении. Так специфичные ЭПР-спектры облучённых сахаров (таких как фруктоза, глюкоза, сахароза, лактоза или мальтоза) могут сохраняться на протяжении нескольких месяцев [2].

Кроме этого, для оценки поглощённой дозы в продуктах, содержащих соединения кремния (морепродукты, картофель, лук, свёкла и др.), используют методы термолюменисценции. Этот метод основан на способности силикатных минералов (кварц, калиевый шпат и т.п.), которые в качестве пыли прилипают к продуктам питания или содержатся в морепродуктах, при нагревании высвобождать накопленную во время облучения энергию. Радиационное воздействие обнаруживается при сравнении радиационно-индуцированной люминесценции и термолюминесценции, полученной после калибровочного повторного воздействия определённой дозы излучения [3].

С помощью метода с применением 2-тиобарбитуровой кислоты оценивают степень окисления липидов. Метод заключается в обнаружении взаимодействия между тиобарбитуровой кислотой и малоновым диальдегидом - продуктом перекисного окисления липидов, одним из главных последствий радиоактивного облучения. Ряд учёных сообщили, что «маркерами» в жиросодержащих продуктах могут считаться радиационно-индуцированные углеводороды и 2-алкилциклобутаноны. Этот метод также удобен для анализа влияния на эффективность облучения от разных факторов, таких как температура, добавление различных антиоксидантов до и после облучения и т.п. [2,4].

Для продуктов, имеющих в составе большое количество влаги, вследствие исчезновения свободных радикалов сложно обнаружить воздействие излучения. Облучение пищевого сырья может привести к образованию или повышению концентрации различных газов, включая монооксид углерода, перекись водорода, сероводород, аммиак и летучие вещества с неприятным запахом. 1-гептен и 1-нонен являются наиболее важными летучими компонентами, проявляющими выраженные эффекты облучения [2]. Одним из перспективных методов оценки изменений содержания летучих химических соединений во влажных продуктах является метод газовой хроматографии в сочетании с масс-спектрометрией. Такие исследования проводятся на кафедре физики ускорителей и радиационной медицины физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова совместно с химическим факультетом и НИИЯФ МГУ. С использованием этого метода в качестве «маркера» для индейки был предложен ацетон, а для сёмги толуол [1].

Перечисленные методы обладают большим потенциалом для решения задачи поиска веществ-«маркеров» в облучённой пищевой продукции. Нахождение таких веществ позволило бы регулировать обработку в промышленных масштабах и повысить безопасность употребления таких продуктов.

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

- 1. Черняев А.П., Авдюхина В.М., Близнюк У.А. и др. Применение низкоэнергетического электронного излучения для обработки охлажденного мяса индейки. Оптимизация параметров воздействия // Наукоемкие технологии (2020) Т. 21. № 1. С. 40-49.
- 2. Kashif Akram, Jae-Jun Ahn and Joong-Ho Kwon. Analytical methods for the identification of irradiated foods (2012)
- 3. Christiane Soika and Henry Delincee. Thermoluminescence Analysis for Detection of Irradiated Food Luminescence Characteristics of Minerals for Different Types of Radiation and Radiation Doses // Lebensm.-Wiss. u.-Technol., 33, 431-439 (2000)
- 4. X. Chen, C. Jo, J.I. Lee, and D.U. Ahn. Lipid Oxidation, Volatiles and Color Changes of Irradiated Pork Patties as Affected by Antioxidants //Volume 64, No. 1, 1999—JOURNAL OF FOOD SCIENCE

КОМПОЗИТНЫЙ МАТЕРИАЛ НА ОСНОВЕ АЛМАЗА С ВНЕДРЕННЫМИ НАНОЧАСТИЦАМИ YAG:Се ДЛЯ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Е.Д. Рубцова¹, И.А. Каменских¹, А. Котлов², М. Кирм³, С. Кузнецов⁴, С. Омельков³, Д. Новиков², В. Ральченко⁴

> ¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия; ²DESY, Гамбург, Германия ³Тартуский университет, институт физики, Тарту, Эстония ⁴Институт общей физики им. А.М. Прохорова, Москва, Россия

> > E-mail: rubtsova-liza98@yandex.ru

Применение источников синхротронного излучения (СИ) нового поколения (таких как рентгеновский лазер на свободных электронах) накладывает дополнительные ограничения на сцинтилляционные материалы, используемые для детектирования и визуализации пучков СИ. Алмаз — это оптически прозрачный материал с высокой радиационной стойкостью и низким поглощением в рентгеновском диапазоне, что делает его перспективной основой для создания рентгеновских оптических элементов [1]. В последнее время CVD алмазные пленки стали рассматривать качестве В сцинтилляционных экранов, используя для визуализации пучков СИ люминесценцию примесных центров свечения алмаза, таких как NV^{0,-} [2] и SiV [3]. Недавно появился альтернативный метод получения интенсивной рентгенолюминесценции алмазных экранов. Он заключается в синтезе композитов, совмещающих прозрачную алмазную матрицу и наночастицы редкоземельных элементов и их соединений [4,5]. В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований люминесцентных характеристик такого композитного материала на основе CVD алмаза с внедренными наночастицами YAG:Се при возбуждении рентгеновским синхротронным излучением. Измерения проводились на станции Р23 накопителя PETRA III немецкого центра синхротронного возбуждения DESY.

В спектрах люминесценции этого композита наблюдается яркое свечение двух полос, соответствующих 4f-5d переходам в ионе Ce³⁺ (~550 нм) и центру свечения алмаза SiV (~738 нм) (рис. 1).







Определенное по кинетике рентгенолюминесценции (рис. 2) время затухания для обеих полос лежит в пределах 50 нс, что обеспечивает хорошее временное разрешение композитного материала.

Также при возбуждении вблизи К-края поглощения иттрия (~17.06 кэВ) наблюдается корреляция светового выхода полос Ce^{3+} и SiV (Рис. 3), что говорит о передаче энергии возбуждения, поглощенной наночастицами YAG:Ce, алмазной матрице и ее центру свечения SiV. Обнаруженный эффект может составить основу нового подхода к проектированию материалов для быстрого детектирования и визуализации рентгеновских лучей. При этом внедренные наночастицы могут быть использованы и как центры быстрой рентгенолюминесценции (Ce³⁺: ~550 нм, ~45 нс), и как локальные источники фотоэлектронов, возбуждающих алмазную матрицу (ее люминесценция еще быстрее - SiV: ~738 нм, ~1 нс).



Рис. 3. Спектр возбуждения двух полос композита вблизи К-края поглощения иттрия [6]

Разработка методики исследования передачи энергии от внедренных наночастиц алмазной матрице осуществлялась ЕДР и ИАК при финансовой поддержке гранта Министерства науки и высшего образования РФ № 075-15-2021-1353.

- 1. Y. Shvyd'ko, V. Blank, S. Terentyev. Diamond x-ray optics: transparent, resilient, high-resolution, and wavefront preserving// MRS Bull., 2017, V.42., 437-444.
- 2. M. Degenhart et al. CVD diamond screens for photon beam imagining at PETRA III// J.Phys. Conf. Ser., 2013, V.425, 192022.
- 3. T.Kudo et.al. Synchrotron radiation x-ray beam profile monitor using chemical vapor desposition diamond film// Rev. Sci. Instrum., 2006, V. 77, 123105.
- 4. V.S. Sedov et al. Diamond-EuF₃ nanocomposites with bright orange photoluminescence// Diam. Relat. Mater., 2017, V. 72, 47-52.
- 5. V. Sedov et al., Diamond-rare earth composites with embedded NaGdF₄:Eu nanoparticles as robust photo- and X-ray luminescent materials for radiation monitoring screens// ACS Appl. Nano Mater., 2020, V.3, 1324-1331.
- 6. V. Sedov et al, Diamond composite with embedded YAG:Ce nanoparticles as a source of fast X-ray luminescence in the visible and near-IR range//Carbon, 2021, T.174, 53-58.

ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА КОНЦЕНТРАЦИОННОЙ СЕРИИ ГИБРИДНЫХ ОРГАНО-НЕОРГАНИЧЕСКИЙ ПЕРОВСКИТОВ МАРb_xHg_{1-x}Br₃

Н. К. Тарабрина¹, К. Черненко², И. А. Каменских¹, А. Красников³, А. Котлов⁴, С. Омельков³, Е. Д. Рубцова¹, Д. А. Спасский⁵, А. Н. Васильев⁵, Б. Заднепровский⁶

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия;

²Лаборатория MAX IV, Лундский университет, 118, 22100, Лунд, Швеция;

³Институт физики, Университет Тарту, улица В. Освальда. 1, 50411 Тарту, Эстония;

⁴Исследовательский центр DESY, Ноткештрассе 85, D-22607, Гамбург, Германия;

⁵Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына,

Москва, Россия;

⁶Всероссийский научно-исследовательский институт синтеза материалов, Александров, Россия

E-mail: tarabrina nad@mail.ru

В настоящее время гибридные перовскиты вызывают особый интерес как перспективные материалы для создания солнечных батарей и других устройств из-за относительной простоты изготовления и выдающихся фотоэлектрических свойств, таких как высокий коэффициент поглощения света [1], высокая квантовая эффективность [2] и быстрое время затухания люминесценции [3]. Исследования их оптических и электрических свойств привели к разработке различных эффективных устройств: светоизлучающих диодов [4], лазерных устройств [5] и фотоприемников [3, 6].

Целью данного исследования было изучение люминесцентных характеристик серии твердых растворов органо-неорганических перовскитов. Особое внимание уделялось зависимости этих характеристик от температуры и химического состава в концентрационной серии MAPb_xHg_{1-x}Br₃, где х принимает значение 1, 0,9, 0,75 и 0,5 (MA – CH₃NH₃ - метиламмоний). Исследования с использованием синхротронного излучения проводились на станции FinEstBEaMs накопителя MAXIV (УФ и ВУФ спектральная область), Лунд, Швеция и Р23 накопителя PETRA III немецкого центра синхротронного излучения DESY, Гамбург, Германия.

Проведенные исследования позволили сделать вывод, что полоса быстрой люминесценции свободных экситонов с максимумом ~2.25 эВ при 80К расщепляется как минимум на две полосы в образцах с x = 0.9 и 0.75. Это может быть связано с неупорядоченностью пространственного распределения катионов в этих системах. Напротив, в спектрах MAPbBr₃ и MAPb_{0.5}Hg_{0.5}Br₃ наблюдалась единственная полоса люминесценции, связанная с экситоном, что может свидетельствовать о более высокой степени упорядоченности структуры при равной концентрации Pb и Hg.

Сравнение спектров люминесценции при ВУФ-возбуждении и рентгеновском возбуждении позволило отделить поверхностные дефекты от объемных и выявить роль реабсорбции экситонного излучения. В серии твердых растворов наблюдался сдвиг экситонного пика в зависимости от концентрации ртути в образце на ~0,02 эВ, что объяснялось сужением запрещенной зоны с увеличением содержания ртути.

Кинетика экситонной люминесценции была неэкспоненциальной с большим вкладом быстрой компоненты с характерным временем затухания менее 100 пс. Этот факт делает изученные перовскиты перспективными сцинтилляторами в соответствии с ранее проведенными исследованиями [3]; однако при облучении ВУФ-излучением высокой плотности наблюдалось образование новых дефектов. Радиационная стойкость гибридных перовскитов – общепризнанная проблема, и исследования, направленные на её преодоление, ведутся в настоящее время. Исследование было частично поддержано Российским научным фондом (грант 21-12-00219).

- 1. M. I. Dar et al. Origin of unusual bandgap shift and dual emission in organic-inorganic lead halide perovskites //Science advances. 2016. T. 2. №. 10. C. e1601156.
- 2. K. Wu et al. Temperature-dependent excitonic photoluminescence of hybrid organometal halide perovskite films //Physical Chemistry Chemical Physics. 2014. T. 16. №. 41. C. 22476-22481.
- 3. V. B. Mykhaylyk, H. Kraus, M. Saliba. Bright and fast scintillation of organolead perovskite MAPbBr₃ at low temperatures //Materials Horizons. 2019. T. 6. №. 8. C. 1740-1747.
- Z. F. Shi et al. High-performance planar green light-emitting diodes based on a PEDOT: PSS/CH₃NH₃ PbBr₃/ZnO sandwich structure //Nanoscale. – 2016. – T. 8. – №. 19. – C. 10035-10042.
- 5. H. Cho et al. Improving the stability of metal halide perovskite materials and light-emitting diodes //Advanced Materials. 2018. T. 30. №. 42. C. 1704587.
- 6. M. I. Saidaminov et al. High-quality bulk hybrid perovskite single crystals within minutes by inverse temperature crystallization //Nature communications. 2015. T. 6. №. 1. C. 1-6.

ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ФОСФАТОВ Na_{3.6}Y_{1.8}(PO₄)₃, ЛЕГИРОВАННЫХ ИОНАМИ Eu³⁺ ИЛИ Tb³⁺

Е. М. Шабалина¹, Н. Р. Крутяк¹, Д. А. Спасский², Д. В. Дейнеко³

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия,

²Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына, Москва, Россия,

³Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,

химический факультет, Москва, Россия

E-mail: shabalinaekm@gmail.com

Фосфоры и сцинтилляторы на основе фосфатов представляют интерес для применения в освещении, в системах безопасности, медицине, физике высоких энергий и других областях. Недостатками, ограничивающими их использование в белых светодиодах, являются необходимость в интенсивном охлаждении устройств высокой мощности и качество цветопередачи. Одним из способов улучшения цветовых характеристик светодиодов является активирование люминофоров примесями с интенсивным красным (Eu^{3+} или Mn^{4+}) [1] или зеленым (Tb^{3+}) [2] свечением. Количество люминофоров, пригодных для использования в белых светодиодах ограничено, поэтому в настоящее время ведется поиск новых люминесцентных материалов. Недавно было показано, что фосфаты представляют особый интерес благодаря своей высокой температурной стабильности [3]. В настоящей работе представлены результаты исследования люминесцентных свойств новых люминофоров $Na_{3.6}Y_{1.8-x}(PO_4)_3:xEu^{3+}$.

Серия фосфатов Na_{3.6}Y_{1.8-x}(PO₄)₃:xEu³⁺ (x = 0.01–0.7) и Na_{3.6}Y_{1.8-x}(PO₄)₃:xTb³⁺ (x = 0.01–0.4) получена методом твердофазного синтеза. Рентгенофазовый анализ показал отсутствие примесных фаз в синтезированных образцах. Спектры люминесценции и возбуждения люминесценции, а также температурные зависимости свечения измерены на лабораторной установке ОФПКЭ НИИЯФ МГУ в температурном диапазоне 77-500 К. Также измерения спектров проводились в области вакуумного ультрафиолета с использованием установки, расположенной в канале синхротронного излучения FinEstBeAMS на накопителе MAX IV (Лунд, Швеция).

В полученных спектрах возбуждения и люминесценции обоих серий $Na_{3.6}Y_{1.8-x}(PO_4)_3:xEu^{3+}/Tb^{3+}$ проанализирована природа полос. Показано, что полоса свечения при 579 нм, связанная с переходами ${}^5D_0 - {}^7F_0$ в Eu^{3+}, является неэлементарной, что свидетельствует о наличии двух неэквивалентных позиций, которые занимает европий в структуре натрий-иттриевого фосфата. Продемонстрирована зависимость светосуммы от концентрации примеси. Показано уменьшение интенсивности примесного свечения с ростом температуры, которое связано с температурным тушением люминесценции. При ВУФ возбуждении установлено наличие дополнительных полос в спектрах фотолюминесценции, которые могут быть приписаны собственному свечению и дефектам кристаллической структуры матрицы.

3. Y.H. Kim et al. A zero-thermal-quenching phosphor // Nat. Mater. 2017. V. 16, 543.

^{1.} P.F. Smet, A.B. Parmentier, D. Poelman. Selecting conversion phosphors for white light-emitting diodes // J. Electrochem. Soc. 2011. V. 158, R37.

C. Wu, Y. Wang, D. Wang. Optical properties of Tb³⁺ ion in LnP₃O₉ (Ln= Y, Gd) host matrix // Electrochem. Solid-State Lett. 2007. V. 11, J9.

СИНТЕЗ ФОСФАТОВ ЦЕРИЯ И ТОРИЯ И ИССЛЕДОВАНИЕ ИХ СТРУКТУРЫ

Т.В. Плахова¹, П.А. Есипенко¹, Ю.А. Тетерин¹, Р.Д. Светогоров², А.Л. Тригуб², А.Ю. Романчук¹, К.О. Квашнина^{1,3,4}, С.Н. Калмыков¹

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Москва, Россия, ² Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, Россия ³ Европейский центр синхротронного излучения (ESRF), Гренобль, Франция ⁴ Центр им. Гельмгольца Дрезден-Россендорф (HZDR), Дрезден, Германия

E-mail: plakhova.tv@radio.chem.msu.ru

Фосфат анионы широко распространены в окружающей среде: они необходимы для роста растений, являются строительным материалом для костей и тканей в организме человека и животных. В то же время фосфат анионы используются в различных технологических процессах одним из наиболее значимым из которых является ПУРЕКС-процесс переработки отработавшего ядерного топлива. Соединения фосфатов обычно являются малорастворимыми и легко образуются в широком диапазоне условий. В условиях окружающей среды, при миграции радионуклидов также возможно образование фосфатных соединений актинидов. Ввиду близости ионных радиусов, Ce(IV) является химическим нерадиоактивным аналогом четырёхвалентных актинидов (An(IV)). Th(IV) при этом часто используется как наиболее простую модель для других соединений An(IV), поскольку торий не чувствителен к окислительно-восстановительным процессам и не образует нестехиометрических соединений.

Несмотря на относительно долгую историю исследований фосфатов актинидов и церия все еще существует много пробелов в понимании структуры данных соединений и ее взаимосвязи с условиями синтеза. Таким образом целью данной работы стало установление взаимосвязи между условиями синтеза фосфатов церия и тория и их структурой.

В рамках работы образцы фосфатов церия и тория получали двумя различными способами. В первой методике фосфаты церия и тория синтезировали путем химического осаждения из 0,1M растворов соли Ce(III) (Ce(NO₃)₃*6H₂O), Ce(IV) ((NH₄)₂Ce(NO₃)₆), а также Th(IV) (Th(NO₃)₄*5H₂O). Синтез проводили в растворе NaH₂PO₄, взятом в избытке при pH=1,3. Во второй методике фосфаты были получены путем гидротермальной обработки (ГТ) предварительно синтезированных наночастиц CeO₂ и ThO₂ в 1M растворе фосфатного буфера при pH=4,5 и pH=7,5. Для исследования морфологических характеристик полученных фосфатов использовали сканирующую электронную микроскопию. Для расшифровки структуры полученных фосфатов церия и тория использовался набор взаимодополняющих современных синхротронных методов: синхротронная рентгеновская дифракция, XANES спектроскопия высокого разрешения (HERFD), а также EXAFS спектроскопия.

Установлено, что при химическом осаждении частиц из раствора соли церия в присутствии фосфат-анионов формирование нанокристаллического фосфата церия СеРО4 со структурой рабдофана происходит только в случае осаждения из соли Ce(III). В результате химического осаждения из соли Ce(IV) формируются наночастицы CeO₂. Фосфат полученный аналогичных условиях, тория, В обладает меньшей кристалличностью. В условиях ГТ обработки в среде 1М фосфатного буфера исходные кристаллиты CeO₂ переформируются в смешанный фосфат церия при pH= 4,9. По данным HERFD и EXAFS в полученном фосфате доминирует Ce(IV), в то время как доля Ce(III) составляет 30%. При рН = 7,5 переформирования не происходит.

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства науки и высшего образования Российской Федерации № 075-15-2021-1353.

НА ПУТИ К ПРОМЫШЛЕННОМУ ДАТЧИКУ ЭНЕРГИИ ПОТОКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Д. А. Бобылев^{1,2,3}, В. И. Шведунов^{2,3}

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия; ²Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына, Москва, Россия; ³ООО «Лаборатория электронных ускорителей МГУ» (ООО «ЛЭУ МГУ»)

E-mail: agava2309@yandex.ru

Для успешного использования любого ускорителя необходимо знать энергетические параметры производимого им пучка частиц. В настоящее время существует множество методов измерения этих характеристик, различающихся областью применения, точностью и сложностью исполнения.

Достаточно часто возникает ситуация, когда необходимо за короткое время измерить энергетические параметры электронного пучка, причём особо высокая точность измерений не требуется. В таких случаях необходимо автономное, мобильное, относительно дешёвое и простое в использовании измеряющее устройство.

В ходе данной работы было создано устройство, измеряющее интенсивность излучения Вавилова-Черенкова, возникающего при прохождении электронного пучка через рабочий газ, в зависимости от давления этого газа в экспериментальной камере. По полученной зависимости проводилась оценка средней энергии электронов в пучке. Испытания созданного устройства проводились на 10-МэВном ускорителе НИИЯФ МГУ.



Рис. 1. Энергетический спектр электронного пучка, определённый в одном из экспериментов.

При помощи метода, описанного в [1], возможно также определить энергетическое распределение электронов пучка, его спектр. Результаты данных измерений также будут продемонстрированы в докладе.

Кроме того, будет поднят вопрос о точности измерений с помощью данного устройства и иных важных характеристиках его работы.

- 1. *В.В.Полиектов*. Измерение энергетического спектра пучка электронов с помощью излучения Вавилова-Черенкова. // Диссертация, 2007.
- 2. Б.М.Болотовский. Теория эффекта Вавилова-Черенкова. // УФН, 62, 1957.
- 3. И.Е.Тамм, И.М.Франк. Когерентное излучение быстрого электрона в среде.
- 4. M.R.Bhidey, R.E.Jennings, P.I.P.Kalmus. Measuring of electron beam energy using a gas Cherenkov detector. Proc. Phys. Soc. London. 1958. Vol. 72, pt. 6, N 468, P. 973-980.
- K.A.Trukhanov, A.I.Larkin, V.I.Shvedunov. Measuring the Distribution of Particles According to Their Velocity in Accelerator Beams on the Basis of Cherenkov Radiation in the Optical and Microwave Range, Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, 2010, v. 74, № 11, pp. 1600-1603
- 6. K.A.Trukhanov, V.I.Shvedunov. Measurements of accelerator beam spectrum through dependence of Cherenkov radiation intensity on phase velocity of electromagnetic waves in optical and microwave ranges, Radiation Physics and Chemistry, 2006, v. 75, № 8, pp. 899-902

ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ И МАГНЕТИЗМА НА РЕФЛЕКТОМЕТРЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ РЕМУР

В. Д. Жакетов¹, Ю. В. Никитенко¹, Ю. Н. Хайдуков², В.Л. Аксенов¹

¹Объединённый институт ядерных исследований, Дубна, Россия,

²Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

E-mail: zhaketov@nf.jinr.ru

Низкоразмерные магнитные и сверхпроводящие гетероструктуры, благодаря наличию большого количества интересных явлений активно исследуются в настоящее время. Одним из эффективных методов исследования магнетизма является рефлектометрия поляризованных нейтронов, позволяющая получить химические и магнитные профили по глубине с нанометровым разрешением. В настоящем докладе описывается рефлектометр поляризованных нейтронов РЕМУР, располагающийся на 8м канале импульсного реактора ИБР-2 (Дубна). Данный рефлектометр является времяпролётным с рабочим диапазоном длины волны нейтрона ~1-15 Å. Особенностью данного рефлектометра является то, что на нём реализована мода регистрации вторичного излучения: заряженных частиц, гамма-квантов и нейтронов с переворотом спина. Регистрация вторичного излучения различного типа позволяет определять пространственный профиль отдельных изотопов [1,2]. Также в докладе приведены некоторые результаты по исследованию эффектов близости в сверхпроводящеферромагнитных системах [3-6] и редкоземельных пленках с нетривиальным магнитным упорядочением [7].

- 1. В.Д. Жакетов и др. // Поверхность, том 6, стр. 1-15 (2021)
- 2. В.Д. Жакетов и др. // Поверхность, том 6, стр. 20–30 (2019)
- 3. В.Д. Жакетов и др. // ЖЭТФ, том 156, вып. 2, стр. 310 (2019)
- 4. В.Д. Жакетов и др. // ЖЭТФ, том 152, вып. 3, стр. 565 (2017)
- 5. Yu.N. Khaydukov et al. // Phys. Rev. B, 99(14), 140503 (2019)
- 6. Yu.N. Khaydukov et al. // Phys. Rev. B, 97(14), 144511 (2018)
- 7. Д.И. Девятериков и др. // ФММ, вып. 122, № 5, стр. 465-471 (2021)

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПЫЛЕНИЯ NiPd КЛАСТЕРНЫМИ ИОНАМИ Ar МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ

А.Д. Завильгельский^{1,2}, А.В. Назаров²

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия, ²Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

E-mail: zavilgelsky.ad15@physics.msu.ru

Пучки газовых кластерных ионов (gas cluster ion beams, GCIB) появились в последние десятилетия как новый объект изучения и широко используются в фундаментальных исследованиях и технологических процессах. Они применяются для полировки и модификации поверхностей, создания рельефа и поверхностных наноструктур, очистки поверхностей, улучшения биосовместимости материалов, ионной имплантации на малую глубину и многих других технологий. Также GCIB используются в методах анализа: вторичной ионной масс-спектрометрии (SIMS) в качестве анализирующего пучка и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (XPS) в качестве вспомогательного пучка.

Известно, что ионное облучение изменяет состав поверхности многокомпонентных сплавов путем селективного распыления и радиационно-индуцированной сегрегации. Это явление может быть использовано для изготовления поверхностей с заданным составом и распределением элементов. Дифференциальные и интегральные характеристики распыления сплавов отличаются от аналогичных характеристик для распыления однокомпонентных мишеней. Их зависимость от состава мишени и условий облучения еще не достаточно изучена.

Существует достаточное количество исследований, посвященных распылению сплавов атомарными ионами, однако для случая кластерных ионов таких работ на данный момент опубликовано довольно мало. Проводились экспериментальные исследования, в которых облучение сплавов NiPd и Ni₅Pd кластерными ионами аргона как при нормальном, так и при наклонном падении пучка приводило к значительному обогащению поверхности атомами Ni [1]. Этот эффект объяснялся преимущественным распылением Pd и его сегрегацией на поверхность.

Однако для фундаментального изучения механизмов распыления необходимо использовать компьютерное моделирование [2,3]. Оно позволяет подробно рассмотреть процесс единичного соударения кластера с поверхностью, что является невыполнимым в экспериментальных условиях. На текущий момент еще не опубликовано работ, посвященных моделированию распыления сплавов NiPd кластерными ионами.

Для решения поставленной задачи применяется моделирование методом молекулярной динамики. Для расчётов был использован программный пакет PARCAS [4]. Вычисления проводились с использованием сверхвысокопроизводительного вычислительного оборудования Центра коллективного пользования ресурсами МГУ имени М.В. Ломоносова [5].

Проведены серии единичных расчетов взаимодействия кластерных ионов Ar с энергиями 10 и 20 кэВ с поверхностью сплава NiPd методом молекулярной динамики. Данная методика позволяет подробнее рассмотреть процесс соударения кластера с поверхностью, что является невыполнимым при проведении эксперимента. Впервые изучены зависимости для коэффициентов распыления кластерными ионами многокомпонентных мишеней. Показано, как отношение коэффициентов распыления кластера в расчете на атом.

Для размеров кластеров 100, 250, 500 и 1000 атомов и энергией кластеров 20 кэВ были рассчитаны угловые распределения распыленных атомов и построены соответствующие графики. Показано, что при уменьшении размера кластера изменяется форма угловых распределений – наблюдается смещение максимума углового распределения и увеличенный выход распыленных атомов под малыми углами от нормали к поверхности. Также показано, что на различных этапах взаимодействия преобладают различные механизмы распыления.

Полученные результаты послужат базой для дальнейших исследований в области распыления многокомпонентных материалов пучками газовых кластерных ионов.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-19-00310.

- 1. A.E. Ieshkin et al. Surface topography and composition of NiPd alloys under oblique and normal gas cluster ion beam irradiation //Surface Science. 2020. T. 700, C. 121637.
- 2. Z. Insepov, I. Yamada. Molecular dynamics simulation of cluster ion bombardment of solid surfaces //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. 1995. T. 99, №. 1-4, C. 248-252.
- 3. T. Aoki, J. Matsuo. Molecular dynamics simulations of surface modification and damage formation by gas cluster ion impacts //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. 2006. T. 242, No. 1-2, C. 517-519.
- V.V. Voevodin et al. Supercomputer Lomonosov-2: Large scale, deep monitoring and fine analytics for the user community //Supercomputing Frontiers and Innovations. 2019. T. 6, №. 2, C. 4-11.
- 5. K. Nordlund. Molecular dynamics simulation of ion ranges in the 1–100 keV energy range //Computational materials science. 1995. T. 3, №. 4, C. 448-456.

СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ ПОКРЫТИЯ НА ОСНОВЕ GYAGG И ⁶LiF ДЛЯ НЕЙТРОННОЙ РАДИОГРАФИИ

В. С. Щукин¹, И. Ю. Комендо^{1,2}, Г. А. Досовицкий^{1,2}

¹НИЦ «Курчатовский институт» - ИРЕА, Москва, Россия, ¹НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия,

E-mail: shukin.viktor22@gmail.com

Настоящая работа посвящена созданию и изучению композиций на основе сцинтилляторов группы гадолиний-, иттрий-, алюминий-, галлиевого гранатов (Gd,Y)₃(Al,Ga)₅O₁₂ (GYAGG), активированных ионами редкоземельных элементов – церия или тербия. Преимуществами данной системы являются возможность управления сцинтилляционными свойствами. следовательно, потребительскими его a. характеристиками за счёт изменения типа активатора и соактиватора, а также соотношения катионов. Соединения группы GYAGG имеют кубической кристаллическую решётку и могут быть получены в виде прозрачных материалов. Перечисленные достоинства делают систему GYAGG перспективным конкурентом коммерческого сцинтиллятора ⁶LiF/ZnS который имеет длительную кинетику высвечивания, и, обладая высоким световыходом, непрозрачен для света собственных спинтилляпий.

В представленной работе создавали композиции на основе сцинтиллятора GYAGG, поглотителя нейтронов ⁶LiF и оптически прозрачных связующих относящихся к группе полисиликатов и полиакрилатов. Композиции представляли собой суспензии, которые наносили на подложку методом центрифугирования (spin coating).

Было определено влияние светосбора с люминесцентного слоя в зависимости от соотношения компонентов, толщины слоя, а также среднего размера частиц. Для метода центрифугирования были подобраны параметры (скорость вращения, подготовка поверхности подложки, количество диспергирующих добавок), позволяющие получать ровные и плотные слои.

Для оценки светосбора были зарегистрированы амплитудные спектры под альфачастицами образцов сцинтилляционных экранов и сравнены с коммерческим образцом ⁶LiF/ZnS ND Screen производства Scintacor (рис. 1) [1].



Рис. 1. Сравнение амплитудных спектров образцов сцинтилляционных экранов на основе полупрозрачной керамики GYAGG и эталонов

Нейтронные испытания проводили на реакторе ИР-8 (НИЦ «Курчатовский институт»), станция томографии ДРАКОН. Полученные образцы с композициями сцинтиллятор/поглотитель/связующее 30/30/40 и 23/73/4 об.% продемонстрировали пространственное разрешение на уровне с эталонными образцами ⁶LiF/ZnS и составило 210-215 мкм.

1. A. Fedorov, I. Komendo, et al. GYAGG/⁶LiF composite scintillation screen for neutron detection // Nuclear Engineering and Technology. 2021. https://doi.org/10.1016/j.net.2021.09.024

МОДИФИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТИ УГЛЕРОДНЫХ ВОЛОКОН ВЫСОКОДОЗНЫМ ИОННЫМ ОБЛУЧЕНИЕМ

Н.Н. Андрианова¹, А.М. Борисов¹, А.В. Макунин², Е.С. Машкова², М.А. Овчинников², Е.А. Высотина³

¹Московский авиационный институт (Национальный исследовательский университет), Москва, Россия

²Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцина МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия ³ГНЦ - ФГУП «Исследовательский центр имени М.В. Келдыша», Москва, Россия

E-mail: ov.mikhail@gmail.com

Исследования углеродных волокон активно развиваются благодаря их широкому использованию в качестве армирующих наполнителей в углерод-углеродных композитах, которые являются конструкционными материалами для ядерных реакторов, плазменного оборудования и аэрокосмической техники [1]. Радиационное воздействие на графитоподобные материалы приводит к сильным температурным зависимостям физикомеханических свойств и появлению на поверхности различных типов рельефа [1-4]. Экспериментально установлено, что при повышенных температурах облучения в графите происходят размерные изменения [1]. Релаксация напряжений при этом происходит через пластические деформационные процессы, которые часто приводят к образованию объёмных дефектных структур [3-5]. Облучение углеродных волокон приводит при рекристаллизации модифицированного слоя к формированию различных типов рельефа поверхности в виде продольного оси волокна рельефа, поперечного оси волокна гофрирования, образования наноразмерных стеночных структур, и др [5]. При этом была показана связь изменения рельефа поверхности волокон с пластическими процессами формоизменения в виде двойникования кристаллитов и значительным влиянием формы профилей дефектообразования при облучении ионами инертных газов и азота [5].

В настоящей работе экспериментальное исследование и анализ структурных изменений при высокодозном (~ 10¹⁸см⁻²) облучении углеродных волокон ионами атомарного углерода и сравнение их с данными по облучению ионами аргона, атомарного и молекулярного азота показали, что облучение углеродных волокон собственными ионами С⁺, в отличии от ионов инертных газов и азота, сохраняет поверхность волокна практически гладкой. Исследование кристаллической структуры поверхности углеродного волокна с помощью комбинационного рассеяния света при облучении ионами углерода показывает близкую к облучениям ионами инертных газов и азота дефектность модифицированного слоя. Отсутствие рельефа поверхности углеродного облучении углеродом предположительно, связано влиянием волокна с имплантированного углерода на текстуру оболочки волокна.

- Yu.S. Virgil'ev, I.P. Kalyagina, Carbon–Carbon composite materials // Inorg. Mater. 2004. V.40 p. S33–S49
- S. Habenicht, Morphology of graphite surfaces after ion-beam erosion // Phys. Rev. B. 2001. V.63 p. 125419.
- 3. D.J. Bacon, A.S. Rao, The structure of graphite bombarded with light, gaseous ions // J. Nucl. Mater. 1980. V.91 p. 178–188.
- 4. D. Liu, D. Cherns, S. Johns, et.al // Macro-scale ruck and tuck mechanism for deformation in ion irradiated polycrystalline graphite, Carbon. 2021. V.173 p. 215-231
- 5. N.N. Andrianova, A.M. Borisov, E.S. Mashkova, et.al. Surface patterns formation by high fluence ions irradiation of PAN based carbon fibers // Vacuum. 2021 V.188 p.110177

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ ТРИВАЛЕНТНЫХ КАТИОНОВ ЛАНТАНОИДОВ В СЕРИИ ИЗОСТРУКТУРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ КОМБИНАЦИИ HERFD-XANES И RIXS СПЕКТРОСКОПИИ

П. В. Засимов¹, Л. Амидани^{2,3}, М. Ретеган⁴, О. Вальтер⁵, Р. Качуффо⁵, К. О. Квашнина^{2,3}

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, химический факультет, Москва, Россия ²Экспериментальная станция Россендорф, Европейский синхротрон (ESRF), Гренобль, Франция ³Институт ресурсных технологий Гельмгольца во Фрайберге, Центр им. Гельмгольца Дрезден-Россендорф (HZDR), Дрезден, Германия ⁴ Европейский синхротрон (ESRF), Гренобль, Франция ⁵Объединённый исследовательский центр Европейской комиссии, Карлсруэ, Германия

E-mail: bulgacov2012@yandex.ru

Лантаноиды и их соединения широко используются в различных областях, таких как, например, катализ, металлургия, производство стекла, керамики, электронных устройств, возобновляемых источников энергии и биомедицинского оборудования [1, 2]. Существенный научный интерес к изучению электронной структуры лантаноидов стимулирует наличие у элементов этого семейства частично заполненной 4f оболочки, которая слабо вовлечена в образование химической связи, однако определяет множество физико-химических свойств соединений лантаноидов [3]. Особую значимость в этом вопросе заслуживают систематические исследования, направленные на изучение серии изоструктурных комплексов, содержащих различные катионы лантаноидов в металлоцентре, поскольку такие исследования дают весьма ценную информацию, позволяющую связать специфические свойства электронной структуры соединения лантаноида с его химическими свойствами.

данной работе выполнено систематическое исследование комплексов В тривалентных катионов лантаноидов, связанных в комплекс с гидридотри(1пиразолил)борато (Тр) лигандами (LnTp3; Ln = La, Ce, Pr, Nd, Sm, Eu, Tb, Dy, Ho, Er, Tm, Yb и Lu) с использованием комбинации HERFD-XANES и RIXS синхротронных спектроскопических методов [4] вблизи L₃ края поглощения лантаноида и проведено сопоставление полученных экспериментальных данных с результатами расчётов, основанных на использовании теории функционала плотности и теории атомных мультиплетов. Обнаружено, что форма экспериментального HERFD-XANES спектра, а также элементный сдвиг наблюдаемых сигналов относительно 'белой линии' хорошо воспроизводятся с помощью расчётов с использованием теории функционала плотности, в то время как данные о предкраевой структуре намного лучше описываются с помощью теории атомных мультиплетов. Установлено, что данные RIXS спектроскопии в общем случае демонстрируют довольно сложный набор сигналов, который обусловлен преимущественно внутриатомными электрон-электронными взаимодействиями в промежуточном и конечном электронных состояниях, что подтверждается хорошим согласием экспериментальных данных и результатов расчётов по теории атомных мультиплетов в приближении изолированного атома. На основании результатов проведённых расчётов, обсуждается возможное происхождение наблюдаемых спектральных а также анализируются зависимости энергетического сигналов, расщепления между спектральными сигналами от исследуемого атома лантаноида.

Мы полагаем, что анализ электронной структуры тривалентных комплексов лантаноидов, проведённый в этой работе на основе сравнения данных, которые были получены с помощью передовых методов рентгеновской спектроскопии и теоретических

расчётов, может быть полезен для любого соединения, содержащего атомы лантаноида, что, в свою очередь, представляет значимый интерес для всех научных областей, связанных с изучением элементов этого семейства.

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства Науки и Высшего Образования РФ 075-15-2019-1891 «Химия элементов внизу таблицы Менделеева через передовую физику» и частичной поддержке проекта Министерства Науки и Высшего Образования РФ 075-15-2021-1353 «Развитие синхротронных и нейтронных исследований и инфраструктуры для материалов энергетики нового поколения и безопасного захоронения радиоактивных отходов».

- 1. V. Balaram. Rare earth elements: A review of applications, occurrence, exploration, analysis, recycling, and environmental impact // Geosci. Front. 2019. V. 10. 1285.
- N. Dushyantha, N. Batapola, I. M. S. K. Ilankoon, S. Rohitha, R. Premasiri, B. Abeysinghe, N. Ratnayake, K. Dissanayake. The story of rare earth elements (REEs): occurrences, global distribution, genesis, geology, mineralogy and global production // Ore Geol. Rev. 2020. V. 122. 103521.
- 3. K. O. Kvashnina, S. M. Butorin, P. Glatzel. Direct study of the f-electron configuration in lanthanide systems // J. Anal. At. Spectrom. 2011. V. 26. 1265.
- 4. K. O. Kvashnina, A. C. Scheinost. A Johann-type X-ray emission spectrometer at the Rossendorf beamline // J. Synchrotron Rad. 2016. V. 23. 836.

СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ ПОГРЕШНОСТИ ФОТОЯДЕРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ДЛЯ ИЗОТОПОВ РВ И ЯДЕР AS, I И ТА

А. И. Давыдов¹, В. В. Варламов², В. Н. Орлин²

¹Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия, ²Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

E-mail: alexdavydovmet@gmail.com

Достоверность экспериментальных сечений фотонейтронных реакций для ^{206,207}Pb, полученных с использованием квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов [1], была подробно исследована с использованием физических критериев достоверности данных [2]. Было обнаружено, что сечения реакций (γ, 1n) и (γ, 2n) как для ²⁰⁶Pb, так и для ²⁰⁷Pb не удовлетворяют этим критериям

$$F_{i} = \sigma(\gamma, in) / \sigma(\gamma, xn), \qquad (1)$$

и поэтому не являются достоверными. В случаях ^{206,207}Pb экспериментальные данные для сечений реакций (γ , xn), (γ , sn), (γ , ln) и (γ , 2n) в области энергий гигантского дипольного резонанса до 26 МэВ были получены с использованием аннигиляционных фотонов только в единственном эксперименте [1], в котором было исследовано также и ядро ²⁰⁸Pb, данные для которого были получены в нескольких других экспериментах, выполненных на разных фотонных пучках. В связи с этим для изотопов ^{206,207}Pb новые сечения реакций были оценены с использованием результатов соответствующей оценки данных для ядра ²⁰⁸Pb, выполненной ранее [3].

Было установлено, что для ядер ^{206,207}Pb, как и для ядра ²⁰⁸Pb, экспериментальные сечения выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$, которые используются в процедуре оценки сечений парциальных реакций экспериментально-теоретическим методом [2]

$$\sigma^{\text{oueh}}(\gamma, \text{in}) = \sigma^{\text{skcn}}(\gamma, \text{xn})^* F_i^{\text{teop}}, \qquad (2)$$

существенно занижены по сравнению с соответствующими сечениями, рассчитанными в комбинированной модели фотоядерных реакций (КМФЯР) [4]. При этом было установлено, что теоретическое сечение выхода $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, \text{ xn})$ для ядра ²⁰⁸Pb согласуется с экспериментальными данными других экспериментов. В этой связи для оценки сечений реакций на ядрах ^{206,207}Pb, удовлетворяющих физическим критериям достоверности (2), были использованы соответствующие сечения выхода $\sigma^{\text{эксп}}_{\text{норм}}(\gamma, \text{ xn})$, отнормированные по сечениям $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, \text{ xn})$, рассчитанным в КМФЯР. Экспериментальное сечение $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, \text{ xn})$ было умножено на коэффициент 1.21 в случае ядра ²⁰⁷Pb и 1.13 в случае ²⁰⁶Pb. Новые оцененные сечения были получены для ^{206,207}Pb не только для реакций ($\gamma, \text{ xn}$), ($\gamma, \text{ sn}$), ($\gamma, \text{ ln}$) и ($\gamma, 2n$), но дополнительно и для реакции ($\gamma, 3n$), которые не были исследованы в эксперименте [1]. С использованием процедуры (2) сечения реакции ($\gamma, 3n$) были оценены в диапазонах энергий, в которых были получены $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, \text{ xn})$.

Было установлено, что оцененные сечения реакций для ядер ^{206,207}Pb значительно расходятся с экспериментальными данными [1], причем эти расхождения имеют весьма характерную систематику, полностью аналогичную той, которая наблюдалась ранее для ядра ²⁰⁸Pb [3], а также ядер ⁷⁵As [5], ¹²⁷I [6], и ¹⁸¹Ta [5]. Эта систематика свидетельствует о том, что экспериментальные сечения реакций (γ , xn), (γ , sn), (γ , ln), полученные в Ливерморе, для ^{206,207,208}Pb, а также для ⁷⁵As [5], ¹²⁷I [6], и ¹⁸¹Ta [5], и ¹⁸¹Ta [5], существенно и недостоверно занижены из-за потери большого числа нейтронов из реакции (γ , ln).
Указанные ядра объединяет то обстоятельство, что существенные расхождения экспериментальных и оцененных сечений указанных реакций наблюдаются в области энергий фотонов, не превышающих порог реакции (γ, 2n), в которой эти сечения должны быть идентичными.

Следовательно, экспериментальные данные для всех шести упомянутых ядер (⁷⁵As, ¹²⁷I и ¹⁸¹Ta, ^{206,207,208}Pb) недостоверны и не могут быть рекомендованы для использования при оценке параметров гигантского дипольного резонанса и в различных приложениях. В то же время новые сечения полных и парциальных реакций на ядрах ^{206,207}Pb, оцененные экспериментально-теоретическим методом на основе объективных физических критериев достоверности данных могут быть рекомендованы для использования в исследованиях и приложениях.

1. R.R.Harvey, J.T.Caldwell, R.L.Branblett, S.C.Fultz, Phys. Rev., 1964, 136, B126.

2. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, В.Н.Орлин, В.А.Четверткова. Известия РАН, серия физическая, 74, №6 (2010) 875.

3. В.В. Варламов, Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин, Н.Н. Песков, М.Е. Степанов, ЯФ. 2013. Т. 76, С. 1484.

4. Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин, ЯФ. 2008. Т. 71. С. 517.

5. V.V.Varlamov, A.I.Davydov, B.S.Ishkhanov, V.D.Kaidarova, V.N.Orlin, EPJ, 2020, 239, 01035-1 - 01035-4

6. V.V.Varlamov, A.I.Davydov, V.N.Orlin, American Journal of Physics and Applications, 2020, 8, 5, 64-72

ВЛИЯНИЕ ИОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА СВОЙСТВА ПОВЕРХНОСТИ МАССИВОВ МУНТ

Евсеев А.П.^{1,2}, Воробьева Е.А.¹, Балакшин Ю.В.^{1,2}, Степанов А.В.³, Шемухин А.А.^{1,2}

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия ²Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия ³ Чувашский государственный аграрный университет, Чебоксары, Россия

E-mail: ap.evseev@physics.msu.ru

Многостенные углеродные нанотрубки (МУНТ) – перспективные кандидаты для использования в качестве элементов электрохимических сенсоров благодаря их большой площади поверхности, а также электрофизическим свойствам. Дополнительные преимущества представляет возможность изменения их структуры и свойств при помощи ионного облучения. Современные ионно-пучковые методики позволяют точно контролировать флюенс, тип и заряд ионов в процессе облучения, локализовывать области воздействия пучка при помощи специальных матриц или систем ионной оптики и фокусировки пучка, что обеспечивает хорошую воспроизводимость результатов и дает возможность создавать дорожки, каналы и градиенты на поверхности образцов. Использование ускоренных ионов гелия позволило изменить смачиваемость массивов МУНТ от гидрофильного к супергидрофобному состоянию в работе [1], что является актуальной задачей ввиду потенциального применения МУНТ в устройствах типа «лаборатория на чипе».

В данной работе было проведено исследование взаимодействия ионных пучков с поверхностью массивов МУНТ. На изображениях сканирующей электронной микроскопии наблюдалось изменение структуры и диаметров [2] нанотрубок после ионного облучения. Спектроскопия комбинационного рассеяния света использовалась для характеризации числа ионно-индуцированных дефектов, была показана значительная аморфизация структуры нанотрубок при флюенсе облучения Ar⁺ выше 10¹⁴ ион/см². При помощи программного пакета SRIM были даны оценки числа смещений на атом (DPA) в приповерхностном слое образца. Поскольку ранее было показано изменение смачиваемости массивов МУНТ при облучении, в настоящем исследовании был выполнен расчет полярной и дисперсионной составляющих свободной энергии поверхности, которые определяют характер взаимодействия различных жидкостей с поверхностью образца. Расчет был выполнен при помощи метода ОВРК (Оунса, Вендта, Рабеля и Кьельбле) с использованием эталонных жидкостей, исходя из соотношения:

$$\frac{\sigma_L(\cos\theta+1)}{2\sqrt{\sigma_L^D}} = \frac{\sqrt{\sigma_S^P}\sqrt{\sigma_L^P}}{\sqrt{\sigma_L^D}} + \sqrt{\sigma_S^D},$$

где σ_L – свободная энергия жидкости, σ_S – свободная энергия поверхности, индексы Р и D означают полярную и дисперсионную составляющие соответственно. Для измерения угла смачивания использовались макрофотографии границы раздела, анализ формы капли проводился в программном инструменте [3]. После облучения ионами Ar⁺ с флюенсом $2x10^{15}$ ион/см² было обнаружено уменьшение σ_S^D на 27%, при одновременном увеличении σ_S^P на 49%. Таким образом показана возможность изменения свободной энергии поверхности массивов МУНТ при помощи ионного облучения. Полученные данные об изменении полярной

и дисперсионной составляющих при различных параметрах облучения можно использовать для предсказания гидрофильного или гидрофобного поведения любой жидкости с известными σ_L^D , σ_L^P на поверхности облученного массива нанотрубок. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант

№ 20-72-10118).

- 1. A.P. Evseev, E.A. Vorobyeva, Yu. V. Balakshin, K.D. Kushkina, A.V. Stepanov, V.S. Chernysh, N.G. Chechenin, A.A. Shemukhin. MWCNT-based surfaces with tunable wettability obtained by He⁺ ion irradiation // Surf. and Interf. 2021, 23, 100955.
- 2. А.П. Евсеев, Ю.В. Балакшин, Е.А. Воробьева, А.В. Степанов, К.Д. Кушкина, А.А. Татаринцев, А.А. Шемухин. Сравнение влияния флюенса ионного облучения на структуру многостенных углеродных нанотрубок различных диаметров // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. 2021, No. 2, 24.
- 3. A.F. Stalder, T. Melchior, M. Müller, D. Sage, T. Blu, M. Unser. Low-Bond Axisymmetric Drop Shape Analysis for Surface Tension and Contact Angle Measurements of Sessile Drops. // Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects, 2010, 364, 72.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ВТОРИЧНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИТОВ, АРМИРОВАННЫХ УГЛЕРОДНЫМИ НАНОТРУБКАМИ, ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

Пешнина Д.О.¹, Воробьева Е.А.², Евсеев А.П.^{1,2}, Татаринцев А.А.¹, Шемухин А.А.^{1,2}

¹ Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физической электроники, Москва, Россия

² Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына, Россия, Москва

E-mail: peshnina.do16@physics.msu.ru

В последнее время полимерные нанокомпозиты, содержащие углеродные нанотрубки вызывают большой интерес. Углеродные нанотрубки (УНТ) обладают высокой теплопроводностью и электропроводностью, химической и термической стабильностью, отличными механическими характеристиками [1]. За счет этих свойств композиты с УНТ находят множество приложений, например, в качестве аэрокосмических материалов и элементов конструкций, полупроводников, различных датчиков, а также сенсорных материалов для самодиагностики.

Известно, что под действием динатронного эффекта в вакуумных электроприборах может возникать нежелательный ток вторичной электронной эмиссии (ВЭЭ). Для уменьшения этого эффекта могут использоваться специальные покрытия с низким коэффициентом ВЭЭ. В качестве таких покрытий хорошо подходят углеродные плёнки, обладающие низким коэффициентом ВЭЭ [2].

В данной работе будет рассмотрено применение полимерных композитов, армированных УНТ в качестве покрытий с низким коэффициентом вторичной электронной эмиссии.



Рис. 1. Зависимость коэффициента вторичной электронной эмиссии от энергии падающего пучка электронов для полимерных композитов.

Изучена возможность использования полимерных композитных материалов на основе эпоксидных смол, армированных углеродными нанотрубками, в качестве покрытий с низким коэффициентом вторичной электронной эмиссии. Для этого были получены четыре типа образцов: полимер на основе эпоксидных смол, полимерные композиты с наполнителями: неориентированными углеродными нанотрубками, ориентированными углеродными нанотрубками и сажей. Изучены зарядовые характеристики этих образцов при различной концентрации наполнителя в композите (рис. 1).

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант № 21-79-00190.

- A. Hosseinzadeh, S. Bidmeshkipour, Y. Abdi, E. Arzi, S. Mohajerzadeh. Graphene based strain sensors: a comparative study on graphene and its derivatives // Appl. Surf. Sci. 2018. V. 448, 71– 77.
- 2. M. K. Alam, P. Yaghoobi, M. Chang, and A. Nojeh. Secondary electron yield of multiwalled carbon nanotubes // Appl. Phys. Lett. 2010. V.97, 261902.

СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИТОВ, АРМИРОВАННЫХ УГЛЕРОДНЫМИ НАНОТРУБКАМИ

Кобзев В.А^{1,2}, Чеченин Н.Г.^{1,2}, Букунов К.А.^{1,2}, Воробьева Е.А.¹, Макунин А.В¹.

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Россия, Москва ²Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Россия, Москва

E-mail: va.kobzev@physics.msu.ru

Одной из актуальных задач материаловедения является создание материалов, устойчивых к воздействию скоростных частиц. В настоящее время наиболее перспективными конструкционными материалами являются полимер-тканевые композиты, сочетающие в себе свойства различных компонентов и эффективно противостоящие ударным нагрузкам.

Нанокомпозиты – новый тип материалов, отличающийся от обычных композиционных материалов размером упрочняющей фазы. Нанокомпозиты способны реализовать высокий уровень как специальных свойств материалов, (электропроводность, магнитная проницаемость, теплопроводность) так и механических свойств (прочность, ударная вязкость, твёрдость). Одними из самых перспективных наполнителей для изготовления нанокомпозитов являются углеродные нанотрубки. В работе изучено изменение свойств композитных материалов при введении УНТ в матрицу полимера.

Объект исследования: Синтезируемые в лабораторных условиях полимерные композитные материалы.

Цель: Изучение структурных и функциональных свойств полимерных композитных материалов на основе эпоксидных смол с добавлением углеродных нанотрубок. Изучение ударной стойкости многослойных композитов. Разработка расчетной малопараметрической модели, описывающей деформирование и разрушение полимерных материалов с углеродными нанотрубками при ударном воздействии.

В НИИЯФ МГУ ведётся опытно-экспериментальное производство нанотрубок на установках газ-фазного пиролитического осаждения. В работе исследуется изменение ударной вязкости в зависимости от различной конфигурации образцов, определяется наилучшая конфигурация и делаются выводы о влиянии различных параметров на ударную вязкость образца. Для изготовления образов использовалось полимерное связующее из эпоксидной смолы марки L и отвердителя 285. В матрицу полимера вмешивались предварительно обработанные углеродные нанотрубки марки «Таунит».

Ускоряющий прибор разгоняет снаряд до скоростей 90-110 м/с. Снаряд представляет из себя медный шар радиусом r=(2,00±0,05) мм и весом m=(0,355±0,005) г. Скорость снаряда измеряется до и после взаимодействия с образцом при помощи хронографов (рис. 1). Хронограф — прибор, предназначенный для измерения скорости снаряда. В данной установке используются оптические хронографы, фиксирующие любое тело, прошедшее в чувствительной зоне прибора.

Значение ударной вязкости а [Дж/мм2] рассчитывается как отношение работы разрушения на площадь сечения снаряда.

Таким образом, финальная формула, для расчёта ударной вязкости:

$$\mathbf{a} = \frac{m \cdot (v_0 - v_1)^2}{2 \cdot \pi \cdot r^2}, \quad \left[\frac{\mathcal{A} \mathcal{K}}{\mathbf{M} \mathbf{M}^2}\right]$$

где а – ударная вязкость, Дж/мм²; m – масса снаряда, г; $v_{0,1}$ – скорость снаряда до и после разрушения образца, м/с; r – радиус снаряда, мм.

Для проведения испытаний были изготовлены образцы полимерного композитного материала, армированного нанотрубками с концентрациями 0%, 1%, 3%, 5%, 7% и 10% УНТ по массе. Испытания проводились на специализированной установке. Во время испытаний проводилась видеозапись экспериментов с частотой 120 кадров в секунду.

Качественный и количественный анализ результатов эксперимента показывает, что увеличение концентрации нанотрубок в матрице полимера ведет к улучшению стойкости к трещинам композитного материала. Кроме того, образцы с 7%-ой концентрацией углеродных нанотрубок показывает пиковые значения поглощения энергии снаряда при высокоскоростных воздействиях. Таким образом наилучшая конфигурация для образцов первого типа соответствует 7%-ому содержанию УНТ в матрице полимера.



Рис. 1. Зависимость потерь энергии снаряда от концентрации УНТ в матрице полимера.

Для образцов на основе эпоксидной смолы L и отвердителя 285 обнаружено возрастание ударной стойкости (увеличение ударной вязкости, локализация области деформации, улучшение устойчивости к образованию трещин) при значении 7% по массе содержания УНТ в матрице полимера.

- 1. Раков Э.Г. Углеродные нанотрубки в новых материалах. Успехи химии, 82 (1) 27-47 (2013).
- 2. Макунин А.В., Чеченин Н.Г. Полимер-наноуглеродные композиты для космических технологий. «Университетская книга» 2011 г.
- 3. Раков Э.Г. Материалы из углеродных нанотрубок. «Лес», Russ. Chem. Rev. 82(6), 538-566, (2013).
- 4. Njugunaa J., Pielichowskib K. and Alcocka J.R.. Epoxy-Based Fibre Reinforced Nanocomposites: Current Status. Advanced engineering materials, volume 9, issue 10, pages 835-847, October 2007.
- 5. Chechenin N.G., Chernykh P.N., Vorobyeva E. A., Timofeev O.S. Synthesis and electroconductivity of epoxy/aligned CNTs composites, Appl. Surf. Sci. (2013).
- 6. Бабкин А.В., Колпаков В.И., Охитин В.Н., Селиванов В.В. Численные методы в задачах физики взрыва и удара. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2000.
- 7. High velocity impact dynamics / ed. by J.A. Zukas. New York: WileyInterscience Publication, 1990. 935 p.
- 8. Gao W., Zang M. The simulation of laminated glass beam impact problem by developing fracture model of spherical DEM // Engineering Analysis with Boundary Elements. 2014.
- 9. Веб-сайт разработчиков программного комплекса GranOO, содержащий руководства и документацию http://yakuru.fr/granoo/

ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЕ В ГРАФЕНЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ

Ю.В. Балакшин^{1,2}, А.В. Назаров^{1,2}, А.П. Евсеев¹, Е.А. Воробьева², Д.К. Миннебаев¹, А.А. Шемухин^{1,2}

¹Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия, ²Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

E-mail: balakshiny@gmail.com

Графеном является аллотропная модификация углерода, находящегося в sp2 гибридизации с толщиной слоя в один атом и составляющего гексагональную кристаллическую решетку. Для науки и техники представляют интерес электрические, химические и механические свойства графена, материала перспективного для будущего развития электроники и нанокомпозитов, активных покрытий. Свойства графена крайне чувствительны к дефектам в его структуре. На сегодняшний день при производстве неизбежны дефекты в структуре графена, что является препятствием для создания графеновых листов большой площади. Применяемые технологические процессы не обладают возможностью однородного контролируемого создания дефектов, в чем проявляется преимущество ионного облучения, в частности, в исследованиях влияния дефектов на свойства графеновых покрытий. Под действием ионных пучков в графене, в отличие от объемных материалов, каждый выбитый из равновесного положения атом углерода должен приводить к образованию дефекта структуры, так как смещенные атомы будут распыляться под действием облучения и рекомбинация вакансий с междоузельными Образование дефектов при ионном атомами невозможна. облучении может компенсироваться с помощью механизма миграции дефектов, однако это наблюдается при небольших флюенсах облучения, при этом некоторые уникальные свойства графена могут определяться именно дефектами структуры в малой концентрации [1-3].

В работе было исследовано влияние параметров ионного облучения на этапы дефектообразования в графеновом покрытии на медной фольге. Методами комбинационного рассеяния света было продемонстрировано влияние флюенса на разрушение структуры графена.

Осажденный графен представляет собой изолированные островки площадью не менее 2 мкм².



Рисунок 1. СЭМ изображение осажденного графенового покрытия

Облучение графенового покрытия проводилось на ускорительном комплексе НVEE-500 НИИЯФ МГУ [4] с использованием ионов He⁺ и Ar⁺ при энергии 100 кэВ. Флюенс составлял от 10^{12} до 10^{13} ион/см² для ионов аргона и от 10^{13} до 10^{16} ион/см² для ионов гелия. Облучение проводилось как при комнатной температуре образца. Плотность тока пучка ионов поддерживалась на уровне 100 нА/см² для исключения термического отжига в процессе облучения, контролировалась температура в процессе облучения калиброванной по двум точкам термопарой. После облучения образцы исследовались методом комбинационного рассеяния света. Спектры КРС были получены с применением лазера с длиной волны 473 нм, мощность пучка не превышала 0.25 мВт, диаметр луча составлял 1 мкм. Моделирование дефектообразования в процессе облучения проводилось с использованием программы SRIM [5]. Перевод параметров облучения в величину параметра dpa проводился согласно [6].



Рисунок 2. Зависимость соотношения ID/IG от флюенса облучения

Применяя методы компьютерного моделирования образования дефектов под действием ионного облучения, основанные на статистическом моделировании каскадов бинарных столкновений, были продемонстрированы этапы дефектообразования в графене при облучении ионами гелия и аргона с энергией 100 кэВ при различных флюенсах (для различных значений параметра dpa). Было показано, что происходит накопление точечных дефектов до значений параметра dpa 5*10⁻⁴, после чего начинается процесс объединения активных областей дефектов в кластеры, и при значениях параметра dpa 5*10⁻³ происходит разрушение порядка в расположении атомов углерода с переходом в состояние аморфной формы углерода (carbon black) [7].

Исследование выполнено при финансовой поддержке РНФ в рамках научного проекта № 20-72-10118 «Ионное облучение как метод модифицирования электрических и оптических свойств углеродных наноструктур».

- 1. F. Banhart, J. Kotakoski, A.V. Krasheninnikov // ACS Nano, Vol. 5, Issue 1, 2011
- 2. L.M. Malard, M.A. Pimenta, G. Dresselhaus, M.S. Dresselhaus // Phys.Rep., Vol. 473, 2009
- 3. M. Garcia-Hernandezand, J. Coleman // 2D Mater, Vol. 3, 2016
- 4. Ю.В. Балакшин, А.А. Шемухин, А.В. Назаров, А.В. Кожемяко, В.С. Черныш // Журнал технической физики, том 88, вып. 12, 2018
- 5. J.F. Ziegler, M.D. Ziegler, J.P. Biersack // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B, Vol. 268, 2010
- 6. K.V. Karabeshkin, P.A. Karaseov, A.I. Titov // Semiconductors, Vol. 47, Issue 2, 2013
- 7. D.K. Minnebaev, Yu.V. Balakshin et.al // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B, Vol. 460, 2019

ЗАРЯДКА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ЭЛЕКТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 0.2-30 кэВ

А. А. Татаринцев, Э. И. Рау, В.А. Киселевский

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия,

E-mail: tatarintsev@physics.msu.ru

Воздействие облучения диэлектриков заряженными частицами изучается в течение многих лет, однако ряд аспектов этого сложного явления всё еще не до конца понятен и поэтому требует дальнейшего исследования. Изучение эффектов вторичной электронной эмиссии и процессов зарядки диэлектрических мишеней имеет не только большой научный интерес в радиационной и ядерной физике материалов, но и большое практическое значение. Проявление влияния радиационной зарядки следует учитывать, например, при электризации поверхности космических аппаратов, в эмиссионной электронике и микроэлектронике, в аналитических электронно-зондовых методах исследования. Так по опубликованным данным японского космического агентства [1] основной причиной отказов космических аппаратов является электростатические пробои между различно заряженными участками поверхности космических аппаратов из-за воздействия облучения космическими частицами [2].

В данной работе рассмотрено взаимодействие электронных пучков с энергией 0,2-30 кэВ с различными диэлектрическими материалами. После детального анализа научных публикаций выявлено значительное число противоречивых ланных в теоретических экспериментальных электризации И диэлектриков моделях электронными пучками [3-6], упорядочены причинно-следственные связи физического явления их зарядки [7-8]. После обширных экспериментальных исследований широкого диэлектриков установлены общие закономерности кинетики класса зарядки диэлектрических мишеней в зависимости от количества исходных и радиационноиндуцированных ловушек, плотности тока облучающих электронов *j*₀ и их энергии *E*₀. Было показано что, несмотря на большие различия в исходных параметрах диэлектриков, равновесные значения поверхностного потенциала для этих материалов близки по своим значениям (см. рис. 1). Также показано, что вторично-эмиссионные свойства заряженного диэлектрика кардинально отличаются от незаряженного, а коэффициент эмиссии электронов σ в зависимости от E_0 не является единственно определяющим фактором положительной или отрицательной зарядки. В рассмотрении процессов зарядки впервые включены первичные термализованные электроны, существенно меняющие общую картину зарядки. Обсуждается роль образующихся радиационных дефектов в кинетике электризации диэлектрических материалов. В предложенной модели решающим стабилизирующим эффектом наступления равновесного состояния зарядки является генерируемое при облучении внутреннее электрическое поле *F*_{in} между положительно и отрицательно заряженными слоями в приповерхностной области диэлектрика. Главной движущей силой саморегулирующегося самосогласующегося процесса зарядки диэлектриков при электронном облучении выступает не только коэффициент эмиссии электронов, как общепринято считалось ранее, а формирование электрического поля дипольного слоя зарядов. Это критическое регулирующее поле F_{cr} порядка 0.5 MB/см приблизительно одинаково для всех диэлектриков при любых значениях Е₀.

Также в работе проведено моделирование положительной зарядки диэлектриков при низких энергиях первичных электронов и проведены оценки возврата электронов для таких случаев и изменение глубины выхода вторичных электронов для случая положительной зарядки.



Рис. 1. Зависимость равновесного значения поверхностного потенциала V_{S0} от энергии первичных электронов E_0 для различных образцов: полимера, керамики, Al₂O₃ сапфира, слюды и SiO₂.

- 1. H. Miyake, K. Nitta, S. Michizono, Y. Saito. Secondary Electron Emission Measurement of Insulating Materials for Spacecraft // J. Vac. Soc. Jap. 2007, V. 50, 378.
- 2. М. И. Панасюк и др. Модель космоса (под. Ред. М. И. Панасюк и Л. С. Новикова) (Москва, изд. КДУ, 2007).
- 3. И. М. Бронштейн, Б. С. Фрайман. Вторичная электронная эмиссия (Москва.: Наука, 1969).
- 4. L. Reimer. Scanning Electron Microscopy: Physics of image formation and microanalysis (Springer, Berlin, 1998).
- 5. J. Cazaux e-Induced secondary electron emission yield of insulators and charging effects // Nucl. Instr. Methods Phys. Research B. 2006, V. 244, 307.
- N. Cornet, D. Goeuriot, C. Guerret-Piecourt, D. Juve, D. Treheux, M. Touzin, H.-J. Fitting. Electron beam charging of insulators with surface layer and leakage currents // J. Appl. Phys. 2008, V. 103, 064110.
- Э. И. Рау, А. А. Татаринцев, Е. Ю. Зыкова, К. Ф. Миннебаев, и др. Электронно-лучевая зарядка диэлектриков, предварительно облучённых ионами и электронами средних энергий // Физика твердого тела, 2017, Т. 59, 1504.
- 8. Е. Н. Евстафьева, Э. И. Рау, А. А. Татаринцев. Объяснение некоторых противоречий в трактовке динамики зарядки диэлектрических мишеней под воздействием электронного облучения // Вестник МГУ, сер. Физика и астрономия, 2013, Т. 2, 34.

ОСНОВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ЗАРЯДКИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ ПУЧКАМИ ИОНОВ AR⁺ С ЭНЕРГИЕЙ 1-10 кэВ

А. А. Татаринцев, Э. И. Рау, К. Ф. Миннебаев, Е. Ю. Зыкова

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия,

E-mail: tatarintsev@physics.msu.ru

Процессы зарядки диэлектрических материалов при их облучении заряженными частицами вызывают большой интерес в радиационной физике, в космических исследованиях, во многих практических приложениях. Если проблемы зарядки диэлектриков при электронном облучении достаточно широко и полно освещены в литературе, то по ионной зарядке имеется только ограниченное число публикаций [1-7].

При облучении диэлектриков пучком положительно заряженных ионов следует учитывать ряд сопутствующих явлений, в частности, имплантацию ионов, вызывающую зарядку образца, распыление атомов образца (эмиссия нейтральных атомов и вторичноионная эмиссия), обратное рассеяние бомбардирующих ионов, ионно-электронную структурную модификацию поверхности. эмиссию, наконец. В отличие И, от металлических мишеней, из этого ряда можно исключить ионно-электронную эмиссию, т.к. уже в начальные моменты облучения мишень приобретает положительный поверхностный потенциал в единицы и десятки вольт, и под действием возвратного электростатического поля зарядов медленные низкоэнергетические (единицы и десятки eV) электроны не способны покинуть поверхность.



Рис. 1. Кинетические характеристики зарядки полимерного диэлектрика под воздействием ионного облучения: потенциала поверхности V_s , токов утечки и смещения I_{L+d} , тока эмиссии ионов I_{σ} . Аккумулированный заряд Q(t) представлен двумя характеристиками – расчетом заряда из потенциала и по току смещения I_d .

Экспериментально было показано [6, 7] что если поверхность массивного диэлектрика заряжается до высокого положительного потенциала, то коэффициент ионно-ионной эмиссии значительно возрастает (рис. 1). А именно вызывает вопрос крайне любопытная деталь – после установления значительного потенциала поверхности $V_{\rm S}$, значение падающей энергии ионов $E_{\rm L}=E_0-qV_{\rm S}$, то есть фактическая энергия бомбардирующих ионов ${\rm Ar}^+$ равна всего лишь нескольким сотням эВ (до 1 кэВ). То есть в процессе зарядки должно происходить уменьшение коэффициента распыления. Однако, парадоксально, что в этой ситуации коэффициент ионно-ионной эмиссии равен достигает большого значения ($0.9 \cdot I_0$) В данной работе обсуждаются возможные причины такого аномального роста ионно-ионной эмиссии заряжающегося диэлектрика.

- T. Nagatomi, T. Kuwayama, K. Toshino et al. In situ measurement of surface potential developed on MgO thin film surface under ion irradiation using ion scattering spectroscopy // J. Appl. Phys. 2009. V. 106. P. 104912.
- 2. Shi J., Fama M., Teolis B., Baragiola R. Ion-induced electrostatic charging of ice // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B. 2010. V. 268, P. 2888.
- 3. Croccolo F., Ricardi C. Observation of the ion-mirror effect during microscopy of insulating materials // J. Microscopy. 2008. V. 229. P. 39
- Zoory M.J., Mohammed I.A., Alwan B.J. Determine the number of charges that accumulated on a surface of PMMA by using ion mirror effect // J. Chem. Biol. Phys. Sci. 2015. V. 5. Issue. 3. P. 2822
- 5. Yogev S., Levin J., Molotskii M. et al. Charging of dielectrics under focused ion beam irradiation // J. Appl. Phys. 2008. V. 103. P. 064107
- 6. Миннебаев К.Ф., Рау Э.И., Татаринцев А.А. Зарядка диэлектриков при бомбардировке ионами Ar⁺ средних энергий // ФТТ. 2019. Т. 61. С. 1090.
- Rau E.I., Tatarintsev A.A., Zykova E.Yu. et al. Charging of dielectrics under ion irradiation // Vacuum. 2020. V.177. P. 109373.

ОБРАБОТКА ПОВЕРХНОСТИ МАТЕРИАЛОВ ПОТОКАМИ УСКОРЕННЫХ ГАЗОВЫХ КЛАСТЕРНЫХ ИОНОВ

Д.С. Киреев, М.Е. Беляев, П.А. Пушко, С.М. Левенков, В.О. Ракитин, А.Е. Иешкин

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: ieshkin@physics.msu.ru

Ионно-пучковые технологии обработки материалов в настоящее время широко применяются для нужд микроэлектроники, фотоники, создания тонкопленочных структур. Одним из современных направлений является использование потоков ускоренных газовых кластерных ионов [1]. Такой ион может содержать от сотен до нескольких тысяч атомов и переносить заряд, равный одному или нескольким элементарным. После ускорения кластерного иона напряжением в десятки кВ кинетическая энергия, приходящаяся на каждый атом кластера, составляет всего несколько единиц эВ. Это обуславливает необычные характеристики процессов, происходящих при столкновении кластера с поверхностью твердых тел [2].

Одно из ставших уже традиционными направлений применения кластерных ионов – прецизионная полировка поверхности. Необходимо подчеркнуть, что в отличие от других используемых методов, таких как химико-механическая или магнитореологическая полировка, ионная полировка является универсальной по отношению к обрабатываемой поверхности. На рис. 1 показаны изображения поверхности карбида кремния после абразивной полировки и последующей полировки пучком кластерных ионов аргона с энергией 10 кэВ [3]. Как видно из рисунка, ионно-кластерная полировка привела к полному удалению алмазного фона и значительному снижению шероховатости поверхности. Отметим, что карбид кремния – твердый материал, с трудом поддающийся абразивной полировке. Он выделяется среди других материалов высокой химической и радиационной стойкостью, температурной стабильностью физических свойств, большой механической прочностью.



Рис. 1. Атомно-силовые изображения исходной поверхности карбида кремния (слева) и после полировки газовыми кластерными ионами (справа).

Известно, что полировка материалов кластерными ионами достигается при нормальном падении пучка на поверхность. При наклонном падении возможно формирование упорядоченного волнообразного рельефа [4]. Хотя механизмы, приводящие

к такой самоорганизации пока не известны, подобный рельеф уже используется для получения дифракционных покрытий и создания сенсоров. Нами была продемонстрирована возможность управлять характеристиками такого рельефа не только с помощью выбора характеристик пучка (доза облучения, угол падения), но и за счет изменения температуры подложки [5]. На рис. 2 приведен пример волнообразного рельефа, сформированного на поверхности металлической мишени.



Рис. 2. Упорядоченные волнообразные структуры, полученные на поверхности металла при облучении кластерными ионами.

- 1. А.Е. Иешкин, А.Б. Толстогузов, Н.Г. Коробейщиков, В.О. Пеленович, В.С. Черныш. Газодинамические источники кластерных ионов для решения фундаментальных и прикладных задач. УФН. 2022, http://dx.doi.org/10.3367/UFNr.2021.06.038994
- 2. I. Yamada, J. Matsuo, N. Toyoda, A. Kirkpatrick. Materials processing by gas cluster ion beams, Mater. Sci. Eng. R. 2001, V. 34, 231.
- 3. A.E. Ieshkin et al. The quantitative analysis of silicon carbide surface smoothing by Ar and Xe cluster ions. Nucl. Instrum. Meth. B. 2018 V. 421, 27.
- 4. N. Toyoda, B. Tilakaratne, I. Saleem, W.-K. Chu. Cluster beams, nano-ripples, and bio applications. Appl. Phys. Rev. 2019, V. 6, 020901.
- 5. Д.С. Киреев, А.Е. Иешкин, А.А. Шемухин. Влияние температуры мишени на образование нанорельефа при облучении газовыми кластерными ионами. Письма в ЖТФ. 2020. Т. 46, No 9, 3

ЗАВИСИМОСТЬ СВОЙСТВ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОЙ КЕРАМИКИ СО СТРУКТУРОЙ ГРАНАТА Gd_xAl₂Ga₃O₁₂:Ce ОТ СОСТАВА И МИКРОСТРУКТУРЫ

В. В. Дубов¹, О. А. Кучеров^{1,2}, Е. В. Гордиенко^{1,3}, П. В. Карпюк^{1,3}, Д. Е. Кузнецова^{1,3}, П. А. Волков^{1,3}, Г. А. Досовицкий^{1,3}, М. В. Коржик^{3,4}

¹НИЦ «Курчатовский институт» – ИРЕА, Москва, Россия; ²РХТУ им. Д.И. Менделеева, Москва, Россия; ³НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия; ⁴НИИ Ядерных проблем Белорусского государственного университета, Минск, Белоруссия

E-mail: valery_dubov@mail.ru

Оксиды со структурой граната, активированные церием, являются перспективными сцинтилляторами благодаря сочетанию ряда характеристик – значительного светового выхода (более 50000 фот./МэВ), малого времени затухания сцинтилляции (менее 100 нс), химической и радиационной стойкости, достаточно высокой механической прочности, хорошей обрабатываемости и возможности получения в различных формах (монокристалл, керамика) [1-3]. Гранат Gd₃Al₂Ga₃O₁₂:Се (или GAGG:Се) обладает одним из наиболее высоких значений плотности среди сцинтилляторов данного семейства с сопоставимым световыходом, что делает его хорошо подходящим для регистрации излучений с высокой энергией. В настоящее время данный материал производится в виде монокристаллов, при этом керамическая форма имеет ряд преимуществ перед монокристаллической: сниженная по сравнению с процессами роста монокристаллов температура спекания [4-5], расширенный диапазон концентраций легирующих ионов, что обеспечивает повышенный световой выход и возможность подстройки таких свойств, как временное разрешение [6, 7], простота формирования изделий сложных форм. В частности, данный материал рассматривается как перспективный для получения композиционных сцинтилляторов нового поколения на основе керамических матриц, изготовленных методами трёхмерной печати.

На данный момент получение керамики Ga-содержащих гранатов сопряжено с использованием технически сложных и дорогостоящих процедур, например, горячего изостатического прессования, поэтому актуальной задачей является упрощение методик и снижение стоимости производства. Параллельно с поиском оптимальных условий получения керамики важной задачей является исследование зависимости люминесцентных и иных свойств от состава и его оптимизация. Определённое значение в достижении этого могут иметь небольшие отклонения состава от стехиометрического, при которых возможно формирование дефектов кристаллической структуры, способствующих повышению световыхода [8, 9].

Цели данной работы заключались в изготовлении керамики GAGG:Се, и исследовании зависимости её свойств от условий получения и вариаций состава. Порошки для этих целей синтезировали методом совместного осаждения из азотнокислых растворов Gd, Ce, Al, Ga с использованием гидрокарбоната аммония с последующей прокалкой при температурах выше 800 °C. Формирование заготовок осуществляли из измельчённых порошков путём одноосного прессования, спекание проводили в атмосфере воздуха или кислорода при температурах более 1600 °C.

Полученные образцы исследовали методами растровой электронной микроскопии (РЭМ), рентгеновской дифракции, изучали их фотолюминесцентные и сцинтилляционные свойства. Установили, что избыток Gd в составе относительно стехиометрического количества в пределах 3 ат.% приводит к повышению интенсивности фотолюминесценции и светового выхода сцинтилляций на ~30%, а недостаток – к существенному снижению

(на ~50%). При избытке Gd формируется примесная фаза перовскита, при дефиците Gd – фазы Al₂O₃ и Ga₂O₃, а также наблюдается значительное изменение микроструктуры зёрен основной фазы граната. В докладе будут представлены возможные причины и взаимосвязь наблюдаемых явлений.

Исследования выполнены в рамках работы по гранту Правительства Российской Федерации («мегагрант»), договор № 14.W03.31.0004 от 20.02.2017.

Аналитические исследования выполнены с использованием научного оборудования ЦКП НИЦ «Курчатовский институт» – ИРЕА при финансовой поддержке проекта Российской Федерацией в лице Минобрнауки России, Соглашение № 075-11-2021-070 от 19.08.2021.

1. A. Gektin, M. Korzhik. Inorganic scintillators for detector systems. – Springer: Berlin, Germany, 2017. 2. S.E. Derenzo et al. The quest for the ideal inorganic scintillator // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 2003. – T. 505. – N_{2} . 1-2. – C. 111-117.

3. K. Kamada et al. Scintillator-oriented combinatorial search in Ce-doped $(Y,Gd)_3(Ga,Al)_5O_{12}$ multicomponent garnet compounds // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2011. – T. 44. – No. 50. – C. 505104.

4. Y. Ye et al. Fabrication of Ce^{3+} doped $Gd_3Ga_3Al_2O_{12}$ ceramics by reactive sintering method // Optical Materials. -2017. - T. 71. - C. 23-26.

5. Z.M. Seeley, N.J. Cherepy, S.A. Payne. Expanded phase stability of Gd-based garnet transparent ceramic scintillators // Journal of Materials Research. – 2014. – T. 29. – №. 19. – C. 2332-2337.

6. T. Yanagida et al. Comparative study of ceramic and single crystal Ce:GAGG scintillator // Optical Materials. – 2013. – T. 35. – №. 12. – C. 2480-2485.

7. W. Drozdowski et al. Scintillation properties of Gd₃Al₂Ga₃O₁₂:Ce (GAGG:Ce): a comparison between monocrystalline and nanoceramic samples // Optical Materials. – 2018. – T. 79. – C. 227-231.

8. K. Kamada et al. Composition engineering in cerium-doped $(Lu,Gd)_3(Ga,Al)_5O_{12}$ single-crystal scintillators // Crystal Growth & Design. $-2011. - T. 11. - N_{\odot}. 10. - C. 4484-4490.$

9. T. Kanai, M. Satoh, I. Miura. Characteristics of a nonstoichiometric $Gd_{3+\delta}(Al,Ga)_{5-\delta}O_{12}$:Ce garnet scintillator // Journal of the American Ceramic Society. $-2008. - T. 91. - N_{\odot}. 2. - C. 456-462$.

ОЦЕНКА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ МЕТОДИКИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ УГЛЕРОДА В ПОЧВЕ С ПОМОЩЬЮ НЕЙТРОН-ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Н.А. Федоров¹, Д.Н. Грозданов^{1,2}, И.Д. Дашков¹ и коллаборация TANGRA

¹Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия; ²Институт ядерных исследований и ядерной энергетики, София, Болгария

E-mail: na.fedorov@physics.msu.ru

Информация о количественном содержании углерода в почвах в настоящее время становится все более востребованной. Количество углерода в верхнем слое почвы является косвенной характеристикой ее плодородия [1]. Также, предполагается, что отслеживание динамики содержания углерода будет полезным для прогноза климатических изменений, связанных с накоплением парниковых газов [2].

Обычно концентрацию углерода в почве определяют химическими методами, для реализации которых требуется достаточно сложная процедура пробоподготовки.

Использование нейтрон-ядерных реакций позволяет существенно упростить процедуру измерения концентрации С, так как в этом случае пробоподготовка сводится к сбору образцов, либо вообще отсутствует. На основе современных компактных нейтронных генераторов может быть создана мобильная установка, определяющая концентрацию углерода в почве непосредственно в поле [3].

В рамках проекта TANGRA нами был выполнен тестовый эксперимент, целью которого являлось получение данных для последующей разработки метода определения концентрации углерода и выбор типа детекторов, оптимального для рассматриваемой задачи. Схема установки приведена на Рис. 1.



Рис. 1. Схема экспериментальной установки. *1* – нейтронный генератор ИНГ-27, *2* – коллиматор, *3* – образец, *4* – ВGО γ-детектор, *5* – LaBr₃(Ce) γ-детектор.

В качестве источника нейтронов использовался нейтронный генератор ИНГ-27, испускающий нейтроны с энергией 14,1 МэВ. Для регистрации у-квантов использовалось 6 сцинтилляционных гамма-детекторов на основе кристаллов ВGO и 2 детектора на основе

LaBr₃(Ce), обладающих существенно лучшим, чем BGO, энергетическим разрешением. Для уменьшения количества фоновых событий использовался составной коллиматор из свинцовых и железных пластин. В качестве образцов использовались смеси из песка и угольной пыли с заранее заданной концентрацией углерода, помещенные в ящик из фанеры размерами 40×40×20 см. При обработке данных использовался метод меченых нейтронов, позволяющий уменьшить количество фоновых событий с помощью выбора временного окна совпадений [4].

При неупругом взаимодействии быстрых нейтронов с ядрами углерода излучаются ү-кванты только энергии 4.44 МэВ, что позволяет определить концентрацию углерода по площади соответствующего γ-пика.



Рис. 2. Энергетические гамма-спектры в области 4000-5000 кэВ, полученные с помощью детекторов LaBr (*a*) и BGO (*б*); зависимости площади пика 4438 кэВ от массовой доли углерода в образце для спектров с LaBr₃(Ce) (*в*) и BGO (*г*). Штрихами показана область доверительного интервала 2σ.

Полученные нами результаты представлены на Рис. 2. В ходе анализа данных было показано, что площадь пика с энергией 4438 кэВ зависит линейно от концентрации углерода. Абсолютная погрешность определения массовой доли углерода на уровне достоверности 99% оказалась порядка 2,1% для LaBr₃(Ce) и 1,5% для BGO при длительности измерения 2 часа и интенсивности генератора около 10⁶нейтр/сек. Повышение интенсивности нейтронного потока и увеличение количества гамма-детекторов позволит сократить время измерения до нескольких минут и повысить точность получаемых данных.

- 1. Seybold, C.A., M.J. Mausbach, D.L. Karlen, and H.H. Rogers. Quantification of soil quality. Soil processes and the carbon cycle. CRC Press, Boca Raton, FL. 1997, p. 387–404.
- J. Sanderman, T. Hengl, and G. J. Fiske, "Soil carbon debt of 12 000 years of human land use"// Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A. 2017, V. 114, 9575–9580.
- 3. A. Kavetskiy, G. Yakubova, S. A. Prior et al. Application of associated particle neutron techniques for soil carbon analysis // AIP Conference Proceedings 2160, 050006.
- 4. N. A. Fedorov, D. N. Grozdanov, Yu. N. Kopatch et al. Inelastic scattering of 14,1 MeV neutrons on iron // EPJ A. 2021. Vol. 57, no. 6. P. 194.

СПЕКТРОСКОПИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ ФОРМ УРАНА В ЗАГРЯЗНЕННЫХ ГРУНТАХ АО «АЭХК»

А. Д. Крот¹, И. Э. Власова², А. Л. Тригуб³

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, факультет наук о материалах, Москва, Россия, ²Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, химический факультет, Москва, Россия, ³Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, Россия

E-mail: anna.d.krot@gmail.com

В настоящее время активная работа ведется в области обращения с радиоактивными отходами и отработавшим ядерным топливом. Загрязненные ураном грунты Ангарского электролизного химического комбината (Россия) являются источником низкоактивных радиоактивных отходов. Для успешного контроля поведения радионуклида и разработки стратегий обращения с загрязненными грунтами необходимо определение физикохимических форм урана в природно-техногенных объектах ядерного наследия: загрязненных почвах, грунтах, бассейнах ЖРО и т.д. Перспективным методом для определения степени окисления и параметров локального окружения урана в подобных сложных природно-техногенных системах является спектроскопия рентгеновского поглощения, поскольку является элемент-чувствительным неразрушающим методом анализа. Одним из подходов к определению физико-химических форм урана на основании координационных чисел и межатомных расстояний, полученных в результате обработки спектров тонкой протяженной структуры рентгеновского поглощения, является сравнение с известными параметров, полученных для природно-техногенных объектов, лабораторными модельными образцами. Лабораторные модельные образцы представляют собой собственные соединения урана, сорбированные комплексы урана на распространенных в природе сорбентах, включения урана в различные природные минералы.

В работе методом спектроскопии рентгеновского поглощения путем сравнения с модельными образцами схожей природы были определены преобладающие физикохимические формы урана в наиболее активных фрагментах угля радиоактивно загрязненного грунта Ангарского электролизного химического комбината.

Работа была выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 19-73-20051.

НОВЫЙ ВАРИАНТ УСКОРЯЮЩЕЙ СТРУКТУРЫ ДЛЯ КОМПЛЕКСА ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ

М.А. Борисов^{1,2}, В.И. Шведунов^{1,2}

¹ Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына;

² ООО «Лаборатория электронных ускорителей МГУ»

E-mail: muchmaxx@gmail.com

Ежегодно в России диагностируют более 500 тыс. новых случаев онкологических заболеваний, больше половины которых нуждаются в лучевой терапии. При этом в российских клиниках наблюдается около 50 % нехватка современного оборудования, а то что есть зачастую уже морально устарело. Для решения этих проблем в НИИТФА был начат проект по созданию комплекса лучевой терапии "Оникс". Аппарат состоит более чем на 70 % из российских компонентов, поэтому его можно считать одним из первых российских комплексов лучевой терапии.

В основе Оникса лежит ускоритель электронов, произведенный ЛЭУ МГУ [1], в процессе эксплуатации первой версии которого возникло ряд проблем. Из-за сильного обратного потока частиц из ускоряющей структуры, происходил чрезмерный нагрев катода, вследствие чего происходило испарение рабочего вещества (бария). Пары бария оседали на остальных элементах электронной пушки и образовывали вторичные точки эмиссии электронов. В конечном счете это приводило к падению выходной дозы и общей нестабильности работы ускорителя. Путем изменения геометрии электронной пушки и начальной части ускоряющей структуры удалось вывести ускоритель на стабильный режим работы, но проблема вылета частиц в направлении катоды не была полностью решена. Также из-за большой рассеиваемой мощности в стенках ускоряющей структуры, источник СВЧ на данный момент работает на своем пределе.

Поток электронов, вылетающий из ускоряющей структуры в сторону катода, состоит из:

- 1. Частиц, которые не были захвачены в процесс ускорения
- 2. Частиц, которые были эмитированы с внутренней поверхности ускоряющей структуры под действием электрического поля

После добавления апертуры на входе в ускоряющую структуру в ее втором варианте, количество электронов, оседающих на катоде существенно уменьшилось. Также из-за изменения начальной части ускоряющей структуры, поток частиц, не захваченных в процесс ускорения был уменьшен посредством увеличения коэффициента захвата. Однако количество электронов, эмитированных с внутренней поверхности ускоряющей структуры практически не изменилось так как регулярная часть ускорителя осталась без изменений. В качестве решения этой проблемы было принято решения о общем уменьшении максимального электрического поля.

Эмиссия электронов с поверхности металлов под действием электрического поля происходит за счет эффекта туннелирования электронов [2]. Формула Фаулера — Нордгейма описывает зависимость плотности эмиссии тока от напряженности электрического поля:

$$j_F = \frac{1.54 * 10^{-6} * 10^{4.52\varphi^{-0.5}} E^2 \beta^2}{\varphi} \exp\left(-\frac{6.52 * 10^9 \varphi^{1.5}}{\beta E}\right)$$
(1)

где φ – работа выхода электрона, Е – напряженность электрического поля на поверхности, β – коэффициент "усиления", отражающий тот факт, что формула была выведена для идеально ровной и плоской пластинки. На практике поверхность и форма внутренних частей ячеек ускоряющей структуры крайне разнообразна и не идеальна. Поэтому β введен для согласования теории и эксперимента, а поэтому может быть найден только эмпирически.

Из формулы (1) видно, что из-за большого множителя в показателе экспоненты, даже небольшое уменьшение электрического поля может привести к значительному уменьшению эмиссии электронов. Для этого была добавлена дополнительная регулярная ячейка, что позволило уменьшить максимальное поле на оси. Также была переработана начальная часть ускоряющей структуры для уменьшения максимального поля в нерегулярных ячейках. Наибольшая напряжённость электрического поля на поверхности омега-образного резонатора находится в области так называемых носиков, поэтому был оптимизирован их размер и форма. В результате всех манипуляций максимальная напряженность электрического поля на поверхности ускоряющей структуры была уменьшена в 1.46 раз, что должно существенно уменьшить ток эмиссии. Проблема большой рассеиваемой мощности была решена путем уменьшения диаметра пролетного канала с 8 до 6 мм. В таблице 1 представлено сравнение параметров всех трех вариантов ускоряющих структур.

Вариант ускоряющей структуры	1	2	3	
Диаметр пролетного канала, мм	8	8	6	
Длина УС, мм	208.92	205.19	229.83	
Коэффициент захвата, %	66.1	77.5	78.3	
Обратный поток, %	13.9	1.8		
Частиц с энергией < 5.7 МэВ, %	22.14 10.91		8.96	
Разброс по энергии, МэВ	1.1	0.79	0.69	
Разброс по х/у на мишени, мм	0.79	1.05	0.59	
Необходимый ток, А	0.25	0.20	0.2	
% оседающих на катоде	6.54	0.9	0.69	
% оседающих на отверстии катода	0.995	1.2	1.21	
% оседающих на апертуре	-	7.4	7.3	
Рассеиваемая мощность в УС, МВт	2.3	2.3	1.9	
Максимальное поле на оси, МВ/м	70.6	70.4	59.6	
Максимальное поле, МВ/м	196.0	188.1	134.4	
Отношение максимального поля к среднему полю	4 17	4 17	3 75	
на оси в регулярных ячейках	Τ.1 /	7.17	5.15	
Коэффициент связи с питающем волноводом	1.46	1.46	1.57	

Таблица 1. Параметры трех вариантов ускоряющей структуры для КЛТ-6

1. Ovchinnikova, L.; Shvedunov, V. Design of C-band electron linear accelerator for a complex of radiation therapy. Proc. LINAC2018, Beijing 2019, 550.

 Wang J. W., Loew G. A. Field emission and rf breakdown in high-gradient room temperature linac structures. – Stanford Univ., Stanford Linear Accelerator Center, CA (US), 1997. – №. SLAC-PUB-7684; CONF-9609472-.

КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА И ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СИНТЕТИЧЕСКИХ КОЛЮЗИТОВ

А. О. Полевик¹, Д. И. Насонова¹, В. Ю. Верченко^{1,2}, Е. Guilmeau³, А. В. Шевельков¹

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, химический факультет, Москва, Россия, ²National Institute of Chemical Physics and Biophysics, 12618 Tallinn, Estonia, ³Laboratoire CRISMAT, UMR 6508 CNRS/ENSICAEN, F-14050 CAEN Cedex 4, France

E-mail: a.o.polevik@mail.ru

В настоящее время существует задача разработать новые термоэлектрические материалы для генерации тока из паразитного тепла для применения в автомобильной промышленности. К таким материалам предъявляются особые требования – помимо высокой термоэлектрической добротности они должны состоять из нетоксичных и дешевых химических элементов. Такие свойства демонстрируют некоторые синтетические аналоги сульфидных минералов меди [1, 2]. К настоящему времени только лабораторные аналоги минерала тетраэдрита показали перспективу использования в интересующем температурном диапазоне, однако исследования других материалов продолжается [3, 4].

В настоящей работе исследованы свойства синтетического аналога минерала колюзита с общей формулой Cu_{26-x}Fe_xM₂Sn₆S₃₂, где M = V или Ta. Синтез образцов проведен стандартным ампульным методов в две стадии и показано, что область гомогенности фазы колюзита ограничена x = 4.0 для M = Ta и x = 4.2 для M = V. Особенности кристаллической структуры колюзита установлены на основе рентгенодифракционных экспериментов с использованием синхротронного излучения на линии ID22 центра ESRF (Гренобль). Колюзит кристаллизуется в кубической пространственной группе *P*-43*n* с параметром элементарной ячейки, линейно возрастающим с увеличением содержания железа в образце. В кристаллической структуре Cu_{26-x}Fe_xM₂Sn₆S₃₂ присутствуют независимых кристаллографических позиций атомов металла, имеющие ПЯТЬ тетраэдрическое окружение, но различающиеся длинами связи металл-сера (Рис. 1). Детальный анализ особенностей кристаллической структуры позволил установить, что правильная структура колюзита сохраняется только для составов с х ≥ 2, тогда как уменьшение содержания железа приводит к появлению некоторого разупорядочения, проявляющегося во вхождении олова в позицию ванадия (2*a*) и в частичном выходе атома олова из позиции 6с в 24-кратную позицию.



Рис. 1. Кристаллическая структура колюзита $Cu_{26-x}Fe_xV_2Sn_6S_{32}$.

Термоэлектрические свойства колюзитов Cu_{26-x}Fe_xV₂Sn₆S₃₂ исследованы в температурном диапазоне 300-700 К. Установлено, что все составы демонстрируют электропроводность активационного типа с дырками в качестве доминирующих носителей заряда. Коэффициент Зеебека достигает значений 320 мкВ·К⁻¹. Все образцы демонстрируют очень низкую теплопроводность, которая при 700 К опускается до 0.40-0.57 Вт·м⁻¹К⁻¹ в зависимости от содержания железа. Показано, что электронная часть теплопроводности, рассчитанная по уравнению Видемана-Франца, составляет от 12% для Cu₂₂Fe₄V₂Sn₆S₃₂ до почти 45% для Cu₂₅FeV₂Sn₆S₃₂ (рис. 2). Термоэлектрическая добротность, рассчитанная из полученных экспериментальных данных по формуле $ZT = TS^2 \rho^{-1} \kappa^{-1}$, где S – коэффициент Зеебека, р – электросопротивление, к – теплопроводность, Т – абсолютная температура, возрастает с увеличением температуры и достигает значения ZT=0.78 для состава Cu₂₅FeV₂Sn₆S₃₂ (рис. 2). Такая высокая добротность находится на уровне, демонстрируемым другими синтетическими аналогами медь-халькогенидных минералов, в том числе, колюзиты других составов [5]. Исключением является синтетический тетраэдрит, для которого известны величины ZT>1 [3].



Рис. 2. Зависимость решеточной и электронной составляющей теплопроводности (а) и коэффициента термоэлектрической добротности (б) Cu_{26-x}Fe_xV₂Sn₆S₃₂ от температуры.

- 1. A.V. Powell. Recent developments in Earth-abundant copper-sulfide thermoelectric materials. // J. Appl. Phys. 2019. V. 126, 100901.
- 2. K. Suekuni, T. Takabatake. Research Update: Cu–S based synthetic minerals as efficient thermoelectric materials at medium temperatures. // APL Mater. 2016. V. 4, 104503.
- R. Chetty, A. Bali, R.C. Mallik. Tetrahedrites as thermoelectric materials: an overview. // J. Mater. Chem. C 2015. V. 3, 12364.
- 4. D.I. Nasonova et al. Low-Temperature structure and thermoelectric properties of pristine synthetic tetrahedrite Cu₁₂Sb₄S₁₃. // Chem. Mater. 2016. V. 28, 6621.
- 5. C. Bourgès et al. High-Performance Thermoelectric Bulk Colusite by Process Controlled Structural Disordering. // J. Am. Chem. Soc. 2018. V. 140, 2186.

СОВРЕМЕННАЯ РЕНТГЕНОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ XAS В ЛАБОРАТОРИИ

Д. А. Новичков¹, А. Л. Тригуб², К. О. Квашнина¹,

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, химический факультет, Москва, Россия, ²НИЦ «Курчатовский институт», ККСНИ

E-mail: danylo.novichkov@gmail.com

Рентгеновская абсорбционная спектроскопия - важный инструмент научного анализа, которая хорошо зарекомендовала себя как эффективный метод исследования и определения химического состояния твердых или жидких образцов. [1] Этот метод позволяет проводить ведущие научно-исследовательские исследования в области химии актинидов. [2-4]

Однако ограниченный доступ к синхротронному пучку снижает многие научные исследования, которые необходимо выполнить в короткие сроки. Это важно особенно для исследований актинидов, изучение которых на синхротронах могут быть произведены только на специальных станциях, [5]. Кроме того, транспортировка радиоактивных образцов требует специальных мер безопасности, что повышает стоимость перевозки и сильно ограничивает экспериментальные возможности. Одновременно с этим. короткоживущие актинидные соединения практически невозможно изучать, транспортируя образцы из лаборатории на синхротрон. В связи с этим лабораторные спектрометры [6-7] уже активно используются в области исследований различных материалов и показывают хорошие результаты. [8]

В 2020 году на кафедре Радиохимии МГУ был построен рентгеновский лабораторный спектрометр, оснований на источнике рентгеновского излучения, сферически изогнутом кристалле-монохроматоре типа Иоганна и детекторе рентгеновского излучения. Эти три компонента расположены на круге Роуленда.



Рис. 1 Схематичное изображение спектрометра и спектр оксида урана на L3-крае

Тестовые измерения стандарта UO₂ проводились в режиме пропускания, при мощности рентгеновской трубки 30 кВ и 10 мА, рентгеновский пучок монохроматизировался оптикой Ge 999 (U L3-край 17.166 кэВ). Каждое сканирование состояло из 150 энергетических точек по 10 секунд в точке, время измерения оного скана 25 мин, общее время измерения интенсивности прошедшего через образец пучка составило 4 ч 16 мин без учета движения моторов. Скорость счета детектора,

находящегося под прямым пучком без образца, составила около 4000 фотон/с, несмотря на малую скорость счета, лабораторный спектрометр способен воспроизводить результаты синхротронных станций. Сравнение спектра поглощения UO₂ на краю L3 задетектированного на лабораторном спектрометре и на синхротроне (Национальном Исследовательском Центре "Курчатовский Институт", станция СТМ) [9] показаны на рисунке 1. Полученные данные на спектрометр обладают таким же разрешением, что и на синхротроне. Лабораторный спектрометр имеет большой потенциал особенно в области актинидов, где требуются значительные усилия для безопасного проведения эксперимента. Спектрометр на кафедре Радиохимии будет использован в дальнейшем для диагностики материалов для энергетики нового поколения, термоэлектрических и сверхпроводящих материалов, а также материалов для безопасного захоронения радиоактивных отходов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерством Науки и Высшего Образования РФ - проект от 05 декабря 2019 г. № 075-15-2019-1891 «Химия элементов внизу Таблицы Менделеева через Передовую Физику».

- A. Bianconi, "Surface X-Ray Absorption Spectroscopy: Surface Exafs and Surface Xanes.," Appl. Surf. Sci., vol. 6, no. 3–4, pp. 392–418, 1980, doi: 10.1016/0378-5963(80)90024-0.
- 2. Kvashnina, K. O., Butorin, S. M., Martin, P. & Glatzel, P. Chemical state of complex uranium oxides. *Phys. Rev. Lett.* **111**, 253002 (2013).
- 3. Kvashnina, K. O. & De Groot, F. M. F. Invisible structures in the X-ray absorption spectra of actinides. *J. Electron Spectros. Relat. Phenomena* **194**, 88–93 (2014).
- 4. Kvashnina, K. O. *et al.* A Novel Metastable Pentavalent Plutonium Solid Phase on the Pathway from Aqueous Plutonium(VI) to PuO2 Nanoparticles. *Angew. Chemie Int. Ed.* **58**, 17558–17562 (2019).
- 5. Scheinost, A. C. *et al.* ROBL-II at ESRF: a synchrotron toolbox for actinide research. *J. Synchrotron Radiat.* **28**, 333–349 (2021).
- 6. 6. 1. Honkanen, A. P. *et al.* Johann-type laboratory-scale x-ray absorption spectrometer with versatile detection modes. *Rev. Sci. Instrum.* **90**, (2019).
- 7. 7. 1. Zimmermann, P. et al. Modern X-ray spectroscopy: XAS and XES in the laboratory. Coord. Chem. Rev. 423, 213466 (2020).
- 8. Bès, R. *et al.* Laboratory-scale X-ray absorption spectroscopy approach for actinide research: Experiment at the uranium L3-edge. *J. Nucl. Mater.* **507**, 50–53 (2018).
- 9. A. A. Chernyshov, A. A. Veligzhanin, and Y. V. Zubavichus, "Structural Materials Science endstation at the Kurchatov Synchrotron Radiation Source: Recent instrumentation upgrades and experimental results," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 603, no. 1–2, pp. 95–98, May 2009, doi: 10.1016/j.nima.2008.12.167.

РЕАКТОРНЫЙ И ФОТОЯДЕРНЫЙ МЕТОДЫ НАРАБОТКИ ПЕРСПЕКТИВНОГО ДЛЯ ТЕРАНОСТИКИ ОЖЕ-ЭМИТТЕРА ¹⁹⁵тРТ

А.Ш. Мадумаров, Г.А. Божиков, Н.В. Аксенов

ОИЯИ, Дубна E-mail: al.madumarov@jinr.ru

Препараты на основе платины широко используются в химиотерапии для лечения различных онкологических заболеваний. Использование подходящего радионуклида платины в составе радиофармпрепарата при условии адресной доставки в опухолевые клетки позволит добиться большего терапевтического эффекта при меньшем токсическом воздействии. Терапевтические изотопы платины известны, в первую очередь это ¹⁹¹Pt, ^{195m}Pt, ¹⁹⁷Pt. Один из наиболее перспективных изотопов платины - ^{195m}Pt, причём высокий выход Оже-электронов ^{195m}Pt (33 электрона на распад) в комбинации с мягким γ -излучением (98,9 кэВ, 11,4 %) делает этот радионуклид подходящим для тераностики.

Основными методами получения ^{195m}Pt являются облучение обогащённого ¹⁹⁴Pt в ядерном реакторе и облучение обогащённого ¹⁹²Os α -частицами. Сечение реакции ¹⁹⁴Pt(n, γ)^{195m}Pt составляет 0,09 бн и приводит к продукту с носителем и, следовательно, с низкой удельной активностью. Реакция ¹⁹²Os(α ,n)^{195m}Pt обеспечивает удельную активность на два порядка выше, чем в реакторе, но выход и сечение 3,7 мбн намного ниже. Известные методы получения не могут обеспечить достаточную удельную активность для использования в радионуклидной терапии, поэтому целесообразно продолжать исследования путей получения ^{195m}Pt.

В данной работе рассматриваются два перспективных подхода: облучение обогащённого ¹⁹³Ir нейтронами и фотоядерный метод получения. Первый подход заключается в облучении иридия по реакции 193 Ir(n, γ) 194 Ir(n, γ) 195m Ir β - \rightarrow 195m Pt. Чтобы сделать вывод о перспективах этого метода, нужно знать сечения всех участвующих реакций. Поэтому целью данной работы было определение ранее неизвестных параметров реакции 194 Ir(n, γ) 195m Ir. Две мишени из обогащенного иридия с оболочкой из кадмия и без нее соответственно облучались в течение 17 суток на реакторе ИБР-2 (ОИЯИ, Дубна). Большой радиационный фон не позволяет определить выходы образующихся радионуклидов, и для измерения целевого радионуклида нами был предложен радиохимический способ выделения ^{195m}Pt из облучённой мишени Ir. Мишени перерабатывались отдельно, процедура включала электрохимическое растворение с последующим разделением платины без носителя от макроколичеств иридия с помощью экстракционной хроматографии на смоле TEVA. Затем на основе радиоактивности ^{195m}Pt в обеих мишенях и использования метода Cd разности для отделения эффекта резонансных нейтронов от эффекта тепловых нейтронов мы обнаружили, что образование целевого радионуклида на тепловых нейтронов пренебрежимо мало, и впервые оценили сечение на резонансных нейтронов реакции $^{194}Ir(n,\gamma)^{195m}Ir$, которое составило 2940 б. Второй подход фотоядерного получения ^{195m}Pt заключался в облучении смеси цисплатина и криптомелана на микротроне МТ-25 в ЛЯР ОИЯИ. Криптомелан служил сборником ядер отдачи, более высокая удельная активность была достигнута за счет эффекта Сцилларда-Чалмерса.

ОКСИДЫ УРАНА С РАЗЛИЧНЫМИ СТЕПЕНЯМИ ОКИСЛЕНИЯ УРАНА КАК МОДЕЛИ «ГОРЯЧИХ» ЧАСТИЦ

Т.Р. Полякова¹, И.Э. Власова¹, Ю.М. Неволин^{2,1}, А.Л. Тригуб³, А.А. Аверин², К.О. Квашнина¹, Д.А. Новичков¹

¹Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, химический факультет, Москва, Россия, ²Институт физической химии и электрохимии имени А.Н. Фрумкина РАН ³НИЦ «Курчатовский институт», ККСНИ

E-mail: pt9160399501@gmail.com

Одной из основных долгосрочных опасностей для человека при последствии ядерных аварий и радиоактивных выбросов различного масштаба (от ядерных взрывов до аварий на атомных электростанциях и использования обедненного урана в боеприпасах) являются так называемые «горячие» частицы - в значительной степени радиоактивные микронные и субмикронные частицы. Воздействие на здоровье таких частиц, которые могут попадать в дыхательную или пищеварительную систему, зависит от радиоактивности частицы, ее состава и видового состава. Реальные «горячие» частицы урана не просто исследовать в лабораторных условиях из-за сложности их поиска в почве и содержания в них большого количества продуктов деления и активации. Поэтому лучший способ изучить их поведение в различных условиях - синтезировать оксидные модели «горячих» частиц.



Рис. 1 Рамановские спектры и спектры рентгеновской адсорбции (L3 край урана) для оксидов урана

С использованием различных технологий синтезированы серии оксидов урана со следующими брутто-формулами: $UO_{2,05}$, $UO_{2,10}$, $UO_{2,15}$, $UO_{2,20}$, U_4O_9 , U_3O_8 , UO_3 . Образцы UO_{2+x} были синтезированы термогравиметрическим методом контроля концентрации кислорода, в том числе и для образца стехиометричного диоксида урана. U_4O_9 синтезировали в запаянной ампуле из стехиометрической смеси UO_2 и U_3O_8 . Рентгеновская дифракция подтвердила фазы этих оксидов, а рамановская спектроскопия показала довольно большие различия между ними (см. Рис. 1). С увеличением степени

окисления урана интенсивность пика 1150 уменьшается. Оксид UO_{2,2} уже не имеет этого пика. Стехиометрический диоксид имеет пики только при 455 см⁻¹ и 1150 см⁻¹. Остальные пики отсутствуют, что свидетельствует о высокой кристалличности образца. Для образца UO_{2,05} и всего окисленного диоксида появляется пик при 560 см⁻¹, который сливается с появляющимся пиком при 620 с увеличением степени окисления урана, и доля 620 постепенно увеличивается в спектре (по ширине на полувысоте и высоте пика) до U4O₉, который не имеет пика при 560 см⁻¹. С увеличением степени окисления от UO₂ до U4O₉, ширина на полувысоте пиков T_{2g} (445 см⁻¹) и 2LO (1150 см⁻¹) увеличивается, а также пика, возникшего в результате слияния 560 см⁻¹ и 620 см⁻¹. Спектроскопия рентгеновской адсорбции (XANES) доказала медленное окисление урана от UO₂ до UO₃. Даже без высокого разрешения наблюдался небольшой сдвиг в сторону более высокой энергии белой линии на графиках более окисленных образцов (см. рис. 1).

Все оксиды были полностью охарактеризованы. Было доказано, что они могут являться моделями «горячих» частиц оксида урана, которые будут использоваться в следующих экспериментах по растворению в жидкостях человеческого тела и дождевой воде.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант № 19-73-20051) и Министерства образования и науки (грант № 075-15-2019-1891).

ДИПОЛЬНАЯ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ ДВАЖДЫ МАГИЧЕСКИХ ЯДЕР

Солонович Н.Е.^{1,2}

¹ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия; ² Государственный университет «Дубна», Дубна, Россия

E-mail: nikitasolonovich402@gmail.com

Изучение ядерных гигантских резонансов уже давно является предметом обширных теоретических и экспериментальных исследований. Экспериментальные данные о гигантских резонансах позволяют определить фундаментальные свойства, связанные с ядерным взаимодействием в ядерной среде [1,2]. В частности, ожидается, что исследование гигантских дипольных резонансов (ГДР) предоставит информацию о члене энергии симметрии в уравнении состояния. Эта информация очень актуальна для моделирования нейтронных звезд. Область энергий, изучаемая в ГДР, также охватывает большую часть, относящуюся к определению ядерной электрической дипольной поляризуемости [3]. Поляризуемость является важной наблюдаемой величиной, поскольку ее можно измерить в конечных ядрах, и она дает важную информацию о толщине нейтронной «шубы».

Новые спектроскопические исследования ГДР в нейтронно-избыточных ядрах стимулируют развитие ядерных моделей. Одним из успешных инструментов для описания ГДР является приближение случайных фаз (ПСФ) с самосогласованным средним полем, полученным с использованием эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия Скирма [4]. В данной работе рассмотрены распределения силы *E*1 переходов в ⁴⁸Ca, ⁶⁸Ni и ²⁰⁸Pb. В этих ядрах вычислена ядерная электрическая дипольная поляризуемость. Проанализированы корреляции между электрической дипольной поляризуемостью и нейтронной «шубой». На основании полученных корреляций и имеющихся экспериментальных данных удается уточнить значение энергии симметрии [5].

1. D. Savran, T. Aumann, A. Zilges // Prog. Part. Nucl. Phys. 2013, V. 70. P. 210.

2. A. Bracco, E. Lanza, A. Tamii // Prog. Part. Nucl. Phys. 2019. V. 106. P. 360.

3. O. Bohigas, N.V. Giai, D. Vautherin // Phys. Lett. B. 1981. V. 102. P. 105.

4. N. Paar, D. Vretenar, E. Khan, G. Colò // Rep. Prog. Phys. 2007. V. 70. P. 691.

5. N.E. Solonovich, N.N. Arsenyev, A.P. Severyukhin // in preparation.

МОДЕЛИРОВАНИЕ КАСКАДНЫХ ПРОЦЕССОВ В ПОЛЯХ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Е. В. Грызлова¹, М. М. Попова^{1,2}, М. Д. Киселев^{1,2}, А. Н. Грум-Гржимайло¹

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына, Москва, Россия, ²Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: gryzlova@gmail.com

Источники синхротронного излучения (СИ) за последние десятилетия оказались незаменимы для широкого круга исследователей, работающих в различных областях науки и технологии: от археологии до космической промышленности. Например, СИ применяется для исследования свойств материалов, их структуры, химического состава и радиационной устойчивости, что необходимо для проектирования высокотехнологических систем; для изучения структуры сложных молекул, что представляет серьезный, как практический, так и теоретический интерес для молекулярной биологии и высокомолекулярной химии; высокая мощность СИ позволяет изучать различные труднонаблюдаемые процессы на атомном уровне.

СИ является поляризованным, и это необходимо учитывать для правильного описания его взаимодействия с веществом. Ранее [1] нами были разработаны теория и соответствующее программное обеспечение, позволяющее моделировать каскадные процессы на основе численного решения уравнений заселенности различных состояний (например, различных зарядовых состояний иона). Модель была успешно апробирована для расчета фотоэлектронных и ионных спектров, образующихся при каскадной ионизации атома криптона. Однако этот подход не позволял учесть поляризацию излучения. Простейший (и наиболее эффективный для машинного счета) способ ее учета — перейти к использованию формализма статистических тензоров [2]. Тогда уравнения для временной эволюции различных компонент статистического тензора ρ_{k_i} будут следующими:

$$d\rho_{k_{i}} = \sum_{k_{0}} B[k_{0}, k_{i}]\rho_{k_{0}} - \sum_{k_{i}, k_{i}', k_{i}''} (-1)^{k_{i}+k_{i}''} B[k_{i}', 0] \, \hat{k_{i}} \hat{k_{i}'}(k_{i}0k_{i}'0|k_{i}''0) \hat{f_{i}} \begin{cases} k_{i} & k_{i}' & k_{i}'' \\ J_{i} & J_{i} & J_{i} \end{cases} \rho_{k_{i}''},$$

где ρ_0 нормирован на заселенность состояния, $\hat{a} = \sqrt{2a+1}$, и введены стандартные обозначения для коэффициента Клебша-Гордана и бj-символа Вигнера.



Рис. 1. Зарядовые и электронные спектры при каскадной ионизации криптона фотонами с энергией ω = 80 eV и флюенсом 1000 фотонов/Å² для линейно поляризованного и неполяризованного излучения: а) число ионов Krⁿ⁺; б) электронные спектры.

Как видно из рис.1, учет поляризации излучения заметным образом сказался на электронных и зарядовых спектрах криптона. Как показали проведенные нами расчеты (матричные элементы дипольных переходов рассчитывались методом R-матрицы в приближении LS-связи), на спектр зарядовых состояний ионов поляризация излучения может повлиять лишь количественно, но фотоэлектронные спектры должны довольно сильно отличаться при ионизации неполяризованным и линейно поляризованным Определенная излучением. поляризация излучения приводит К появлению дополнительных правил отбора для дипольных переходов, поэтому некоторые фотоэлектронные линии, интенсивные при ионизации неполяризованным излучением, оказываются сильно подавлены или отсутствуют при ионизации излучением, поляризованным линейно.

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

- 1. E.V. Gryzlova, M.D. Kiselev, M.M. Popova, A.A. Zubekhin, G. Sansone, A.N. Grum-Grzhimailo // MDPI Atoms, 2020, 8, 80.
- 2. V.V. Balashov, A.N. Grum-Grzhimailo. Polarization and Correlation Phenomena in Atomic Collisions. A Practical Theory Course. NY.: Kluwer Academic / Plenum Publishers, 2000

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ СОСТОЯНИЯ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ В ПОЛЕ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МЕТОДАМИ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Е. В. Грызлова¹, М. М. Попова^{1,2}, М. Д. Киселев^{1,2}, С. Н. Юдин¹, А. Н. Грум-Гржимайло¹

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия, ²Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: gryzlova@gmail.com

При взаимодействии электромагнитного излучения синхротронных источников с веществом запускается цепочка актов последовательного поглощения фотонов, как правило, приводящая к ионизации, сопровождающейся оже- и радиационными распадами. При этом результат зависит не только от спектроскопических свойств исследуемой системы, но и от параметров излучения, в первую очередь от интенсивности и длительности. Динамическая конкуренция различных процессов может приводить к появлению довольно экзотических состояний.

Для исследования изменения состояния облучаемого объекта в поле мы развиваем подход, основанный на численном решении уравнений заселенности с матричными элементами переходов, получаемых из хорошо известных программных комплексов для расчета атомных структур: МСНF и R-матрицы [1,2]. Для верификации используется сопоставление с результатами расчетов в низшем необходимом порядке теории возмущений. При этом особую сложность представляют собой процессы, происходящие при частотах излучения, близких к порогу какого либо процесса: (а) в области порогов вероятности процессов сильно меняются и (б) состояния квантовой системы в поле сдвигаются, и в области порогов это проявляется наиболее существенно.

Для тестирования мы выбрали атом неона, находящийся в комбинированном поле инфракрасного лазера, настроенного на частоты 1007 и 1019 нм и длительностью 10 и 20 фс соответственно, и кратных ему высокочастотных гармоник, энергия которых соответствует характерным энергиям синхротронного излучения, и провели численное моделирование заселенностей различных состояний непрерывного и дискретного спектров. Как видно из Рис. 1, изменение длительности импульса закономерно приводит к изменению ширины фотоэлектронных линий, а небольшое (порядка 10 нм или 0.2 эВ) изменение частоты инфракрасного лазера слабо влияет на спектр фотоэлектронов в области энергий > 1 эВ, но существенно модифицирует его в припороговой области.



Рис. 1. Спектр атома неона в комбинированном поле оптического лазера и кратных ему высокочастотных гармоник для двух частот последнего.

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

- 1. O. Zatsarinny// B-spline atomic R-matrix codes. Computer Physics Communications 2006, 174, 273–356.
- 2. C.F. Fischer, T. Brage, P. Johnsson. Computational Atomic Structure. An MCHF Approach IOP Publishing/ Bristol, 1997.

ФОТОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ НА ИЗОТОПЕ ⁵⁹СО

А.В. Дружинина¹, О. Альбагдади¹, Н. Ю. Фурсова^{1,2}, С. С. Белышев^{1,2}, В. В. Ханкин^{1,2}, А. А. Кузнецов^{1,2}

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия, ²Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына, Москва, Россия

E-mail: alexdruzhinina@gmail.com

В НИИЯФ МГУ был проведен эксперимент с целью получить оценку сечений фотонейтронных реакций различной множественности на кобальте ⁵⁹Со, который планируется использовать в дальнейшем как мишень-монитор. В ходе эксперимента исследуемая мишень из кобальта облучалась в потоке тормозных фотонов, полученным от электронного пучка ускорителя PM-55 с максимальной энергией электронов E_m =55 МэВ. Тормозная мишень для конвертации электронного пучка в пучок тормозных фотонов сделана из вольфрама толщиной 1 мм. Сразу за ней располагалась мишень из фольги Со толщиной 0.1 мм, размером 10*11 мм., массой 0.10645 +/- 0.00005 г. Вплотную к исследуемой мишени располагалась мишень из меди Сu естественного изотопного состава, используемая в качестве монитора. Масса медной мишени 0.10820 +/- 0.00005 г. Время облучения 1 час. Время облучения и толщина тормозной мишени выбирались исходя из периодов полураспада основных продуктов реакции. Во время облучения с помощью цилиндра Фарадея, расположенного за сборкой, измерялся ток электронов ускорителя.

Спектры остаточной активности (рис. 1) для образца Со измерялись с помощью германиевого детектора на расстоянии 5 (2 месяца) и 10 см (2 часа) от мишени для более точного расчета активности всех изотопов, а для Си на расстоянии 5 см в течении часа. С помощью пакета GEANT4 [1] была рассчитана эффективность регистрации частицы германиевым детектором в зависимости от расстояния между детектором и изучаемым образцом и энергии частицы. Все линии спектра были идентифицированы, обработаны и получены выходы реакций.

Выходы реакций Y(E), рассчитывались по площадям фотопиков S в спектрах остаточной активности с учетом мертвого времени детектора и тока ускорителя во время облучения.

$$Y(E) = \frac{N_{10}}{e^{-\lambda t_1} * \int_0^{t_1} I(t) e^{\lambda t} dt}$$

где $N_{10} = \frac{S}{k(e^{-\lambda_1(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_1(t_3-t_1)})}$

 N_{10} — число ядер на момент окончания облучения, λ — постоянная распада, I(t) — ток ускорителя, t_1 — время облучения, t_2 — время начала измерения спектра, t_3 — время окончания измерения спектра. Результаты представлены в таблице 1.



Рис. 1. Спектры остаточной активности облученной мишени из Со через 2.5 мин (а) и через 1 мес (б) после окончания облучения (сверху вниз). Продолжительность измерений спектров составляла 2 часа (расстояние между мишенью и детектором 10 см) и 3 дня (расстояние между мишенью и детектором 5 см) соответственно.

Таблица 1. Изотопы, полученные в результате эксперимента.
$\Gamma_{1/2}$ - период полураспада, E_γ - энергии максимумов в спектре остаточной активности, Y - выходы
соответствующих изотопов на один электрон, падающий на тормозную мишень

Изотоп	T _{1/2}	E _γ ,κэB (Ι _γ , %)	Y, e^{-1}
⁵⁸ Co	70.86 дн.	810.775 (99), 863.959 (0.6), 1674.730 (0.5)	$(6.59 \pm 0.04)^* 10^{-2}$
^{58m} Co	9.04 ч	24.889 (0.0389)	$(1.65 \pm 0.01)^* 10^{-4}$
⁵⁷ Co	271.74 дн.	14.41 (9), 122.06 (85.6), 136.47 (10.68), 230.29 (0.0004), 339.54 (0.0139), 352.36 (0.0132), 366.75 (0.0013), 569.92 (0.017), 692.03 (0.157), 706.40 (0.0253)	$(1.399 \pm 0.001)^* 10^{-2}$
⁵⁶ Co	77.233 дн.	733.511 (0.200), 787.742 (0.310), 846.77 (100), 977.373 (1.439), 1037.84 (13.99), 1771.351 (15.69), 2015.181 (3.08), 2034.755 (7.88), 2598.46 (17.28), 3009.596 (1.049), 3201.962 (3.24), 3253.416 (7.93), 3272.990 (1.889)	(3.71 ± 0.05)*10 ⁻⁴
⁵⁶ Mn	2.5789 ч	846 (98.9), 1810 (27.2), 2113 (14.3), 2657.45 (0.653), 2959.77 (0.306), 3369.60 (0.168)	$(6.15 \pm 0.03)^{*}10^{-5}$
Для сравнения результатов, полученных в разных экспериментах, необходимо ввести универсальную величину выхода реакции, не зависящую от толщины тормозной мишени, которая определяет спектр фотонов, и геометрии эксперимента. Предполагая, что спектры фотонов подобны и отличаются только числом фотонов, можно ввести нормировку на спектр тормозных фотонов, генерируемых тормозной мишенью. Тогда введем понятие среднего сечения реакции, взвешенного по тормозному спектру с максимальной энергией

$$\langle 6 \rangle = \frac{\int_{E_{thr}}^{E_m} 6(E) \times W(E, E_m) dE}{\int_{E_{thr}}^{E_m} W(E, E_m) dE}$$

где W(E,E) - плотность распределения числа тормозных фотонов по энергии на один электрон пучка ускорителя. Средние сечения для реакций (ү,n) (ү,2n) составили 36.9 и 13.9 мБарн соответственно.

1. Geant4 Collaboration. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 506 (2003), pp. 250-303

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ ²³⁸U(γ,F) И ²³⁸U(γ,n)

О. Альбагдади¹, Н. В. Иванова^{1,2}, Н. Ю. Фурсова^{1,2}, С. С. Белышев^{1,2}, В. В. Ханкин^{1,2}, А. А. Кузнецов^{1,2}

¹Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия, ²Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

E-mail: oalbaghdadi890@gmail.com

Ядерные данные о взаимодействии гамма-квантов с тяжелыми ядрами необходимо для решения большого числа прикладных и фундаментальных задач. Сечения фотонейтронных реакций и реакции фотоделения используются при разработке нейтронных источников для подкритичных систем. Кроме этого, при работе подкритичных систем образуется большое число гамма-квантов, которые взаимодействуют с делящимся материалом. Данные о фотоделении и фотонейтронных реакциях необходимы для разработки систем трансмутации ядерных отходов, создания пучков радиоактивных ядер, получения экзотических ядер (высокоспиновых изомеров, сильнонейтроноизбыточных ядер, сильнодеформированных ядер). Также эти данные используются при расчетах распространенности нейтроноизбыточных ядер, образующихся в результате взрыва сверхновых. В последнее время активно проводятся исследования альтернативных способов наработки медицинских изотопов, традиционно получаемых на реакторах. В частности, предлагается использование фотоядерных реакций и реакции фотоделения. Новые ядерные данные необходимы также для изучения структуры атомных ядер и проверки предположений о барьере деления.

В работе выполнен анализ, полученных нами ранее данных о выходах осколков фотоделения ²³⁸U, находящихся в конце цепочки распадов ядер-изобар, под действием тормозного гамма-излучения при энергии электронов ускорителя 19.5, 29.1, 48.3 и 67.7 МэВ [1-4] и новых данных по абсолютным выходам фотоядерных реакций при энергии электронов ускорителя 55 МэВ. Было выполнено сравнение с сечениями фотонейтронной реакции и реакции фотоделения, полученных ранее на квазимонохроматических пучках фотонов и с теоретическими сечениями, полученными с помощью расчета по программе TALYS.

В результате активационного эксперимента на тормозном пучке *γ* -квантов измеряется выход фотоядерных реакций:

$$Y = M \int_{E_{\text{nopor}}}^{E^m} W(E^m, E) \sigma(E) dE, \qquad (1)$$

где М – поверхностная концентрация ядер мишени, $W(E^m, E)dE$ - число γ -квантов в интервале энергий dE на один электрон ускорителя, попавшего на тормозную мишень, $\sigma(E)$ - сечение исследуемой фотоядерной реакции, E - энергия γ -квантов тормозного излучения, E^m - кинетическая энергия электронов, падающих на тормозную мишень, $E_{\text{порог}}$ - пороговая энергия исследуемой реакции.

Экспериментальные выходы фотоядерных реакций рассчитывались по следующей формуле:

$$Y_{_{3KC\Pi}} = \frac{S}{Ck(e^{-\lambda(t_2-t_1)} - e^{-\lambda(t_2-t_1)})},$$
(2)

где S - площадь фотопика в спектрах остаточной активности, соответствующего γ -переходу при распаде конечного ядра за время измерения, t_1 - время облучения; t_2 - время начала измерения, t_3 - время окончания измерения; λ - постоянная распада; k - коэффициент, равный произведению эффективности детектора, коэффициента каскадного суммирования и квантового выхода γ -кванта при γ -переходах, C - коэффициент, учитывающий изменение тока ускорителя I(t) во время облучения

$$C = \int_{0}^{t_1} I(t) e^{\lambda t_1} dt$$

Абсолютные выходы реакции (γ ,1n) ($Y(^{238}U(\gamma,1n))$) и фотоделения ($Y(^{238}U(\gamma,F))$) и

отношение выходов $\frac{Y(^{238}U(\gamma,F))}{Y(^{238}U(\gamma,1n))}$, полученные в настоящей работе в сравнении с результатами работ в Сакле [5], Ливерморе [6], оцененными сечениями [7] и расчетами по программе TALYS при энергии электронов ускорителя 55 МэВ приведены в таблице 1. В таблице 2 приведены отношения выходов $\frac{Y(^{238}U(\gamma,F))}{Y(^{238}U(\gamma,1n))}$, полученные в настоящей

работе в сравнении с оцененными сечениями [7] в зависимости от энергии электронов ускорителя.

Таблица 1. Абсолютные выходы реакции (γ ,1n) ($Y(^{238}U(\gamma,1n))$) и фотоделения ($Y(^{238}U(\gamma,F))$)

и отношение выходов $\frac{Y(^{238}U(\gamma, F))}{Y(^{238}U(\gamma, 1n))}$, полученные в настоящей работе в сравнении с результатами работ в Сакле [5], Ливерморе [6], оцененными сечениями [7] и расчетами по программе TALYS при энергии электронов ускорителя 55 МэВ.

	Наст. работа	[5]	[6]	[7]	TALYS
$Y(^{238}U(\gamma,1n))\cdot 10^{-6}, 1/e$	7.74 ± 0.37	6.83	8.40	6.74	9.98
$Y(^{238}U(\gamma,F))\cdot 10^{-6}, 1/e$	5.63 ± 0.30	4.38	5.37	5.41	4.06
$\frac{Y(^{238}U(\gamma,F))}{Y(^{238}U(\gamma,1n))}, om H e \partial$	0.727 ±0.050	0.641	0.639	0.803	0.481

Таблица 2. Отношение выходов $\frac{Y(^{238}U(\gamma, F))}{Y(^{238}U(\gamma, 1n))}$, полученные в настоящей работе в сравнении с оцененными сечениями [7] в зависимости от энергии электронов ускорителя.

Е _е , МэВ	Наст. работа.	[7]
19.5	0.547 ± 0.034	0.583
29.1	0.748 ± 0.046	0.743
48.3	0.724 ± 0.046	0.789
55	0.727 ± 0.050	0.803
67.7	0.838 ± 0.047	0.836

Если сравнивать отношение выходов реакции фотоделения и фотонейтронной

реакции $\frac{Y(^{238}U(\gamma,F))}{Y(^{238}U(\gamma,1n))}$, можно заметить, что в Сакле и Ливерморе получилось примерно

одинаковое значение, достаточно хорошо совпадающее с полученным нами. Это говорит о том, что используемые методики разделения нейтронов по множественности в обеих лабораториях в экспериментах на ²³⁸U одинаково хорошо позволяют разделять вклады от реакции с вылетом одного и трех нейтронов (реакция фотоделения). Отношения оцененных сечений, полученные в работе [3] также достаточно хорошо согласуются с нашими данными.

- 1. Б.С. Ишханов, А.А. Кузнецов. Фоторасщепление ²³⁸U в области энергий гигантского дипольного резонанса // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. 2013, No. 1, 27.
- 2. Б.С. Ишханов, А.А. Кузнецов. Массовое распределение осколков фотоделения 238U // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон.2013, No. 4, 15.
- 3. Б.С. Ишханов, А.А. Кузнецов. Фотоделение ²³⁸U в области энергий гигантского дипольного резонанса // ЯФ 2014, Т. 77, 871.
- 4. S.S. Belyshev, B.S. Ishkhanov, A.A. Kuznetsov, K.A.Stopani. Mass yield distributions and fission modes in photofission of ²³⁸U below 20 MeV // Phys. Rev. C 2015. V. 91, 034603.
- 5. A. Veyssiere, H. Beil, R. Bergere et al // A study of the photofission and photoneutron processes in the giant dipole resonance of ²³²Th ²³⁸U and ²³⁷Np. Nucl Phys A 1973, 199, 45-64.
- 6. J. T. Caldwell, E. J. Dowdy, B. L. Berman, R. A. Alvarez, P. Meyer // Giant resonance for the actinide nuclei: Photoneutron and photofission cross sections for ²³⁵U, ²³⁶U, ²³⁸U, and ²³²Th. Phys Rev C 1981, 21, 1215-1231.
- 7. V.V. Varlamov, N. N. Peskov, D. S. Rudenko, M.E. Stepanov // Photoneutron reaction cross sections in experiments with beams of quasimonoenergetic annihilation photons. Vop. At.Nauki I Tekn. Ser. Yadernye Konstanty 2003, Issue.1-2, 48; V.V. Varlamov, N. N. Peskov Evaluation of (γ, Xn) , (γ, Sn) , (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, and (γ, f) reactions cross sections for actinides nuclei ²³²Th, ²³⁸U, ²³⁷Np, and ²³⁹Pu: consistency between data obtained using quasimonoenergetic annihilation and bremsstrahlung photons. Moscow State Univ.Inst.Phys.Reports, 2007, No.2007-8/829

СОДЕРЖАНИЕ

Д. С. Жуляева, С. В. Сидоров. Исследование спектров низколежащих состояний изотопов никеля Ni(70-76)
А. С. Корнилова, Д. Е. Ланской, С. В. Сидоров, Т. Ю. Третьякова. Связано ли гиперядро C(9, \Lambda)?
Д. А. Товмасян, А.А. Логинова, А.П. Черняев. Исследование потока фотонного излучения со встроенных детекторов аппарата ТОМОТНЕВАРУ в зависимости от примененных смещений
<i>А.Д. Никитченко, В.С. Ипатова, У.А. Близнюк, П.Ю. Борщеговская, А.П. Черняев.</i> Сравнение эффективности различных способов восстановления спектров пучков электронов по глубинным дозовым распределениям
<i>М.В. Желтоножская, В.А. Желтоножский, П.Д. Ремизов, А.П. Черняев.</i> Исследование фотоядерных реакций с испусканием заряженных частиц для производства Zr(89)11
<i>Н.Ю. Милованов, И.Д. Дашков.</i> Угловые распределения рассеянных на углероде нейтронов с энергией 14.1 МЭВ
У.А. Близнюк, П.Ю. Борщеговская, Т.А. Болотник, В.С. Ипатова, А.Д. Никитченко, И.А. Родин, О.Ю. Хмелевский, А.П. Черняев, О.В. Шинкарев, Д.С. Юров. Воздействие ускоренных электронов с энергией 1 МэВ на летучие органические соединения в мясе индейки и семги
<i>И.И. Данилина, Н.А. Антипина.</i> Оценка прецизионности стереотаксического облучения спинальных патологий
<i>И.П. Малашин.</i> Изменения структуры поверхности стекла К-208 при облучении протонами средних энергий
А.А. Соловых, А.А. Сычева, Е.Н. Воронина. Удаление метильных групп с поверхности LOW-К диэлектриков ионами Ar и Xe низкой энергии
<i>М.А. Мочалова, Е.Н. Лыкова.</i> Исследование возможности использования Cs(132) для целей брахитерапии
М.В. Желтоножская, В.Н. Яценко, П.Д. Ремизов, Е.Н. Лыкова, М.В. Ленивкин, О.В. Яценко, А.П. Черняев. Исследование активации легких элементов в крови при облучении на линейном медицинском ускорителе с энергией пучка 20 МэВ
<i>А.О. Хуцистова, В.В. Розанов, И.В. Матвейчук, А.П. Черняев.</i> Радиационное воздействие на биоимплантаты. Модельное рассмотрение
<i>И.Б. Винтайкин.</i> Расчетно-экспериментальные исследования потери массы полимерного материала под действием ультрафиолетового излучения в вакууме
В.В. Негребецкий, Е.В. Владимирова, М.В. Симонов, К.А. Стопани, Т.Ю. Третьякова. Чувствительность канонической модели г-процесса к неточностям определения ядерных параметров
<i>С.А. Михеев, Д.Е. Ланской, Т.Ю. Третьякова.</i> Массы и радиусы нейтронных звёзд в приближении Скирма

А.А. Кривецкая, Д.А. Товмасян, А.А. Логинова. Введение в эксплуатацию системы независимого расчета мониторных единиц для верификации планов лучевой терапии
<i>М.Д. Хоменко, Ф.Х. Мирзаде.</i> Оптимизация микроструктурных свойств в лазерном аддитивном производстве сложных деталей
<i>А.В. Попова, А.О. Лисовская, А.А. Логинова.</i> Исследование методов регистрации изображений и их совмещения для применения в лучевой терапии
И.В. Росляков, Д.С. Кошкодаев, А.П. Чумаков, А.А. Елисеев, О. Коновалов, А. Петухов, К.С. Напольский. Малоугловая дифракция рентгеновского излучения в исследовании упорядоченных пористых структур на примере анодного оксида алюминия
У.А. Близнюк, П.Ю. Борщеговская, Т.А. Болотник, В.С. Ипатова, И.А. Родин, О.В. Шинкарев, О.Ю. Хмелевский, Д.С. Юров. Мониторинг изменения химических показателей продуктов мясного происхождения после воздействия ионизирующим излучением
Н.С. Чуликова, А.А. Малюга, У.А. Близнюк, А.П. Черняев, П.Ю. Борщеговская, С.А. Золотов, А.Д. Никитченко, Я.В. Зубрицкая, Д.С. Юров. Влияние низкоэнергетичного электронного излучения на фенологию и микрофлору картофеля
<i>М.В. Симонов, А.В. Карпов, Т.Ю. Третьякова.</i> Уточнение параметров нуклонных плотностей и расчет потенциала в диабатических столкновениях тяжелых ионов
<i>И.А. Мостаков, М.В. Симонов, Е.В. Владимирова, Т.Ю. Третьякова.</i> Применение локальных массовых соотношений для оценки энергии связи и характеристик альфа-распада ядер с Z до 118
<i>И.А. Калинин, И.В. Росляков, К.С. Напольский.</i> Разработка тонкопленочных микронагревателей для создания сенсоров водорода нового поколения
<i>Н.А. Антипина, Е.Н. Лыкова, О.А. Милош.</i> Сравнительный анализ математических моделей вероятности осложнений нормальных тканей
С.А. Золотов, У.А. Близнюк, Ф.Р. Студеникин, А.П. Черняев. Повышение однородности распределения поглощённой дозы по объёму объектов сферической формы при радиационной обработке электронами
С.В. Худяков, О.В. Галлямова. Влияние геометрических параметров структуры осесимметричных двухсекционных дифракционных генераторов на устойчивость работы в режиме генерации
<i>А.И. Насакин, С.А. Михеев, Д.Е. Ланской, Т.Ю. Третьякова.</i> Расчет приливной деформируемости нейтронных звезд
П.Ф. Васильева, И.Д. Дашков, Н.А. Федоров. Исследование структуры стабильных изотопов серы и кремния на основе реакций срыва и подхвата
Г.Ю. Смирнов, А.П. Черняев, Е.Н. Лыкова. Исследование влияния фиксирующих устройств на распределение поглощенной дозы при лучевой терапии опухолей головы
<i>Е.А. Авдонин, А.А. Кузнецов, О. Альбагдади.</i> Зарядовые распределения для ядер-изобар при фотоделении ²³⁸ U
А.С. Комлев, Ю.А. Алехина, А.Акіуата, Т.Міуапада, Д.Ю. Карпенков, В.И. Зверев, Н.С. Перов. Корреляции между структурными и магнитными свойствами сплавов FeRhPd67

<i>Т.М. Костенко, А.А. Щербаков, С.А. Золотов, А.П. Черняев, Е.Н. Лыкова.</i> Моделирование головки медицинского ускорителя
В.А. Рожков, А.С. Жемчугов, А. Лейва, П.И. Смолянский. Малоракурсная система ОФЭКТ для доклинических исследований на лабораторных животных
<i>А.С. Землянский, Е.Н. Овчинникова.</i> Резонансная дифракция синхротронного излучения в дигидрофосфате калия KH ₂ PO ₄
<i>И.Р. Муллахметов</i> . Исследование радиационно-индуцированной проводимости при прыжковом механизме переноса носителей заряда в полистироле
<i>С.Ю. Толстиков.</i> Исследование и разработка безразрядной изоляции проводов космического применения
<i>А.А. Арапова</i> . Исследование спектров возбуждения скандий-иттриевых фосфатов, легированных ионами европия
Ф.Д. Федюнин, Д.А. Спасский, Е.В. Забелина, В.М Касимова, Н.С. Козлова, О.А. Бузанов. Определение ширины запрещенной зоны кристаллов Gd ₃ Al _x Ga _{5-x} O ₁₂ (x = 0,1,2,3)80
И.И. Агапов. Исследование электрофизических свойств модельного диэлектрика
В.А. Ашмарин. Лабораторная установка для экспериментального изучения снижения электропроводности диэлектрических материалов космической техники в условиях длительного воздействия вакуума
<i>А.М. Устюгов, К.А. Козловская.</i> Определение абсолютной конфигурации моноатомных хиральных кристаллов с помощью многоволновой дифракции рентгеновского излучения 85
А.О. Егоршин, И.П. Макарова, Е.В. Селезнева, В.А. Коморников, Е.Н. Овчинникова. Исследование кристаллов-суперпротоников Cs ₆ (SO ₄) ₃ (H ₂ PO ₄)
У.А. Близнюк, П.Ю. Борщеговская, Т.А. Болотник, В.С. Ипатова, А.Р. Мухамедшина, И.А. Родин, О.Ю. Хмелевский, А.П. Черняев, О.В. Шинкарев, Д.С. Юров. Идентификация изменений химических свойств продуктов питания в результате радиационной обработки89
Е.Д. Рубцова, И.А. Каменских, А. Котлов, М. Кирм, С. Кузнецов, С. Омельков, Д. Новиков, В. Ральченко. Композитный материал на основе алмаза с внедренными наночастицами YAG:Се для детектирования рентгеновского излучения91
Н.К. Тарабрина, К. Черненко, И.А. Каменских, А. Красников, А. Котлов, С. Омельков, Е.Д. Рубцова, Д.А. Спасский, А.Н. Васильев, Б. Заднепровский. Люминесцентные свойства концентрационной серии гибридных органо-неорганических перовскитов MAPb _x Hg _{1-x} Br ₃ 93
<i>Е.М. Шабалина, Н.Р. Крутяк, Д.А. Спасский, Д.В. Дейнеко.</i> Люминесцентные свойства фосфатов Na _{3.6} Y _{1.8} (PO ₄) ₃ , легированных ионами Eu ³⁺ или Tb ³⁺ 95
<i>Т.В. Плахова, П.А. Есипенко, Ю.А. Тетерин, Р.Д. Светогоров, А.Л. Тригуб, А.Ю. Романчук, К.О. Квашнина, С.Н. Калмыков.</i> Синтез фосфатов церия и тория и исследование их структуры
<i>Д.А. Бобылев, В.И. Шведунов.</i> На пути к промышленному датчику энергии потока заряженных частиц
В. Д. Жакетов, Ю. В. Никитенко, Ю. Н. Хайдуков, В.Л. Аксенов. Исследование сверхпроводимости и магнетизма на рефлектометре поляризованных нейтронов РЕМУР 99

<i>А.Д. Завильгельский, А.В. Назаров.</i> Моделирование распыления NiPd кластерными ионами Ar методом молекулярной динамики
В.С. Щукин, И.Ю. Комендо, Г.А. Досовицкий. Сцинтилляционные покрытия на основе GYAGG и ⁶ LiF для нейтронной радиографии102
<i>Н.Н. Андрианова, А.М. Борисов, А.В. Макунин, Е.С. Машкова, М.А. Овчинников, Е.А. Высотина.</i> Модифирование поверхности углеродных волокон высокодозным ионным облучением
П.В. Засимов, Л. Амидани, М. Ретеган, О. Вальтер, Р. Качуффо, К.О. Квашнина. Исследование электронной структуры тривалентных катионов лантаноидов в серии изоструктурных соединений с помощью комбинации HERFD-XANES и RIXS спектроскопии
<i>А.И. Давыдов, В.В. Варламов, В.Н. Орлин.</i> Систематические погрешности фотоядерных экспериментов для изотопов Pb и ядер As, I и Ta
<i>А.П. Евсеев, Е.А. Воробьева, Ю.В. Балакшин, А.В. Степанов, А.А. Шемухин.</i> Влияние ионного облучения на свойства поверхности массивов МУНТ
Д.О. Пешнина, Е.А. Воробьева, А.П. Евсеев, А.А. Татаринцев, А.А. Шемухин. Характеристики вторичной электронной эмиссии полимерных композитов, армированных углеродными нанотрубками, при облучении электронным пучком
В.А. Кобзев, Н.Г. Чеченин, К.А. Букунов, Е.А. Воробьева, А.В. Макунин. Синтез и исследование полимерных композитов, армированных углеродными нанотрубками
Ю.В. Балакшин, А.В. Назаров, А.П. Евсеев, Е.А. Воробьева, Д.К. Миннебаев, А.А. Шемухин. Дефектообразование в графене под действием ионного облучения
А.А. Татаринцев, Э.И. Рау, В.А. Киселевский. Зарядка диэлектрических материалов при облучении электронами с энергией 0.2–30 кэВ 117
<i>А.А. Татаринцев, Э.И. Рау, К.Ф. Миннебаев, Е.Ю. Зыкова.</i> Основные особенности зарядки диэлектрических материалов пучками ионов Ar ⁺ с энергией 1–10 кэВ
Д.С. Киреев, М.Е. Беляев, П.А. Пушко, С.М. Левенков, В.О. Ракитин, А.Е. Иешкин. Обработка поверхности материалов потоками ускоренных газовых кластерных ионов121
В.В. Дубов, О.А. Кучеров, Е.В. Гордиенко, П.В. Карпюк, Д.Е. Кузнецова, П.А. Волков, Г.А. Досовицкий, М.В. Коржик. Зависимость свойств сцинтилляционной керамики со структурой граната Gd _x Al ₂ Ga ₃ O ₁₂ от состава и микроструктуры
<i>Н.А. Федоров, Д.Н. Грозданов, И.Д. Дашков и коллаборация TANGRA</i> . Оценка чувствительности методики определения концентрации углерода в почве с помощью нейтрон-ядерных реакций
А.Д. Крот, И.Э. Власова, А.Л. Тригуб. Спектроскопия рентгеновского поглощения для определения физико-химических форм урана в загрязнённых грунтах АО «АЭХК»
<i>М.А. Борисов, В.И. Шведунов.</i> Новый вариант ускоряющей структуры для комплекса лучевой терапии
А.О. Полевик, Д.И. Насонова, В.Ю. Верченко, Е. Guilmeau, А.В. Шевельков. Кристаллическая структура и термоэлектрические свойства синтетических колюзитов130

Д.А. Новичков, А.Л. Тригуб, К.О. Квашнина. Современная рентгеновская спектроскопия XAS в лаборатории
<i>А.Ш. Мадумаров, Г.А. Божиков, Н.В. Аксенов.</i> Реакторный и фотоядерный методы наработки перспективного для тераностики оже-эмиттера ^{195m} Pt
<i>Т.Р. Полякова, И.Э. Власова, Ю.М. Неволин, А.Л. Тригуб, А.А. Аверин, К.О. Квашнина, Д.А. Новичков.</i> Оксиды урана с различными степенями окисления урана как модели «горячих» частиц
Н.Е. Солонович. Дипольная поляризуемость дважды магических ядер
<i>Е.В. Грызлова, М.М. Попова, М.Д. Киселев, А.Н. Грум-Гржимайло.</i> Моделирование каскадных процессов в полях синхротронного излучения
<i>Е.В. Грызлова, М.М. Попова, М.Д. Киселев, С.Н. Юдин, А.Н. Грум-Гржимайло.</i> Исследование эволюции состояния квантовых систем в поле синхротронного излучения методами численного моделирования
<i>А.В. Дружинина, О. Альбагдади, Н.Ю. Фурсова, С.С. Белышев, В.В. Ханкин, А.А. Кузнецов.</i> Фотоядерные реакции на изотопе ⁵⁹ Со
О. Альбагдади, Н.В. Иванова, Н.Ю. Фурсова, С.С. Белышев, В.В. Ханкин, А.А. Кузнецов. Экспериментальная оценка сечений реакций ²³⁸ U(γ,F) и ²³⁸ U(γ,n)