

## **Труды**

### **ХVIII МЕЖВУЗОВСКОЙ НАУЧНОЙ ШКОЛЫ МОЛОДЫХ СПЕЦИАЛИСТОВ "КОНЦЕНТРИРОВАННЫЕ ПОТОКИ ЭНЕРГИИ В КОСМИЧЕСКОЙ ТЕХНИКЕ ЭЛЕКТРОНИКЕ, ЭКОЛОГИИ И МЕДИЦИНЕ"**

4–5 декабря 2017 г.

Университетская книга

УДК 539.12.01(063)  
ББК 22.383  
Т 78

## Труды

XVIII Межвузовской научной школы молодых специалистов «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине». / Под ред. проф. Б.С. Ишханова и проф. Л.С. Новикова. – М.: Университетская книга, 2017. – 170 с.: табл., ил.

ISBN 978-5-91304-566-8

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.

Отпечатано в «ИД КДУ»

[www.kdu.ru](http://www.kdu.ru)

Печать цифровая. Тираж 70 экз. Бумага офсетная.

Ответственный за подготовку сборника к печати доцент Э.И. Кэбин

Работа поступила в ОНИ

© Московский государственный университет, 2017 г.

© НИИЯФ МГУ, 2017 г.

© ИД «КДУ»

ISBN 978-5-91304-566-8

# ОПИСАНИЕ КВАЗИЧАСТИЧНОЙ СТРУКТУРЫ СПЕКТРОВ ТЯЖЕЛЫХ И СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

М. Л. Маркова<sup>1</sup>, Т. Ю. Третьякова<sup>2</sup>, Т. М. Шнейдман<sup>3</sup>

<sup>1</sup> МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, кафедра общей ядерной физики;

<sup>2</sup> Научно исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцина, МГУ;

<sup>3</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Казанский Федеральный Университет;

E-mail: ml.markova@physics.msu.ru

## 1. Введение

Благодаря значительному усовершенствованию экспериментальных установок и повышению точности измерений, достаточно сложная теоретико-экспериментальная задача исследования тяжелых и сверхтяжелых ядер стала актуальной в последнее время. Одним из интереснейших объектов исследований в данной области являются изомерные состояния этих ядер, играющие особую роль в продвижении к острову стабильности, позволяя применить технику высокочувствительной спектроскопии для исследования переходов из этих состояний в основные и возбужденные состояния более легких ядер посредством  $\alpha$ -распада. Значительные времена жизни изомерных состояний по отношению к  $\alpha$ -переходам в основное состояние обусловлены, как правило, высокой степенью запрета данного перехода и/или малой энергией перехода. Для теоретического описания появления изомерных состояний в тяжелых деформированных ядрах необходимо учесть, что вращение приведет к смешиванию (за счет т.н. кориолисова взаимодействия) как возбужденных, так и основных состояний ядер по проекции  $K$  полного момента ядра  $J$  на ось симметрии [1]. Подобное смешивание может значительно повлиять на времена жизни изомерных состояний, поэтому корректный учет взаимодействия Кориолиса при описании квазичастичных спектров тяжелых и сверхтяжелых ядер оказывается важным при интерпретации экспериментальных данных.

Для учета данного взаимодействия при описании одноквазичастичной структуры удобными объектами оказываются цепочки изотонов четно-нечетных тяжелых и сверхтяжелых ядер, в частности цепочка с  $N = 149$ , включающая изотопы  $^{243}\text{Pu}$ ,  $^{245}\text{Cm}$ ,  $^{247}\text{Cf}$ ,  $^{249}\text{Fm}$ ,  $^{251}\text{No}$  и  $^{253}\text{Rf}$ . Изучение изотопа  $^{245}\text{Cm}$  было проведено на основе исследований  $\alpha$ -распада из  $^{249}\text{Cf}$  [2-3], тогда как  $^{247}\text{Cf}$  – по  $\alpha$ -распаду в более легкий изотоп  $^{243}\text{Cm}$  [4]. Для более тяжелых изотопов цепочки –  $^{249}\text{Fm}$  и  $^{251}\text{No}$  экспериментальные спектры были также получены при исследовании  $\alpha$ -распадов основных состояний  $^{253}\text{No}$  [5] и  $^{255}\text{Rf}$  [6] соответственно. Эксперимент указывает на появление долгоживущего изомерного состояния  $^{251m}\text{No}$  со спин-четностью  $1/2^+$  и временем жизни порядка 1,02 с [7], тогда как о появлении подобного состояния в  $^{253}\text{Rf}$  не представляется возможным судить, поскольку данные по этому изотопу крайне скудны. На протяжении всей цепочки время жизни состояния  $1/2^+$  изменяется в значительных пределах от десятых миллисекунд в  $^{245}\text{Cm}$  до секунд в  $^{251}\text{No}$ .

## 2. Модель деформированных ядер частица-плюс-ротор

Выбор нечетных изотопов с  $N=149$  для исследования одноквазичастичной структуры связан также с удобством представления этих ядер в виде жесткого ротора (или четно-четного ядерного кора) с нулевым полным моментом и отдельной частицы (нейтрона), момент  $J$  которой и будет определять полный угловой момент системы [8]. Тогда полный момент рассматриваемого ядра можно представить в виде:

$$\vec{I} = \vec{J}_{core} + \vec{J}_{particle} + \vec{R} = \vec{J} + \vec{R}, \quad (1)$$

где  $\vec{R}$  есть механический момент вращения ядра. При этом полный гамильтониан системы можно разбить на внутреннюю и коллективную составляющие, выделив в коллективной части отдельно вращательную компоненту и компоненту, ответственную за появление кориолисова взаимодействия:

$$H_{tot} = H_{intr} + H_{coll} = H_{intr} + H_{cor} + H_{rot}, \quad (2)$$

где добавка Кориолиса, выраженная через момент инерции  $\mathfrak{I}$  и лестничные операторы, есть:

$$H_{cor} = -\frac{1}{2\mathfrak{I}}(I_+J_- + I_-J_+). \quad (3)$$

Если представить полные волновые функции ядра с помощью комбинаций произведений внутренних волновых функций  $\Phi_K^{int}$  и  $|KLM\rangle$  компонент, представимых с помощью  $D$ -функций Вигнера от углов поворота Эйлера  $\Omega$ , по квантовому числу  $K$ :

$$|\Phi_{LM}^{int}\rangle = \sum_K \alpha_{MK}^I \Phi_K^{int} |KLM\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{8\pi^2}} \sum_K \alpha_{MK}^I \Phi_K^{int} D_{MK}^I(\Omega), \quad (4)$$

учет добавки Кориолиса приводит к смешиванию волновых функций ядра  $K$ , за счет изменения матричных элементов полного гамильтониана:

$$H_{KK} = \varepsilon_{SP}^I + \frac{1}{2\mathfrak{I}}(I(I+1) - K^2) - \frac{1}{2\mathfrak{I}}(-1)^{I+1/2}(I+1/2) \langle \Phi_{1/2}^{int} | J_+ | \Phi_{-1/2}^{int} \rangle, \quad (5)$$

в случае диагональных матричных элементов с  $K=1/2$ . Недиагональные матричные элементы с  $K_j = K_i + 1$ :

$$H_{K_i K_j} = -\frac{1}{2\mathfrak{I}} \left( \frac{1}{2} \sqrt{(I+K+1)(I-K)} \langle \Phi_K^{int} | J_+ | \Phi_{K+1}^{int} \rangle - \frac{1}{2} \sqrt{(I+K+1)(I-K)} \langle \Phi_{-K}^{int} | J_+ | \Phi_{-K-1}^{int} \rangle \right). \quad (6)$$

Величина  $a = -\langle \Phi_{1/2}^{int} | J_+ | \Phi_{-1/2}^{int} \rangle$  (параметр распаривания) определяет масштаб смешивания, а также направление смещений энергетических уровней.

## 3. Двухцентровая модель ядер

Для определения базиса волновых функций и набора одночастичных энергий  $\varepsilon_{SP}^I$  в данной работе была использована двухцентровая оболочечная модель (TCSHM), представляющая обобщение нильссоновской модели на

деформированные ядра, в которых можно выделить два отдельных фрагмента, что позволяет в частности достаточно легко описать процесс деления ядра [9]. Одночастичный гамильтониан данной модели можно представить в цилиндрических координатах в виде:

$$H_{TCSHM} = -\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V(\rho, z) + V_{LS}(r, p, s) + V_L(r, l), \quad (7)$$

где  $V(\rho, z)$  представляет собой комбинацию двух осцилляторных потенциалов со смещенными центрами  $z_1$  и  $z_2$ .

Для построения квазинейтронного спектров основных состояний исследуемых изотопов были найдены параметры деформаций, отвечающие минимумам оболочечной поправки к полной энергии связи ядер, почти совпадающие с дающими минимум полной энергии связи.

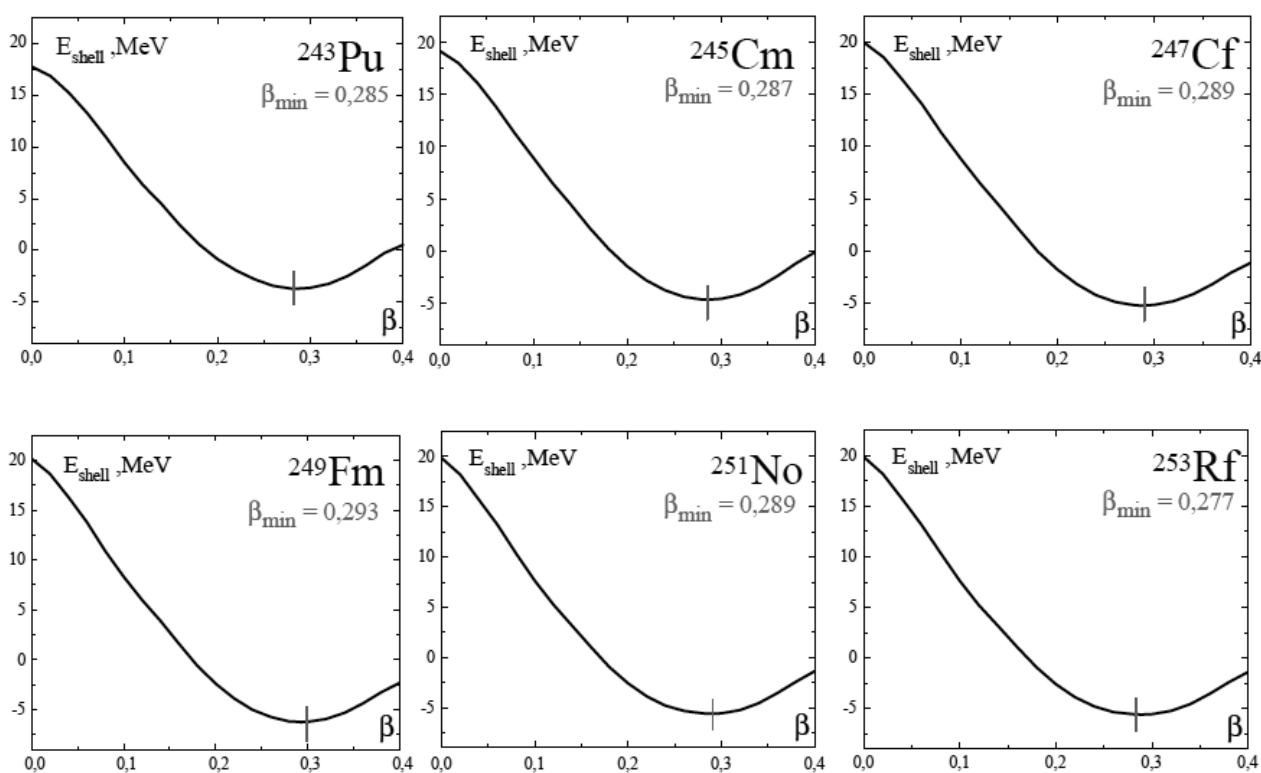


Рис. 1. Зависимости оболочечных поправок от параметров деформации для исследуемых изотопов  $^{243}\text{Pu}$ ,  $^{245}\text{Cm}$ ,  $^{247}\text{Cf}$ ,  $^{249}\text{Fm}$ ,  $^{251}\text{No}$  и  $^{253}\text{Rf}$ .

Полученные при данных значениях  $\beta_{\min}$  одночастичные спектры и наборы волновых функций были взяты за основу для дальнейшего учета кориолисова взаимодействия.

#### 4. Результаты

Несмотря на значительное перемешивание волновых функций, поправка на кориолисово взаимодействие не приводит к значительному изменению спектров энергий, лишь незначительно смещая уровень  $1/2^+$  вниз на величину

порядка десятка кэВ за счет положительных величин параметров развязывания (см. Таб.1). Учет же эффекта блокировки уровней приводит к значительному изменению спектра, смещая нижележащий по спектру TCSHM уровень  $5/2^+$  выше  $1/2^+$ , делая  $E2$  переход между ними невозможным. Таким образом, все  $1/2^+$  состояния у исследуемых изотопов становятся теоретически изомерными по отношению к этому переходу.

Таб. 1. Параметры развязывания для исследуемых изотопов .

$a = - \langle \Phi_{1/2}^{\text{int}}   J_+   \Phi_{-1/2}^{\text{int}} \rangle$					
$^{243}\text{Pu}$	$^{245}\text{Cm}$	$^{247}\text{Cf}$	$^{249}\text{Fm}$	$^{251}\text{No}$	$^{253}\text{Rf}$
1,685	1,683	1,682	1,679	1,682	1,689

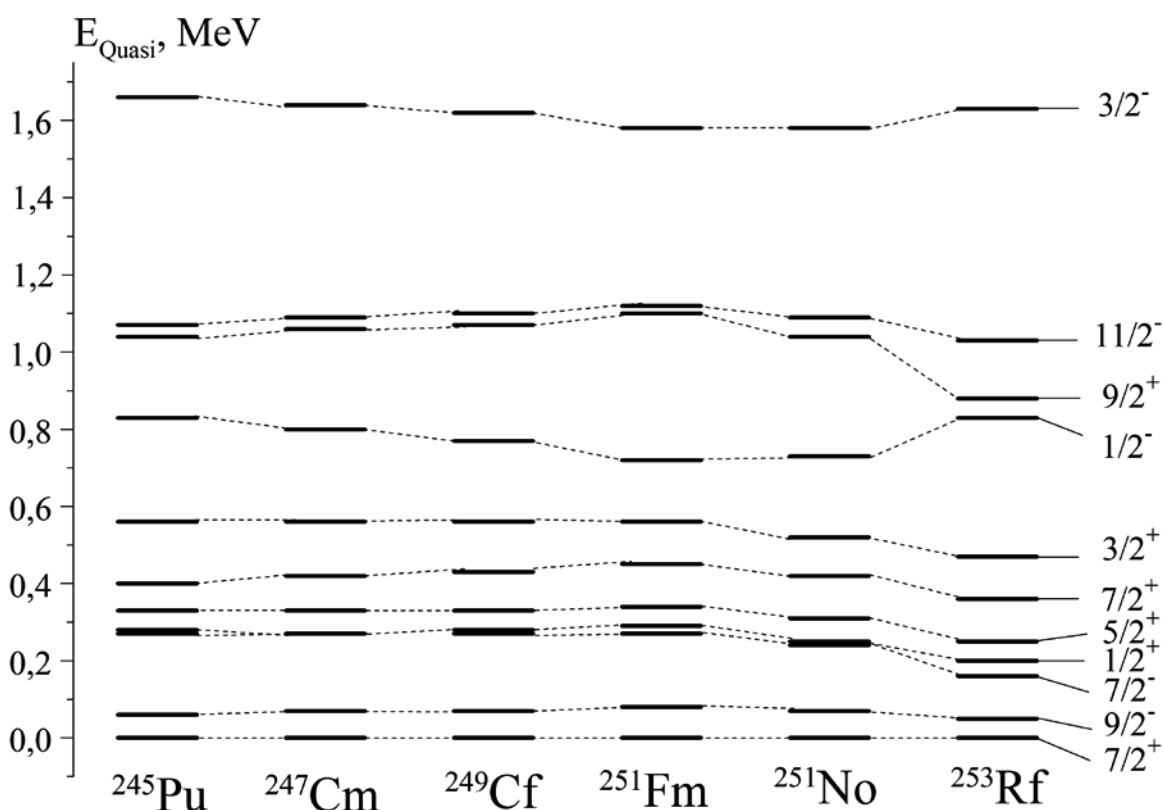


Рис. 2. Квазинейтронные спектры с учетом эффекта блокировки для изотопов  $^{243}\text{Pu}$ ,  $^{245}\text{Cm}$ ,  $^{247}\text{Cf}$ ,  $^{249}\text{Fm}$ ,  $^{251}\text{No}$  и  $^{253}\text{Rf}$ .

Время жизни уровня  $1/2^+$  по отношению к  $E2$  переходу с энергией  $\Delta E$  можно представить в виде [10]:

$$T = 1,223 \cdot 10^9 \Delta E \cdot B(E2). \quad (8)$$

Расчет  $B(E2)$  [11] приводит к следующим результатам: без учета взаимодействия Кориолиса и эффекта блокировки все состояния  $1/2^+$  живут достаточно малое время и за время порядка  $10^{-11}$ , посредством  $E2$  перехода распадаясь в состояние  $5/2^+$ . Подключение кориолисовой добавки к гамильтониану незначительно изменяет времена жизни за счет примесей

других состояний с тем же значением  $K$  и состояний с  $K + 1$ . Как только учет блокировки приводит к смещению  $5/2^+$  уровня выше  $1/2^+$ , единственным возможным переходом становится  $E2$  переход в примесное к основному состоянию  $7/2^+$  состояние с  $K = 5/2$ . Времена жизни при этом изменяются на несколько порядков, возрастая и все  $1/2^+$  состояния близкими к изомерным с наибольшим временем жизни для  $^{253}\text{Rf}$ .

Таб. 2. Рассчитанные в TCSHM с учетом и без учета кориолисова взаимодействия и блокировки значения времен жизни  $T$  для возбужденного состояния  $1/2^+$ .

$T(1/2^+)$ , с			
Изотоп	TCSHM	TCSHM+Кориолис	TCSHM+Кориолис+блокировка
$^{243}\text{Pu}$	$3,97 \cdot 10^{-11}$	$1,54 \cdot 10^{-9}$	$8,26 \cdot 10^{-6}$
$^{245}\text{Cm}$	$4,99 \cdot 10^{-11}$	$1,72 \cdot 10^{-9}$	$1,18 \cdot 10^{-5}$
$^{247}\text{Cf}$	$6,77 \cdot 10^{-11}$	$2,32 \cdot 10^{-9}$	$1,01 \cdot 10^{-5}$
$^{249}\text{Fm}$	$1,13 \cdot 10^{-10}$	$4,52 \cdot 10^{-9}$	$1,14 \cdot 10^{-5}$
$^{251}\text{No}$	$8,81 \cdot 10^{-11}$	$2,01 \cdot 10^{-9}$	$1,56 \cdot 10^{-5}$
$^{253}\text{Rf}$	$4,17 \cdot 10^{-11}$	$8,72 \cdot 10^{-10}$	$3,46 \cdot 10^{-5}$

Эксперимент, напротив, указывает на появление выделенного изомерного состояния только в  $^{251}\text{No}$ . Дальнейший учет связи одночастичных степеней свободы нечетной частицы с квадрупольными колебаниями поверхности ядра может также повлиять на соотношения теоретических времен жизни исследуемых изотопов.

1. F.G.Kondev, G. D. Dracoulis, T. Kibedi / Atomic Data and Nuclear Data Tables, 103-104, 50-105 (2015);
2. G.Ardison, et al., Radiochim. / Acta 78 15 (1997);
3. T.H.Braid, et al. / Phys. Rev. C 4, 247 (1971);
4. Y.A.Akovali / Nucl. Data Sheets 102, 515 (2004);
5. A.Lopez-Martens, et al. / Eur. Phys. J. A 32, 245 (2007);
6. F.P.Hessberger, et al. / Eur. Phys. J. A 30, 561 (2006);
7. R.-D.Herzberg, P. T. Greenlees / Progress in Particle and Nuclear Physics, 61, 674-720 (2008);
8. P.Ring, P.Schuck / The Nuclear Many-Body Problem, Vol.1, (Springer-Verlag, New-York Ink. 1995);
9. J.Maruhn, W.Greiner, / Z. Physik 251., p.431-457. (1972);
10. P.Ring, P.Schuck / The Nuclear Many-Body Problem, Vol.2, (Springer-Verlag, New-York Ink. 1995);
11. J.M.Eisenberg, W.Greiner / Nuclear Theory, Vol. 3, Microscopic Theory of the Nucleus, (Amsterdam, 1972);
12. Evaluated Nuclear Structure Data File. Brookhaven, National Nuclear Data Center.

# ИСТОЧНИКИ ФРАГМЕНТАЦИИ E1 РЕЗОНАНСА В ЯДРЕ $^{16}\text{O}$

Н.Г. Гончарова, Е.А. Куров

Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет

E-mail: n.g.goncharova@gmail.com; e.a.kurov@physics.msu.ru

Исследование структурных особенностей мультипольных гигантских резонансов (МГР) в реакциях фото- и электровозбуждения является важным направлением выявления природы возбужденных состояний атомных ядер. Поскольку наиболее детально исследованными высоковозбужденными состояниями ядер являются E1 резонансы, сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными о структуре гигантских дипольных резонансов продолжает оставаться наиболее критичным методом выявления сильных и слабых сторон теоретической модели. Микроскопический подход к проблеме структуры МГР предусматривает получение волновых функций возбужденных состояний и, на их основе, расчет эффективных сечений возбуждения и распада резонансного состояния. Среди микроскопических моделей атомных ядер многочастичная модель оболочек (ММО) является наиболее разработанной и широко применяемой. Этот метод описания возбужденных состояний ядер предложен в статье [1]. В этой работе было дано объяснение тому факту, что высокие максимумы в сечениях фотовозбуждения ядер («E1 резонансы») оказываются расположенными при энергиях на несколько МэВ более высоких, чем средняя энергия перехода нуклона в следующую оболочку. Выяснилось, что E1 резонанс возникает за счет т.н. «коллективизации» нескольких возможных («виртуальных»)  $1\hbar\omega$  переходов.

Впервые расчет в ММО был проведен для **E1** резонанса в ядре  $^{16}\text{O}$  [2]. Система т.н. «базисных» конфигураций – т.е. виртуальных переходов, испытывающих «коллективизацию», в этом случае была очень проста и состояла всего из пяти частично-дырочных конфигураций (что соответствует т.н. «предельной» модели оболочек (Extreme Single Particle Shell Model =ESPSM)

$$\left|1p_{3/2}^{-1}1d_{5/2} : 1^{-}\right\rangle, \left|1p_{3/2}^{-1}1d_{3/2} : 1^{-}\right\rangle, \left|1p_{3/2}^{-1}2s_{1/2} : 1^{-}\right\rangle, \left|1p_{1/2}^{-1}2s_{1/2} : 1^{-}\right\rangle, \left|1p_{1/2}^{-1}1d_{3/2} : 1^{-}\right\rangle. \quad (1)$$

Полученные в [1,2] результаты помогли понять природу наблюдаемого в фотовозбуждении этого ядра максимума, но не могли интерпретировать особенности структуры резонанса. Экспериментальные исследования структуры эффективного сечения дипольного резонанса показали, что наблюдаемая фрагментация сечения сложнее, чем результаты расчетов в рамках «предельной» модели оболочек. Отклонения основных состояний ядер от «предельной» модели могут быть учтены в микроскопическом подходе, учитывающем разброс «дырочных» конфигураций по состояниям конечных ядер (Particle-Core Coupling Shell Model =PCCSM) [3].

Данная работа посвящена исследованию особенностей структуры ядра O-16 на основе модели PCCSM. Расчет E1 в этой версии модели оболочек должен включить в систему базисных конфигураций все те состояния конеч-



ных ядер, которые имеют заметную генеалогическую связь с основным состоянием исследуемого ядра

$$|J_i T_i\rangle = \sum C_i^{J' T', j} |(J' E' T')_{(A-1)} \times (n_i l_i j_i) : J_i T_i\rangle \quad (1a)$$

$$|J_f T_f\rangle = \sum \alpha_f^{J' T', j} |(J' E' T')_{(A-1)} \times (n_f l_f j_f) : J_f T_f\rangle \quad (1b)$$

Приближенная оценка генеалогических коэффициентов в (1a) может быть выполнена на основе экспериментальных данных о спектроскопии прямых реакций подхвата нуклона на ядре-мишени, тогда

$$C_i \cong \sqrt{\frac{S_i}{\sum_i S_i}} \quad (2)$$

Данная работа посвящена сравнению результатов расчета E1 резонанса в ядре O-16 в двух версиях ММО – «предельной» (ESPSM) и PCCSM.

Данные о спектроскопических факторах для O-16 были получены из работы [4]. Сравнение спектроскопических факторов в обсуждаемых двух микроскопических моделях приведено в Таблице 1.

Таблица 1. Спектроскопические факторы подхвата нуклона по данным [4] и в «предельной» модели оболочек

E( <sup>15</sup> N)	J <sup>P</sup>	S(p,d) [4]	S(p,d) (ESPSM)
0	1/2-	1.8	2
5.271	5/2+	0.11	
5.299	1/2+	0.02	
6.324	3/2-	2.6	4
7.155	5/2+	0.02	
7.301	3/2+	0.02	
7.566	7/2+	0.03	
9.152	3/2-	0.04	
9.929	3/2-	0.18	
		$\sum S_n = 4.82$	$\sum S_n = 6$

Расчет характеристик гигантского резонанса проводился путем вычисления формфакторов возбуждения резонансных состояний.

$$F_{EJ}^2(q) = \frac{1}{2J_i + 1} |\langle J_f T_f \| \hat{T}_{JT}^{el} \| J_i T_i \rangle|^2; \quad (3)$$

$$\langle J_f T_f \| \hat{T}_{JT}^{el} \| J_i T_i \rangle = \sum_{i, j_i, j_f} \langle j_f \| \hat{O}_{JT}(i) \| j_i \rangle \sqrt{2(2J_i + 1)} Z_{JT}(J_f, J_i)$$

где

$$Z_{JT}(J_f, J_i) = \sqrt{(2T + 1)(2T_i + 1)(2T_j + 1)} \sum_{J' T'} C_i^{J' T' j_i} \alpha_f^{J' T' j_f} (-1)^{J' - J_i + j_f - J} \times \quad (4)$$

$$W(J_i J_f j_i j_f; J J') \times (-1)^{T - T_i + \frac{1}{2} - T} W(T_i T_f \frac{1}{2} \frac{1}{2}; T T')$$

– спектроскопическая амплитуда, определяющая связь формфакторов гигантского резонанса со структурой ядер.

Сравнение результатов расчета сечений E1 возбуждений в двух версиях модели оболочек дано на рисунках 1a (ESPSM) и 1б (PCCSM). Экспериментальные данные – результат анализа работы [5].

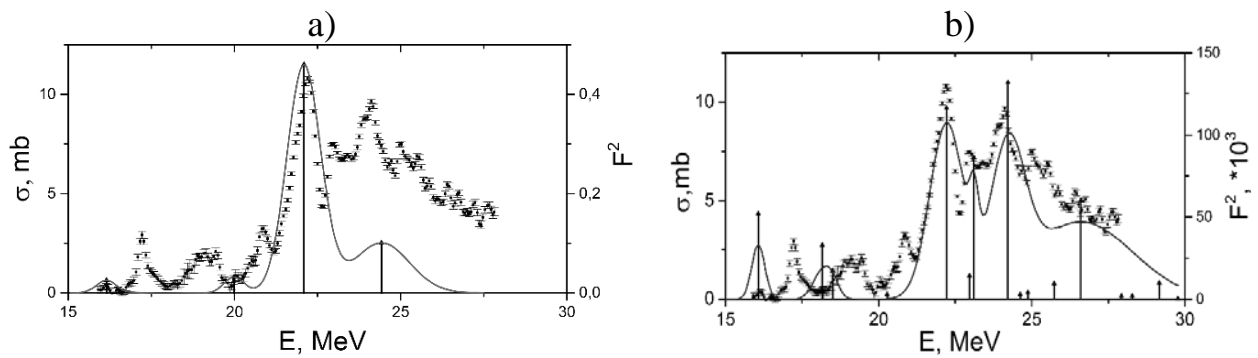


Рис.1. Сравнение результатов для ESPSM- (a) и RCCSM-моделей (b). Чёрными точками обозначены данные [5], чёрными столбцами — значения формфакторов для соответствующих значений энергии, сплошными линиями — оценка вида распределения на основе полученных значений формфактора.

Из приведенных результатов видно, что учет распределения дырочных состояний по уровням ядер с  $A=15$  дает возможность получить в теоретическом расчете близкую к эксперименту картину распределения сечения  $E1$  резонанса. В ESPSM (Рис.1a) главный пик при  $E=22$  МэВ соответствует, в основном, конфигурации  $|1p_{3/2}^{-1}1d_{5/2}; 1^{-}\rangle$ . Примесь других конфигураций в волновую функцию этого пика меньше 7%. Сила перехода  $1p_{3/2} \Rightarrow 1d_{3/2}$  сосредоточена в пике при  $E=24.4$  МэВ, однако сечение этого пика не соответствует экспериментальной картине. В версии RCCSM главный пик при  $E=22$  МэВ является коллективным состоянием, в волновую функцию которого значительный вклад дают дипольные переходы, при которых ядро с  $A=15$  остается в возбужденных состояниях. Пик при  $E=23$  МэВ также является коллективным, главные конфигурации в его волновой функции соответствуют конечному ядру с  $A=15$  в состояниях с энергиями 6.3 и 9.9 МэВ. Пик при  $E=24.2$  с весом около 80% содержит конфигурации, соответствующие переходу  $1p_{3/2} \Rightarrow 1d_{5/2}$ , при котором ядро с  $A=15$  остается в возбужденном состоянии с энергией около 9 МэВ.

Таким образом, учет распределения «дырочных» состояний по уровням конечного ядра позволяет воспроизвести главные особенности фрагментации  $E1$  резонанса в ядре  $O-16$ . Однако проблема воспроизводства структуры области т.н «пигми» резонанса ( $E < 20$  МэВ) остается открытой.

### Литература

1. G.E.Brown, M.Bolsterly // Phys. Rev. Lett. (1959)**3**, P.472
2. J.P.Elliott, B.H.Flowers // Proc.Roy.Soc.(1957)**A242**, P.57
3. N.G.Goncharova, N.P.Yudin //Phys. Lett. (1969); В **29**, P.272; Н.Г.Гончарова // Ядерная Физика (2009)**72**, №10 С.1803
4. M.A.Firestone et al // Nucl.Phys. (1976) **A258**, P.317
5. V.V.Varlamov, N.G.Efimkin, B.S.Ishkhamov and V.V.Sapunenko // INDC(CCP)-393 Distr. L, 1993

# МЕТОД МЕЧЕНЫХ НЕЙТРОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ИЗУЧЕНИЮ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Н.А. Федоров<sup>1,2</sup>, Т.Ю. Третьякова<sup>3</sup>, Ю.Н. Копач<sup>1</sup>,  
В.М. Быстрицкий<sup>1</sup>, И.Н. Русков<sup>1,4</sup>, Д.Н. Грозданов<sup>1,4</sup>, Ф.А. Алиев<sup>1,5</sup>, В.Р. Ской<sup>1</sup>,  
Н.И. Замятин<sup>1</sup>, В. Дунмин<sup>1,6</sup>, К. Храмко<sup>1,7</sup>, А.Кумар<sup>8</sup>, А. Ганди<sup>8</sup>, С. Дабылова<sup>1</sup>,  
Е.П. Боголюбов<sup>9</sup>, Ю.Н. Бармаков<sup>9</sup>

<sup>1</sup>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия;

<sup>2</sup>Физический факультет МГУ, Москва, Россия;

<sup>3</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В.Скобельцына, МГУ,  
Москва, Россия;

<sup>4</sup>Институт ядерных исследований и ядерной энергетики Болгарской академии наук, София,  
Болгария;

<sup>5</sup>Институт геологии и геофизики Азербайджанской академии наук, Баку, Азербайджан;

<sup>6</sup>Сианьский Университет Цзяо Тун, г. Сиань, Китай.

<sup>7</sup>Институт химии Академии наук Молдовы, Кишинев, Республика Молдова;

<sup>8</sup>Бенаресский индуистский университет, г. Варанаси, Индия.

<sup>9</sup>Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова,  
Москва, Россия.

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

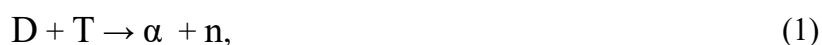
## Введение

Исследование процесса неупругого рассеяния быстрых нейтронов на легких ядрах весьма актуально как для фундаментальных, так и для прикладных исследований. Знание информации об угловом распределении характеристического гамма-излучения, испускаемого в процессе неупругого рассеяния нейтронов на атомных ядрах, необходимо не только для корректного элементного анализа сложного вещества [1], но и для получения информации о механизмах протекания реакций данного типа [2].

В рамках проекта TANGRA (TAgged Neutron and Gamma Rays) в ОИЯИ проведено с использованием метода меченых нейтронов (ММН) измерение угловых и энергетических распределений гамма-квантов, образующихся в реакциях неупругого рассеяния нейтронов с энергией 14,1 МэВ на легких ядрах.

## Метод меченых нейтронов

В настоящее время ММН довольно широко применяется в науке и технике. Идея, лежащая в основе ММН, является довольно простой: нейтроны образуются в результате бинарной реакции совместно с  $\alpha$ -частицами:



Продукты данной реакции разлетаются практически в противоположных направлениях и, поэтому, зная направление движения  $\alpha$ -частицы, можно восстановить траекторию движения нейтрона. Кроме того, регистрация  $\alpha$ -частиц позволяет определить интенсивность потока меченых нейтронов и

реализовать схему  $\alpha$ - $\gamma$  совпадений, что существенно снижает число регистрируемых фоновых событий.

### Экспериментальная установка

Для исследований нейтрон-ядерных реакций в Объединенном институте ядерных исследований (ОИЯИ) была создана установка «TANGRA», состоящая из портативного нейтронного генератора ИНГ-27, стального коллиматора, алюминиевой рамы и 22-х NaI(Tl) гамма-детекторов[3]. В качестве системы сбора данных использовался персональный компьютер с двумя платами АЦП ADCM-16[4]. На этой установке были получены данные по угловому распределению гамма-излучения, испускаемого легкими ядрами при неупругом рассеянии нейтронов[5].

К настоящему времени установка «TANGRA» модернизирована: гамма-детекторы на основе кристаллов NaI(Tl) заменены на кристаллы BGO, увеличено расстояние между образцом, облучаемым пучком меченых нейтронов, и детекторами гамма – квантов. Коллиматор, который раньше использовался для защиты детекторов гамма – квантов от прямого попадания в них нейтронов, испущенных генератором, убран. Схема модернизированной установки «TANGRA» приведена на Рис. 1.

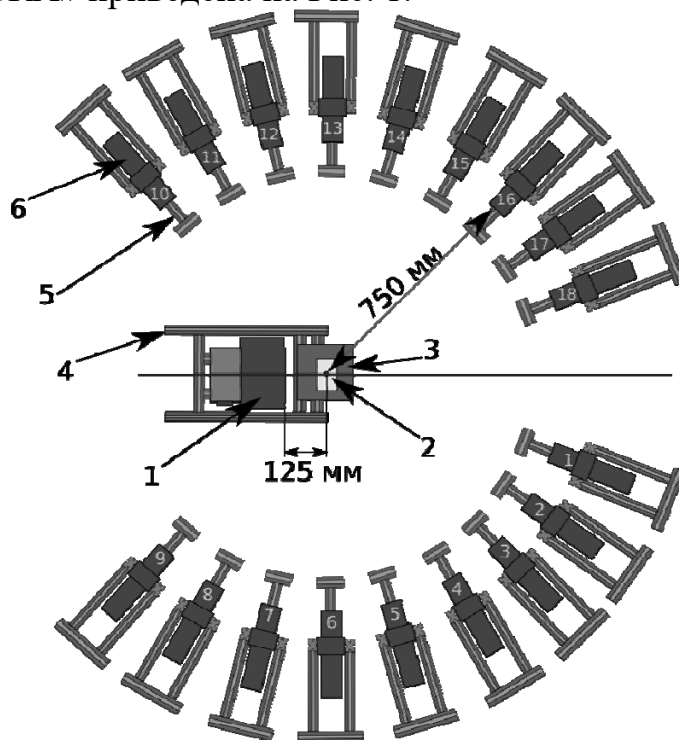


Рис. 1. Схема модернизированной установки «TANGRA». 1-нейтронный генератор ИНГ-27, 2-облучаемый образец, 3-держатель образца, 4-рама, на которой установлен нейтронный генератор, 5-подставка гамма-детектора, 6-гамма-детектор.

В связи с модернизацией установки возникла необходимость проверки получаемых данных и сравнения их с результатами предыдущих экспериментов.

## Процедура анализа данных, поступающих с гамма-детекторов

Сигналы, поступающие с альфа- и гамма-детекторов системы, оцифровываются и записываются на жесткий диск компьютера, после чего происходит их анализ путем построения временных и амплитудных спектров с разделением зарегистрированных нейтронов и гамма-квантов по времени пролета (см. Рис. 2).

Используя энергетическую калибровку спектрометрических каналов гамма - детекторов, производится построение энергетических спектров зарегистрированных событий для каждой комбинации совпадений «пиксель  $\alpha$ -детектора-гамма-детектор». Из полученных гамма-спектров извлекается информация о количестве событий, соответствующих ядерному излучению гамма-квантов при переходе ядра из определенного возбужденного состояния в более низкое состояние (обычно для этого использовалась аппроксимация пика полного поглощения энергии гамма – кванта в кристалле гамма – детектора, либо пика одиночного вылета). Затем происходит построение угловых распределений, которые затем аппроксимируются выражением

$$W(\theta) = A \sum a_i P_i(\theta), \quad (2)$$

где  $A$  - нормировочная константа,  $a_i$ - коэффициенты при многочленах Лежандра,  $P_i(\theta)$ -многочлен Лежандра  $i$ -й степени ( $i$ -четное), суммирование ведется до  $i=2J$ ,  $J$ -мультипольность гамма-перехода.

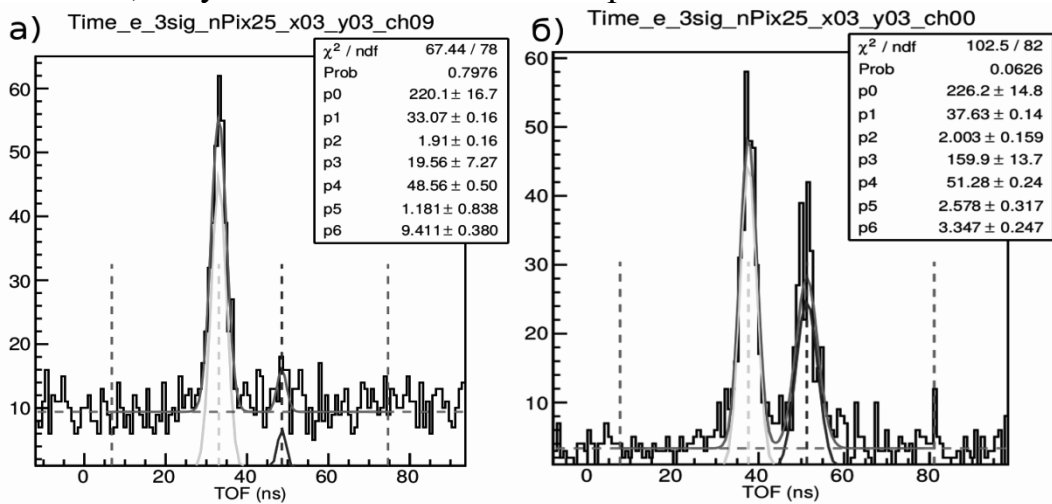


Рис. 2. Временные спектры, получаемые с разных детекторов: а) с детектора №9, б) с детектора №0. На каждом спектре пик, находящийся слева, соответствует гамма-квантам, справа-нейтронам. Меченый пучок попадает в детектор №0.

## Результаты

В качестве наиболее удобного образца, с помощью которого можно провести проверку работоспособности модернизированной установки «TANGRA», был выбран образец из углерода, так как при неупругом

рассеянии нейтронов с энергией 14.1 МэВ на  $^{12}\text{C}$  происходит возбуждение только одного состояния, распад которого возможен только с испусканием гамма-кванта. Вследствие этого существенно упрощается анализ получаемых энергетических спектров, и, следовательно, повышается качество получаемых данных. Результаты измерений на модернизированной установке представлены на Рис. 3.:

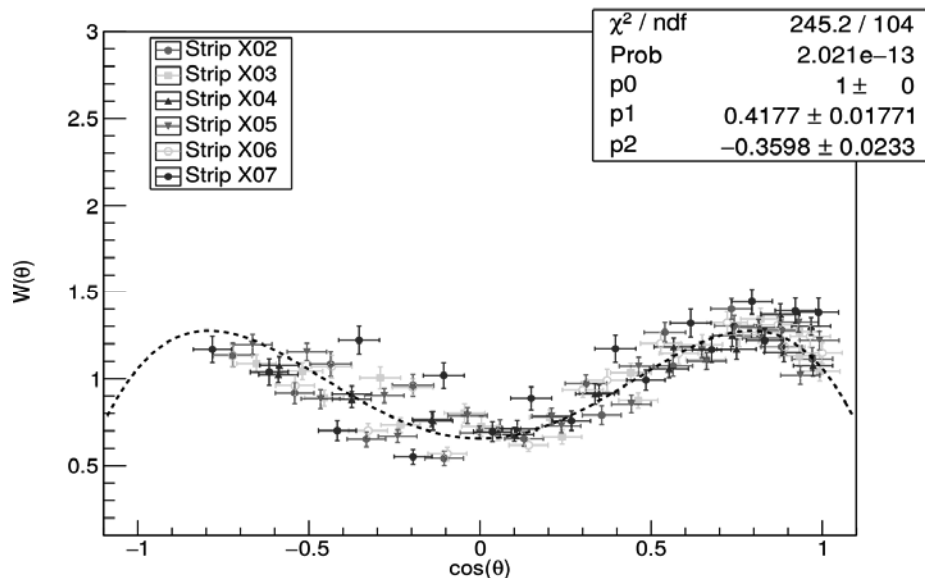


Рис. 3. Угловое распределение гамма-излучения при девозбуждении уровня 4.44 МэВ ( $2^+$ ) в  $^{12}\text{C}$ .

Сравнение данных, полученных на модернизированной установке «TANGRA» с результатами более ранних экспериментов приведено на Рис. 4 и в Табл. 1.:

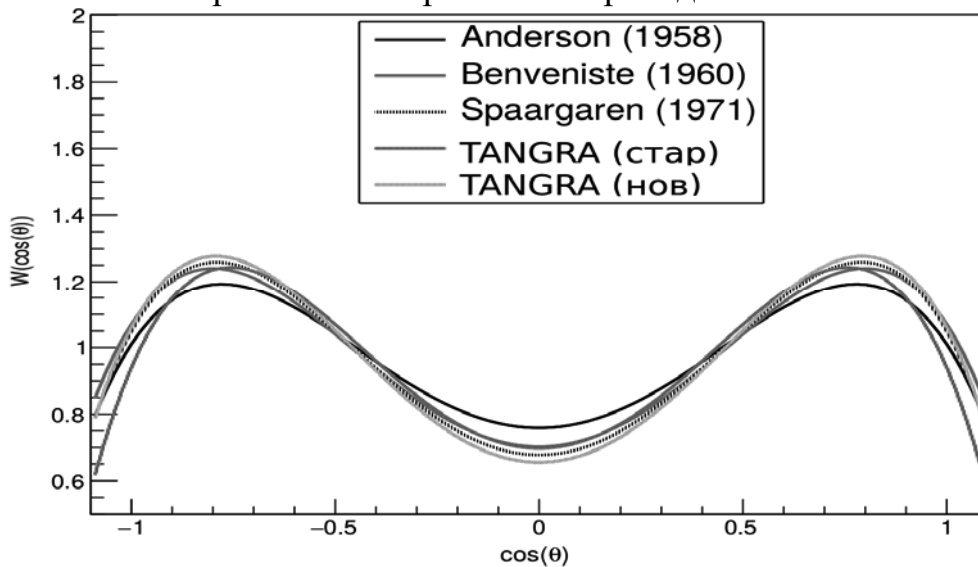


Рис. 4. Сравнение данных, полученных на новой версии установки «TANGRA» с результатами предыдущих экспериментов.

Эксперимент	$a_2$	$a_4$
Anderson (1958)[7]	0,28±0,04	-0,27±0,05
Benveniste (1960)[8]	0,37±0,08	-0,3±0,1
Spaargaren (1971)[9]	0,39±0,04	-0,34±0,06
TANGRA (стар.)[5]	0,32±0,03	-0,38±0,03
TANGRA (нов.)	0,42±0,02	-0,36±0,02

Табл. 1. Сравнение данных, полученных на новой версии установки «TANGRA» с результатами предыдущих экспериментов.

Результаты, полученные с помощью модернизированной установки «TANGRA», в принципе, согласуются с данными, полученными в предыдущих экспериментах, что является свидетельством того, что установка работоспособна и алгоритмы анализа данных, в целом, корректны.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант №:16-52-45056).

## Список литературы

1. V Valkovic. 14 MeV Neutrons. Physics and Applications. — CRC Press, New York. 2015.
2. B. A. Benetskii, I. M. Frank. Angular correlation between gamma rays and 14 MeV neutrons scattered inelastically by Carbon // JETP. — 1963. — Vol. 17. — P. 309.
3. A Multi-detector NaI(Tl) Gamma-ray Spectrometry System for Investigation of Neutron Induced Capture and Fission Reactions / I. Ruskov, Yu. N. Kopach, V. Skoy et al. // Phys. Procedia. — 2014. — Vol. 59. — P. 107.
4. Описание ADCM-16. — URL: <http://afi.jinr.ru/ADCM16-LTC>.
5. Angular distribution of 4.43-MeV  $\gamma$  -rays produced in inelastic scattering
6. of 14.1-MeV neutrons by  $^{12}\text{C}$  nuclei./V. M. Bystritsky, D. N. Grozdanov, A. O. Zontikov et al. // Phys. Part. Nuclei Lett. — 2016. — Vol. 13. — P. 504.
7. Inelastic Scattering of 14-Mev Neutrons from Carbon and Beryllium / J.D. Anderson, C.C. Gardner, J. W. McClure et al. // Phys. Rev. — 1958. — Vol. 111. — P. 572.
8. Gamma rays from the interaction of 14-MeV neutrons with Beryllium / J. Benveniste, A. Mitchell, C. D. Schrader, J. H. Zenger // Nucl. Phys. — 1960. — Vol. 19. — P. 448.
9. D. Spaargaren, C.C. Jonker. Angular correlations in inelastic neutron scattering by Carbon at 15.0 MeV // Nucl. Phys. A. — 1971. — Vol. 161. — P. 354.

# ФОТОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ НА ИЗОТОПАХ ОЛОВА

Бельшев С.С.<sup>2</sup>, Ю.А.Бувина<sup>1</sup>, Ишханов Б.С.<sup>1,2</sup>, А.А.Кузнецов<sup>1,2</sup>, Ханкин В.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Физический факультет Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова;

<sup>2</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына;  
E-mail: ya.buvina@physics.msu.ru

Данная работа посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию фоторасщепления изотопов олова. Методом наведенной активности для стабильных изотопов олова определены выходы различных фотонуклонных реакций [1]. В работе использовалась методика активационного анализа, которая позволяет установить, как меняется соотношение между различными фотоядерными реакциями при переходе от одного изотопа к другому.

Эксперимент был выполнен на пучке тормозных  $\gamma$ -квантов электронного ускорителя РТМ55 НИИЯФ МГУ с максимальной энергией электронов 55.6 МэВ. Образовавшиеся в результате фотоядерных реакций изотопы идентифицировались по энергии  $\gamma$ -квантов и периоду полураспада, путем анализа полученных спектров. Поскольку спектр тормозного излучения непрерывен, то в эксперименте измерялись выходы реакций  $Y$ , а не сечение  $\sigma$ . Выход  $Y(E_e)$  определяется как свертка сечения фотоядерной реакции  $\sigma(E_\gamma)$  с плотностью распределения числа тормозных фотонов с энергией  $E_\gamma$  на один электрон пучка ускорителя  $\varphi(E_\gamma, E_e)$ :

$$Y(E_e) = \int_{E_{thr}}^{E_e} \varphi(E_\gamma, E_e) \sigma(E_\gamma) dE_\gamma,$$

где  $E_e$  – кинетическая энергия падающих электронов,  $E_\gamma$  – энергия тормозных  $\gamma$ -квантов,  $E_{thr}$  – порог данной реакции.

В ходе расчетов учитывалось мертвое время детектора, возможность образования исследуемого изотопа по двум каналам. Кроме того, было учтено, что ток ускорителя не является постоянным. В связи с этим была выполнена перенормировка тока ускорителя с помощью дополнительного измерения мишени-монитора из меди.

В результате эксперимента были определены выходы реакций, данные приведены в Табл. 1.



ИЗОТОП	$Y_{\text{эксп}}, e^{-1}$	$Y_{\text{talys}}^{\text{orig}}, e^{-1}$	$Y_{\text{talys}}^{\text{mod}}, e^{-1}$	$Y_{\text{КМФР}}, e^{-1}$
$^{111}\text{Sn}$	$(6.21 \pm 0.17) \times 10^{-7}$	$1.84 \times 10^{-6}$	$1.90 \times 10^{-6}$	$1.91 \times 10^{-6}$
$^{113}\text{Sn}$	$(1.19 \pm 0.03) \times 10^{-6}$	$1.31 \times 10^{-6}$	$1.37 \times 10^{-6}$	$1.38 \times 10^{-6}$
$^{123}\text{Sn}$	$(1.26 \pm 0.11) \times 10^{-6}$	$1.67 \times 10^{-6}$	$1.76 \times 10^{-6}$	$1.15 \times 10^{-5}$
$^{123m}\text{Sn}$	$(4.29 \pm 0.05) \times 10^{-6}$	$8.09 \times 10^{-6}$	$8.18 \times 10^{-6}$	
$^{111}\text{In}$	$(4.42 \pm 0.06) \times 10^{-7}$	$3.27 \times 10^{-8}$	$8.91 \times 10^{-8}$	$2.58 \times 10^{-7}$
$^{111m}\text{In}$	$(4.79 \pm 0.09) \times 10^{-8}$	$5.12 \times 10^{-8}$	$1.26 \times 10^{-7}$	
$^{113m}\text{In}$	$(3.99 \pm 0.06) \times 10^{-8}$	$6.53 \times 10^{-9}$	$5.03 \times 10^{-8}$	

Табл. 1. Выходы, полученные экспериментальным путем и выходы, рассчитанные по КМФР и по двум версиям программы TALYS: с учетом изоспина и без учета.

Помимо выходов, полученных в данной работе, в Табл.1 также представлены значения выходов, рассчитанные с помощью двух версий программы TALYS [2] и модели КМФР [3]. Из таблиц видно, что модифицированная версия программы (учитывающая изоспин) дает неплохое совпадение результатов. Однако экспериментально полученные выходы для некоторых изотопов оказываются на порядок ниже результатов, рассчитанных с использованием программы. Так как КМФР не учитывает структура ядра, то возможно провести сравнение экспериментальных данных с расчетами по модели только в том случае, если были измерены выходы и основного, и метастабильного состояния, либо если метастабильное состояние отсутствует.

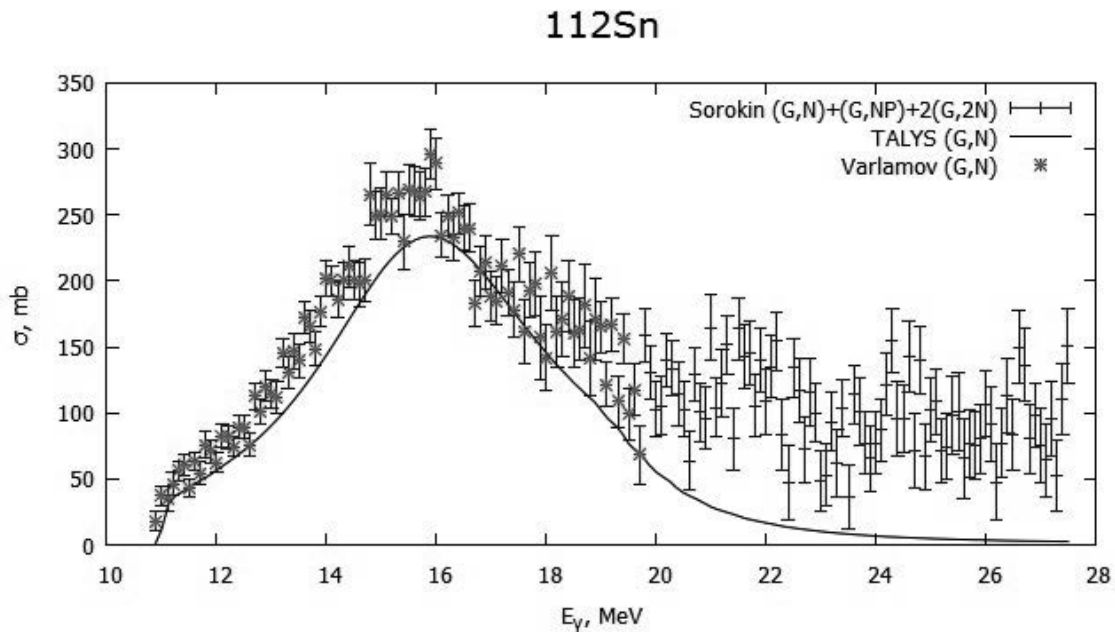


Рис. 1. Сечение фотоядерной реакции с вылетом нейтрона на изотопе  $^{112}\text{Sn}$ , полученное в работе [4], оцененное в работе [5] и рассчитанное по программе TALYS.

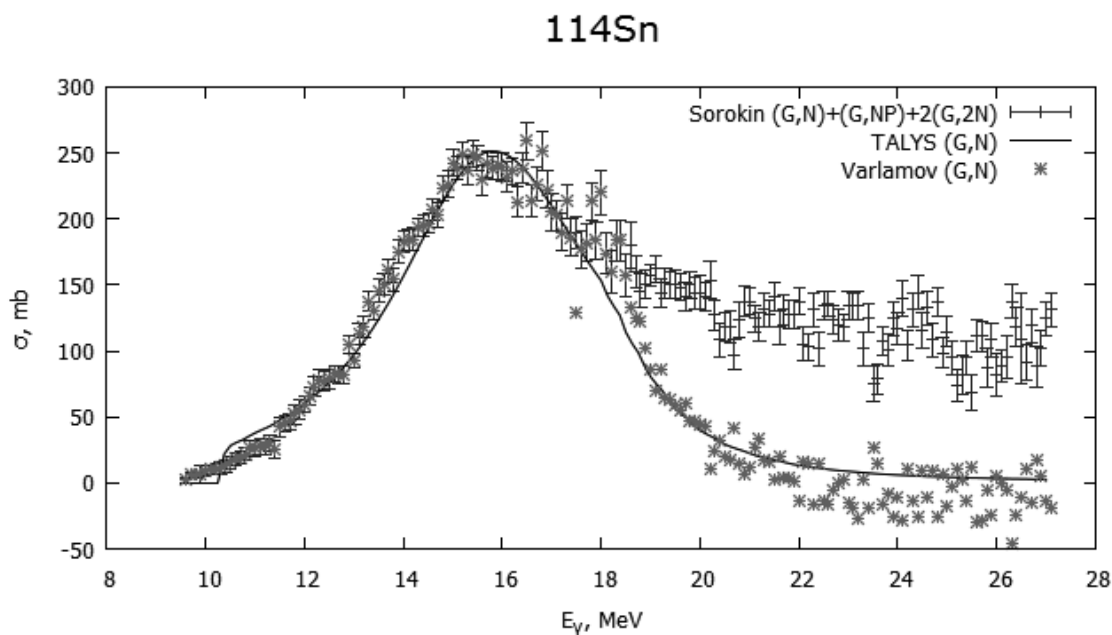


Рис. 2. Сечение фотоядерной реакции с вылетом нейтрона на изотопе  $^{114}\text{Sn}$ , полученное в работе [4], оцененное в работе [5] и рассчитанное по программе TALYS.

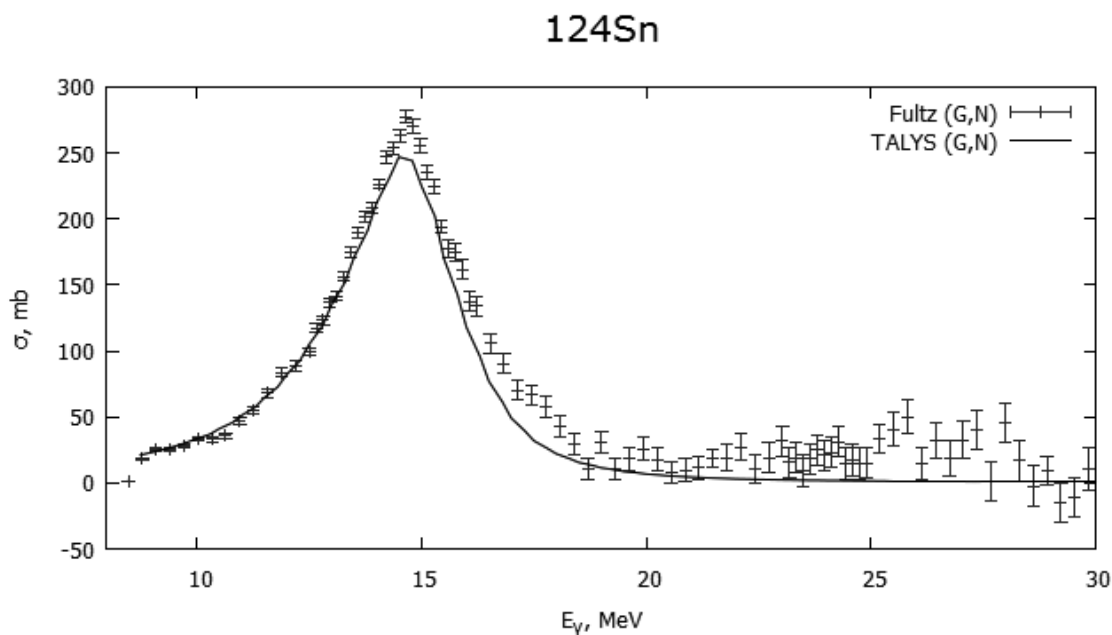


Рис. 3. Сечение фотоядерной реакции с вылетом нейтрона на изотопе  $^{124}\text{Sn}$ , полученное в работе [6] и рассчитанное по программе TALYS.

На Рис. 1, Рис. 2 и Рис. 3 показаны сечения фотонейтронных реакций на изотопах  $^{112}\text{Sn}$ ,  $^{114}\text{Sn}$  и  $^{124}\text{Sn}$ , взятые из работ [4], [5], [6] а также сечения, рассчитанные по TALYS. Расчеты сечений в программе TALYS основаны на известной функции фотопоглощения, которая берется из экспериментальных

данных. Видно, что сечения на легких изотопах совпадают. Из экспериментальных точек видно, что с уменьшением нейтронного избытка (уменьшение числа нейтронов) растет порог реакции, и максимум реакции сечения смещается в область больших энергий. Теоретические сечения повторяют эксперимент. Ширина ГДР для легких изотопов может быть связана с неправильным учетом реакции  $(\gamma, 2n)$ . В нашем эксперименте выход реакции  $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$  в три раза ниже, чем теоретический. Выход реакции с вылетом протона  $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111}\text{In}$  сравним с реакцией  $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$ . В работе [7] были измерены только относительные выходы, поэтому производилось сравнение отношений выходов реакций. Данные представлены в Табл. 2.

	Данная работа	[7]	[8]
	55.6 МэВ	19.5 МэВ	40 МэВ
$Y(^{123m}\text{Sn})/Y(^{111}\text{Sn})$	1.16	1.89	2.33 (1.61)
$Y(^{113}\text{Sn})/Y(^{111}\text{Sn})$	2.87	1.53	-

Табл. 2. Отношение выходов реакций.

В работе [8] выход на самом деле представляет собой сумму реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, p)$ . Поэтому отношение выходов должно быть в два раза меньше.

Таким образом, в результате данной работы было проведено сравнение экспериментальных данных с данными, полученными в рамках модели TALYS и КМФР. Показано, что в некоторых случаях учет изоспинового расщепления позволяет адекватно описать экспериментальные данные. Показано, что на самом легком стабильном изотопе олова  $^{112}\text{Sn}$  выход фотопротонной реакции сравним с выходом реакции с вылетом нейтрона. Это не удается объяснить изоспиновым расщеплением ГДР. Показано, что экспериментальные и теоретические сечения  $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$  завышены в 2-3 раза по сравнению с результатами нашего эксперимента.

1. A.J.Konig, S.Hilaire, M.C.Duijvestijn // Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology. April, 22–27, 2007 / edited by Bersillon O. et al. EDP Sciences (Nice, France, 2008). P. 211;
2. Б.С.Иуханов, В.Н.Орлин // Ядерная физика. 2015. 78. № 7–8. С. 601.
3. S.S.Belyshev, A.N.Ermakov, B.S.Ishkhanov et al. // Nucl. Instrum. Methods. 2014. A. 745. P. 133;
4. Ю.И.Сорокин // Ядерная физика. 1971. Т.14, В.6, 1118-1123;
5. В.В.Варламов, Б.С.Иуханов, В.Н. Орлин, В.А. Четверткова // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы. 2010. Т.1, С. 24-55;
6. S.C.Fultz, B.L.Berman, Caldwell // Phys. Rev. 186, 1255 (1969);
7. B.S.Ishkhanov, S.Yu.Troshchiev // Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Physics, 2012, Vol. 76, No. 4, pp. 481–485;
8. A.S.Danagulyan // Physics of Atomic Nuclei, 2014, Vol. 77, No. 11, pp. 1313–1320.

# ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ МИШЕНИ, ОБЛУЧАЕМОЙ ТОРМОЗНЫМИ ФОТОНАМИ

А.В. Дружинина

*МГУ им. М.В.Ломоносова, Кафедра общей ядерной физики*

E-mail: alexdruzhinina@gmail.com

С.С. Бельшев

*МГУ им. М.В.Ломоносова, Кафедра общей ядерной физики*

E-mail: belyshev@depni.sinp.msu.ru

При облучении вещества потоком  $\gamma$ -квантов происходят фотоядерные реакции с образованием ядер в возбужденном состоянии, распад которых может приводить к вылету одного или нескольких нуклонов. Целью экспериментов с фотоядерными реакциями может быть изучения свойств и структуры ядра или наработка радионуклидов для их дальнейшего использования, например, в медицине.

В качестве источника гамма квантов для облучения исследуемых веществ обычно используется тормозное гамма-излучение мишени, которое генерируется при ее облучении пучком электронов. Выбор энергии пучка фотонов, материала и параметров мишени при проведении экспериментов проводится в соответствии с конкретными целями исследований и видом фотоядерных реакций, происходящих в материале мишени под действием фотонов. Важнейшим этапом подготовки экспериментов является их математическое моделирование, которое используется для планирования фотоядерного эксперимента, обработки его результатов и оптимизации параметров мишени. Прямое математическое моделирование экспериментов такого вида с детальным описанием геометрии и физических свойств проводится с применением методов Монте-Карло на основе различных видов оцененных ядерных данных.

В НИИЯФ МГУ совместно с кафедрой радиохимии проводится серия экспериментов по изучению методов наработки и выделения перспективного медицинского радионуклида  $^{69m}\text{Zn}$ , образующегося в реакции  $^{71}\text{Ga}(\gamma, pn)^{69m}\text{Zn}$ . Была решена задача подбора оптимальных условий облучения для наработки  $^{69m}\text{Zn}$ .

Для моделирования эксперимента использована система библиотек прямого компьютерного моделирования процессов прохождения элементарных частиц через вещество на основе методов Монте-Карло — GEANT4 (GEometry ANd Tracking) [1], разработанная в CERN. Выбор GEANT4 обусловлен тем, что это наиболее современный и совершенный из доступных пакетов библиотек. Он обладает развитыми средствами моделирования электромагнитных процессов при взаимодействии электронов и  $\gamma$ -квантов с веществом. Для описания тормозного излучения GEANT4 использует данные Зельцера и Бергера [3], в основе которых лежат таблицы для суммарного сечения тормозного спектра электронных взаимодействий в

зависимости от энергии тормозного  $\gamma$ -кванта, кинетической энергии иницирующего электрона и заряда ядра.

Оптимизация параметров реализована с использованием метода МСМС (Markov Chain Monte Carlo - Марковская цепочка Монте-Карло). Для подбора параметров эксперимента использован алгоритм Метрополиса-Гастингса, который был впервые опубликован 1953 году Николасом Метрополисом, а в 1970 году обобщен К. Гастингсом [2]. Алгоритм позволяет вычислить выборку по заданной функции распределения плотности вероятности  $f(x)$ , при этом вычисление обратной функции или знание нормировки плотности не требуется. Для вычисления пробных значений вектора параметров  $x$  используется вспомогательное распределение  $Q$ , выборка значений из которого осуществляется просто.

Последовательность вычислений в основном цикле алгоритма состоит из следующих шагов:

- 1) Выбрать значение  $x_{i+1}$  из  $x_i$ , используя распределение  $Q$
- 2) Вычислить  $f_{i+1}(x_{i+1})$

$$\alpha = \frac{f_{i+1} Q(x_i \rightarrow x_{i+1})}{f_i Q(x_{i+1} \rightarrow x_i)}$$

3) Вычислить  $\alpha$ , где  $Q(x_i \rightarrow x_{i+1})$  это плотность вероятности перехода из точки  $x_i$  в  $x_{i+1}$

4) Сгенерировать случайное число  $q$ , равномерно распределённое от 0 до 1 и если  $q < \alpha$ , то принять значение  $x_{i+1}$ , иначе повторить процедуру сначала.

Выбор энергии электронов для облучения определяется зависимостью сечений интересующей реакции и сечения образования тормозных фотонов от энергии электронного пучка, а также целевым критерием, по которому производится оптимизация. В качестве такого критерия было выбрано отношение выхода реакции к затраченной энергии пучка частиц.

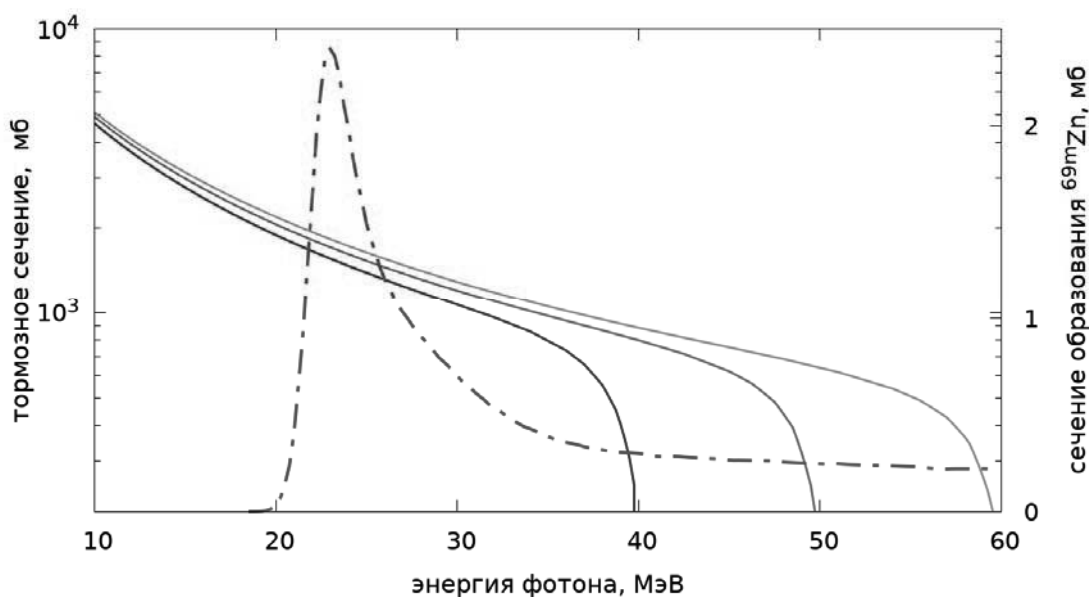


Рисунок 1. Зависимость сечений образования тормозных фотонов (сплошные кривые) в сравнении с сечением ядерной реакции (штрихпунктир)

На рис.1 представлена зависимость сечений образования тормозных фотонов с энергиями 40, 50 и 60 МэВ, полученные с помощью данных Зельцера и Бергера [3]. На том же графике (в другом масштабе) представлена зависимость сечения реакции с образованием  $^{69m}\text{Zn}$  от энергии фотонов. Из данного графика трудно сделать однозначный вывод о том, как ведёт себя интересующее отношение.

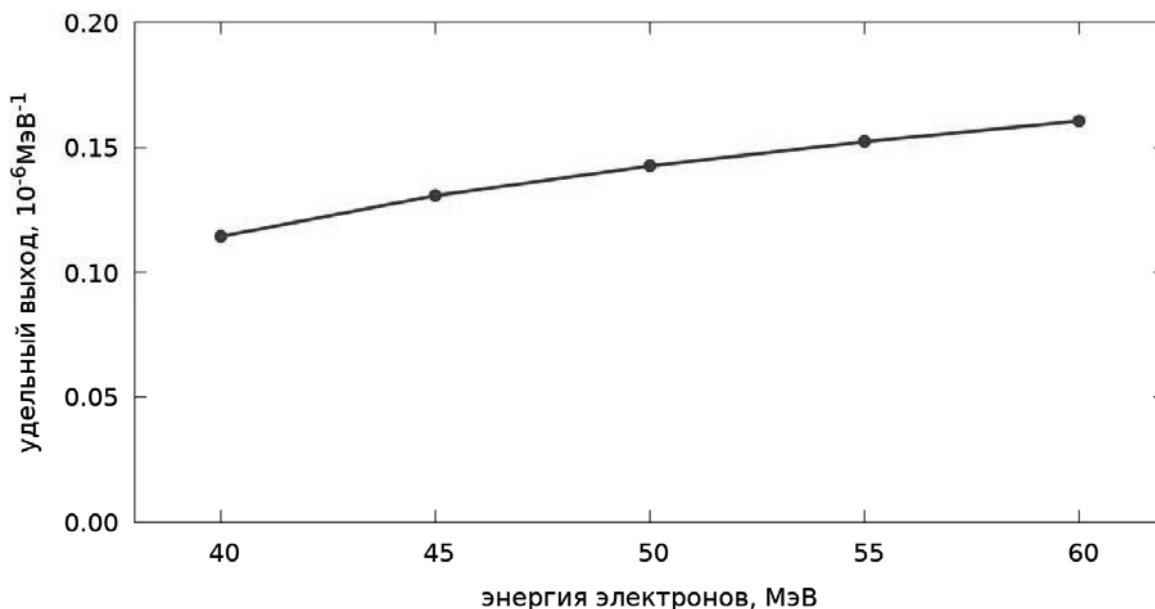


Рисунок 2. Оптимальный удельный выход  $^{69m}\text{Zn}$  в зависимости от энергии тонкого пучка электронов

Для выяснения зависимости удельного выхода от энергии был проведен расчет для различных значений энергии электронного пучка. На рис. 2 представлена зависимость оптимального удельного выхода от энергии электронов для тонкого пучка с двумя свободными параметрами: радиусом исследуемой мишени и толщиной тормозной мишени, подбираемых алгоритмом МСМС. Как видно из графика, удельный выход реакции плавно растёт с увеличением энергии электронов.

В эксперименте, проводимом в НИИЯФ МГУ используется ускоритель RTM-55 с фиксированной энергией ускоренных электронов  $E_e = 55,6$  МэВ, поэтому расчет оптимальных параметров проводился для данной энергии с учетом формы пучка электронов в поперечном сечении.

Сечение образования тормозных фотонов также зависит от заряда ядер тормозной мишени. Но вычисления показали, что оптимальный выход для  $Z$  тормозной мишени в диапазоне от 74 до 82 отличается незначительно. Поэтому в дальнейших расчетах в качестве материала тормозной мишени использовался вольфрам с  $Z=74$  как наиболее практичный.

Масса галлиевой мишени выбирается исходя из условий процесса радиохимического выделения изотопа  $^{69m}\text{Zn}$  из объема мишени и является фиксированной.

Таким образом, оптимальные условия эксперимента можно определить подбором всего двух свободных параметров: толщины тормозной мишени, а также радиуса облучаемой мишени в форме цилиндра, объем которого задан.

На рис. 3 представлена рассчитанная зависимость выхода реакции (цветовая шкала) от толщины тормозной мишени (ось абсцисс) и радиуса исследуемой мишени (ось ординат) объемом  $1 \text{ см}^3$ .

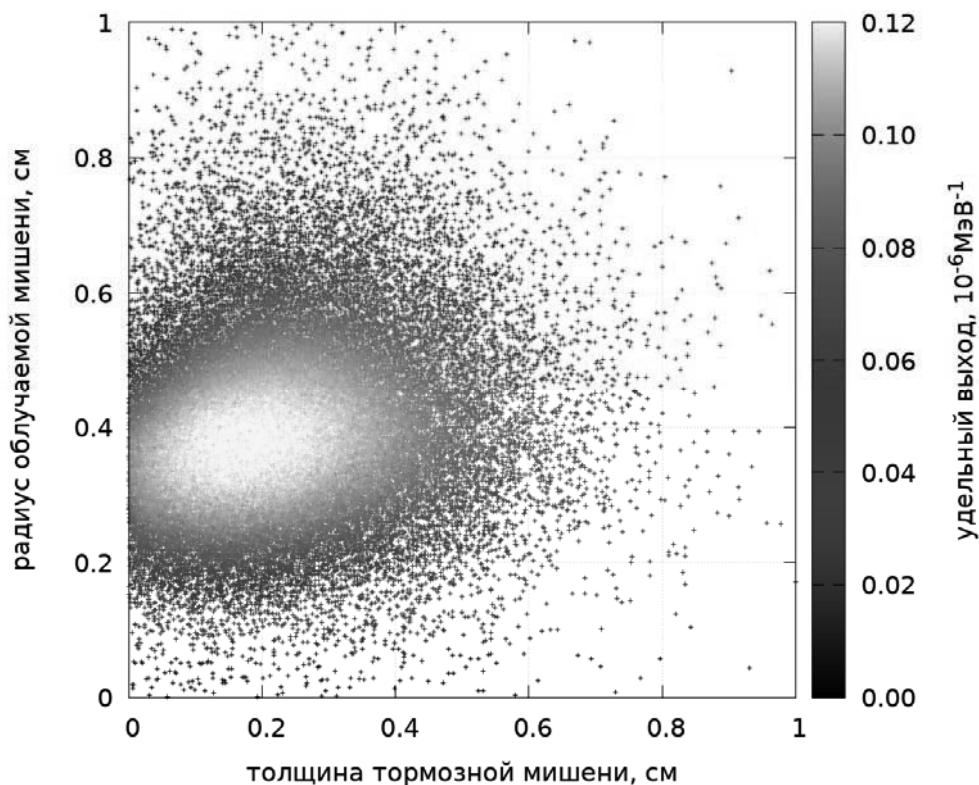


Рисунок 3. Зависимость удельного выхода реакции от толщины тормозной мишени и радиуса облучаемой мишени объемом  $1 \text{ см}^3$

Оптимальный удельный выход реакции составил  $1,23 \cdot 10^{-7} \text{ МэВ}^{-1}$  при толщине тормозной мишени 0,18 см и радиусе облучаемой мишени 0,38 см, что соответствует нарабатываемой активности  $^{69\text{m}}\text{Zn}$  2,15 МБк на 1 мкА·ч прошедшего заряда пучка для галлиевой мишени природного изотопного состава массой 5,9 г.

1. Geant4 Collaboration. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 506 (2003), pp. 250-303

2. W.K.Hastings. Monte Carlo sampling methods using Markov chains and their applications. Biometrika (1970), 57, 1, p. 97

3. S.M.Seltzer, M.J.Berger. Bremsstrahlung spectra from electron interactions with screened atomic nuclei and orbital electrons. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research (1985), B12, p. 95-134

# НОВОЕ ФИЗИЧЕСКОЕ ЯВЛЕНИЕ – «ЛОКАЛЬНЫЕ» МАГИЧЕСКИЕ ЯДРА

И. Н. Бобошин

*Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына  
Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова  
E-mail: Boboshin@depni.sinp.msu.ru*

Мы обнаружили новый класс ядер и назвали его «локальные» магические ядра. Эти ядра демонстрируют свойства, присущие традиционным магическим ядрам, однако, в отличие от последних, они не составляют цепочек магических изотопов или изотонов. Кроме того, в них возникают новые магические числа, отличающиеся от традиционных. Новое явление обнаружено нами на основе анализа имеющихся данных об энергиях первых возбужденных  $2^+$  состояний и других данных, являющихся индикаторами магичности. Этими ядрами в диапазоне  $Z = 20 - 50$  являются  $^{52,54}\text{Ca}$ ,  $^{68}\text{Ni}$ ,  $^{96}\text{Zr}$ ,  $^{114}\text{Sn}$ . Соответствующие числа нейтронов 32, 34, 40, 56, 64 магические только в паре с числами протонов 20, 28, 40, 50. Как пример, на рис. 1 показаны экспериментальные значения энергий первых  $2^+$  состояний ядер вблизи изотопов Ca. Максимумы указывают на магичность соответствующего числа. Число нейтронов 28 магическое для всех  $Z$ . В отличие от него, число нейтронов 32 магическое только в паре с  $Z = 20$ : магичность числа 32 быстро исчезает с удалением от  $Z = 20$  (показано стрелкой). Такими свойствами обладают все «локальные» магические ядра. Это открытие бросает вызов традиционной оболочечной теории, в которой отсутствуют одиночные магические ядра: согласно ей, оболочечная структура должна приводить к повторению магических чисел во многих соседних изотопах или изотонах.

Наше теоретическое исследование показало, что одномоментное образование больших щелей внутри оболочек в этих ядрах происходит благодаря действию двухчастичных нейтрон-протонных сил. Ведущую роль играют тензорные силы. На рис. 2 в качестве примера представлена схема образования щелей в нейтронных оболочках в «локальных» магических ядрах  $^{52,54}\text{Ca}$ ,  $^{68}\text{Ni}$ . Красные стрелки означают притяжение протонов и нейтронов, синие стрелки – их отталкивание благодаря действию монополярных тензорных сил при  $\Delta l = 0$  и 1. Изменение положений  $f$ - $p$ -орбит при  $Z = 20 - 28$  соответствует также монополярным взаимодействиям, полученным на основе данных срыва и подхвата. Аналогичные схемы построены для  $^{96}\text{Zr}$ ,  $^{114}\text{Sn}$ . В обсуждаемых процессах важную роль играют также нейтрон-нейтронные силы. Наше исследование предсказывает новое магическое число  $N = 34$  в нейтронно-дефицитных ядрах  $Z \approx 40$ . Более полное изложение этого исследования планируется в ближайшем будущем.



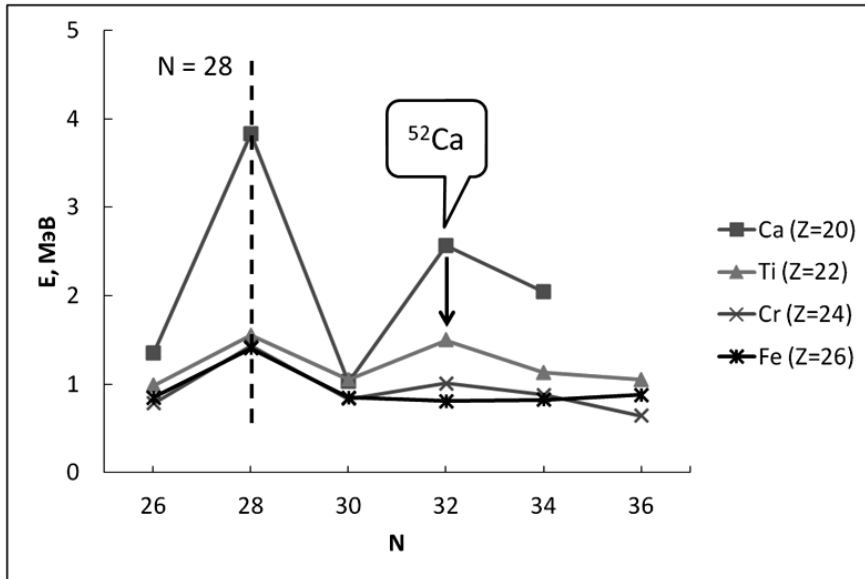


Рис.1. Энергии первых возбуждений  $2^+$ . «Локальное» магическое ядро  $^{52}\text{Ca}$ .

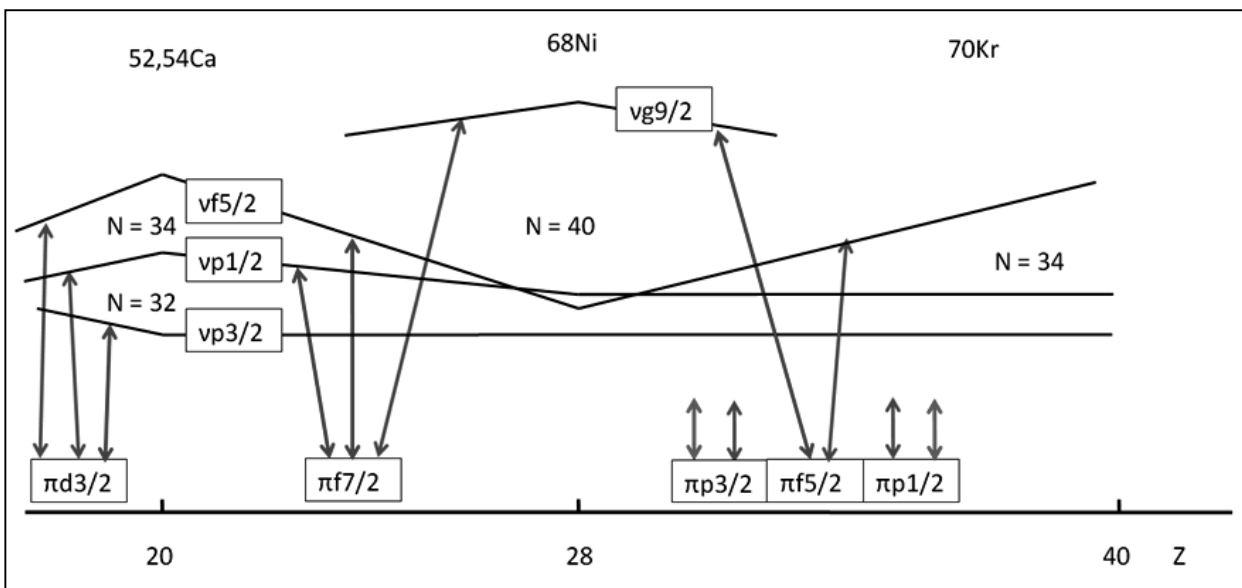


Рис.2. Энергии нейтронных орбит относительно энергии  $\nu 2p_{3/2}$  как функция  $Z$ .

# РЕАКЦИИ С ВЫЛЕТОМ НЕЙТРОНОВ НА W: ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ВЕРИФИКАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ МК-МОДЕЛИРОВАНИЯ НА GEANT4

С. С. Бельшев, Г. И. Быхало, К. А. Стопани, В. В. Ханкин

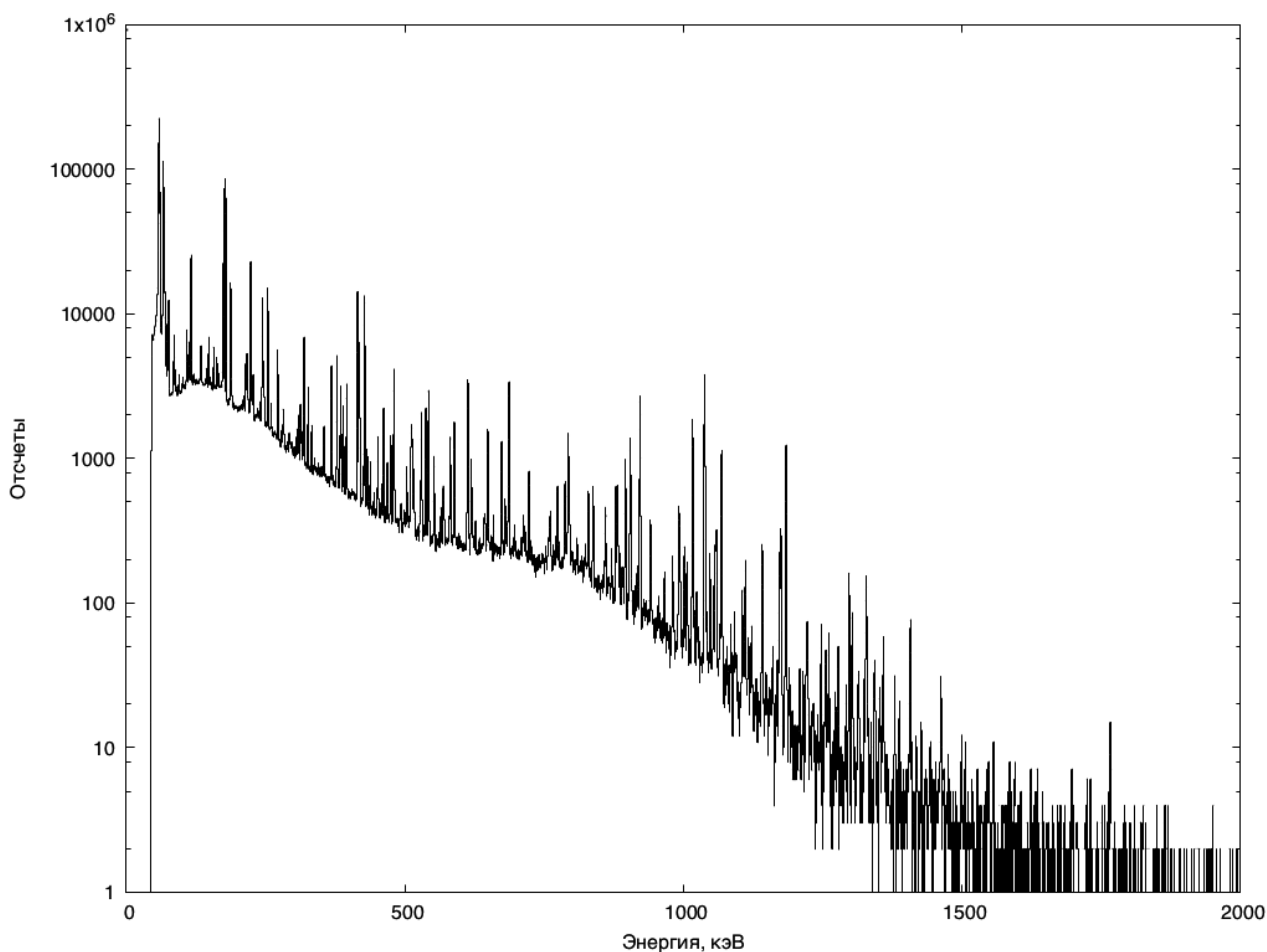
*Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына (НИИЯФ  
МГУ) им. М. В. Ломоносова, Москва, Российская Федерация*

gi.bykhalo@physics.msu.ru

Метод протонной и ионной пучковой терапии является одним из перспективных направлений в лечении онкологических заболеваний. Характерной особенностью пучков протонов и легких ионов является наличие пика Брэгга в функции удельных потерь энергии на разных глубинах в веществе. Это позволяет с высокой точностью локализовать процесс энерговыделения при проведении радиотерапевтического облучения. По сравнению с лучевой терапией с использованием пучков гамма-квантов, при взаимодействии протонов и ионов с энергией несколько сотен МэВ с веществом протекают значительно более сложные процессы, приводящие к генерации вторичных частиц (в частности, нейтронов) и эффектам перераспределения. Неотъемлемой частью процедуры является компьютерное моделирование, которое применяется для планирования облучения и дозиметрического мониторинга. В настоящее время для детального расчета транспорта частиц ионизирующего излучения в протонной терапии широко используются пакеты моделирования на основе метода Монте-Карло.

В представленной работе рассматриваются ядерные реакции, приводящие к выходу вторичных нейтронов на стабильных изотопах W. Многолепестковые коллиматоры (МЛК), изготавливаемые из вольфрама, используются в ядерной медицине для формирования пучка в непосредственной близости от пациента, и в процессе облучения это становится для него источником повышенного нейтронного фона. В данной работе с помощью метода наведенной активности на установке [1] получены экспериментальные выходы реакций с испусканием нейтронов, протекающих в вольфрамовой мишени под действием электронного пучка с энергией 55 МэВ. Эти результаты сравниваются с расчетами генерации вторичных нейтронов, выполненными с использованием пакета Монте-Карло GEANT4 [2], а также с выходами соответствующих фотоядерных реакций, вычисленными на основе доступных табличных и теоретических сечений. Полученные данные являются характеристикой точности расчета нейтронных доз на GEANT4 при планировании облучения в лучевой терапии.

Эксперимент проводился в электронном пучке микротрона РТМ-55. Облучалась сборка из вольфрамовой мишени толщиной 1 мм и двух мониторинговых мишеней из золота и меди. Длительность облучения составляла 34 мин. После облучения проводилось измерение спектров гамма-активности, наведенной в облученных мишенях. Для измерения спектров использовался детектор из сверхчистого германия в низкофоновой защитной камере, входящий в состав автоматической системы набора данных. Длительность измерения спектров наведенной активности вольфрамовой мишени составляла 47 дней. Пример спектра гамма-излучения облученной вольфрамовой мишени показан на рисунке.



*Пример спектра наведенной активности облученной вольфрамовой мишени, измеренного в течение 2,5 ч сразу после окончания эксперимента.*

В процессе анализа экспериментальных данных в спектрах наведенной активности были идентифицированы гамма-линии распадов нестабильных продуктов ядерных реакций, протекающих в мишени в процессе облучения:  $^{177}, ^{179}, ^{179m}, ^{181}, ^{185}, ^{185m} \text{W}$ ,  $^{177m2}, ^{180m} \text{Hf}$ ,  $^{176}, ^{177}, ^{178m}, ^{180}, ^{182m2} \text{Ta}$ . Основным каналом образования этих изотопов являются фотоядерные реакции, вызванные вторичным тормозным излучением электронов в облученной мишени. Путем нормировки по стандартным сечениям фотоядерных реакций на  $^{65}\text{Cu}$  определены абсолютные значения выходов продуктов реакций на ядрах,

входящих в естественную смесь изотопов вольфрама. С помощью сечения захвата нейтрона на  $^{197}\text{Au}$  на основе данных, полученных с мониторной мишени из золота, получена оценка выхода нейтронов из вольфрамовой мишени в процессе облучения в электронном пучке.

Полученные значения выходов сравниваются с результатами моделирования эксперимента, выполненного в GEANT4.

1. K. A. Stopani et al., "Studying photonuclear reactions using the activation technique," Nucl. Instrum. Methods A 745, 133—137 (2014).

2. S. Agostinelli et al., Nucl.

## МУЛЬТИПЛЕТЫ $j = 9/2$ В СПЕКТРАХ ЯДЕР В ОБЛАСТИ $^{208}\text{Pb}$

Л.Т. Имашева<sup>1</sup>, Б.С. Ишханов<sup>1,2</sup>, М.Е. Степанов<sup>1,2</sup>, Т.Ю. Третьякова<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет;

<sup>2</sup> Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына

E-mail: lt.imasheva@physics.msu.ru

### ВВЕДЕНИЕ

Парное взаимодействие тождественных нуклонов оказывает существенное влияние на свойства атомных ядер [1, 2]. Яркими проявлениями спаривания является расслоение массовой поверхности и значение полного спина  $J^P=0^+$  для четно-четных ядер. Нарушение спаривания между двумя внешними тождественными нуклонами приводит к формированию характерного набора возбужденных состояний с положительной четностью и четными значениями полного момента – мультиплета основного состояния (ground state multiplet, GSM), причем расщепление мультиплета определяется энергией спаривания или удвоенной величиной четно-нечетного эффекта  $\Delta_{nn(pp)} = 2\Delta_{n(p)}$  [3].

Классическим примером GSM является набор низколежащих состояний в спектрах  $^{210}\text{Pb}$  и  $^{210}\text{Po}$ , которые можно рассматривать как замкнутый дважды магический остов  $^{208}\text{Pb}$  с парой внешних нейтронов или протонов [2]. Поскольку  $^{208}\text{Pb}$  самое тяжелое дважды магическое стабильное ядро, то данное приближение является достаточно точным. Поэтому с точки зрения изучения спаривания тождественных нуклонов интересно проследить формирование спектров низколежащих состояний в систематиках изотопов в области  $(N, Z) = (126, 82)$  при последовательном заполнении нейтронами подболочки  $2g_{9/2}$  и протонами подболочки  $1h_{9/2}$ . В качестве примера на рис. 1

представлены экспериментальные спектры возбуждений четно-четных изотонов  $N = 128$ . Можно видеть, что энергия спаривания нейтронов систематически соответствует возбужденному состоянию  $J^P = 8^+$ , а энергия спаривания протонов – состоянию  $J^P = 10^+$ . Похожее систематическое поведение наблюдается и в других цепочках изотонов и изотопов в области  $^{208}\text{Pb}$  [7].

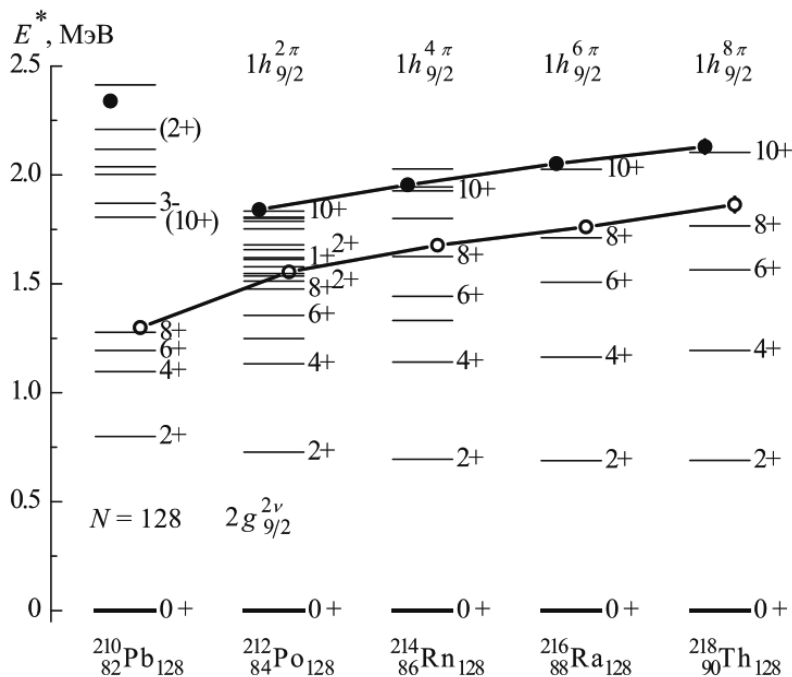


Рис. 1. Экспериментальные спектры низколежащих возбуждений в изотонах  $N = 128$ . Значения энергии спаривания протонов  $\Delta_{pp}$  (●) и нейтронов  $\Delta_{nn}$  (○) рассчитаны на основе масс ядер из [4]. Здесь и далее экспериментальные данные из [5, 6]. Рисунок из работы [7]

### ФОРМАЛИЗМ

Поскольку парное взаимодействие нуклонов имеет короткодействующий притягивающий характер, хорошим приближением для его описания является  $\delta$ -потенциал [8]. В данном приближении энергия состояния с полным моментом  $J$  зависит от глубины потенциала  $V_0$  и радиального интеграла Слэтера  $F_0(nl)$  [8, 9]:

$$\Delta E_{jj:J} = -\frac{1}{2} V_0 F_0(nl) (2j+1)^2 \begin{pmatrix} j & j & J \\ 1/2 & -1/2 & 0 \end{pmatrix}^2 (2j+1)^2$$

Поскольку величины  $V_0$  и  $F_0(nl)$  не зависят от  $J$ , то, взяв отношение энергий состояний для разных  $J$ , можно исключить значения данных величин и определить структуру спектра GSM, взяв за основу экспериментальное значение энергии возбуждения одного из уровней, например  $E(2^+)$  [10] или  $E(J_{\max})$ , где  $J_{\max} = 2j - 1$  [11]. Однако, как было показано в работе [12], структура GSM может быть рассчитана на основе сдвига основного состояния

$\Delta E_0$ , определяемого четно-нечетным эффектом:  $\Delta E_0 = \Delta_{m(pp)} = 2\Delta_n$ . Таким образом, энергии возбужденных состояний GSM определяются значениями масс самого ядра и рядом расположенных изотопов или изотонов [13].

Приближение  $\delta$ -потенциала позволяет описать GSM не только для пары тождественных нуклонов сверх замкнутого остова, но и в случае нескольких пар или нечетного числа внешних нуклонов с использованием схемы сеньорити. Модель сеньорити (сеньорити  $s$  – число неспаренных нуклонов) позволяет вычислить мультиплеты состояний в случае числа нуклонов  $N > 2$  на основе известного спектра состояний пары нуклонов через наборы генеалогических коэффициентов (coefficients of fractional parentage, CFP)  $\langle j^{N-1} s_1 J_1; j \rangle \{ j^N s J \}$ :

$$\Delta E_J = \sum_{J_1} \langle j^{N-1} s_1 J_1; j \rangle \{ j^N s J \}^2 \Delta E_{J_1},$$

где  $s_1 = s - 1$ ,  $J_1$  – соответствующие  $s_1$  значения полного момента, суммирование идет по всем значениям  $J_1$ . Расчетам CFP посвящено несколько работ, мы используем значения из [14]. Данный подход активно используется при описании GSM в спектрах ядер в области  $^{40}\text{Ca}$ , где внешние нуклоны находятся в состоянии  $f_{7/2}$ , поскольку для  $j \leq 7/2$  сеньорити является хорошим квантовым числом для любого двухчастичного взаимодействия. Но данный подход может быть использован и для более высоких значений  $j$  для широкого круга двухчастичных взаимодействий, в том числе и  $\delta$ -потенциала [10].

Модель сеньорити позволяет предсказать набор возможных значений полного момента  $J$  для значений  $s$ . С ростом  $j$  число возможных состояний существенно возрастает. В таблице указаны возможные значения полного момента  $J$  для подболочки  $j = 9/2$  при различных значениях сеньорити:

Сеньорити $s$	Возможные значения полного момента $J$
2	2, 4, 6, 8
3	3/2, 5/2, 7/2, 11/2, 13/2, 15/2, 17/2, 21/2
4	0, 2, 3, 4 <sup>2</sup> , 5, 6 <sup>2</sup> , 7, 8, 9, 10, 12

Важно отметить, что обычно в экспериментальных спектрах не наблюдается всего набора состояний для  $s = 4$ , но хорошо идентифицируются уровни с высоким значением  $J = 10$  и 12.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Нейтронно-избыточные изотопы свинца, благодаря наличию замкнутого остова  $^{208}\text{Pb}$ , представляют собой идеальный случай для тестирования свойств нуклон-нуклонного взаимодействия и проверки схемы сеньорити. Благодаря развитию экспериментальных возможностей стало возможным определение положения возбужденных состояний в нейтронно-избыточных изотопах свинца вплоть до  $^{216}\text{Pb}$ . На рис. 2 показаны результаты наших расчетов для сеньорити  $s = 2$ , в предположении заполнения нейтронами подоболочки  $2g_{9/2}$ . Использование энергии спаривания нейтронов в качестве оценки расщепления GSM приводит к хорошему согласию для состояния  $J^P = 6^+$  и позволяет оценить энергию состояния  $J^P = 8^+$ . Расчеты с использованием  $\delta$ -сил в приближении чистой конфигурации  $(2g_{9/2})^n$  не могут правильно воспроизвести положение уровней  $J^P = 2^+, 4^+$ . Существенно улучшить согласие с экспериментом позволяет учет смешивания конфигураций. На рис. 2 приведены результаты расчетов, выполненных в оболочечной модели (SM) с учетом всех конфигураций  $(g_{9/2}i_{11/2}d_{3/2}d_{5/2}g_{7/2}s_{1/2}j_{15/2})^n$  внешних нейтронов [15].

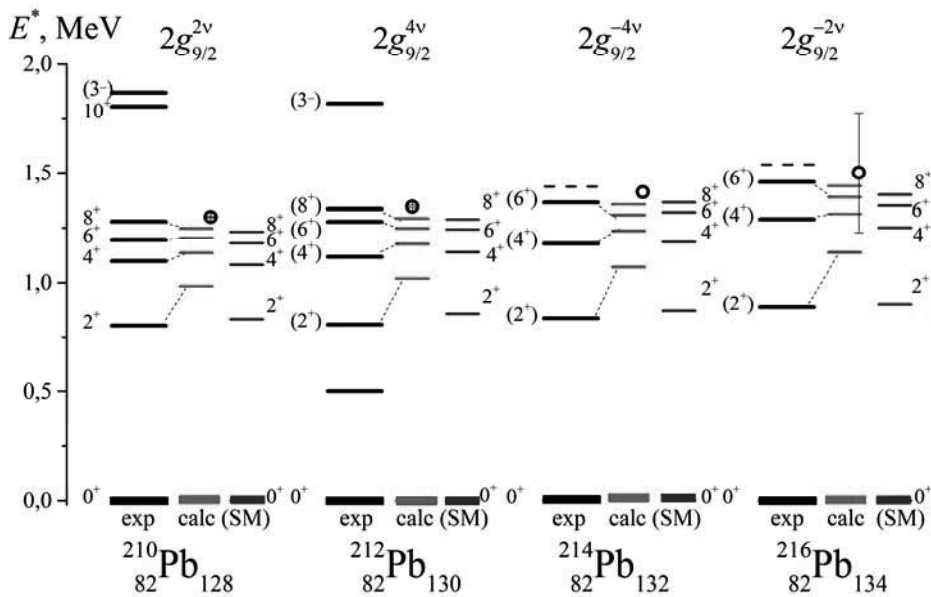


Рис. 2. Спектры четно-четных изотопов свинца  $^{210-216}\text{Pb}$ . На рисунке приведены экспериментальные спектры [5,6] (*exp*), результаты наших расчетов (*calc*) и результаты работы [15] (*SM*).

Учет широкого конфигурационного пространства в сочетании с использованием потенциала Куо-Херлига, модифицированного для тяжелых ядер [16], дает возможность описать экспериментальные спектры с точностью около 100 кэВ [15].

Изотоны с  $N = 126$  представляют собой отличный пример применимости схемы сеньорити с  $s > 2$ . Наиболее полное описание данной группы ядер в рамках оболочечной модели сделано в работе [17]. Расчеты с учетом всего диапазона конфигураций внешних протонов с использованием





эксперименте состояний с  $J^P = 12^+, 10^+$ , соответствующих  $s = 4$ .

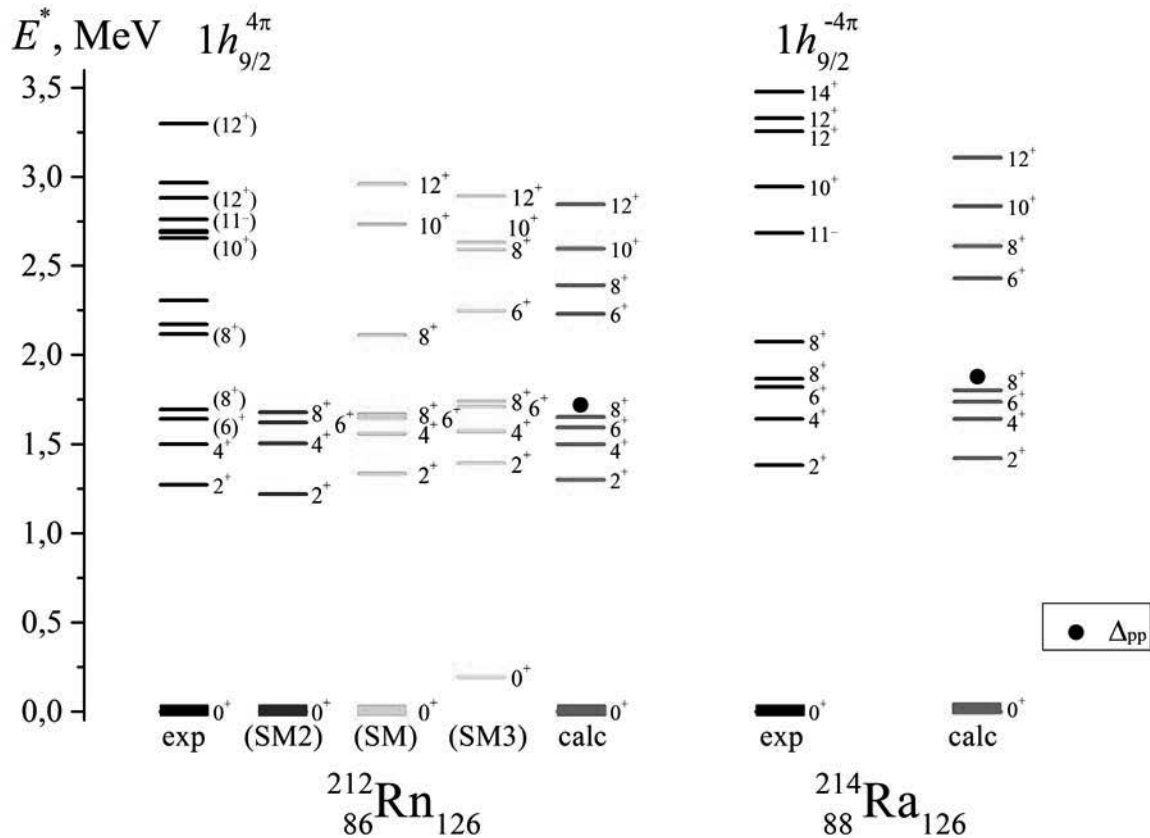


Рис. 4. Спектры изотопов  $^{212}\text{Rn}$  и  $^{214}\text{Ra}$ .

## ВЫВОДЫ

В работе рассмотрены низколежащие возбуждения нейтронноизбыточных изотопов свинца и изотопов цепочки  $N = 126$ . На основе масс ядер в приближении конфигурации  $(2g_{9/2})^n$  для внешних нейтронов и  $(1h_{9/2})^n$  для внешних протонов вычислены мультиплеты для значений сеньорити  $s = 2, 3, 4$ , а также проведено сравнение с результатами оболочечной модели с эффективными потенциалами и максимально широким набором конфигураций для внешних нуклонов.

Благодаря наличию замкнутого дважды магического остова  $^{208}\text{Pb}$ , приближение чистых конфигураций для внешних нуклонов является оправданным, и формирование низколежащей части спектра происходит в соответствии со схемой сеньорити. Рассмотренный в работе потенциал является упрощенным методом расчета спектра возбужденных состояний, но, тем не менее, применение энергии спаривания из масс ядер в качестве расщепления GSM позволяет получить хорошее согласие с экспериментом не только для сеньорити  $s = 2$ , но и для более высоких значений без использования каких либо подгоночных параметров.

1. P. Ring, P. Schuck. The nuclear many-body problem. 3<sup>rd</sup> ed. Springer, Berlin. 2004.
2. И. Айзенберг, В. Грайнер, Микроскопическая теория ядра, М., 1976.
3. О. Бор, Б. Моттelson, Структура атомного ядра, т. 1, М.: Мир, 1971.
4. База данных "Центр данных фотоядерных экспериментов НИИЯФ МГУ", <http://cdfc.sinp.msu.ru/>.
5. National Nuclear Data Center, Brookhaven, Evaluated Nuclear Structure Data File, <http://ie.lbl.gov/ensdf/>.
6. G. Audi et al. Chin. Phys. C. Vol. 41, 3, 030001, 2017.
7. Б.С. Ишханов, М.Е. Степанов, Т.Ю. Третьякова, Изв. РАН. Сер. Физ., т. 78, с. 591, 2014.
8. M.G. Mayer, Phys. Rev. Vol. 75, P. 1969, 1949.
9. A. De-Shalit. Phys. Rev. 91, P. 6, 1953.
10. I. Talmi. Simple Models of Complex Nuclei. Harwood Ac. Publ. Chur. 1993.
11. A. Heusler, P. von Brentano. Eur. Phys. J. A. Vol. 38, P. 9, 2008.
12. B.S. Ishkhanov et al. Moscow Univer. Phys. Bull. 69, P. 1, 2014.
13. L.T. Imasheva et al. Phys. of At. Nucl. Vol. 78, № 13, 1463, 2015.
14. B.F. Bayman, A. Lande. Nucl. Phys. Vol. 77, P. 1, 1966.
15. A. Gottardo et al. Phys. Rev. Lett. Vol. 109, 162502, 2012.
16. E. K. Warburton, B. A. Brown, Phys. Rev. C Vol. 43, P. 602, 1991.
17. E. Caurier, M. Rejmund, and H. Grawe, Phys. Rev. C Vol. 67, 054310, 2003.
18. A. Covello et al. Acta Physica Polonica B. Vol.30, P. 3, 1999.
19. G.D. Dracoulis et al. Phys. Rev. C Vol.80, 054320, 2009.

## СТРУКТУРА И РАСПАД $\Xi$ -ГИПЕРЯДЕР С УЧЕТОМ ИЗОСПИНОВЫХ ЭФФЕКТОВ

М. С. Хирк<sup>1</sup>, Д. Е. Ланской

*Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова*

<sup>1</sup> E-mail: dermeister123@yandex.ru

### Введение

$\Xi$ -гиперядро – это связанная система  $\Xi$ -гиперона и ядра. В отличие от  $\Lambda$ -гиперядер такие системы имеют двойную странность и испытывают конверсию  $\Xi N \rightarrow \Lambda \Lambda$  за времена, характерные для сильного взаимодействия. Первые события с  $\Xi$ -гиперядрами были получены в эмульсионных экспериментах еще в начале 60ых годов прошлого столетия, однако с тех пор статистика наблюдения таких систем ограничивается не более чем полутора десятком событий. В середине 80ых годов Довером и Галом был проведен детальный анализ эмульсионных экспериментов и был сделан вывод, что глубина потенциальной ямы для  $\Xi$ -гиперона в легких ядрах 20-24 МэВ [1]. Дальнейшие детекторные эксперименты по изучению реакции  $^{12}\text{C}(K^-, K^+)_{\Xi}^{12}\text{Be}$  дают некоторые указания на то, что глубина значительно меньше (12-16 МэВ) [2, 3]. Но к настоящему времени надежной эмпирической информации о взаимодействии  $\Xi$ -гиперонов с нуклонами и ядрами нет.

Данная работа посвящена рассмотрению структуры и распада низколежащих состояний  $\Xi$ -гиперядер. Особое внимание уделено проявлению в таких системах *зарядового и изоспинового смешивания*, оказывающего нетривиальное влияние на распад подобных систем.

## Эффект зарядового и изоспинового смешивания

Данные эффекты возникают в связи с тем, что  $\Xi$ -гиперон, имея два зарядовых состояния ( $\Xi^0$  и  $\Xi^-$ ), может по-разному взаимодействовать с протоном и нейтроном. Другими словами,  $\Xi N$ -взаимодействие зависит от полного изоспина пары нуклона и  $\Xi$ -гиперона. Это приводит к тому, что основное  $\Xi$ -гиперядро, вообще говоря, представляет собой суперпозицию зарядовых конфигураций [4-6]:

$$|\Xi Z\rangle_{GS} = a|\Xi^0 Z\rangle + b|\Xi^- Z\rangle. \quad (1)$$

Для определения коэффициентов  $a$  и  $b$ , можно рассмотреть двухуровневую систему с чистыми зарядовыми состояниями ( $|\Xi^0 Z\rangle$  и  $|\Xi^- Z\rangle$ ) (рис. 1) и воспользоваться приближениями теории возмущений, включив в гамильтониан *смешивающий* потенциал  $V_{mix} \equiv V(\Xi^0 n \leftrightarrow \Xi^- p)$ .

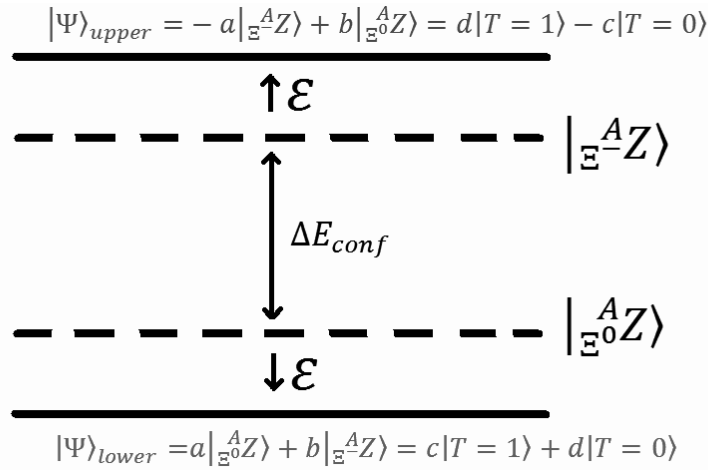


Рис. 1. Схема уровней системы до смешивания (пунктирные линии) и после смешивания

(сплошные линии).  $\epsilon = \frac{-\Delta E_{conf} + \sqrt{\Delta E_{conf}^2 + 4V_{12}}}{2}$  – энергетический сдвиг верхнего и нижнего возмущенных состояний относительно состояний невозмущенной системы,  $\Delta E_{conf}$  – разность энергий уровней невозмущенной системы,  $V_{12} = \langle \Xi^0 Z | V_{Mix} | \Xi^- Z \rangle$  – матричный элемент перехода из состояния  $|\Xi^0 Z\rangle$  в состояние  $|\Xi^- Z\rangle$ .

Таким образом, величина коэффициентов смешивания будет определяться двумя величинами:  $\Delta E_{conf}$  и  $V_{12}$ . Выражение для разности энергий  $\Delta E_{conf}$  можно получить, исходя из закона сохранения энергии. Данная величина зависит от энергий отделения  $\Xi^0$  и  $\Xi^-$  от ядерного остова ( $B_{\Xi^0}(\Xi^0 Z)$  и  $B_{\Xi^-}(\Xi^- Z)$ ), а так же от энергии связи самого остова ( $B^{(A-1)Z}$  и  $B^{(A-1)(Z+1)}$ ).

$$\Delta E_{conf} = [B_{\Xi^0}(\Xi^0 Z) - B_{\Xi^-}(\Xi^- Z)] + [B^{(A-1)Z} - B^{(A-1)(Z+1)}] + [M_{\Xi^-} - M_{\Xi^0} + M_p - M_n] \quad (2)$$

Для расчета матричного элемента  $V_{12}$  необходимо знать явный вид смешивающего потенциала. Данный потенциал можно построить с использованием так называемых ESC-моделей одномезонного обмена [7-9], как разность взаимодействий с  $T_{\Xi N} = 1$  и  $T_{\Xi N} = 0$ :

$$V_{Mix} = \frac{V_{\Xi N}(T=1) - V_{\Xi N}(T=0)}{2} \quad (3)$$

где  $V_{\Xi N} = V_1 + V_2(\vec{\sigma}_N \cdot \vec{\sigma}_{\Xi})$  – эффективный потенциал  $\Xi N$ -взаимодействия.

Как было показано в работе [10] на примере  $\Xi$ -гиперядер р-оболочки с  $Z = \frac{A-2}{2}$ , состояние с преобладающим изоспином  $T = 0$  не всегда является основным состоянием  $\Xi$ -гиперядра, что не характерно для обычных (нестранных) ядер. Также из полученных результатов был сделан вывод о том, что ситуация может сильно меняться в зависимости от выбранного  $\Xi N$ -взаимодействия.

### Распад $\Xi$ -гиперядер с учетом смешивания

Есть множество оснований полагать, что эффект изоспинового смешивания может оказывать заметное влияние на распад  $\Xi$ -гиперядер.  $\Xi$ -гиперон, находясь внутри ядра, испытывает конверсию с одним из нуклонов:



При этом выделяется около 25 МэВ энергии, которой достаточно, чтобы возбудить ядерный остов в довольно широком диапазоне. Данный процесс идет по сильному взаимодействию, и поэтому является доминирующим каналом распада нижайших состояний  $\Xi$ -гиперядра.

Распад (4) в гиперядре не всегда происходит с вылетом обоих  $\Lambda$ -гиперонов в непрерывный спектр.  $\Lambda$ -гиперон может также прилипнуть к ядерному осколку  ${}^{A-2}Z$ , образовав  $\Lambda$ -гиперядро ( ${}^A_{\Xi}Z \rightarrow {}^{A-1}_{\Lambda}Z + \Lambda$ ). Так как суммарный изоспин  $\Lambda$ -гиперонов ноль, изоспин ядра  ${}^{A-2}Z$  обязан совпадать с изоспином распадающегося  $\Xi$ -гиперядра  ${}^A_{\Xi}Z$ . Изоспин основного состояния ядра  ${}^{A-2}Z$ , образующегося в результате распада гиперядра с  $Z = \frac{A-2}{2}$ , также ноль. Таким образом, при распаде состояния с  $T = 0$  возможно образование как основного, так и возбужденных состояний ядра  ${}^{A-2}Z$ , однако распад состояния  $T = 1$  на основное состояние  ${}^{A-2}Z$  запрещен, а это, в свою очередь, может привести к некоторому подавлению данного распада относительно первого. Такое подавление является следствием как того, что возбужденные состояния ядра  ${}^{A-2}Z$  с  $T = 1$  лежат выше по энергии, так и того, что распад на такие состояния чаще всего менее вероятен за счет соответствующих спектроскопических факторов. Подавление может также возникнуть и из-за того, что некоторые состояния образующегося ядра могут быть запрещены

спиновыми правилами отбора. Все вышесказанное должно привести к тому, что ширины распада состояний с доминирующим изоспином  $T = 0$  и  $T = 1$  будут существенно различаться.

Проверка предположения о том, что ширины распада таких состояний могут значительно отличаться, была выполнена на примере  $\Xi$ -гиперядра  ${}^{12}_{\Xi}B$ .

### Результаты и обсуждение

В данной работе рассматривался распад двух нижайших состояний  $\Xi$ -гиперядра  ${}^{12}_{\Xi}B$  с  $J=1^-$  и  $J=2^-$  в случае, когда  $\Xi$ -гиперон конвертирует на нуклоне р-оболочки, а один из образующихся  $\Lambda$ -гиперонов остается внутри ядра. Волновая функция  $\Lambda$ -гиперона в гиперядре  ${}^{11}_{\Lambda}B$  была получена в Вудс-Саксоновской потенциальной яме с глубиной 30,05 МэВ. Такая глубина позволяет связать  $\Lambda$ -гиперон с ядром не только в s, а также и в р-состоянии, но с очень близкой к нулю энергией связи. Это приводит к тому, что энергетически запрещена большая часть возбужденных состояний  ${}^{10}B$ , и ширина такого распада пренебрежимо мала. Особое внимание было уделено случаю, когда связанный  $\Lambda$ -гиперон находится в s-состоянии, так как именно тогда разрешен широкий спектр состояний  ${}^{10}B$ .

Нами была произведена оценка отношения ширин распада чистых  $\Xi$ -гиперядерных состояний с  $T = 0$  и  $T = 1$ . Для расчета использовалась упрощенная формула в виде отношения сумм матричных элементов, отвечающих соответствующим переходам:

$$\frac{\Gamma(T=0)}{\Gamma(T=1)} \approx \frac{\sum_{{}^{10}B_i^*(T=0)} S_{T=0}^i \cdot \langle {}^{12}_{\Xi}B | V_{N\Xi \leftrightarrow \Lambda\Lambda} | {}^{10}B_i^* + \Lambda + \Lambda \rangle^2}{\sum_{{}^{10}B_i^*(T=1)} S_{T=1}^i \cdot \langle {}^{12}_{\Xi}B | V_{N\Xi \leftrightarrow \Lambda\Lambda} | {}^{10}B_i^* + \Lambda + \Lambda \rangle^2}, \quad (5)$$

где  $S_T^i$  – спектроскопический фактор, отвечающий за вероятность возникновения того или иного состояния  ${}^{10}B$  при конверсии на одном из нуклонов ядра.

Расчет был выполнен с двумя различными наборами  $S_T^i$  (теоретическими [11] и экспериментальными [12]). Полученные результаты для отношения ширин распада показаны в табл. 1.

Таблица 1. Отношения ширин распада  $\Xi$ -гиперядерных состояний с  $T = 0$  и  $T = 1$  для различных смешивающих и конверсионных потенциалов.

		$^{12}_{\Xi}B, J = 1^-$		$^{12}_{\Xi}B, J = 2^-$	
Потенциал конверсии	Потенциал смешивания	$\Gamma(T=0)/\Gamma(T=1)$ (SF Theor.)	$\Gamma(T=0)/\Gamma(T=1)$ (SF Exp.)	$\Gamma(T=0)/\Gamma(T=1)$ (SF Theor.)	$\Gamma(T=0)/\Gamma(T=1)$ (SF Exp.)
NSC97f [13, 15]	ESC08a	2,3	1,9	21,8	37,4
	ESC08b	2,3	1,9	21,8	37,6
	ESC08c	2,3	1,9	21,8	37,6
NSC89 [14, 15]	ESC08a	2,4	2,0	22,4	38,1
	ESC08b	2,3	1,9	22,4	38,3
	ESC08c	2,3	2,0	22,3	38,3

В случае  $J = 1^-$  распад состояния с  $T = 1$  заметно подавлен, однако в случае  $J = 2^-$  подавление проявляется очень сильно. Такое сильное подавление связано с тем, что большая часть состояний  $^{10}B$  с  $T = 1$  запрещена спиновыми правилами отбора. Можно так же заметить, что расчет в обоих конверсионных потенциалах дает похожие значения. Потенциал смешивания так же слабо влияет на результат. В расчете отношения ширин распада данный потенциал определяет энергии связи  $\Xi$ -гиперонов, которая влияет лишь на выделяемую энергию. Это означает, что ширины слабо зависят от энергии распада. Однако именно потенциал смешивания определяет «чистоту» изоспиновых состояний в  $\Xi$ -гиперядре

## Заключение

$\Xi N$ -взаимодействие на настоящее время является малоизученным. Связано это с тем, что экспериментальная информация, полученная из наблюдения немногочисленных событий  $\Xi$ -гиперядерных систем, крайне скудная. Однако измерение ширин распада систем с сильным зарядовым смешиванием в эксперименте может дать уникальную информацию о зависимости  $\Xi N$ -взаимодействия от изоспина. Полученная информация может быть весьма ценна как для физики адронных взаимодействий, так и для астрофизики. В особенности она может быть полезной для физики нейтронных звезд, представляющих собой ярчайший пример нейтронно-избыточных систем.

## Список литературы

- [1] C.B. Dover, A. Gal. Ann.Phys. 146(1983)309.
- [2] T. Fukuda et al. Phys.Rev. C58(1998)1306.
- [3] P. Khaustov et al. Phys.Rev. C61(2000)054603.
- [4] D. B. Dover, A.Gal, D. J. Millener. Nucl.Phys. A572(1994)85.
- [5] V.L. Korotkikh, D. E. Lanskoy, D. A. Sharov. Nucl. Phys. A805(2008)176.
- [6] Th. A. Rijken, Y. Yamamoto. arXiv:nucl-th/0608074 v1 30 Aug 2006.
- [7] Y. Yamamoto, T. Motoba, T. A.Rijken. Prog. Theor. Phys. Suppl. 185(2010)72.
- [8] E. Hiyama, M. Kamimura, Y. Yamamoto. Prog. Theor. Phys. Suppl. 185(2010)152.
- [9] M. M. Nagels, Th. A. Rijken, Y. Yamamoto. arXiv:nucl-th/150402634v1 10 Apr 2015.

- [10] Д. Е. Ланской, М. С. Хирк. Труды XVII межвузовской научной школы молодых специалистов «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине», Университетская книга 2016, 78.
- [11] S. Cohen., D. Kurath. Nucl.Phys. A101(1967)1.
- [12] D. Dehnhard, N. Williams and J.L. Yntema. Phys. Rev. 180(1969)967.
- [13] Th. A. Rijken, V. G. J. Stoks, and Y. Yamamoto. Phys. Rev. C59(1999)21.
- [14] P. M. M. Maessen, Th. A. Rijken, and J. J. de Swart. Phys. Rev. C40(1989)2226.
- [15] D. E. Lansky, Y. Yamamoto. Phys. Rev. C69(2004)014303.

## НОВЫЙ МЕХАНИЗМ ВОЗДЕЙСТВИЯ НЕПРЕРЫВНОГО И ИМПУЛЬСНОГО УФ-С ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВОДУ

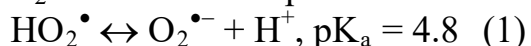
И.М. Пискарев<sup>1</sup>, К.А. Астафьева<sup>2</sup>, И.П. Иванова<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ; <sup>2</sup> Нижегородская государственная медицинская академия

E-mail: i.m.piskarev@gmail.com

**Введение.** Механизмы взаимодействия излучения УФ-С диапазона, способного проходить через воздух, (200 – 280 нм) с веществом изучались долгое время, они детально проанализированы. Одним из механизмов является прямое поглощение кванта излучения уровнем молекулы (при условии, что такой уровень есть), после чего молекула переходит в возбужденное состояние и может модифицироваться. Если в молекуле такого уровня нет, а в воде есть растворенный кислород, то возможны реакции типа I и II с сенсibilизатором в триплетном состоянии. Роль сенсibilизаторов могут играть какие-либо примеси воды. В реакции типа I образуется ион-радикал  $O_2^{\bullet-}$ , в реакции типа II – синглетный кислород.

В работах [1, 2] показано, что в воде под действием излучения УФ-С диапазона могут образовываться радикалы  $HO_2^{\bullet}/O_2^{\bullet-}$ . Для радикалов  $HO_2^{\bullet}/O_2^{\bullet-}$  имеет место равновесие:



В зависимости от кислотности среды он существует в разных формах. В работе [2] оценен выход радикалов  $HO_2^{\bullet}$  на пучке импульсного и непрерывного УФ-С излучения в кислой среде. Взаимодействие радикалов  $HO_2^{\bullet}$  между собой должно приводить к образованию перекиси водорода. Однако перекись водорода в работах [1, 2] не была обнаружена.

Образование радикалов  $HO_2^{\bullet}/O_2^{\bullet-}$  можно рассматривать как новый механизм воздействия фотонов видимого и ультрафиолетового диапазона на водные растворы. Поэтому представляет интерес получения информации об образовании радикалов  $HO_2^{\bullet}/O_2^{\bullet-}$  под действием УФ-С излучения в чистой воде и в водных растворах веществ, которые не могут быть в триплетном

состоянии, и для которых реакции типа I и II исключены, а прямое поглощение фотонов маловероятно.

Целью настоящей работы является определение выхода перекиси водорода в бидистиллированной воде, скорости генерирования радикалов  $\text{HO}_2^\bullet/\text{O}_2^{\bullet-}$  в водных растворах под действием УФ-С излучения и оценка возможного механизма образования радикалов  $\text{HO}_2^\bullet/\text{O}_2^{\bullet-}$ .

**Методика эксперимента.** Источником излучения служил ультрафиолетовый бактерицидный излучатель ОУФб-04 с безозоновой ртутной лампой низкого давления ДКБ-9, корпус из увиолевого стекла, мощность лампы 9 Вт. Лампа работает в непрерывном режиме, дает монохроматическое излучение с длиной волны 253.7 нм.

Измеряли выход перекиси водорода, образующейся под действием излучения УФ лампы в чистой бидистиллированной воде. Для этого воду объемом 5 мл облучали в чашке Петри в течение 5 часов. Расстояние от поверхности жидкости до лампы составляло 30 мм. Для идентификации перекиси в обработанную излучением пробу воды вводили свежеприготовленный раствор  $\text{TiCl}_3$ . С перекисью водорода треххлористый титан образует комплекс, имеющий максимум в спектре поглощения при  $\lambda = 410$  нм.

Окислительно-восстановительные свойства продуктов, образующихся в водном растворе под действием излучения и позволяющие идентифицировать их как радикалы  $\text{HO}_2^\bullet/\text{O}_2^{\bullet-}$ , исследовались с помощью нескольких детектирующих систем, включающих ионы  $\text{Fe}^{2+}$ ,  $\text{Fe}^{3+}$  и  $\Gamma^-$ .

**Результаты эксперимента. Образование перекиси водорода.** В работе [1] было обнаружено образование под действием УФ-С излучения радикалов  $\text{HO}_2^\bullet$ . Взаимодействие радикалов  $\text{HO}_2^\bullet$  должно приводить к образованию  $\text{H}_2\text{O}_2$ . На **рисунке 1** представлены спектр поглощения раствора чистой перекиси водорода, спектр поглощения пробы бидистиллированной воды сразу после обработки излучением ртутной лампы в течение 5 часов, и спектр той же обработанной излучением пробы после добавления в нее треххлористого титана.

На рисунке 1, кривая 3, видно появление пика 410 нм, характерного для комплекса, возникающего при взаимодействии перекиси водорода и  $\text{TiCl}_3$ . На основе полученного спектра определена концентрация перекиси водорода в пробе воды, обработанной 5 часов  $[\text{H}_2\text{O}_2] = (0.006 \pm 0.001) \%$  или  $2 \cdot 10^{-3}$  моль/л. Отсюда выход перекиси водорода под действием излучения лампы ДКБ-9 составляет  $(1 \pm 0.2) \cdot 10^{-7}$  моль(л с) $^{-1}$ .

Оптическая плотность воды в диапазоне 250 – 400 нм, обработанной УФ излучением в течение 5 часов, (рис. 1, кривая 2) значительно больше оптической плотности раствора чистой перекиси водорода (рис. 1, кривая 1), хотя концентрация чистой перекиси в пробе, соответствующей кривой 1, больше. Это означает, что под действием УФ излучения лампы образуются и другие соединения. В работе [1] идентифицировано образование ионов  $\text{NH}_4^+$ .



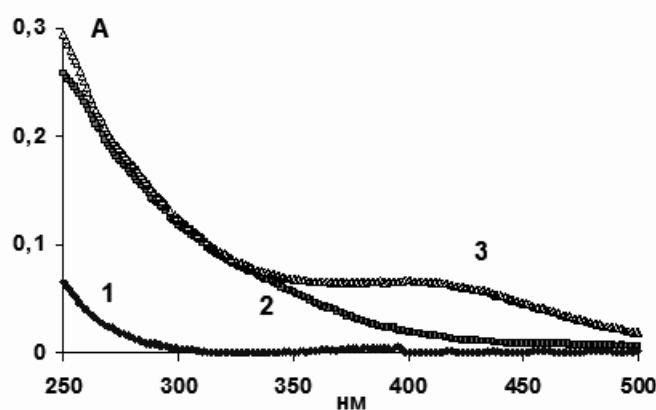
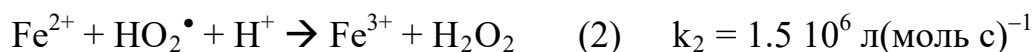


Рисунок 1. Идентификация перекиси водорода в пробе бидистиллированной воды, обработанной УФ излучением ртутной лампы. 1 – чистая перекись водорода концентрацией 0,01%; 2 – проба воды, обработанная УФ излучением в течение 5 часов; 3 – проба, обработанная 5 часов после добавления 0.1 мл  $TiCl_3$ .

**Окисление двухвалентного железа.** Измерена зависимость концентрации трехвалентного железа, образующегося в кислом растворе соли Мора под действием излучения ртутной лампы за 1 минуту, от концентрации двухвалентного железа. Окисление железа может быть обусловлено взаимодействием с радикалами  $HO_2^\bullet$ . С увеличением времени обработки до 2 минут концентрация  $Fe^{3+}$  пропорционально увеличивается. Концентрация  $Fe^{3+}$  растет с увеличением концентрации  $Fe^{2+}$ , и достигает максимума при  $[Fe^{2+}] = 40 - 50$  г/л (100 – 130 ммоль/л). Максимальная концентрация образующегося трехвалентного железа составляет  $[Fe^{3+}] = 195 \pm 10$  мкмоль/л. Такой характер зависимости может быть обусловлен гибелью радикалов  $HO_2^\bullet$ , образующихся в растворе под действием излучения, во взаимодействиях между собой при малых концентрациях двухвалентного железа. В результате выход окисленного железа при малых концентрациях  $Fe^{2+}$  оказывается меньше, и выходит на плато при больших концентрациях  $Fe^{2+}$ . Поэтому на основании величины максимальной концентрации образующегося трехвалентного железа можно оценить выход радикалов  $HO_2^\bullet$ . Взаимодействие двухвалентного железа в кислой среде с радикалами  $HO_2^\bullet$  описывается реакциями:



Из реакций 2 – 5 видно, что на один первичный радикал  $HO_2^\bullet$  образуются три молекулы трехвалентного железа. При этом мы пренебрегаем расходом образующейся перекиси водорода под действием первичного

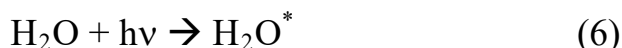
УФ-С излучения. Исходя из концентрации насыщения  $[Fe^{3+}] = 195 \pm 10$  мкмоль/л скорость генерации радикалов  $HO_2^\bullet$  в воде составляет  $(1.08 \pm 0.1) 10^{-6}$  моль(л с) $^{-1}$ . Скорость генерирования радикалов в чашке Петри объемом 5 мл с поверхностью 7 см<sup>2</sup> составляет  $(7.7 \pm 0.8) 10^{-10}$  моль(см<sup>2</sup> с) $^{-1}$ .

**Восстановление трехвалентного железа** в растворе  $Fe(NO_3)_3 \times 9H_2O$  не обнаружено. При обработке этого раствора УФ-С излучением наблюдалось только увеличение оптической плотности полосы 304 нм, относимой к трехвалентному железу. Наблюдаемый эффект может быть связан с тем, что за время хранения реактива  $Fe(NO_3)_3 \times 9H_2O$  трехвалентное железо частично восстановилось до двухвалентного, окисление которого наблюдается в данном эксперименте. Отсутствие восстановления трехвалентного железа означает, что под действием излучения в кислой среде не образуются частицы, обладающие восстановительными свойствами. Реакция радикалов  $HO_2^\bullet$  с трехвалентным железом в кислой среде невозможна.

**Окисление ионов иода.** Измерена зависимость концентрации триодида, образовавшегося в растворе KI за 1 минуту облучения ртутной лампой. При значениях pH от 1.4 до 1.9 концентрация триодида в пределах ошибок не меняется, она максимальна, и составляет  $134 \pm 13$  мкмоль/л. Концентрация  $I_3^-$  с увеличением pH быстро уменьшается, при pH = 4.4 уменьшение сильно замедляется, а начиная с pH = 6.1, концентрация  $I_3^-$  практически не меняется. Качественно характер зависимости обусловлен тем, что для радикала  $HO_2^\bullet/O_2^{\bullet-}$  значение константы диссоциации  $pK_a = 4.8$ . В сильнокислой среде он существует в виде радикала  $HO_2^\bullet$ , который окисляет ионы иода, а при pH > 6 он существует преимущественно в виде восстановителя  $O_2^{\bullet-}$ , и окисление ионов иода становится невозможным.

**Обсуждение.** Возможным механизмом образования окислителей мог бы быть процесс  $H_2O \rightarrow OH^\bullet + H^\bullet$ . Энергия разрыва молекулы воды составляет 499 кДж/моль. Это соответствует энергии кванта 5.03 эВ, длине волны  $\lambda \sim 246$  нм. Поэтому под действием ультрафиолетовой лампы с  $\lambda = 253.7$  нм образование гидроксильных радикалов невозможно.

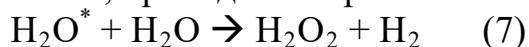
В работе [1] экспериментальные результаты объяснялись образованием под действием УФ-С излучения радикалов  $HO_2^\bullet$ . Предложен механизм образования радикалов  $HO_2^\bullet$  под действием импульсного УФ-С излучения в кислой среде через возбужденные состояния молекул воды [2].



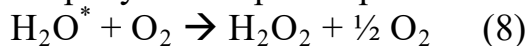
Линейный десятичный коэффициент поглощения излучения водой оставляет около  $0.8 \text{ м}^{-1}$  при  $\lambda = 200$  нм, достигает минимума  $\sim 2 \cdot 10^{-2} \text{ м}^{-1}$  при  $\lambda \sim 470$  нм, и далее практически монотонно увеличивается с ростом длины волны до  $\sim 20 \text{ м}^{-1}$  при  $\lambda = 970$  нм. Поглощение для пика при  $\lambda = 970$  нм измерено непосредственно спектрофотометром СФ-102, коэффициент экстинкции  $\epsilon = (3.1 \pm 0.1) 10^{-3} \text{ л(моль см)}^{-1}$ . При длинах волн 200 – 1200 нм

возбуждаются вибрационные и электронные уровни молекул воды, энергия которых недостаточна для изменения структуры молекулы, поэтому они могут служить только аккумулятором энергии.

Можно предположить, что молекулы воды, возбужденные УФ-С излучением, приводят к образованию перекиси водорода:



В присутствии растворенного кислорода возможен другой процесс:



Оценим энергетическую возможность осуществления реакций 7 и 8. Стандартная энтальпия образования жидкой воды при температуре 298 °К составляет – 285.8 кДж/моль, перекиси водорода – 187.8 кДж/моль, энтальпия образования простых веществ  $\text{H}_2$  и  $\text{O}_2$  полагается равной нулю. Реакции 7 и 8 эндотермические, изменение энтальпии для реакции 7:

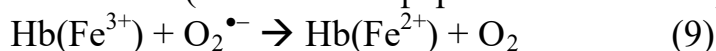
$\Delta H = -187.8 - 2(-285.8) = 383.8$  кДж/моль, что соответствует длине волны  $\lambda = 311.7$  нм. Изменение энтальпии для реакции 8:

$$\Delta H = -187.8 - (-285.8) = 98 \text{ кДж/моль}, \lambda = 1220.7 \text{ нм.}$$

Отсюда видно, что реакция 7 возможна в воде под действием ультрафиолетового излучения с  $\lambda < 311.7$  нм, а реакция 8 под действием излучения с  $\lambda < 1220.7$  нм.

Образование перекиси водорода возможно через промежуточные частицы: радикалы  $\text{HO}_2^\bullet/\text{O}_2^{\bullet-}$ . Окисление  $\text{Fe}^{2+}$  и  $\Gamma$  в кислой среде и прекращение окисления в нейтральной и щелочной среде подтверждают такую возможность. Квантовый выход радикалов  $\text{HO}_2^\bullet$  в кислой среде на пучке непрерывного излучения  $\lambda = 253.7$  нм составляет  $0.015 \pm 0.005$ .

В работе [3] исследовались окислительно-восстановительные процессы в растворе метгемоглобина под действием УФ-С излучения ртутной лампы того же типа, что была использована в данной работе. Наблюдалось восстановление метгемоглобина (окисленной формы гемоглобина) до дезоксигемоглобина:



Кислотность раствора метгемоглобина  $\text{pH} = 7.4$ . В такой среде радикал  $\text{HO}_2^\bullet/\text{O}_2^{\bullet-}$  существует в виде отрицательного ион-радикала  $\text{O}_2^{\bullet-}$ , который беспрепятственно может взаимодействовать с положительным ионом  $\text{Fe}^{3+}$ .

**Вывод.** Результаты работы позволяют предполагать существование механизма воздействия УФ-С излучения на водные растворы через образование радикалов  $\text{HO}_2^\bullet/\text{O}_2^{\bullet-}$ .

1. Пискарев И.М., Иванова И.П., Трофимова С.В. // Химия высоких энергий. 2013. Т. 47. № 2. С. 152.
2. Piskarev I.M. // Research Journal of Pharmaceutical, biological and chemical science. 2015. V.6. p. 1136-1149.
3. Пискарев И.М., Бурхина О.Е., Иванова И.П. // Химия высоких энергий. 2016. Т. 50. №1. С. 75.

# ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СПИНОРОВ В ПРЕДСТАВЛЕНИИ ВЕЙЛЯ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ПРОЦЕССОВ С УЧАСТИЕМ ТОП-КВАРКА

А.А. Новохатский<sup>1</sup>, Э.Э. Боос<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Физический факультет МГУ; <sup>2</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики  
МГУ

E-mail: novokhatskii.aa14@physics.msu.ru; boos@theory.sinp.msu.ru

Как известно, уравнение Дирака описывает взаимодействие фермионов. Для свободных частиц оно имеет вид:

$$(\hat{p} - m)\psi = 0$$

где  $\psi$  – четырёхкомпонентное поле,  $\hat{p} = p_\mu \gamma^\mu = i\partial_\mu \gamma^\mu$ , а  $\gamma^\mu$  – 4x4 матрицы Дирака, которые удовлетворяют следующей алгебре:

$$\gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu = 2g^{\mu\nu}.$$

Среди множества возможных представлений для гамма-матриц, особенно интересным оказывается так называемое представление Вейля:

$$\gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{pmatrix}; \quad \gamma^0 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix},$$

где  $\sigma^i$  – матрицы Паули. Как станет ясно из дальнейшего, именно это представление имеет большое значение для физики высоких энергий.

Получить решение уравнения Дирака можно, например, следующим способом:  
1) ищем решение в виде:

$$\psi(x) = u(p)e^{-ipx}; \quad \psi(x) = v(p)e^{+ipx}$$

2) решаем уравнения в системе отсчёта частицы;

3) выполняем лоренцевский буст.

Решение примет вид [1]:

$$u^s(p) = \begin{pmatrix} \sqrt{p\sigma} \xi^s \\ \sqrt{p\bar{\sigma}} \xi^s \end{pmatrix}; \quad v^s(p) = \begin{pmatrix} \sqrt{p\sigma} \eta^s \\ -\sqrt{p\bar{\sigma}} \eta^s \end{pmatrix}; \quad s = 1,2$$

где введено обозначение  $\sigma^\mu \equiv (1, \sigma^i)$ ,  $\bar{\sigma}^\mu \equiv (1, -\sigma^i)$ , а  $\xi$  и  $\eta$  – некоторые двумерные спиноры.

Большое значение имеет матрица  $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$ , в выбранном представлении она имеет вид:

$$\gamma^5 = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Если рассматривать поле  $\psi$  следующим образом:

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix},$$

то есть как совокупность так называемых левых и правых вейлевских спиноров, то при помощи матрицы  $\gamma^5$  можно построить операторы:

$$P_{\pm} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma^5),$$

действие которых на  $\psi$  заключается в следующем:

$$\psi_+ = P_+ \psi = \begin{pmatrix} 0 \\ \psi_R \end{pmatrix}, \quad \psi_- = P_- \psi = \begin{pmatrix} \psi_L \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Спиноры  $\psi_+$  и  $\psi_-$  называются спинорами определённой киральности (правые и левые).

Введем теперь оператор спиральности:

$$h = \frac{1}{|\vec{p}|} \mathbf{p} \cdot \mathbf{S} = \frac{1}{2|\vec{p}|} \vec{p} \begin{pmatrix} \vec{\sigma} & 0 \\ 0 & \vec{\sigma} \end{pmatrix}.$$

Для безмассовых частиц из уравнения Дирака непосредственно вытекает, что  $\gamma^i p^i = \pm |\vec{p}| \gamma^0$ , а так как  $S^i = \gamma^5 \gamma^0 \gamma^i$  (данную конструкцию легко усмотреть, если явным образом перемножить гамма-матрицы), получаем:

$$h = \pm \gamma^5.$$

Учитывая теперь, что  $P_- \psi_+ = P_+ \psi_- = 0$ , видим:

$$\psi_+ = \gamma^5 \psi_+, \quad \psi_- = -\gamma^5 \psi_-.$$

Поэтому для безмассовых частиц понятия киральности и спиральности совпадают. Это имеет важное значение для физики высоких энергий, в частности для физики слабых взаимодействий, так как при больших энергиях многие фермионы, например электроны или  $u, d$  – кварки, можно считать безмассовыми. Особо отметим, что подобное рассмотрение не применимо к массивным частицам, например к  $t$ -кварку. Для таких частиц понятия спиральности и киральности существенно не совпадают.

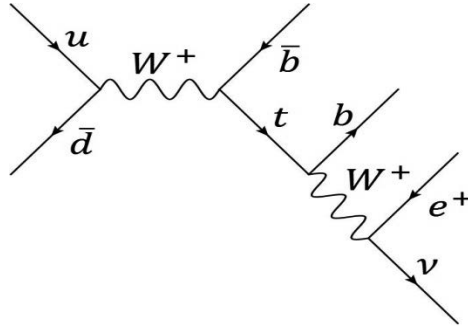
Написанное выше позволяет проводить вычисления в рамках низшего порядка теории возмущений. Объектом рассмотрения будет процесс рождения и распада одиночного  $t$ -кварка по слабому каналу. Рассмотрим процесс  $u\bar{d} \rightarrow \bar{b}t \rightarrow \bar{b}b\nu$ , его амплитуда имеет вид:

$$M = A \cdot \bar{d}\gamma_\mu \left( \frac{1-\gamma_5}{2} \right) u \bar{v}\gamma_\sigma \left( \frac{1-\gamma_5}{2} \right) e \bar{b}_2\gamma^\sigma \left( \frac{1-\gamma_5}{2} \right) S_t \gamma^\mu \left( \frac{1-\gamma_5}{2} \right) b_1$$

где  $A$  – константа, включающая в себя числовые множители, элементы СКМ-матрицы и тому подобные величины, точное значение которых нам не потребуется для выявления характерных особенностей процесса. Далее, спинор  $b_1$  соответствует  $\bar{b}$ -кварку, а  $b_2$  –  $b$ -кварку,  $S_t$  – матрица плотности  $t$ -кварка, которая имеет вид:

$$S_t = u(p, s)\bar{u}(p, s) = \frac{1}{2}(\hat{p} + m_t)(1 + \gamma_5\hat{s}),$$

где  $s$  – 4-вектор спина  $t$ -кварка.



**Диаграмма Фейнмана  $u\bar{d} \rightarrow \bar{b}t \rightarrow \bar{b}b e\nu$  процесса**

Для упрощения вычислений усредним амплитуду по спину  $t$ -кварка, матрица плотности примет вид:

$$S_t = \sum_s u(p, s)\bar{u}(p, s) = (\hat{p} + m_t).$$

Учёт спиновых эффектов мы проведем путём некоторого трюка в дальнейшем. Итак, пользуясь решениями уравнения Дирака для частиц и античастиц и явным видом матрицы  $\left( \frac{1-\gamma_5}{2} \right)$ , запишем:

$$\begin{aligned} M &= A \cdot (-\xi_d^\dagger \sqrt{d\bar{\sigma}}, \xi_d^\dagger \sqrt{d\sigma}) \gamma_\mu \begin{pmatrix} \sqrt{u\sigma} \xi_u \\ 0 \end{pmatrix} \cdot (\xi_v^\dagger \sqrt{v\bar{\sigma}}, \xi_v^\dagger \sqrt{v\sigma}) \gamma_\sigma \begin{pmatrix} \sqrt{e\sigma} \xi_e \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \\ &\quad \cdot (0, \xi_{b_2}^\dagger \sqrt{b_2\sigma}) \gamma^\sigma S_t \gamma^\mu \begin{pmatrix} \sqrt{b_1\sigma} \xi_{b_1} \\ 0 \end{pmatrix} = \\ &= A \cdot (-\xi_d^\dagger \sqrt{d\bar{\sigma}}, \xi_d^\dagger \sqrt{d\sigma}) \begin{pmatrix} 0 \\ \bar{\sigma}_\mu \sqrt{u\sigma} \xi_u \end{pmatrix} \cdot (\xi_v^\dagger \sqrt{v\bar{\sigma}}, \xi_v^\dagger \sqrt{v\sigma}) \begin{pmatrix} 0 \\ \bar{\sigma}_\sigma \sqrt{e\sigma} \xi_e \end{pmatrix} \cdot \\ &\quad \cdot (0, \xi_{b_2}^\dagger \sqrt{b_2\sigma} \bar{\sigma}^\sigma) S_t \begin{pmatrix} 0 \\ \bar{\sigma}^\mu \sqrt{b_1\sigma} \xi_{b_1} \end{pmatrix} = \\ &= A \cdot \{ \xi_d^\dagger \sqrt{d\sigma} \bar{\sigma}_\mu \sqrt{u\sigma} \xi_u \} \cdot \{ \xi_v^\dagger \sqrt{v\sigma} \bar{\sigma}_\sigma \sqrt{e\sigma} \xi_e \} \\ &\quad \cdot \{ \xi_{b_2}^\dagger \sqrt{b_2\sigma} \bar{\sigma}^\sigma \bar{\sigma}^\mu \sqrt{b_1\sigma} \xi_{b_1} \} \end{aligned}$$

Заметим, что  $\{\xi_d^\dagger \sqrt{d\bar{\sigma}} \bar{\sigma}_\mu \sqrt{u\sigma} \xi_u\}$  - число, поэтому:

$$\{\xi_d^\dagger \sqrt{d\bar{\sigma}} \bar{\sigma}_\mu \sqrt{u\sigma} \xi_u\} = \{\xi_d^\dagger \sqrt{d\bar{\sigma}} \bar{\sigma}_\mu \sqrt{u\sigma} \xi_u\}^T = \{\xi_u^\dagger \sqrt{u\sigma} \bar{\sigma}_\mu \sqrt{d\bar{\sigma}} \xi_d\}^*$$

Воспользуемся свойствами  $\sigma_2 \vec{\sigma}^* = -\vec{\sigma} \sigma_2$ ,  $\sigma_i^2 = 1$  и переобозначим  $\sigma_2 \xi^* = \tilde{\xi}$ , тогда имеем:

$$\{\xi_u^\dagger \sqrt{u\sigma} \bar{\sigma}_\mu \sqrt{d\bar{\sigma}} \xi_d\}^* = \{\xi_u^\dagger \sigma_2 \sigma_2 \sqrt{u\sigma} \bar{\sigma}_\mu \sqrt{d\bar{\sigma}} \xi_d\}^* = -\{\tilde{\xi}_u^\dagger \sqrt{u\sigma} \bar{\sigma}_\mu \sqrt{d\bar{\sigma}} \tilde{\xi}_d\}$$

Аналогичные преобразования можно проделать и для величины во вторых фигурных скобках. Оставляя за  $\tilde{\xi}$  прежние обозначения, имеем:

$$M = A \cdot \{\xi_u^\dagger \sqrt{u\sigma} \bar{\sigma}_\mu \sqrt{d\bar{\sigma}} \xi_d\} \cdot \{\xi_e^\dagger \sqrt{e\bar{\sigma}} \sigma_\sigma \sqrt{v\bar{\sigma}} \xi_v\} \cdot \{\xi_{b_2}^\dagger \sqrt{b_2\sigma} \bar{\sigma}^\sigma \hat{t} \bar{\sigma}^\mu \sqrt{b_1\sigma} \xi_{b_1}\}$$

Воспользуемся теперь тождествами Фирца:

$$(\bar{\sigma}^\mu)_{ij} (\sigma_\mu)_{kl} = \langle i | \bar{\sigma}^\mu | j \rangle \langle k | \sigma_\mu | l \rangle = 2 \langle i | l \rangle \langle k | j \rangle$$

для произвольных векторов  $|i\rangle, |j\rangle, |k\rangle, |l\rangle$ .

$$\begin{aligned} M &= 2A \cdot \{\xi_u^\dagger \sqrt{u\sigma} \sqrt{b_1\sigma} \xi_{b_1}\} \cdot \{\xi_e^\dagger \sqrt{e\bar{\sigma}} \sigma_\sigma \sqrt{v\bar{\sigma}} \xi_v\} \cdot \{\xi_{b_2}^\dagger \sqrt{b_2\sigma} \bar{\sigma}^\sigma \hat{t} \sqrt{d\bar{\sigma}} \xi_d\} \\ &= 4A \cdot \{\xi_u^\dagger \sqrt{u\sigma} \sqrt{b_1\sigma} \xi_{b_1}\} \cdot \{\xi_e^\dagger \sqrt{e\bar{\sigma}} \hat{t} \sqrt{d\bar{\sigma}} \xi_d\} \cdot \{\xi_{b_2}^\dagger \sqrt{b_2\sigma} \sqrt{v\bar{\sigma}} \xi_v\} \end{aligned}$$

Вычисляем квадрат модуля амплитуды, производя при этом суммирование по спинам начальных и усреднение по спидам конечных частиц:

$$|M|^2 = 16|A|^2 \text{Tr}\{(u\bar{\sigma})(b_1\sigma)\} \text{Tr}\{(b_2\sigma)(v\bar{\sigma})\} \text{Tr}\{\hat{t}(e\bar{\sigma})\hat{t}(d\bar{\sigma})\}$$

Вычисление следов в явном виде (с учётом безмассовости всех частиц кроме  $t$ -кварка) даёт:

$$|M|^2 = 16|A|^2 (ub_1)(b_2v) \{2(et)(dt) - t^2(ed)\}$$

Учтём спиновые эффекты. Так как:

$$\begin{aligned} (1 - \gamma_5)(\hat{p} + m)(1 + \gamma_5 \hat{s}) \gamma^\beta (1 - \gamma_5) &= (1 - \gamma_5)(\hat{p} + m + \hat{p} \gamma_5 \hat{s} + m \gamma_5 \hat{s}) \gamma^\beta (1 - \gamma_5) \\ &= (1 - \gamma_5)(\hat{p} + m \gamma_5 \hat{s}) \gamma^\beta (1 - \gamma_5) + m \gamma^\beta (1 + \gamma_5)(1 - \gamma_5) \\ &\quad + \hat{p} \gamma_5 \hat{s} \gamma^\beta (1 + \gamma_5)(1 - \gamma_5) = (1 - \gamma_5)(\hat{p} + m \gamma_5 \hat{s}) \gamma^\beta (1 - \gamma_5) \end{aligned}$$

так как  $(1 + \gamma_5)(1 - \gamma_5) = 0$ .

Учтём далее, что:

$$(1 - \gamma_5)(\hat{p} + m \gamma_5 \hat{s}) = (1 - \gamma_5)(\hat{p} - m \hat{s})$$

Таким образом, для учёта спина  $t$ -кварка достаточно заменить в формуле для амплитуды  $t$  на  $t - m_t s$  для спина по направлению  $s$  и на  $t + m_t s$  для спина против направления  $s$ .

Перейдём в систему отсчёта, в которой  $t$ -кварка покоится. Выберем в качестве оси квантования спина направление движение  $d$ -кварка. Вычислим:

$$\begin{aligned}
 t_1 &= t - m_t s = m_t(1, -\vec{s}) \\
 t_2 &= t + m_t s = m_t(1, \vec{s}) \\
 (t - m_t s)^2 &= (t + m_t s)^2 = 0 \\
 (t + m_t s, d) &= m_t(1, \vec{s})d = m_t \left( E_d - \frac{\vec{d} |\vec{d}|}{|\vec{d}|} \right) = 0
 \end{aligned}$$

Таким образом,  $t$ -кварк оказывается полностью поляризованным вдоль  $\vec{s}$ .

$$\begin{aligned}
 \vec{s} \uparrow \downarrow \vec{d} \quad |M|^2 &= 0 \\
 \vec{s} \uparrow \uparrow \vec{d} \quad |M|^2 &= 32|A|^2(u, b_1)(v, b_2)(e, t_1)(d, t_1)
 \end{aligned}$$

Итак, путём использования формализма вейлевских спиноров можно эффективно вычислять амплитуды процессов, в частности процессов с участием  $t$ -кварка. В результате вычислений было показано, что  $t$ -кварк, рождающийся по слабому каналу, оказывается полностью поляризованным вдоль оси направления движения  $d$ -кварка в системе отсчёта  $t$ -кварка.

1. М. Пескин, Д. Шрёдер Введение в квантовую теорию поля, пер. с англ. Ижевск: НИЦ “Регулярная и хаотическая динамика”, 2001.



# ВНУТРЕННИЙ ЧАРМ В СТРУКТУРНОЙ ФУНКЦИИ ПРОТОНА В ПРОЦЕССАХ ОБРАЗОВАНИЯ Z БОЗОНА С ТЯЖЕЛЫМИ СТРУЯМИ

А.А. Прохоров<sup>1,2</sup>, Г.И. Лыкасов<sup>2</sup>, С.М. Турчихин<sup>2</sup>, Л.Н. Смирнова<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Физический факультет, МГУ имени М.В. Ломоносова

<sup>2</sup> Объединенный институт ядерных исследований,  
лаборатория ядерных проблем им. Джелепова

<sup>3</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцина

E-mail: [andarpro@mail.ru](mailto:andarpro@mail.ru)

Партонная функция распределения (PDF)  $f_a(x, \mu)$  определяет вероятность обнаружить в нуклоне партон аромата  $a$  (кварк  $q$  или глюон  $g$ ), несущий долю  $x$  импульса протона при переданном импульсе  $Q$ . Если PDF  $f_a(x, \mu)$  известна при  $\mu_i > \mu_0$ , то ее можно вычислить при любом  $\mu$ , решая пертурбативное КХД уравнение эволюции Докшицера-Грибова-Липатова-Альтарелли-Паризи (DGLAP), описывающее эволюцию партонных распределений при изменении жесткого параметра  $\mu$  в жестких адронных реакциях.

В [1] было предположено, что существуют внешний и внутренний вклады в кварк-глюонную структуру протона. Внешние кварки и глюоны образуются на короткое время, связанное с процессом передачи большого импульса, в результате динамики глюонов. Их функция распределения удовлетворяет стандартным уравнениям эволюции КХД. Вклад  $q_{ex}(x)$  внешних кварков в PDF больше всего проявляется при малых  $x$  и уменьшается при увеличении переданного импульса. В отличие от внешних кварков, вклад  $q_{in}(x)$  внутренних кварков образуется не от пертурбативного глюонного расщепления, поэтому почти равен 0 при малых  $x$  и начинает доминировать над  $q_{ex}(x)$  при  $x > 0.1$ . Т.е. при  $x > 0.1$  начинает доминировать состояние протона  $|uudq_{in}\bar{q}_{in}\rangle$ . Эти  $q_{in}\bar{q}_{in}$  кварк-антикварковые пары могут быть как парой  $q\bar{q}$  легких кварков, так и тяжелых  $Q\bar{Q}$ . Однако распределение внутренней тяжелой  $Q\bar{Q}$  компоненты доминирует над распределением легкой пары  $q\bar{q}$ , в областях  $x > 0.1$  [2, 5]. Учитывая также, что вклад для тяжелых внутренних кварков в PDF зависит  $q_{in}(x) \sim 1/m_q^2$ , то компонента  $b\bar{b}$  будет подавлена по сравнению с  $c\bar{c}$  в 10 раз. Поэтому основное внимание уделяется поиску внутреннего чарма.

Для описания внутреннего чарма было разработано несколько моделей. Например, в модели мешков MIT [3] вероятность обнаружить 5-кварковую компоненту  $|uudc\bar{c}\rangle$ , ограниченную нуклонным мешком, дает вклад от внутреннего чарма (IC) в PDF протона 1-2%. Другая модель: квазидвухчастичное состояние  $\bar{D}^0 (u\bar{c})\bar{L}_c^+(udc)$  в протоне [4]. В этом случае вклад IC в PDF протона (вес данного Фоковского состояния протона) достигает 3.5%. Обобщение этих материалов можно найти в [5].

Прямые измерения открытых чарма, боттома и странности в экспериментах по глубоконеупругому рассеянию подтверждают пертурбативное происхождение тяжелых кварковых ароматов [6]. Однако описание этих экспериментальных данных не чувствительно к распределению тяжелых кварков при  $x > 0.1$ . Большинство процессов, изучаемых на БАК при энергиях 7-13 TeV чувствительны к компонентам чарма  $f_c(x, \mu)$  и боттома  $f_b(x, \mu)$  в PDF. Тяжелые кварки проявляют себя в протоне на масштабах  $\mu_c$  и  $\mu_b$  и их вклад увеличивается при увеличении переданного импульса.

Жесткие процессы образования векторных бозонов вместе с тяжелыми струями (b,c) ( $V+HF$ ) в pp столкновениях при энергиях БАК в кинематических областях ATLAS и CMS могут дать новую информацию о партонных распределениях не только в области  $x < 0.1$ , но также и при больших  $x$ , где можно наблюдать вклад от валентно-подобных (внутренних) компонент тяжелых кварков.

Исследование сигналов IC в процессах векторных бозонов  $Z/W$  в сопровождении тяжелых кварков было получено в [7] в подходе неколлинеарной  $k_T$ -факторизации. Основным результатом этих вычислений указывает на то, что вклад IC в PDF протона может наблюдаться в спектрах  $p_T$  для  $Z/W$  или кварков в кинематической области  $1.5 < |y| < 2.5$  и  $p_T > 100$  GeV.

Целями настоящей работы является анализ процесса образования  $Z$  бозона с тяжелыми  $c$ - и  $b$ -струями в pp столкновениях с помощью MC генератора Sherpa, его сравнение с экспериментальными данными ATLAS, CMS, полученными при энергиях  $\sqrt{s} = 7,8$  TeV, получение предсказания для спектров с учетом IC для энергии  $\sqrt{s} = 13$  TeV, а также сравнение с результатами подхода  $k_T$ -факторизации.

Для исследования процессов рождения  $Z$  бозонов с тяжелыми струями использовался MC генератор событий Sherpa 2.2.1. В отличие от [7] с MCFM и  $k_T$ -факторизации Sherpa позволяет производить не только моделирование жесткого взаимодействия на партонном уровне, но и полную цепочку партонных ливней, адронизации и распадов нестабильных частиц. Это позволяет восстанавливать струи на уровне стабильных частиц для более прямого сравнения с экспериментальными данными.

Расчет матричного элемента жесткого взаимодействия производился с учетом NLO QCD поправок. Для моделирования этих процессов использовалась 5FS NLO модель. В рамках этой модели все кварки считаются безмассовыми в матричном элементе жесткого взаимодействия, но  $c$ - и  $b$ -кварки имеют массу в цепочке партонных ливней, остальные кварки безмассовые. Учитываются NLO поправки в партонном ливне. Также учитывались петлевые диаграммы.

В качестве PDF протонов использовались:

- 1) ctEq66( $w(IC)=0$ , 3.5%) (NLO,  $\alpha_s(m_Z) = 0.118$ ,  $m_c=1.3$  GeV,  $m_b=4.5$  GeV)
- 2) CT14nnlo( $w = 0$ , 1, 2 %) (NNLO,  $\alpha_s(m_Z) = 0.118$ ,  $m_c=1.3$  GeV,  $m_b=4.75$  GeV)

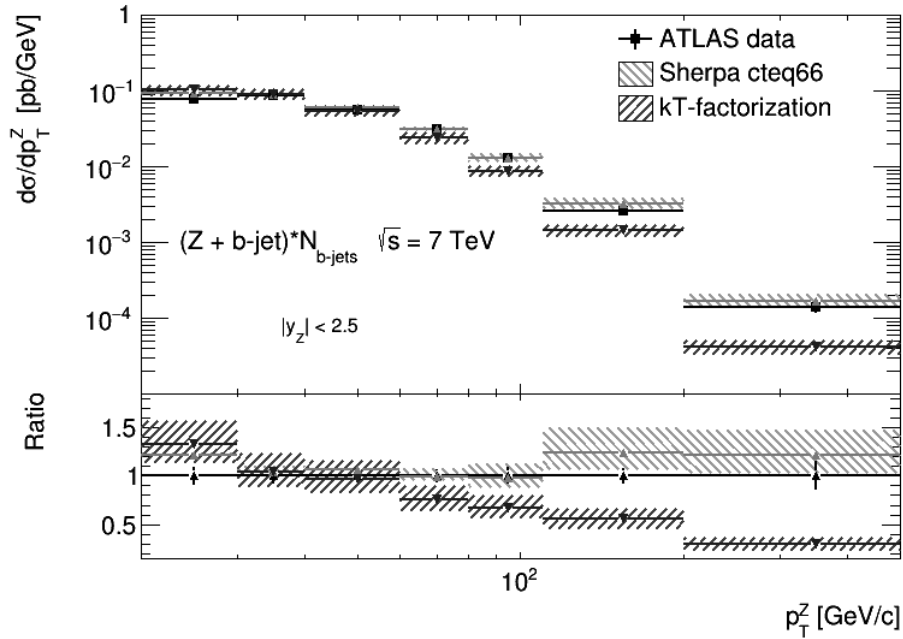


Рис.1 Дифференциальное сечение  $\sigma(Zb)$  как функция  $p_T^Z$  поперечного импульса  $Z$  бозона в области  $|y^Z| < 2.5$  для экспериментальных данных ATLAS и в рамках подходов MC Sherpa и  $k_T$ -факторизации при энергии 7 TeV

На рис.1 представлены результаты вычислений поперечного импульса  $Z$  бозона  $p_T^Z$  во всей кинематической области по быстроте  $Z$  бозона  $|y^Z| < 2.5$  в процессе  $Z + b$  jets в рамках подходов MC Sherpa и  $k_T$ -факторизации и их сравнение с результатами ATLAS при  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Критерии отбора в анализе совпадают с условиями отбора, которые применялись в анализе ATLAS [8]. Неопределенности (здесь и далее) в этих спектрах соответствуют максимальной разнице спектров, вызванной варьированием скейла  $\mu$  от  $1/2\mu$  до  $2\mu$ . Центральное значение, отмеченное горизонтальной линией, соответствует значению  $\mu$ .

На рис.2 представлены результаты вычислений поперечного импульса  $Z$  бозона  $p_T^Z$  во всей кинематической области по быстроте  $Z$  бозона  $|y^Z| < 2.5$  в процессе  $Z + c$  jets в рамках подходов MC Sherpa и  $k_T$ -факторизации и их сравнение с результатами CMS при  $\sqrt{s} = 8$  TeV. Критерии отбора в анализе совпадают с условиями отбора, которые применялись в анализе CMS [9].

Из сравнения с экспериментальными данными ATLAS и CMS, можно заключить, что анализ в подходе MC Sherpa на уровне реконструкции струй дает хорошее предсказание экспериментальных данных в области  $p_T > 100$  GeV, в отличие от  $k_T$ -факторизации.

На рис.3 представлено предсказание отношения спектров дифференциальных сечений  $\sigma(Zc)/\sigma(Zb)$  как функции  $p_T^Z$  в передней (наиболее чувствительной к IC) области по быстроте  $Z$  бозона  $1.5 < |y^Z| < 2.5$  при энергии  $\sqrt{s} = 13$  TeV процессов  $Z+c$  и  $Z+b$  для набора PDF CT14nnlo с

различными величинами  $w$  внутреннего чарма в рамках подхода MC Sherpa NLO.

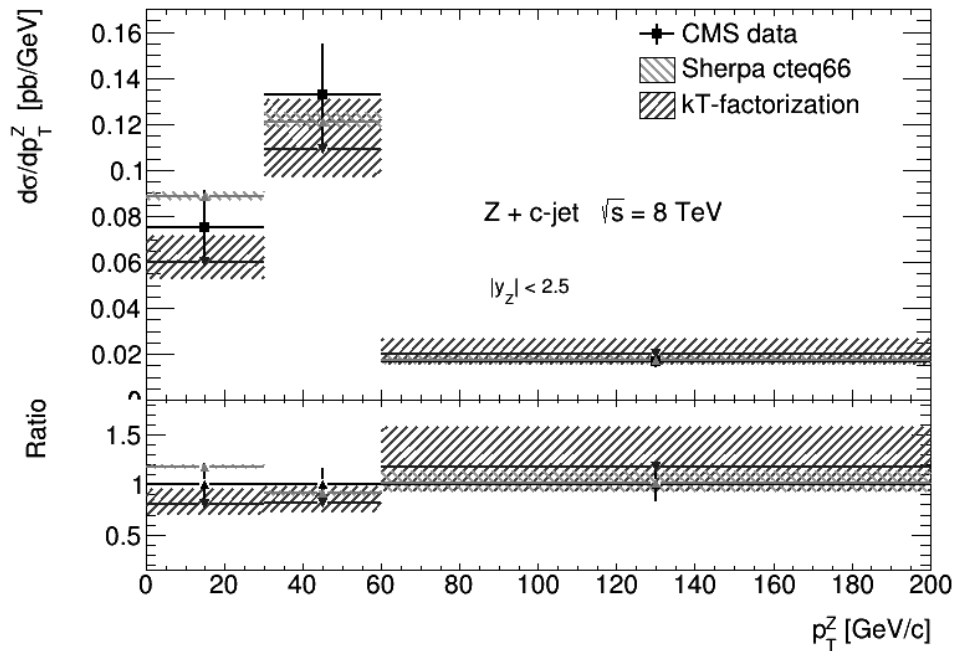


Рис.2 Дифференциальное сечение  $\sigma(Zc)$  как функция  $p_T^Z$  поперечного импульса Z бозона в области  $|y^Z| < 2.5$  для экспериментальных данных CMS и в рамках подходов MC Sherpa и  $k_T$ -факторизации при энергии 8 TeV

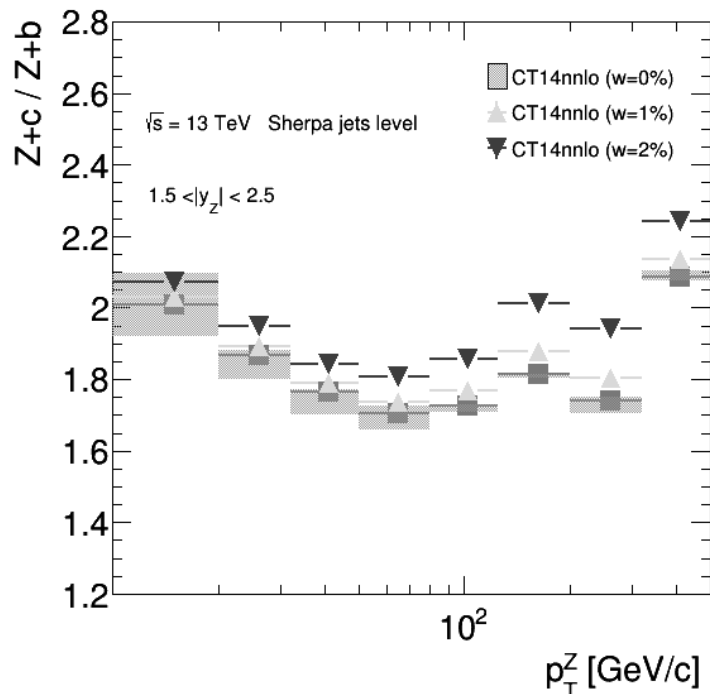


Рис.3 Отношение дифференциальных сечений  $\sigma(Zc)/\sigma(Zb)$  как функция  $p_T^Z$  поперечного импульса Z бозона в области  $1.5 < |y^Z| < 2$  для MC Sherpa NLO при энергии 13 TeV для различных величин  $w$  внутреннего чарма.

Данное распределение дает менее выраженный эффект IC, чем предполагалось в подходе  $k_T$ -факторизации [7]. На этот факт влияет то, что предсказания  $k_T$ -факторизации осуществляются на партонном уровне, а распределения, приведенные на рис.3, путем реконструкции струй, что наиболее приближено к экспериментальным анализам ATLAS и CMS. Для подтверждения этого факта был проведен аналогичный анализ для партонного уровня  $Z+c(b)$  (т.е. рассматривалась кинематика  $Z$  бозона и кварков, а не струй) в MC Sherpa. Лучшее описание  $k_T$  – факторизации было получено в LO матричного элемента жесткого взаимодействия, в схеме 5FS LO, без учета петлевых диаграмм. Полученное распределение представлено на рис 4 в сравнении с  $k_T$  – подходом. Из распределений видно, что на кварковом уровне компонента IC ярко выражена при  $p_T > 200$  GeV.

MC Sherpa дает хорошее описание экспериментальных данных в процессе  $Z+c(b)$  jets при энергиях 7, 8 TeV, что позволяет рассчитывать на корректное описание процессов  $V+HF$  jets для энергий 13-14 TeV. С помощью этого подхода для энергии 13 TeV были получены спектры  $Z+c$  и  $Z+b$  процессов, а также наблюдался эффект внутреннего чарма. На основе полученных предсказаний для 13 TeV с помощью Sherpa, можно ожидать, что в экспериментальных данных компонента внутреннего чарма будет менее выражена, чем предполагает неколлинеарная  $k_T$ -факторизация. Это связано с тем фактом, что при увеличении энергии кинематика струй начинает сильнее отличаться от кинематики партонов, поэтому эффект IC становится менее выраженным.

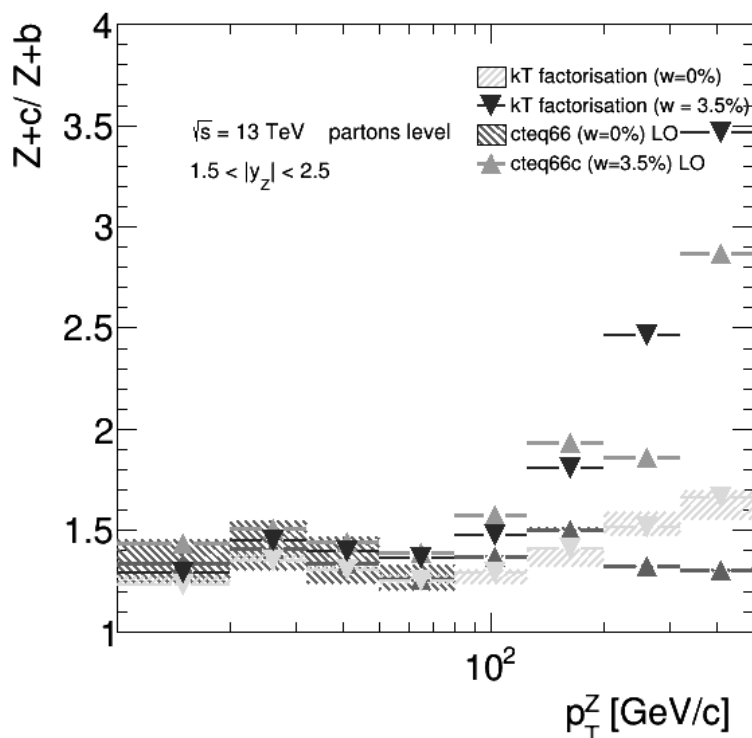


Рис.4 Отношение дифференциальных сечений  $\sigma(Zc)/\sigma(Zb)$  как функция  $p_T^Z$  поперечного импульса  $Z$  бозона в области  $1.5 < |y^Z| < 2$  для MC Sherpa LO на партонном уровне и для  $k_T$ -факторизации при энергии 13 TeV для различных величин  $w$  внутреннего чарма.

1. S.J.Brodsky, P.Hoyer, C.Peterson, N.Sakai, Phys. Lett. B93 (1980) 451- 455
2. S.J. Brodsky, A.Kusina, F.Lyonnet, I.Schienbein, H.Spiesberger, R.Vogt, Adv. High Energy Phys. 2015, 23154
3. J.F. Donoghue, E.Golowich, Phys.Rev.D15 (1977) 3421.
4. Pumplin J., Phys.Rev. D 73 (2006) 114015.
5. S.J.Brodsky, V.A. Bednyakov, G.I.Lykasov, J.Smiesko, S.Tolkatr, Prog.Part.Nucl.Phys., 93, 108 (2017)
6. A.Aktas, etal. (H1 Collaboration), Eur.Phys. J.C40, (2005) 349
7. A.V.Lipatov, G.I.Lykasov, Yu.Yu.Stepanenko, Phys.Rev. D 94, 053011 (2016)
8. ATLAS Collaboration, Measurement of differential production cross-sections for a Z boson in association with b-jets in 7 TeV proton-proton collisions with the ATLAS detector (2014) arXiv:1407.3643
9. CMS Collaboration, Measurements of associated Z+charm production in pp collisions at 8 TeV (2016) CMS-PAS-SMP-15-009

## **ТРИГГЕР В-ФИЗИКИ ВО ВТОРОМ СЕАНСЕ БАК В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS**

В.В. Синецкий, Л.Н. Смирнова

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический  
факультет*

E-mail: vv.sineckiy@physics.msu.ru

Детектор ATLAS предназначен для наблюдения порядка  $10^9$  [1] протон-протонных столкновений в секунду с общим объемом данных более 60 миллионов мегабайт в секунду. Однако только некоторые из этих событий содержат интересную информацию, которая может привести к более глубокой проверке Стандартной модели и наблюдению новой физики. Чтобы уменьшить поток данных до управляемых уровней, ATLAS использует специализированную многоуровневую триггерную систему, которая выбирает события с отличительными характеристиками, интересными для физического анализа.

При подготовке ко второму сеансу (Run2), начавшемуся в 2015г., триггер детектора ATLAS претерпел существенные изменения. В первом сеансе (Run1) триггер имел трехуровневую структуру. В ней триггер первого уровня (Level-1, L1) работает с подмножеством информации от калориметра и мюонных детекторов и реализован на аппаратном уровне. Триггер второго уровня (Level-2, L2) и фильтр событий (Event Filter, EF) являются программными алгоритмами отбора событий. Последние два уровня во втором сеансе были объединены в триггер высокого уровня (High-Level Trigger, HLT). Благодаря этому появилась возможность динамического конфигурирования распределения ресурсов между ними, а также более гибкого комбинирования быстрых и прецизионных алгоритмов.

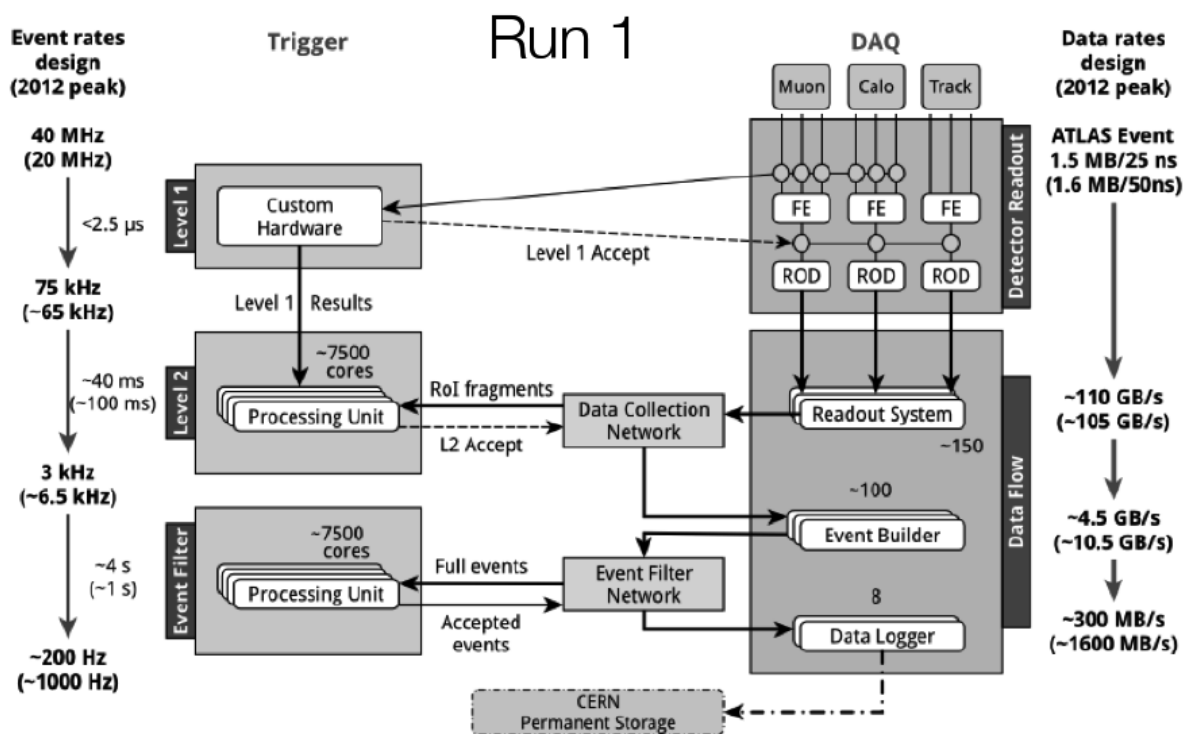


Рис. 1. Схема функционирования триггера и система съёма данных ATLAS в сеансе Run 1 [2]

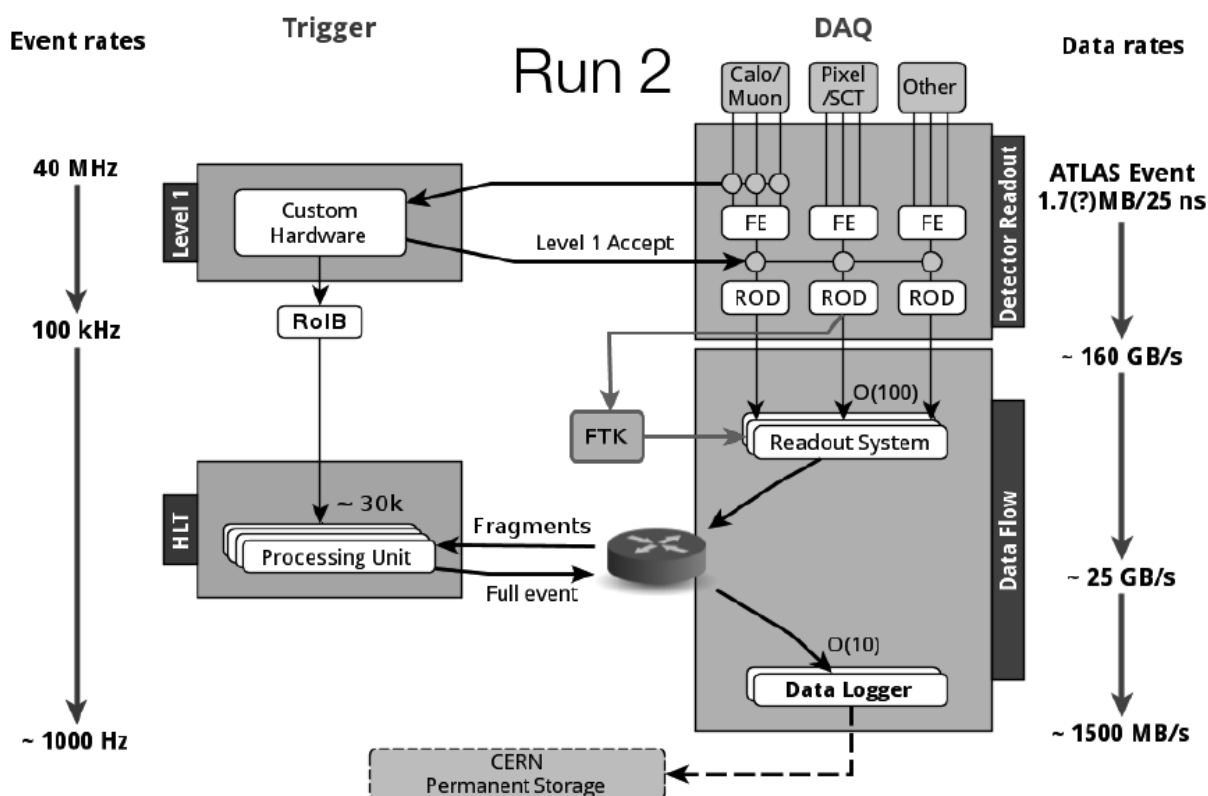


Рис. 2. Схема функционирования триггера и система съёма данных ATLAS в сеансе Run 2 [2].

Для сравнения схемы работы триггера для каждого сеанса представлены на рис. 1,2. Триггер первого уровня получает информацию от калориметров и мюонного спектрометра, осуществляя отбор сигнатур, соответствующих определенным физическим процессам. Триггер первого уровня позволяет

снизить частоту отбираемых событий с номинальной частоты столкновения пучков 40 МГц (реальное значение в сеансе Run 1 – 20 МГц) до 65-70 кГц. В сеансе Run 2 – до 100 кГц. Триггеры L2 и EF в сеансе Run 1 и триггер HLT в сеансе Run 2 позволяют снизить поток событий до 1000 Гц.

Ещё одной отличительной особенностью триггера сеанса Run 2 от Run 1 является наличие системы электроники Fast Tracker или FTK, которая выполняет глобальную реконструкцию трека после каждого триггера первого уровня, чтобы позволить триггеру высокого уровня иметь ранний доступ к трековой информации [4].

Исследования физики  $b$ -адронов в эксперименте ATLAS основаны на использовании триггера В-физики. Он включает несколько алгоритмов, реализованных в триггере высокого уровня. Основным типом триггеров, используемых для изучения такого типа адронов являются, так называемые, димюонные триггеры. Они требуют идентификации двух мюонов в триггере L1, которые затем подтверждаются на HLT, а их треки привязываются к общей вершине. События принимаются, если инвариантная масса пары мюонов с противоположными зарядами появляется в массовом окне, соответствующему заданному типу распада. Используются следующие массовые окна:

- для сигналов  $B \rightarrow J/\psi X (J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-)$  интервал 2,5 – 4,3 ГэВ;
- для сигналов  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  интервал 4,0 – 8,5 ГэВ;
- для сигналов  $\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+ \mu^-$  интервал 8,0 – 12,0 ГэВ.

На рис. 3 представлены спектры инвариантной массы пар мюонов, выбранных различными триггерами во втором сеансе при энергии протонных соударений 13 ТэВ.

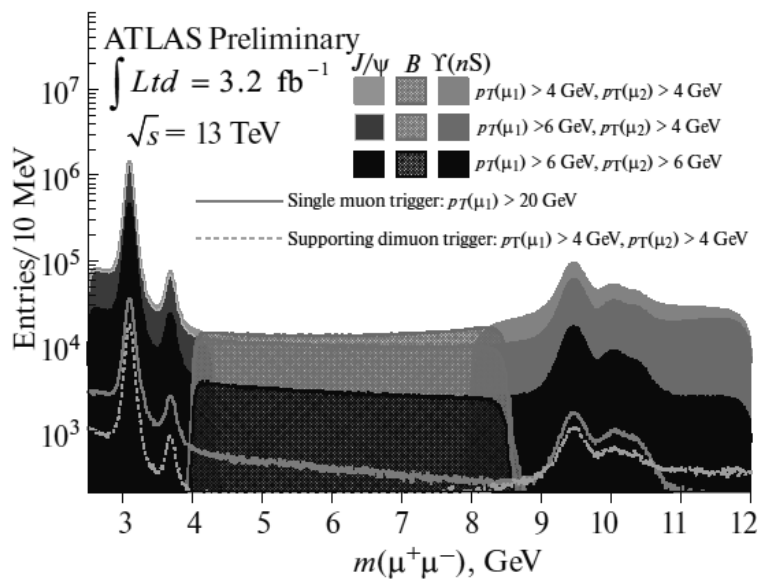


Рис. 3. Спектр инвариантных масс пар противоположно заряженных мюонов, отбираемых различными димюонными триггерами [3].



Триггеры, предназначенные для различных инвариантных массовых окон и разных пороговых значений для поперечного импульса каждого из мюонов пары, показаны различными оттенками. Сплошная линия показывает спектр масс мюонной пары для событий, выбранных триггером на один мюон с порогом на величину поперечного импульса 20 ГэВ. Видно, что потоки событий от димюонных триггеров В-физики значительно выше, чем поток от стандартного триггера на один мюон. Это требует использования специальных условий работы для триггера В-физики.

В рабочем режиме второго сеанса димюонный триггер с низкими порогами включается в тот момент набора событий, когда светимость пучка падает примерно в два раза.

В настоящее время с увеличением светимости используются дополнительные методы подавления потока событий В-физики:

1. повышение порога значения поперечного импульса одного из мюонов пары, например,  $p_T^{\mu_1} > 11 \text{ ГэВ}$ ;
2. искусственное снижение частоты событий, так называемое деление частоты (prescale). Вводится коэффициент частоты деления  $N$ . Это означает, что только каждое  $N$ -ное событие, прошедшее отбор триггером, сохраняется для последующего анализа.

Помимо димюонного триггера  $B \rightarrow \mu^+ \mu^- X$  был разработан алгоритм триггера с учетом топологии распада  $B_c^+ \rightarrow \mu^+ \mu^- D_s^{(*)+} (K^+ K^- \pi^+)$ , для реконструкции которой пара мюонов аналогичным образом комбинируется с тремя дополнительными треками. Информация об этих треках поступает из внутреннего детектора установки. Актуальной задачей второго сеанса является обновление указанных алгоритмов триггера для использования информации о треках, поступающей от ФТК, как это показано на рис.2.

Триггеры В-физики продолжают работу в сеансе Run 2 и будут использованы для анализа новых данных [3].

1. <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/>
2. Турчихин С.М. Распады  $B_c^+$  мезона и поиск редкого распада  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  в эксперименте ATLAS, Диссертация, 2016, Автореферат, 2016, МГУ, М.
3. L.N. Smirnova, S.M. Turchikhin Muon and B-Physics Trigger of the ATLAS Experiment in Run 2, Physics of Particles and Nuclei, 2017, Vol. 48, No. 5, pp. 801-803.
4. ATLAS Collaboration Technical Design Report. Fast TracKer (FTK), 2013.

# МОДЕЛЬНОЕ ОПИСАНИЕ АССОЦИИРОВАННОГО РОЖДЕНИЯ БОЗОНА ХИГГСА С ПАРОЙ ТОП-КВАРКОВ

К. А. Заверткин, И. П. Мордовец

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,  
Физический факультет

E-mail: [ka.zavertkin@physics.msu.ru](mailto:ka.zavertkin@physics.msu.ru)

После открытия бозона Хиггса в 2012 г. экспериментами ATLAS и CMS, внимание ученых повернулось к точности измерений его свойств и взаимодействий для проверки предсказаний Стандартной Модели. В частности, взаимодействие с топ-кварком может быть чувствительно к физике вне Стандартной Модели.

Ассоциированное рождение бозона Хиггса с парой топ-кварков играет важную роль в анализе данных в эксперименте ATLAS. Данный канал является наиболее благоприятным для того, чтобы напрямую измерить величину взаимодействия Юкавы бозона Хиггса с топ-кварком. Хотя данный канал и составляет менее 1% от полного сечения рождения бозона Хиггса, наличие топ-кварков в конечном состоянии позволяет различить и выделить данный сигнал. Он открывает доступ ко многим каналам распада бозона Хиггса, среди которых важен распад на два  $b$  кварка. Доля распадов по данной моде составляет 58%. Этот канал также чувствителен к величине взаимодействия Юкавы бозона Хиггса с  $b$ -кварками. Для того, чтобы уменьшить фон, в анализе сосредотачиваются на регистрации  $W$ -бозонов от распада одного или обоих топ-кварков по лептонному каналу.

Диаграммы Фейнмана древесного уровня наиболее вероятных каналов ассоциированного рождения бозона Хиггса с парой топ-кварков представлены ниже:

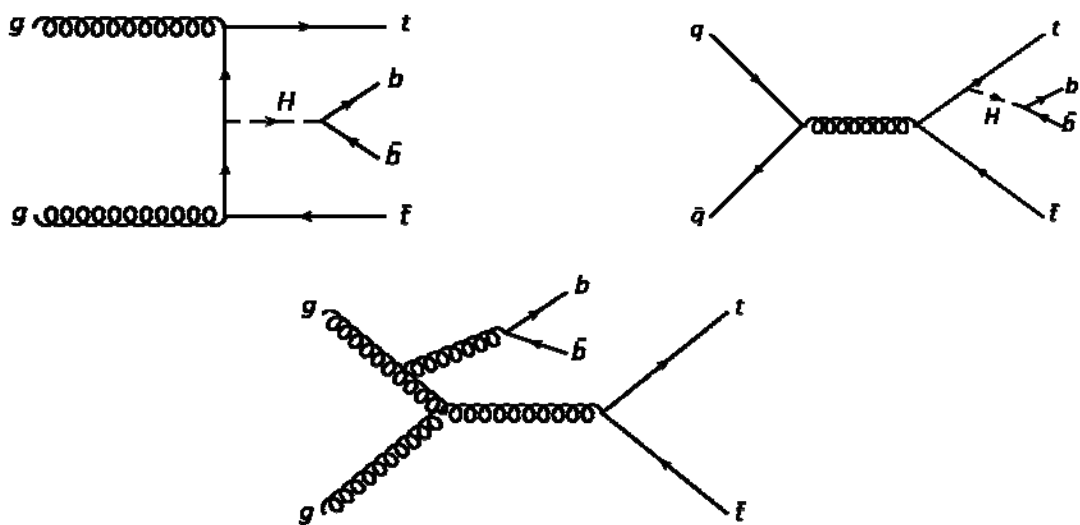


Рис. 1. Древесные диаграммы Фейнмана ассоциированного рождения бозона Хиггса с парой топ-кварков и последующим распадом бозона Хиггса на  $b\bar{b}$  (вверху) и для основного фона (внизу).

В эксперименте ATLAS исследовалось рождение  $t\bar{t}H$  с распадом бозона Хиггса на  $b$ -кварки при 8 ТэВ с использованием однолептонной моды распада [1], а также безлептонные [2]. Суммарная сила сигнала  $\mu = \frac{\sigma}{\sigma_M}$  получилась равной  $1.4 \pm 1.0$ . Для однолептонной и дилептонной моды в эксперименте CMS было получено значение  $0.7 \pm 1.9$  [3].

Для вычисления сечений процесса  $t\bar{t}H$  в лидирующем порядке (LO) и следующим за лидирующим порядке (NLO) используется генератор MadGraph5\_aMC@NLO.

Основная идея, используемая в генераторе MadGraph5\_aMC@NLO такая же, как и у всего семейства генераторов MadGraph. А именно, структура сечения, благодаря рассматриваемой теории и пертурбативному подходу, в основном не зависит от процесса и поэтому может быть описана с помощью компьютерного кода один раз. Например, фазовое пространство может быть определено очень обобщенно, оставляя только массы частиц и их число как свободные параметры. Однако матричные элементы являются теория- и процессозависимыми и могут быть вычислены, начиная с очень ограниченного количества формальных инструкций с использованием правил Фейнмана. Таким образом, MadGraph сконструирован как мета-код, то есть является кодом (Python), который пишет другой код (Python, C++, Fortran), специфичный для каждого процесса.

В настоящее время выбранным методом построения модели с учетом лагранжиана является метод получения его правил Фейнмана, которые MadGraph5\_aMC@NLO в конечном итоге будет использовать для сборки матричных элементов. В LO (лидирующий порядок) такая процедура полностью автоматизирована и реализована в программе FeynRules. В NLO (следующий за лидирующим порядок) правила Фейнмана не достаточны для полных расчетов – необходимы учет перенормировок и, возможно, дополнительные правила для уменьшения однопетлевых амплитуд.

Получив процесс и модель, MadGraph5\_aMC@NLO строит код, который индивидуален для каждого процесса, проводя две операции:

1. Вычисление матричного элемента, посредством вычисления Фейнмановских диаграмм, для того, чтобы определить соответствующие амплитуды спиральности, используя правила выбранной модели.
2. Минимальное редактирование процессо-независимых «строительных блоков».

Нужно упомянуть, что эти процессы происходят автоматически, и пользователь в них не участвует.

В данной работе проведено моделирование ассоциированного рождения бозона Хиггса с парой топ кварком, а также инклюзивное рождение пары топ-кварков в  $pp$  взаимодействиях при энергии 13 ТэВ.

Сигнальный процесс  $t\bar{t}H$  моделируется в программном пакете для вычисления матричных элементов MadGraph5\_aMC@NLO версии 2.3.2.

Партонный ливень моделируется с помощью генератора RYTHIA8, используя набор перестраиваемых параметров A14 [4]. Также используется NNPDF3.0NLO набор партонных функций распределения, а перенормировочные веса выбраны равными  $\mu_F = \mu_R = \frac{H_T}{2}$ , где  $H_T$  является скалярной суммой поперечных масс  $\sqrt{m_t^2 + p_T^2}$  финальных состояний частиц. Распады топ-кварков производятся в MadSpin, с учетом спиновых корреляций. Масса бозона Хиггса была взята равной 125 ГэВ в канале распада на пару b-кварков. Сечение  $t\bar{t}H$  было взято из вычислений в следующем за лидирующем порядке:  $0.04467 \pm 0.00018$  пбн.

События основного фонового процесса  $t\bar{t} +$  струи моделируется в программном пакете MadGraph5\_aMC@NLO с использованием партонной функции распределения NNPDF3.0 PDF. Партонный ливень и адронизация моделируется в генераторе RYTHIA8, используя набор перестраиваемых параметров A14. Перенормировочные веса (шкалы) заданы через поперечную массу топ-кварков, определенную как  $m_{T,t} = \sqrt{m_t^2 + p_{T,t}^2}$ , где  $p_{T,t}$  - поперечный импульс топ-кварка (анти-кварка) в системе центра масс  $t\bar{t}$ . События нормированы на вычисленное в Top++2.0 [5] в NNLO сечение:  $832_{-51}^{+46}$  пбн.

В результате моделирования получены дифференциальные сечения по различным переменным. Проведено сравнение результатов проведенных расчетов с экспериментальными данными при энергии 13 ТэВ на интегральной светимости, собранной в 2016 году.

1. ATLAS Collaboration, Search for the Standard Model Higgs boson produced in association with top-quarks and decaying into  $b\bar{b}$  in pp collisions at  $s = 8$  TeV with the ATLAS detector, Eur. Phys. J. C 75 (2015) 349, arXiv: 1503.05066 [hep-ex].
2. ATLAS Collaboration, Search for the Standard Model Higgs boson decaying into  $b\bar{b}$  produced in association with top-quarks decaying hadronically in pp collisions at  $s = 8$  TeV with the ATLAS detector, JHEP 05 (2016) 160, arXiv: 1604.03812 [hep-ex].
3. CMS Collaboration, Search for the associated production of the Higgs boson with a top-quark pair, JHEP 09 (2014) 087, arXiv: 1408.1682 [hep-ex].
4. ATLAS Collaboration, ATLAS Pythia 8 tunes to 7 TeV data, ATL-PHYS-PUB-2014-021, 2014.
5. M. Czakon and A. Mitov, Top++: A Program for the Calculation of the Top-Pair Cross-Section at Hadron Colliders, Comput. Phys. Commun. 185 (2014) 2930, arXiv: 1112.5675 [hep-ph].

# МОДЕЛИРОВАНИЕ РОЖДЕНИЯ В-МЕЗОНОВ В РР СОУДАРЕНИЯХ ПРИ ЭНЕРГИЯХ БАК

Ю.Ю.Овчаров, Л.Н.Смирнова

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, Физический факультет  
E-mail: [ovcharov-yu@mail.ru](mailto:ovcharov-yu@mail.ru)

Исследование В-мезонов является важным направлением исследований на Большом адронном коллайдере (БАК). Представляет интерес анализ механизмов рождения В-мезонов разного типа, в состав которых помимо  $b$  кварка входят как легкие кварки ( $u$ ,  $d$ ,  $s$ ), так и тяжелый  $c$  кварк. Механизмы рождения В-мезонов определяются динамикой сильных взаимодействий, описываемых квантовой хромодинамикой (КХД). Практически расчеты сечений рождения осуществляются с помощью различных Монте-Карло генераторов событий. Целый ряд задач связан с исследованием распадов В-адронов, где особое внимание уделяется поиску редких распадов и измерению эффектов нарушения СР-симметрии.

В данной работе проведено моделирование процессов рождения В мезонов разной природы при энергиях 7 и 13 ТэВ с помощью генератора событий PYTHIA 8 [1]. В эксперименте ATLAS измерены дифференциальные сечения  $B^+$  -мезонов в  $pp$  взаимодействиях при энергии 7 ТэВ [2]. На рис. 1 приведены результаты этих измерений для дифференциального сечения  $B^+$  мезонов по поперечному импульсу  $p_T$ , интегрированного по быстрой.

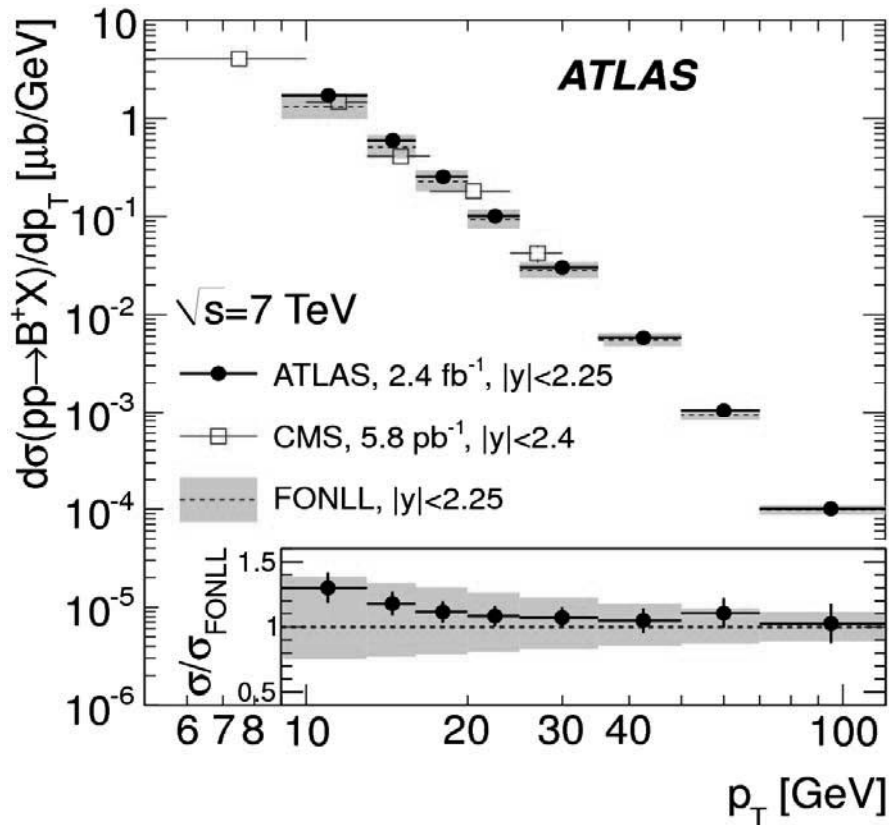


Рис. 1. Дифференциальное сечение  $B^+$  по поперечному импульсу  $p_T$ , интегрированное по быстрой, в  $pp$  взаимодействиях при энергии 7 ТэВ в эксперименте ATLAS.

Аналогичные измерения выполнены в экспериментах LHCb [3] и CMS[4]. В настоящее время ожидаются результаты измерения спектров при 13 ТэВ. В связи с этим актуальной задачей является моделирование спектров В-мезонов с новой версией генератора PYTHIA 8, поскольку сравнение измерений в работе [2] при 7 ТэВ проведено с предсказаниями генератора PYTHIA 6 [5]. Вопрос энергетической зависимости дифференциальных сечений В-адронов является важной задачей БАК. Предсказания современного генератора для энергетической зависимости, к которым относится PYTHIA 8, также представляют большой интерес.

PYTHIA 8 — программа - генератор событий в физике высоких энергий для описания соударений между элементарными частицами. При моделировании задается жесткий процесс КХД рождения В-мезонов разной природы. В результате расчета получены дифференциальные сечения по поперечному импульсу и быстроте. На рисунках 2 и 3 приведены распределения  $V^+$  и  $V^-$  мезонов в  $pp$  взаимодействиях при энергии 13 ТэВ, полученные в результате моделирования, нормированные на число событий с рождением В-мезона.

В работе рассчитаны отношения плотностей распределений по поперечному импульсу  $V^+$  и  $V^-$  мезонов при энергии 13 ТэВ, проведено сравнение этого отношения с результатами измерений при 7 ТэВ, представлены энергетическая зависимость распределений В-мезонов по  $p_T$  в интервале энергий взаимодействий от 7 ТэВ до 13 ТэВ. Проведены расчеты спектров по поперечному импульсу для  $V_s$  мезонов и  $V_c$  мезонов. Выполнено сравнение энергетической зависимости расчетных спектров для разных типов В-мезонов.

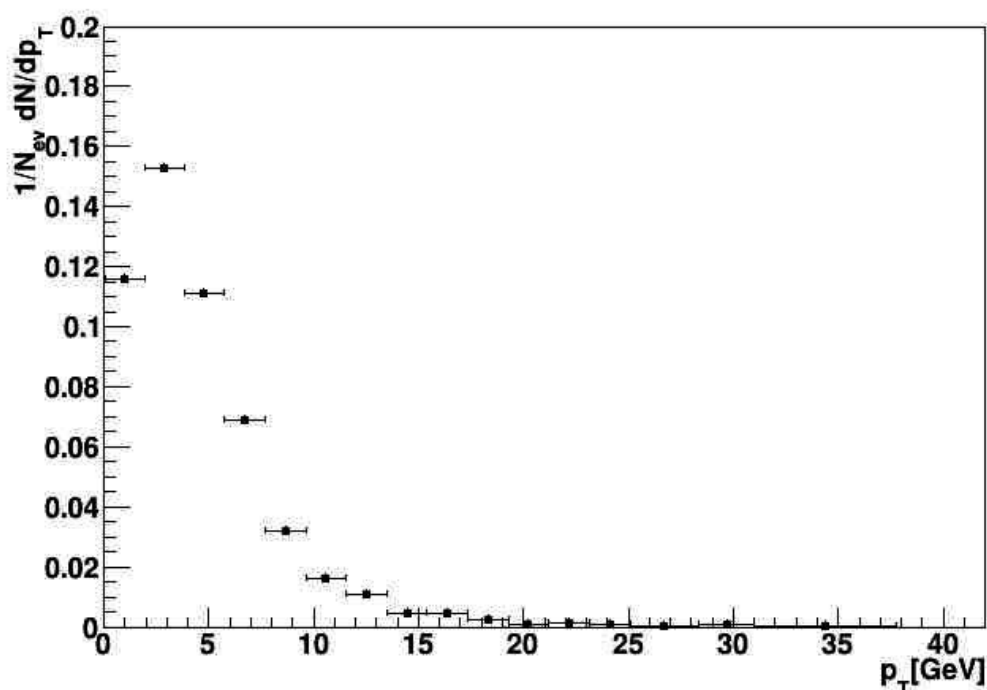


Рис.2. Распределение  $V^+$  мезона для  $pp$  взаимодействий при 13 ТэВ, нормированное на число событий  $N_{ev}$  по поперечному импульсу  $p_T$ .

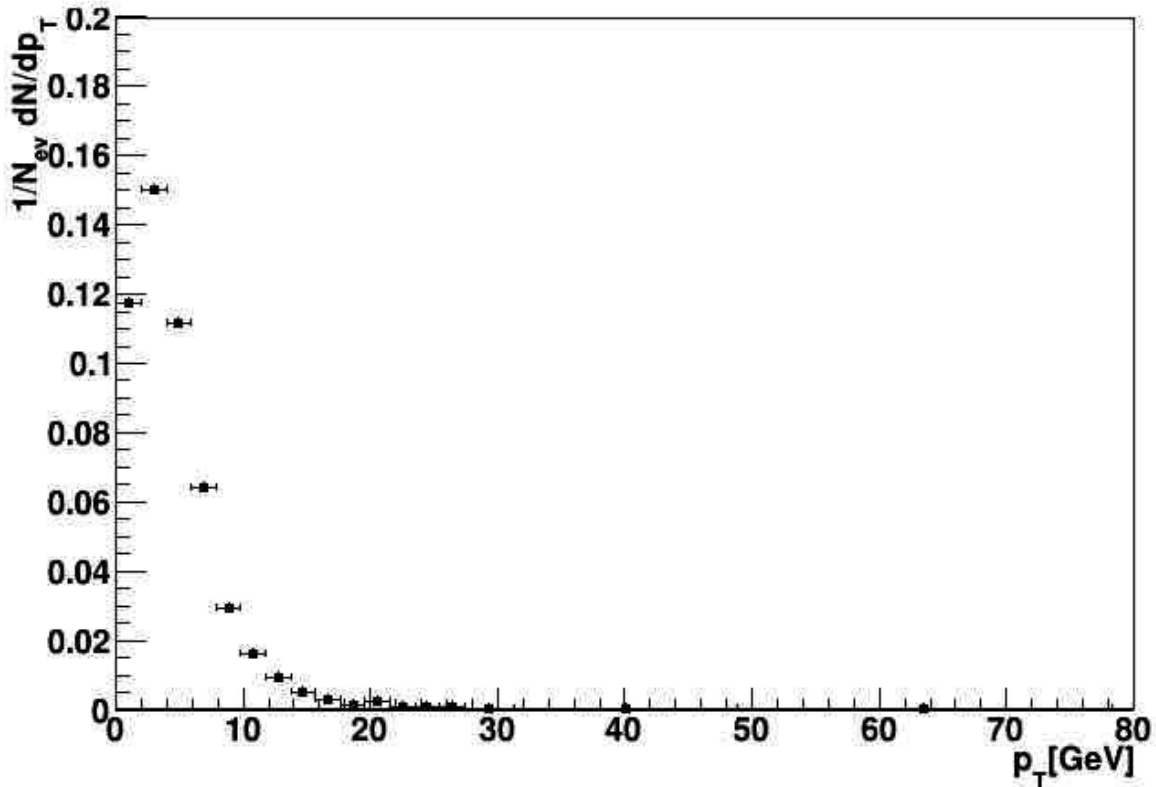


Рис. 3. Распределение  $B$  мезонов для  $pp$  взаимодействий при 13 ТэВ, нормированное на число событий  $N_{ev}$ , по поперечному импульсу  $p_T$ .

1. T.Sjostrand, S. Mrenna and P.Z. Skands, A Brief Introduction to PYTHIA 8.
2. ATLAS collaboration, G.Aad et al., Measurement of the differential cross-section of  $B^+$  meson production in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV at ATLAS, JHEP 10 (2013) 042.
3. LHCb Collaboration, R. Aaij et al., Measurement of the  $B^\pm$  production cross-section in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV, JHEP 04 (2012) 093, [arXiv:1202.4812].
4. CMS Collaboration, Measurement of the  $B^+$  production cross section in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV, Phys. Rev. Lett. 106 (2011) 112001, [arXiv:1101.0131].
5. T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, Pythia 6.4 Physics and Manual, JHEP 05 (2006) 026, [hep-ph/0603175].

# ТЕРМОСТИМУЛИРУЕМЫЙ ШАРНИР ДЛЯ ТРАНСФОРМИРУЕМЫХ КОСМИЧЕСКИХ КОНСТРУКЦИЙ

П.Г. Бабаевский, И.Г. Агапов, О.А. Неволько

*Московский Авиационный Институт (национальный исследовательский университет)*

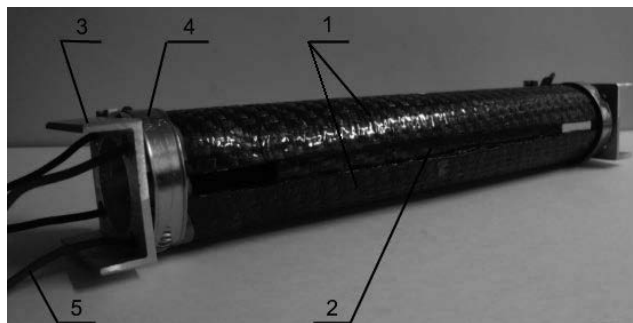
E-mail: nevolko93@mail.ru

Для создания космических трансформируемых конструкций различного назначения используются шарниры из полимерных композиционных материалов (ПКМ) с эффектом памяти формы (ЭПФ), способные изменять свою форму под действием тепла, за счет чего происходит разворачивание трансформируемой конструкции из компактно сложенного состояния в рабочее [1].

Способность изменять свою форму ПКМ с ЭПФ проявляют при температуре равной и выше температуры стеклования матрицы, причем нагрев обычно осуществляется с использованием встроенных резистивных нагревателей.

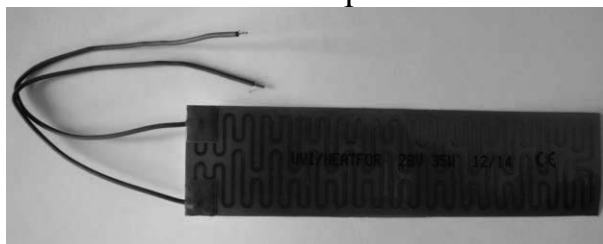
Целью данной работы является разработка конструкции, моделирование процесса нагрева до заданной температуры и экспериментальное исследование процесса нагрева, определение времени, степени и усилия восстановления первоначальной формы шарнира.

Термостимулируемый шарнир показан на рисунке 1. Он состоит из двух полуцилиндрических и одного цилиндрического элементов из углепластика с ЭПФ. На концах шарнира расположены переходники из алюминиевого сплава АМГ6 для присоединения его к трансформируемой конструкции. Габаритные размеры шарнира 250x38x34 мм, вес 143 г, температура восстановления формы 120°C.



*Рис. 1. Конструкция шарнира в сборе: полуцилиндрические элементы (1), цилиндрический элемент (2), переходники из алюминиевого сплава АМГ6 (3), хомут (4), провода для соединения нагревателей с источником тока (5).*

В полуцилиндрические элементы встроены гибкие нагреватели (рис. 2).



*Рис. 2. Гибкий нагреватель.*



Для определения мощности источников тепла для нагрева материала шарнира до необходимой температуры предварительно моделировали процесс нагрева с использованием программы ANSYS Workbench. При этом в качестве начальных температур выбрали 22°C в воздушной среде и -50°C в условиях вакуума. Мощности источников варьировали от 20 до 100 Вт с интервалом 20 Вт.

На рис.3 показано типичное изображение распределение температуры по шарниру в виде цветной картинке, причем красный цвет соответствует максимальной температуре, а синий – минимальной.

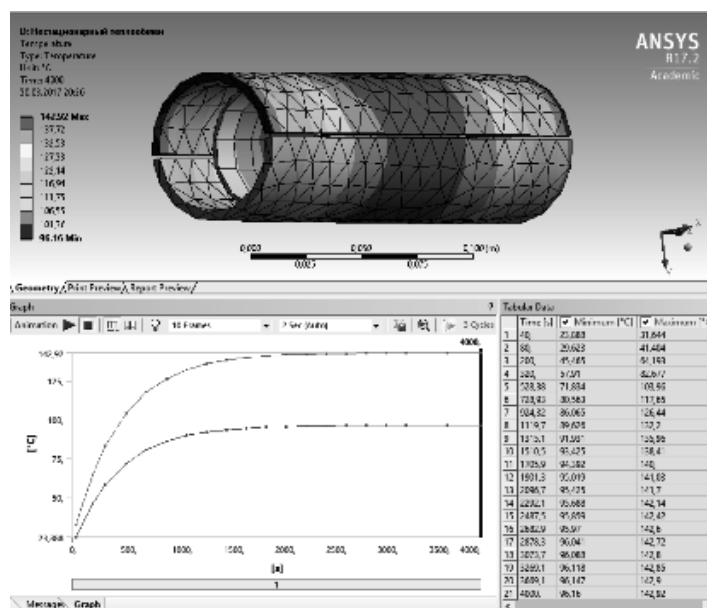


Рис. 3. Типичное изображение распределение температуры по шарниру.

По результатам моделирования установили, что мощность источников тепла, необходимая для нагрева материала шарнира до температуры восстановления формы, равна 60 Вт в воздушной среде и 40 Вт в условиях вакуума.

Экспериментальное исследование процесса нагрева шарнира в обычных условиях с использованием нагревателей мощностью 60 Вт проводили, как показано на рисунке 4.

Температуру поверхности шарнира измеряли с помощью термопар, установленных в середине и на конце шарнира.

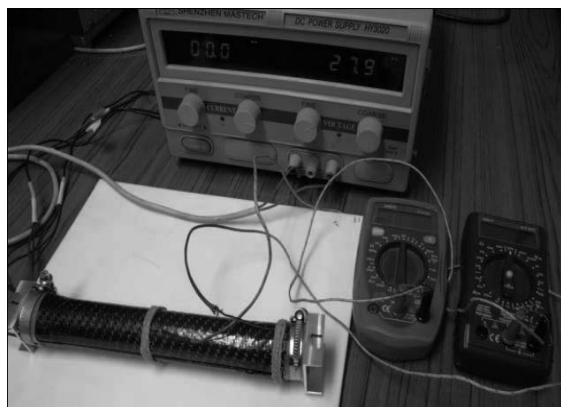


Рис. 4. Экспериментальное исследование процесса нагрева шарнира.

В результате эксперимента получили зависимости минимальной ( $T_{\min}$ ) и максимальной температур ( $T_{\max}$ ) шарнира от времени при мощности нагрева 60 Вт. На рисунке 5 представлены экспериментальные и модельные зависимости  $T_{\min}$  и  $T_{\max}$  от времени, которые свидетельствуют о хорошем соответствии равновесных значений модельных и экспериментальных  $T_{\min}$  и  $T_{\max}$ .

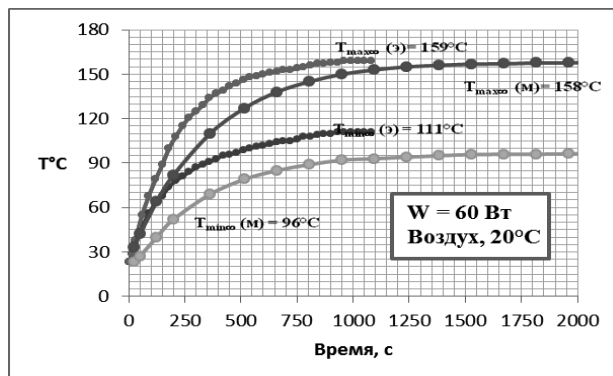


Рис. 5. Экспериментальные и модельные зависимости  $T_{\min}$  и  $T_{\max}$  от времени:  
 ● -  $T_{\max}$  (э - эксперимент); ● -  $T_{\min}$  (э); ◐ -  $T_{\max}$  (м - модель); ◑ -  $T_{\min}$  (м).

Равновесные значения температур достигаются за 10 минут, при этом  $T_{\max}$  достигает 159°C, а  $T_{\min}$  111°C. Время достижения температуры восстановления формы шарнира 120°C составляет 4,5 минуты.

Определение времени и степени восстановления первоначальной формы шарнира проводили с использованием стенда, состоящего из источника постоянного тока, штатива и держателя шарнира (рис. 6) [2]. Шарниру предварительно придавали U-образную форму, закрепляли на штативе и подключали нагреватели к источнику постоянного тока.



Рис. 6. Стенд для определения времени и степени восстановления формы шарнира.

Процесс восстановления формы шарнира фиксировали с помощью фотокамеры. Степень восстановления формы шарнира  $R_N$  рассчитывали, измерив начальный и конечный углы (рис. 7), по формуле:

$$R_N = \frac{\theta_N - \theta_0}{180^\circ - \theta_0},$$

где:  $\theta_0$  – начальный угол;  $\theta_N$  – конечный угол.

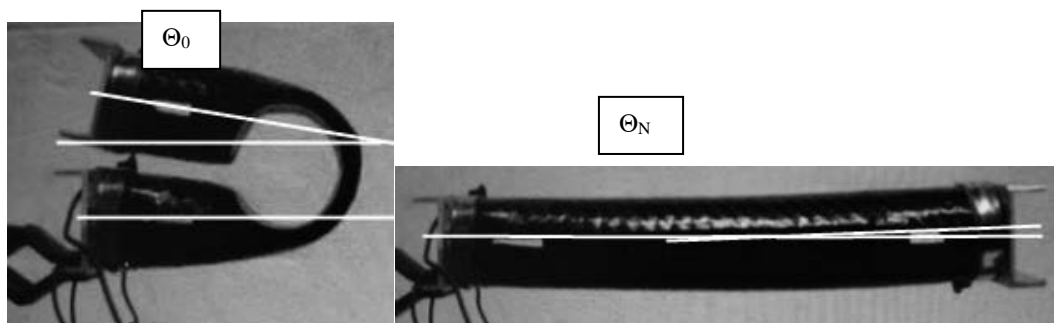


Рис. 7. Измерение начального и конечного углов шарнира.

Время достижения равновесной степени восстановления формы шарнира, равной 0,99, составило 4,5 минуты.

Усилие восстановления первоначальной формы шарнира определяли с использованием стенда, состоящего из источника постоянного тока, штатива, держателя образца и весов с пределом измерения 5 кг и точностью 1 г (рис. 8).

Предварительно шарниру придавали U-образную форму, закрепляли на штативе и приводили в контакт с весами с начальным усилием 5-10 г путем вертикального перемещения держателя. Затем подключали нагреватели к источнику постоянного тока и наблюдали усилие восстановления формы шарнира, как показано на рисунке 8.



Рис. 8. Стенд для определения усилия восстановления первоначальной формы шарнира.

Установлено, что максимальное усилие восстановления формы шарнира равно 12 Н (1,2 кг).

1. Бабаевский П.Г., Агапов И.Г., Козлов Н.А., Резниченко Г.М. Полимерный композиционный материал с эффектом памяти формы для силовых элементов

трансформируемых конструкций// Новые материалы и технологии – НМТ-2012. Материалы Всероссийской научно-технической конференции. Москва, 20-22 ноября 2012 г. – М.: МАТИ, 2012. – 410 с. (с.93).

2. Агапов И.Г., Гришин А.С. Трубчатый актюатор из ПКМ с эффектом памяти формы со встроенным резистивным нагревателем// XL ГАГАРИНСКИЕ ЧТЕНИЯ. Научные труды Международной молодежной научной конференции в 9 томах. Москва, 7-11 апреля 2014 г. М.: МАТИ, 2014. Т.1, 274 с. (с.34).

## **РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ УГЛЕПЛАСТИКОВ С ЭФФЕКТОМ ПАМЯТИ ФОРМЫ, ОБЛАДАЮЩИХ ТРЕБУЕМЫМИ ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ И ИНВЕРСИОННЫМИ СВОЙСТВАМИ**

А.А. Слюсарев<sup>1</sup>, П.Г. Бабаевский<sup>1</sup>, Г.М. Резниченко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет)» (МАИ)  
г. Москва*

E-mail: [rulryuk@mail.ru](mailto:rulryuk@mail.ru)

В последние годы уделяется большое внимание разработке и исследованию новых интеллектуальных материалов и конструкций, изменяющих свою форму и размеры в ответ на воздействие температурного поля (нагрева). Такие материалы очень важны при изготовлении исполнительных элементов (актюаторов или шарниров), обеспечивающих необходимые обратимые изгибные деформации для многократного складывания и восстановления формы конструкции (циклы разворачивания-сворачивания) при использовании только «одностороннего» эффекта памяти формы (ЭПФ) в условиях космоса [1-3].

Объектами экспериментальных исследований служили полиэфируретан-эпоксидное связующее и полимерный композиционный материал, армированный углеродной тканью УРАЛ. В качестве матрицы была выбрана полиэфируретан-эпоксидная композиция (ПЭУ-ЭК), отверждаемая диаминодифенилметаном (ДАДФМ), обеспечивающая требуемую температуру стеклования ( $T_c$ ) не менее 140°C.

Кинетику отверждения связующего определяли методом диэлектрического анализа по показателю ионной вязкости на анализаторе ДЕА в диапазоне температур от 20° до 160°C при скорости нагрева 10 К/мин. Связующее тонким слоем наносили на диэлектрический датчик во фторопластовой ячейке, помещали в термошкаф и отверждали по следующим режимам: 90°C-3ч+160°C-6ч, 100°C-2ч+160°C-4ч, 100°C-3ч+160°C-6ч и 120°C-2ч+160°C-5ч. Для

выбранного состава связующего (ЭД-20+ полиэфир+ полиизоционат+ ДАДФМ) были установлены временные промежутки повышения текучести, времени гелеобразования и предельного отверждения. Полученные данные послужили основой выбора режимов прессования прямоугольных образцов ПКМ.

Для получения слоистых армированных углепластиков с требуемой деформационной теплостойкостью не менее 140 °С и реверсивной температурой (температурой, выше которой проявляется термостимулируемый эффект памяти формы (ТС ЭПФ) не более 160-180 °С), использовали углеродную ткань УРАЛ и разработанное связующее на основе полиэфируретан-эпоксидной композиции и отвердителя ДАДФМ. Объемное содержание армирующей ткани варьировалось от 17 до 34 об. %, а количество слоев - от 1 до 3. Пластины армированного углепластика толщиной 0,5 - 2,0 мм с 1, 2 и 3-мя слоями ткани получали прессованием при давлениях 0,25 – 1,0 МПа по следующим температурным режимам: (1) 90°С-3ч+160°С-6ч; (2) 100°С-2ч+160°С-4ч; (3) 100°С-3ч+160°С-6ч; (4) 120°С-2ч+160°С-5ч.

Температурные зависимости динамического модуля упругости ( $E'$ ), модуля и тангенса угла потерь ( $E''$  и  $\text{tg}\delta$ ), а также деформативности  $dL$ , для образцов углепластика определяли методом динамического механического анализа (ДМА) на приборе DMA 242 E Artemis фирмы Netzsch.

Для экспериментов по ДМА образцы длиной 40 мм, шириной 10 мм и заданной толщиной вырезались из углепластика, отпрессованного в соответствии с выбранными режимами отверждения. Образцы испытывали при изгибе в динамическом одноконсольном режиме при частоте 1 Гц, амплитуде 30 мкм и скорости нагрева 2 К/мин в диапазоне температур от 20° до 180°С. По результатам испытаний образцов, полученных по различным режимам прессования, определены температуры стеклования ( $T_c$ ) в зависимости от режимов отверждения и количества слоев (табл. 1).

Таблица 1. Зависимости температуры стеклования  $T_c$  от режимов прессования и состава ПКМ (количества слоев углепластика) на основе полиэфируретан-эпоксидного связующего с отвердителем ДАДФМ.

Температурный режим прессования	$T_c$ , °C		
	1 слой	2 слоя	3 слоя
(1) 90°C-3ч+160°C-6ч	140	136	133
(2) 100°C-2ч+160°C-4ч	117	116	107
(3) 100°C-3ч+160°C-6ч	123	122	110
(4) 120°C-2ч+160°C-5ч	146	141	136

Из данных таблицы 1 следует, что с точки зрения заданной теплостойкости углепластика и температуры конверсии в термостимулируемом эффекте памяти формы наилучшими свойствами обладает двухслойный углепластик, получаемый по 4-му режиму прессования 120°C-2ч+160°C-5ч. Исходя из затрат времени на отверждение, был выбран режим 120°C-2ч+160°C-5ч. Динамические термомеханические характеристики такого двухслойного углепластика на основе полиуретан-эпоксидного связующего с отвердителем ДАДФМ и режимом отверждения 120°C-2ч+160°C-5ч представлены на рис 1.

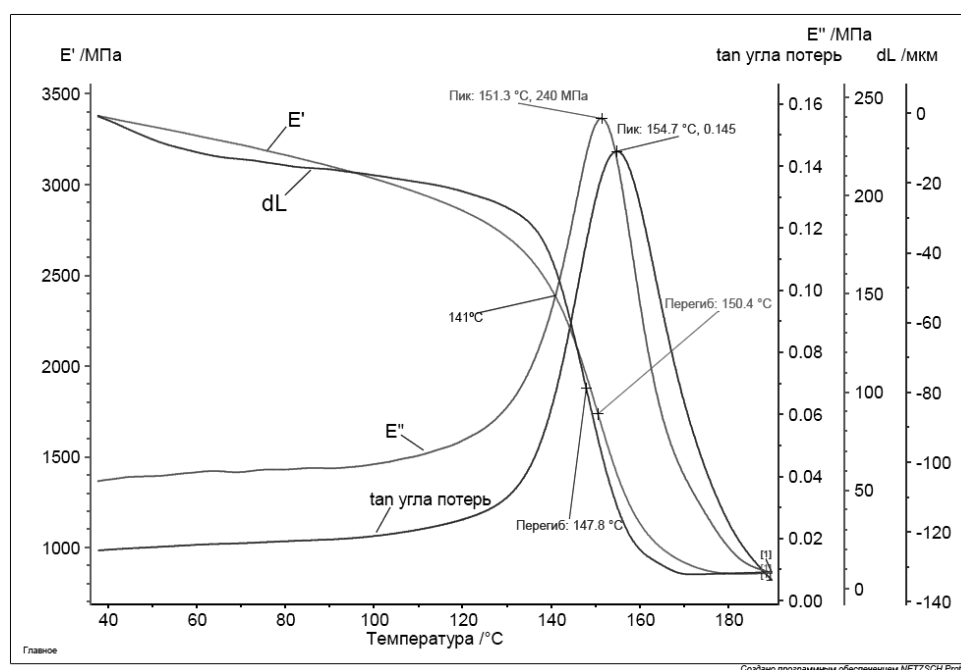


Рис. 1. Температурные зависимости действительной ( $E'$ ), мнимой ( $E''$ ) частей динамического модуля Юнга, деформативности  $dL$  и  $\tan \delta$  угла механических потерь.

Из этих кривых видно, что материал полностью переходит в высокоэластическое состояние, т.е. обладает наименьшим постоянным модулем и наибольшей деформативностью при температуре выше  $T_c$  примерно на 20 °C, т.е. выше 160 °C. Из этого следует, что деформировать образцы для проявления термостимулируемого эффекта памяти формы следует, нагревая образцы выше  $T=160$  °C. При деформировании образцов ниже этой температуры происходит растрескивание и расслоение образцов в месте изгиба. Нагревание образцов выше 180 °C может сопровождаться эффектами термической деструкции.

Поэтому в качестве реверсивной температуры  $T_r$  для данных образцов выбран интервал 160-180 °С.

Изучение реверсивной температуры проявления ТС ЭПФ образцов слоистых армированных углепластиков (кинетики усилия восстановления и угла разворачивания) в зависимости от числа слоев углеродной ткани и ее объемного содержания осуществляли в термошкафу с использованием пружинного динамометра. Образец углепластика в сложенном состоянии крепили к динамометру, помещали в термошкаф и нагревали до 180 °С. При достижении в термошкафу температуры проявления ЭПФ образец начинал восстанавливать свою форму, что приводило к натягиванию пружины динамометра. Таким образом, с момента начала разворачивания фиксировалась кинетика усилия восстановления углепластиков (рис. 3).

Из рисунка 2 следует, что предельные усилия восстановления для однослойного углепластика – 0,19 Н, двухслойного – 1,5 Н и трехслойного – 2 Н, соответственно на 4, 9 и 10 минутах.

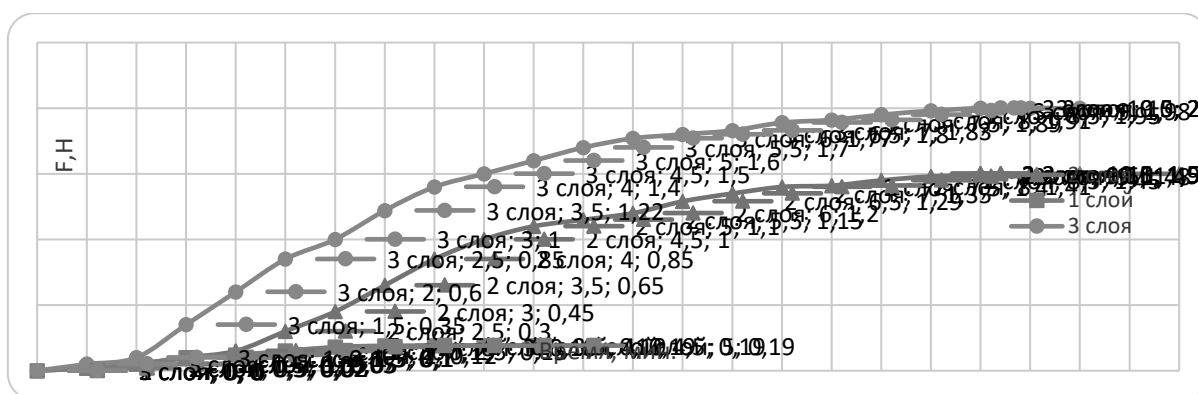


Рис.2. Зависимость усилия восстановления ( $F$ ) от времени в зависимости от количества слоев углеродной ткани.

Для определения предельного угла разворачивания образец углепластика в сложенном состоянии помещали в термошкаф и нагревали до 180 °С. При достижении в термошкафу температуры (136 °С для однослойного, 141°С для двухслойного и 146 °С для трехслойного) образец начинал восстанавливать свою форму, что фиксировалось на видео, по которому в дальнейшем определяли угол разворачивания образца во времени. Таким образом, с момента начала разворачивания фиксировалась кинетика угла разворачивания углепластиков (рис. 3).

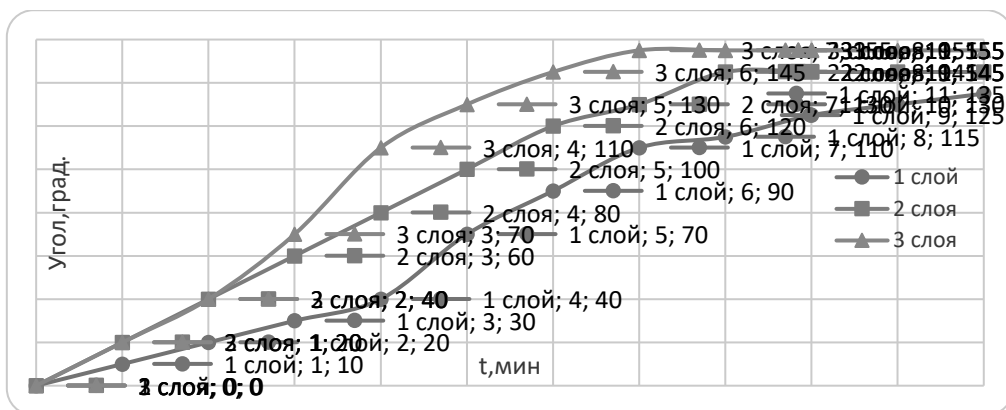


Рис. 3. Зависимость угла разворачивания от времени в зависимости от количества слоев углеродной ткани.

Предельные углы разворачивания для однослойного углепластика – 135, двухслойного – 145 и трехслойного – 155, соответственно на 11, 8 и 7 минутах.

Влияние объемного соотношения матрицы и армирующего наполнителя на предельное усилие восстановления приведено на рис. 4.

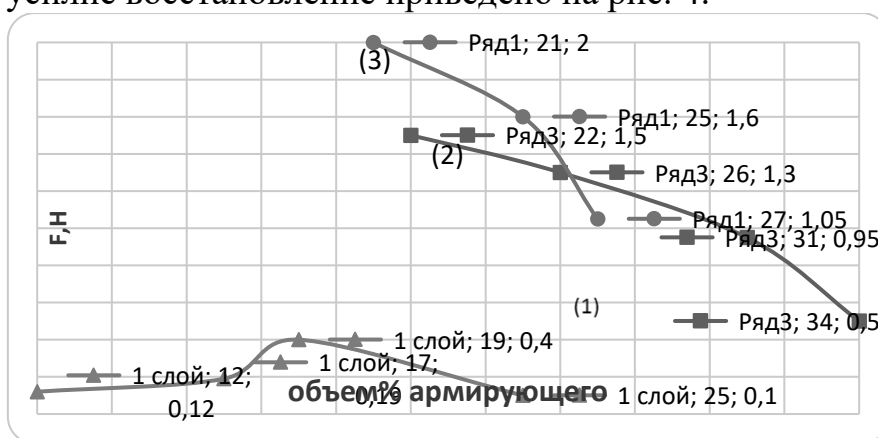


Рис. 4. Зависимости предельного усилия восстановления (F) одно- (1) двух- (2) и трехслойных (3) углепластиков от объемного содержания армирующего наполнителя (в %) в них.

Из полученных данных следует, что предельное усилие восстановления уменьшается с увеличением объемного содержания армирующего наполнителя. Оптимальное содержание армирующей ткани лежит в интервале 19 – 22 об. %.

Для создания экспериментальных образцов углепластиков с ТС ЭПФ разработано полиэфируретан-эпоксидное связующее с отвердителем ДАДФМ, соотношение армирующий наполнитель/матрица – 22/78 об. %, оптимальное количество слоев – два, геометрические размеры пластины актюатора 100 x 40 x 1,2 ± 0,1 мм. Режим отверждения - 120°C-2ч+160°C-5ч. Теплостойкость материала пластин по Tс равна 141°C, при этом реверсивная температура начала их трансформирования – выше 160°C. Угол трансформирования (разворачивания) составляет 145.



1. Steven C. Arzberger, Michael L. Tupper. Elastic Memory Composites (EMC) for deployable industrial and commercial applications // Composite Technology Development, Inc. (CTD). – 2005
2. Бычков Е.О. Углепластики с эффектом памяти формы // Диссертация на соискание степени магистра по направлению «Материаловедение и технология материалов», ФБГОУ МАТИ, 2013 г., 91 с
3. Yanju Liu, Haiyang Du, Liwu Liu and Jinsong Leng. Shape memory polymers and their composites in aerospace applications: a review // Smart Mater. Struct. 23 (2014) 023001 (22pp).

## **РАЗРАБОТКА ВОЛНОВОДНЫХ ЛАЗЕРОВ ВИДИМОГО И УФ ДИАПАЗОНОВ НА ОСНОВЕ АПКОНВЕРТИРУЮЩИХ ЧАСТИЦ.**

И.М. Ашарчук, К.В. Хайдуков, И.О. Горячук, В.И. Соколов

В последнее время люминесцентные свойства материалов, легированных редкоземельными (РЗ) ионами привлекают большое внимание в связи с их особыми характеристиками, когда 4f-4f переходы закрыты внешними орбиталями. Это приводит к большому стоксовому сдвигу, узким линиям и длительному времени жизни люминесценции [1]. Наноразмерные апконвертирующие фосфоры представляют собой кристаллическую матрицу  $\text{NaYF}_4$ ,  $\text{NaLuF}_4$ , легированную редкоземельными ионами  $\text{Yb}^{3+}$ ,  $\text{Er}^{3+}$ ,  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Nd}^{3+}$  и др. Они обладают многоволновой фотолюминесценцией (ФЛ) в УФ, видимой областях спектра при возбуждении светом с длиной волны 970-980 нм. Нанопосфоры перспективны для создания интегрально - оптических усилителей и лазеров. Заинтересованность в разработке этих лазеров объясняется их огромным потенциалом использования в качестве оптических источников в спектроскопии высокой чувствительности, датчиков для взрывоопасных паров и сверхбыстрых переключателей во оптических передачах данных.

В докладе анализируются достоинства наноразмерных апконвертирующих фосфоров  $\text{NaYF}_4:\text{Yb}^{3+}, \text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Er}^{3+}$ , как новой лазерной среды для создания волноводных лазеров, излучающих в ультрафиолетовом и видимом диапазонах спектра. Демонстрируется что наноразмерные фосфоры обладают многоволновым спектром излучения; низкой энергией фононов, которая гарантирует, что времена жизни промежуточного и лазерного излучающих уровней достаточно велики, чтобы обеспечить эффективную накачку и лазерное излучение. Исследована кинетика ФЛ ионов  $\text{Tm}^{3+}$  в кристаллической матрице  $\text{NaYF}_4$  на длинах волн 340, 360, 450, 475, 645, 800 нм. Продемонстрировано оптическое усиление в коротковолновой области фотолюминесценции (360 нм) апконвертирующих наночастиц  $\beta\text{-NaYF}_4:\text{Yb}^{3+}, \text{Tm}^{3+}$  со структурой ядро-оболочка. Для формирования обратной связи изготовлены брэгговские решетки показателя преломления. Для их формирования была создана установка интерференционной записи решеток с помощью импульсного лазера

263 нм (четвертая гармоника неодимового лазера). Период брэгговской решетки составил порядка 150 нм.

1. Auzel F. Upconversion and anti-stokes processes with f and d ions in solids / F. Auzel. // Chem. Rev. - 2004. - 104.-p. 139-173.

## ВОЛНОВОДНЫЕ ЭРБИЕВЫЕ УСИЛИТЕЛИ НА ОСНОВЕ НАНОКОМПОЗИТНЫХ ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ

К.В. Хайдуков, В.И. Соколов, И.О. Горячук, И.М. Ашарчук

Федеральный научно-исследовательский центр "Кристаллография и фотоника"  
Российской академии наук, "Институт фотонных технологий" РАН, 142092,  
г. Москва, г. Троицк, ул. Пионерская, д. 2  
E-mail: [haidukov\\_11@mail.ru](mailto:haidukov_11@mail.ru)

Разработан метод синтеза наноразмерных конвертирующих фосфоров со структурой ядро - оболочка. Методом термического разложения синтезированы наноразмерные фосфоры с фторидной матрицей  $\beta$ -NaLuF<sub>4</sub>:Yb<sup>3+</sup>/Er<sup>3+</sup>/Ce<sup>3+</sup> обладающей высокой степенью конверсии. Новые нанокристаллы  $\beta$ -NaLuF<sub>4</sub>/Yb<sup>3+</sup>/Er<sup>3+</sup>/Ce<sup>3+</sup> со структурой сердцевина - оболочка обладают размером 20 - 50 нм [1]. Фазовый состав наночастиц NaLuF<sub>4</sub>/Yb<sup>3+</sup>/Er<sup>3+</sup>/Ce<sup>3+</sup> был впервые исследован методом порошковой рентгеновской дифракции (XRD) в диапазоне  $10^\circ \leq 2\theta \leq 100^\circ$  с шагом сканирования  $1^\circ$  (см. Рис.1).

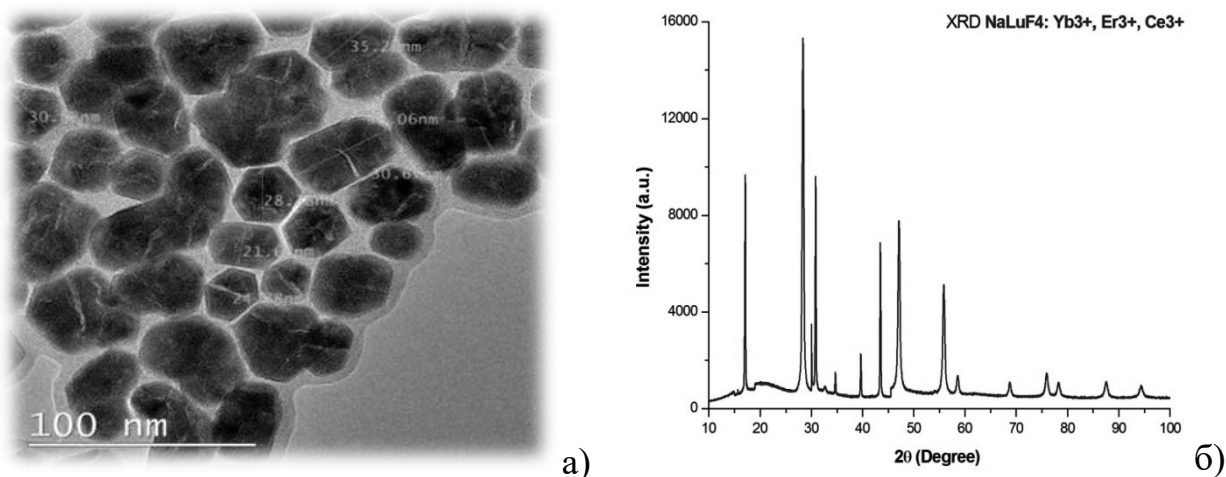


Рис.1. ТЕМ фотография (а) и рентгенограмма (б) нанокристаллов  $\beta$ -NaLuF<sub>4</sub>/Yb<sup>3+</sup>/Er<sup>3+</sup>/Ce<sup>3+</sup>. Значения дифракционных пиков соответствуют гексагональной фазе.

Разработан метод создания компактных волноводных усилителей для телекоммуникационного С - диапазона длин волн (1530 – 1565 нм) на основе новых нанокompозитных полимерных материалов с внедренными фторидными нанокристаллами, солегированными редкоземельными ионами Er<sup>3+</sup>, Yb<sup>3+</sup>, Ce<sup>3+</sup>. Стандартным методом контактной фотолитографии на кремневой пластине с оксидным слоем был изготовлен полимерный волноводный

усилитель для С-диапазона [2]. Измерена зависимость коэффициента усиления на длине волны 1530 нм от мощности накачки. Мощность накачки составляла 80 мВт, а усиливаемого сигнала 5 мкВт. Оптическое усиление в полимерном одномодовом волноводе (8x7 мкм) длиной 1.3 см, допированного наночастицами NaLuF4: Er<sup>3+</sup>, Yb<sup>3+</sup>, Ce<sup>3+</sup> составило 1.1 дБ/см (см. Рис.2).

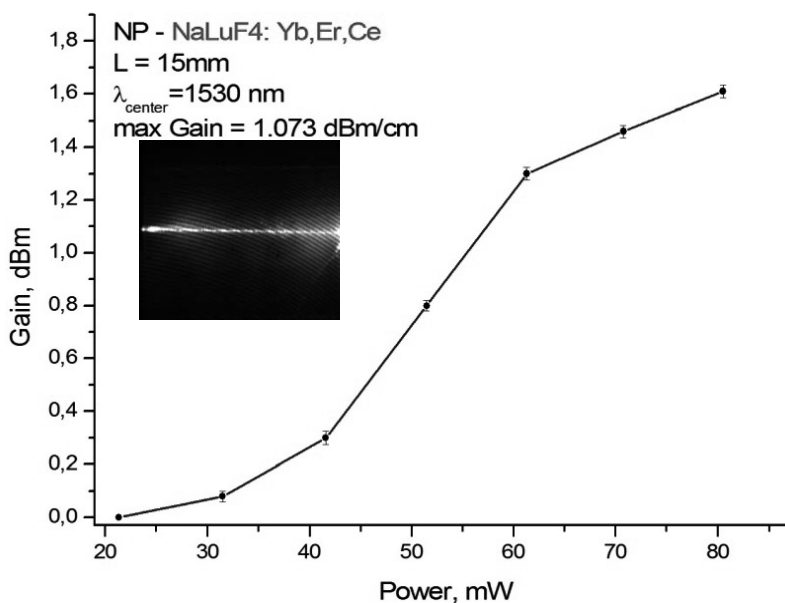


Рис. 2. Коэффициент оптического усиления вблизи 1530 нм в одномодовом полимерном волноводе допированного наночастицами  $\beta$ -NaLuF4: Er<sup>3+</sup>, Yb<sup>3+</sup>, Ce<sup>3+</sup>. Усиление в волноводе составило 1.1 дБ/см.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 16-32-00935 мол\_а.

1. K.V. Khaydukov, V.V. Rocheva, A.G. Savelyev, M.E. Sarycheva and I.M. Asharchuk. Synthesis of NaLuF4: Er<sup>3+</sup>, Yb<sup>3+</sup>, Ce<sup>3+</sup> nanoparticles and study of photoluminescent properties in C-band // EPJ Web of Conferences, 132, 03049 (2017).
2. К.В. Хайдуков, И.М. Ашарчук, Е.В. Хайдуков, В.И. Соколов // Формирование и определение характеристик оптических полимерных волноводов в фоточувствительном полимере // Известия высших учебных заведений. Физика, Т. 58, Н. 8-2, С. 280-282, 2015.

# ЭЛЕКТРИЗАЦИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ КОСМИЧЕСКИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Б. Самиев<sup>1</sup>, Н.П. Чирская<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Московский институт электроники и математики им. А.Н. Тихонова Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики»;* <sup>2</sup> *Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова*  
E-mail: chirskaya.sinp@yandex.ru

## Введение

В полете космический аппарат (КА) подвергается воздействию потоков космических ионизирующих излучений, в результате чего на поверхности и в объеме материалов КА может накапливаться электрический заряд [1]. Объемная электризация диэлектриков внешней части КА в условиях космического пространства обусловлена воздействием электронов радиационных поясов Земли (РПЗ) с энергиями ~ 1–10 МэВ, пробег которых в материале диэлектриков может достигать нескольких сантиметров. Накопленный объемный электрический заряд создает в толще диэлектрика внутреннее электрическое поле, напряженность которого в некоторых случаях может превышать порог электрической прочности диэлектрика. В этом случае происходит электрический пробой диэлектрика с образованием сети разрядных каналов, что ухудшает оптические, электрофизические и механические свойства материалов.

В данной работе проводилось математическое моделирование условий возникновения электрических разрядов в диэлектриках при их облучении потоками электронов с энергиями 1-10 МэВ при различных условиях стока заряда.

## Методика расчетов

Исследование заряжения диэлектриков потоками электронов с учетом собственной и радиационной проводимостей материала выполнялось с помощью программы DICTAT [2] онлайн-проекта SPENVIS [3].

Распределение остановившихся электронов в материале в DICTAT аппроксимируется кривой с двумя линейными участками с характерными размерами  $R$  и  $a$  (рис. 1). Максимальная величина пробега электронов  $R$  (в  $\text{г}\cdot\text{см}^{-2}$ ) с энергией  $E$  (в МэВ) в материале определяется формулой Вебера [4]:

$$R = 0.55E \left( 1 - \frac{0.9841}{1 + 3E} \right).$$

Глубина мишени  $a$  (в  $\text{г}\cdot\text{см}^{-2}$ ), начиная с которой накапливаемый электрический заряд линейно уменьшается до нуля, описывается соотношением Соренсена [5]:

$$a = 0.238E.$$



Рис. 1. Аппроксимация распределения остановившихся электронов в материале в DICTAT.

На основе этих двух соотношений в DICTAT происходит расчет пробега электронов и величины электронного тока через поперечное сечение материала. Затем с помощью закона Ома вычисляется величина напряженности электрического поля в материале:

$$E = J / \sigma ,$$

здесь  $J$  – величина электронного тока,  $\sigma$  – проводимость диэлектрика, которая складывается из собственной проводимости диэлектрика  $\sigma_0$  и радиационно-индуцированной проводимости. Собственная проводимость  $\sigma_0$  зависит от температуры диэлектрика  $T$  и напряженности электрического поля. Зависимость проводимости от мощности дозы радиации описывается выражением:

$$\sigma = \sigma_0(E, T) + k_p D^\Delta ,$$

где в терминах программы DICTAT:  $\Delta$  – показатель степени, зависящий от типа диэлектрика,  $k_p$  – радиационная проводимость диэлектрика при единичной мощности дозы,  $D$  – мощность дозы.

Для расчетов в данной работе использована плоская геометрия диэлектрика с различными вариантами заземления (рис. 2). На рисунке светло-серым цветом показан диэлектрик, темно-серым – проводник. Во всех случаях с облучаемой стороны диэлектрическая пластина защищена тонким слоем проводника.

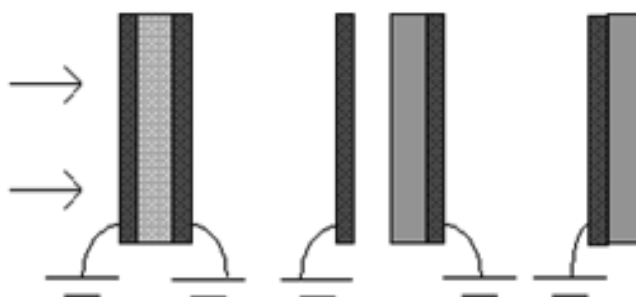


Рис. 2. Конфигурации плоского диэлектрика.

Временная зависимость напряженности электрического поля в плоском диэлектрике описывается соотношением для плоского конденсатора:

$$E = \frac{J}{\sigma} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right],$$

где  $t$  - время облучения,  $\tau$  - постоянная времени системы. Таким образом, для каждого момента времени вычисляется значение напряженности электрического поля в диэлектрике. При моделировании считается, что электрический пробой диэлектрика происходит, если значение напряженности поля превышает величину пробивной напряженности. Программа DИСТАТ не останавливает счет при достижении пробивной напряженности электрического поля, однако в этом случае в выводе программы появляется сообщение о достижении критического значения напряженности и возможности образования электрического пробоя материала.

### Результаты расчетов

Параметры исследуемых диэлектрических материалов представлены в таблице 1, где использованы следующие обозначения:  $\sigma_0$  – собственная проводимость диэлектрика при температуре 298К,  $\epsilon$  – диэлектрическая постоянная,  $E_{\max}$  – пробивная напряженность электрического поля. В расчетах использовались стандартные значения параметров диэлектрических материалов, приведенные в DИСТАТ. В качестве материала защитного проводника использовался алюминий толщиной 10 мкм. Расчеты проводились для флюенса электронов  $F = 10^{13} \text{ см}^{-2}$ , время облучения  $t = 24$  часа.

Табл. 1. Параметры исследуемых диэлектрических материалов

Диэлектрик	$\Delta$	$\sigma_0, \text{ Ом}^{-1}\text{ м}^{-1}$	$\text{ Ом}^{-1}\text{ м}^{-1}\text{ рад}^{-\Delta}\text{ с}^{\Delta}$ $k_p$	$\epsilon$	$E_{\max}, \text{ В}\cdot\text{ м}^{-1}$
Оргстекло	1,0	$10^{-15}$	$2,2 \cdot 10^{-15}$	4,0	$10^7$
Боросиликатное стекло	1,0	$10^{-12}$	$1,0 \cdot 10^{-14}$	6,7	$10^7$

Рассчитанная в DИСТАТ зависимость максимальной напряженности электрического поля в оргстекле от времени показана на рис. 3. Облучение проводилось нормально падающим потоком электронов с энергией 1 МэВ. Напряженность электрического поля в диэлектрике возрастает по мере накопления внедренного заряда.

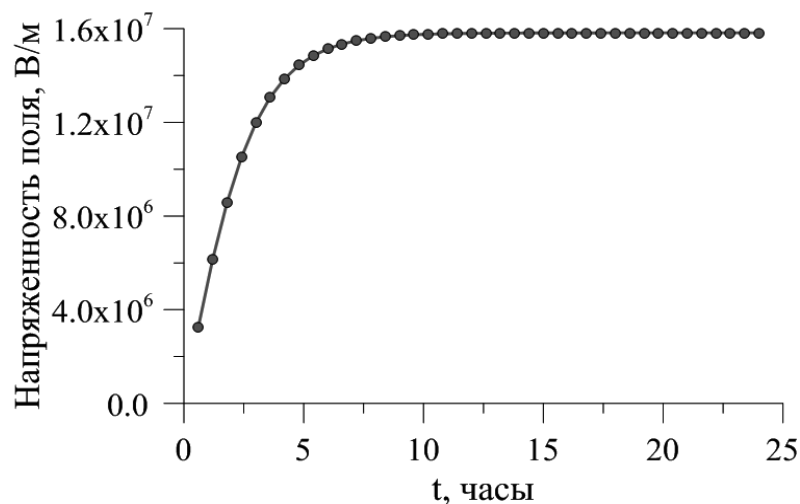


Рис. 3. Зависимость максимальной напряженности поля в диэлектрике (оргстекло) от времени облучения электронами с энергией 1 МэВ.

В зависимости, представленной на рис. 3, напряженность поля в диэлектрике достигла пробивного значения  $E_{\max} = 10^7$  В/м примерно через 2,5 часа облучения. В боросиликатном стекле при выбранных параметрах облучения электрический пробой не происходит, что обусловлено высокой собственной проводимостью этого материала (см. табл. 1).

Результаты расчета максимальных устойчивых к пробую толщин пластин из оргстекла в зависимости от энергии моноэнергетического потока электронов с суточным флюенсом  $F = 10^{13}$  см<sup>-2</sup> показаны на рис. 4. При толщинах диэлектриков больше этих критических значений происходит электрический пробой. При уменьшении толщины материал становится более устойчивым к возникновению разрядов, в том числе, за счет более эффективного стока заряда к поверхности материала.

Приведенные на графике зависимости отличаются способом заземления пластины диэлектрика. Кривая 1 соответствует случаю, когда заземлена внешняя (облучаемая) поверхность диэлектрика, кривая 2 – заземлена внутренняя поверхность диэлектрика, кривая 3 – заземлены обе поверхности диэлектрика. Видно, что наиболее стойким к возникновению разряда является вариант, в котором заземлены обе поверхности диэлектрика (кривая 3 на рис. 4).

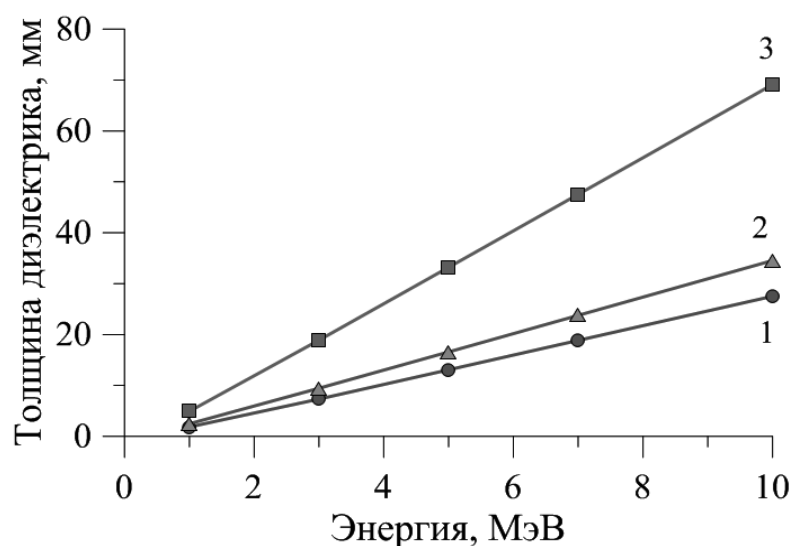


Рис. 4. Максимальные устойчивые к пробоем толщины диэлектрика (оргстекло) в зависимости от энергии электронов при различных вариантах заземления: 1 – заземлена внешняя поверхность диэлектрика; 2 – заземлена внутренняя поверхность диэлектрика; 3 – заземлены обе поверхности диэлектрика.

В реальных космических условиях на материалы воздействуют изотропные потоки электронов с распределенными энергетическими спектрами. На рис. 5 показаны интегральные спектры электронов на орбитах высотами 1500 км и 3000 км в период солнечного максимума согласно модели AE8 [6].

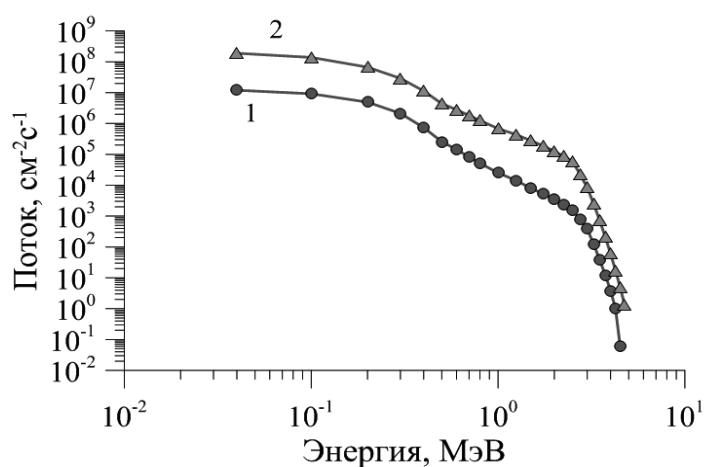


Рис. 5. Интегральные спектры электронов на орбитах высотой 1500 км (1) и 3000 км (2).

Рассчитанные с помощью DISTAT временные зависимости максимальной напряженности электрического поля в пластинах из оргстекла толщиной 5 см представлены на рис. 6. Заземлена внутренняя поверхность диэлектрика. В случае воздействия спектра электронов орбиты с высотой 1500 км максимальная напряженность электрического поля составляет  $\sim 2,7 \cdot 10^6$  В/м, что меньше пробивного значения. При облучении потоком электронов со спектром орбиты высотой 3000 км пробивное значение напряженности поля  $E_{\max} = 10^7$  В/м достигается приблизительно через 4 часа облучения.



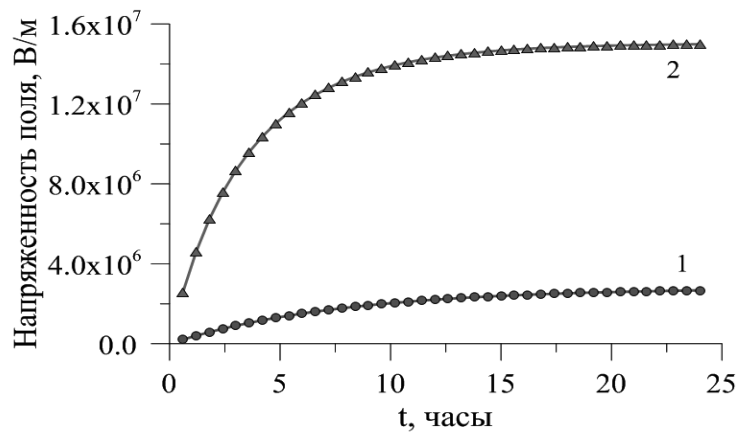


Рис. 6. Зависимость максимальной напряженности электрического поля в диэлектрике при воздействии изотропного потока электронов со спектром орбиты высотой 1500 км (1) и 3000 км (2).

### Заключение

Электрическая прочность диэлектрических слоев зависит от ряда параметров, включая условия заземления диэлектриков, их собственную и радиационную проводимость, мощность дозы воздействующего излучения и энергию падающих частиц. Улучшение условий стока заряда за счет увеличения проводимости диэлектрика или заземления его поверхностей приводит к повышению его стойкости к образованию электрического пробоя. Увеличение высоты круговой орбиты КА с 1500 км до 3000 км приводит к увеличению интенсивности потока электронов на поверхность диэлектрика и формированию условий для образования в нем электрических разрядов.

1. Л.С. Новиков Космическое материаловедение. М: МАКС Пресс, 2014, 448 с.
2. DICTAT Internal charge code help. URL: <https://www.spennis.oma.be/help/background/charging/dictat/dictatman.html>
3. ESA's Space Environment Information System [Электронный ресурс]. – URL: [www.spennis.oma.be](http://www.spennis.oma.be)
4. К.-Н. Weber, Eine einfache reichweite-energie-beziehung fur eletronen im energiebereich von 3 keV bis 3 MeV. Nucl. Inst. Meth., Vol. 25, pp. 261-264, 1964.
5. J. Sorensen, An Engineering Specification of Internal Charging, in Environmental Modelling for Space-based Applications, ESA SP-392, p. 129, 1996.
6. J. I. Vette, The AE-8 Trapped Electron Model Environment, NSSDC/WDC-A-R&S 91-24, 1991.

# РАСПЫЛЕНИЕ ПОЛИМЕРОВ ПОТОКОМ АТОМАРНОГО КИСЛОРОДА

А. Катшибек<sup>1</sup>, Н.П. Чирская<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Московский институт электроники и математики им. А.Н. Тихонова Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики»;* <sup>2</sup> *Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова*  
E-mail: chirskaya.sinp@yandex.ru

## Введение

Одним из факторов космического пространства, приводящих к интенсивному разрушению материалов внешних поверхностей космических аппаратов (КА), является воздействие атомарного кислорода (АК) верхней атмосферы Земли. При орбитальном движении КА высокая окислительная способность АК дополнительно усиливается за счет кинетической энергии набегающего потока атомов кислорода (~5 эВ). Воздействие АК на материалы приводит к ухудшению их механических, оптических, тепловых и электрических характеристик. Наименее устойчивы к такому воздействию полимерные материалы, для которых уменьшение толщины слоя после года эксплуатации при воздействии АК может составлять нескольких десятков и даже сотен микрометров [1]. Для повышения стойкости полимерных материалов к воздействию АК в состав композитов могут вводиться наночастицы материалов-наполнителей, устойчивых к воздействию АК [2,3]. При этом часто наблюдается объединение наночастиц в полимерной матрице в конгломераты с поперечными размерами ~1 – 10 мкм [4].

Для предсказания количественных характеристик эрозии материалов под действием АК используют феноменологические модели, параметры которых определяются на основе экспериментальных данных. В настоящей работе для исследования процесса эрозии под действием АК полимерных композитов с различным распределением частиц наполнителя по объему полимера применялась математическая модель, созданная в НИИЯФ МГУ [5].

## Расчетная модель

Для проведения расчетов использовалась двумерная модель материала с разделением его расчетной сеткой на ячейки равного размера. Модель содержит два типа ячеек: состоящие из полимера, которые могут разрушаться под действием АК, и ячейки защитного наполнителя, устойчивые к воздействию АК. В основе модели лежит использование метода Монте-Карло и приближения крупных частиц. В этом приближении одной укрупненной частице в зависимости от параметров расчета и размера ячеек соответствует  $\sim 10^8$ - $10^{10}$  атомов кислорода. Количество атомов кислорода в одной укрупненной частице и вероятность взаимодействия частиц с материалами выбирались на основании результатов лабораторных экспериментов по

распылению полимеров потоком АК [5]. В модели взаимодействия потока АК с мишенью учитываются процессы зеркального и диффузного рассеяния атомов кислорода на ячейках, каждый из которых характеризуется своей вероятностью. При диффузном рассеянии атомов считается, что они теряют в каждом акте взаимодействия около трети исходной энергии. При попадании на материал наполнителя укрупненная частица АК выбывает из расчета.

Соответствие между потоком укрупненных частиц в расчете и реальным потоком АК устанавливается на основании коэффициента эрозии  $\lambda$ , значение которого для полиамида составляет  $3 \cdot 10^{-24}$  см<sup>3</sup>/атом [6]. Для этого рассчитывается объем рассеянного материала при воздействии потока АК на мишень из полиамида без защитного наполнителя, после чего вычисляется количество атомов кислорода в одной укрупненной частице. Это значение используется для определения величины потока АК в дальнейших расчетах. Основные параметры модели представлены в табл. 1.

Табл. 1. Параметры расчетной модели

Параметр модели	Значение
Вероятность химической реакции взаимодействия АК с полимером при многократном рассеянии	$P = k \cdot \exp(-E_0/E)$
Исходная энергия АК	$E = 5$ эВ
Энергия активации $E_0$	$E_0 = 0,26$ эВ
$k$	$k = 0,1165$
Вероятность зеркального отражения АК	$R = 0,3$
Вероятность диффузного рассеяния АК	$D = 0,7$
Снижение энергии АК при диффузном рассеянии	$E_{i+1} = 0,35 \cdot E_i$
Минимальная энергия АК	$E_{\min} = 0,025$ эВ
Поперечный размер ячейки материала	0,5 мкм
Количество атомов кислорода в укрупненной частице	$N_0 = 8,22 \cdot 10^9$

Исследуемая в данной работе модель композита представляет собой полимерную матрицу, в объем которой введено 6 рядов сферических частиц наполнителя диаметром 4,58 мкм. Рассмотрено два варианта объемного распределения частиц наполнителя: «неравномерное» распределение - частицы расположены рядами друг под другом и «равномерное» распределение - частицы расположены в шахматном порядке.

### Результаты и обсуждение

Пример результата моделирования воздействия нормально падающего потока АК на композиты с различным расположением частиц наполнителя в объеме представлен на рис. 1. Здесь черным цветом показаны частицы наполнителя композита, серым - полимер, белым - пустоты в материале, образовавшиеся в результате воздействия потока АК. Расчеты проводились для  $N = 30000$  укрупненных частиц, что соответствует флюенсу  $F = 9,9 \cdot 10^{20}$  см<sup>-2</sup>.

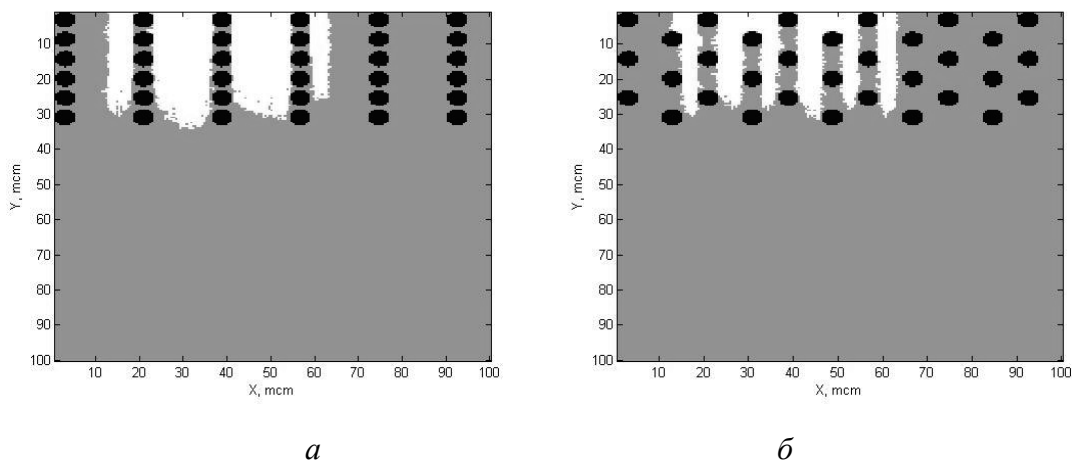


Рис. 1. Результаты моделирования процесса эрозии композитов с неравномерным (а) и равномерным (б) расположением частиц наполнителя в объеме композита, диаметр частиц наполнителя - 4,58 мкм.

Аналогичные расчеты при флюенсе  $F = 9,9 \cdot 10^{20} \cdot \text{см}^{-2}$  были проведены для различных углов падения потока АК на поверхность материала. Полученная в результате зависимость объема удаленных ячеек полимера от угла падения потока АК на модель для разных вариантов расположения частиц наполнителя представлена на рис. 2. Здесь угол 0 градусов соответствует нормальному падению потока АК на поверхность, угол 90 градусов - движению потока АК вдоль поверхности материала. Кривая 1 на рис. 2 соответствует варианту расположения частиц наполнителя, показанному на рис. 1а, а кривая 2 - варианту рис. 1б.

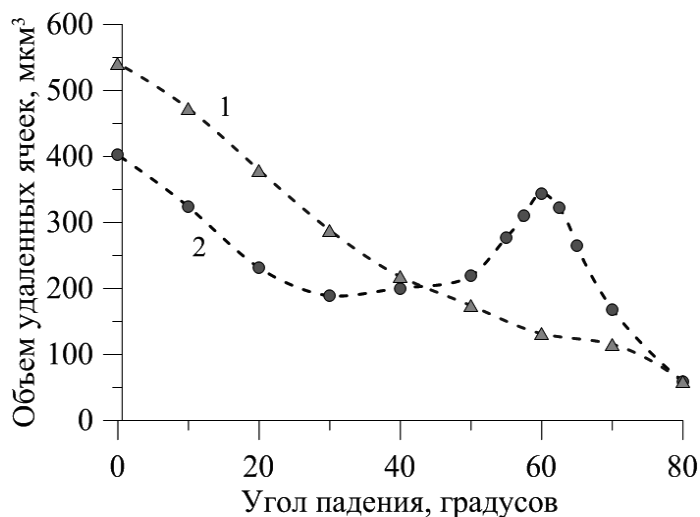


Рис. 2. Зависимость объема удаленных ячеек полимера от угла падения АК для моделей композита: 1 - с частицами наполнителя, расположенными неравномерно; 2 - с равномерным расположением частиц наполнителя.

В первом случае объем удаленных ячеек монотонно уменьшается с увеличением угла падения АК. Во втором случае зависимость имеет максимум при угле около 60 градусов, поскольку именно при таком угле падения поток АК направлен вдоль диагональных рядов частиц наполнителя. Максимальное значение в зависимости (при угле 0 градусов) соответствует движению потока

АК вдоль вертикальных рядов наполнителя. Отметим, что в рассмотренных вариантах максимальный объем разрушенного полимера наблюдается при нормальном падении потока АК и «неравномерном» распределении частиц наполнителя.

На рис. 3 показана рассчитанная для описанных выше вариантов геометрии зависимость объема удаленных ячеек полимера от величины флюенса АК при различных углах падения потока на поверхность. Минимальное значение флюенса в расчете составило  $F_{\min} = 3,3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ , максимальное -  $F_{\max} = 9,9 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$ . При «неравномерном» распределении частиц наполнителя объем удаленных ячеек полимера увеличивается с ростом флюенса АК и уменьшением угла падения (рис. 3а). В случае «равномерного» распределения частиц наполнителя объем удаленных ячеек полимера также возрастает с увеличением флюенса, однако при угле падения АК 60 градусов растравливание происходит более эффективно, чем при угле 30 градусов. Видно, что при величинах флюенса до  $1,2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$  в случае рис. 3а и  $4,3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$  в случае рис. 3б объем удаленных ячеек практически не зависит от угла падения, поскольку в этом случае глубина растравливания недостаточна для проявления эффекта структуры композита.

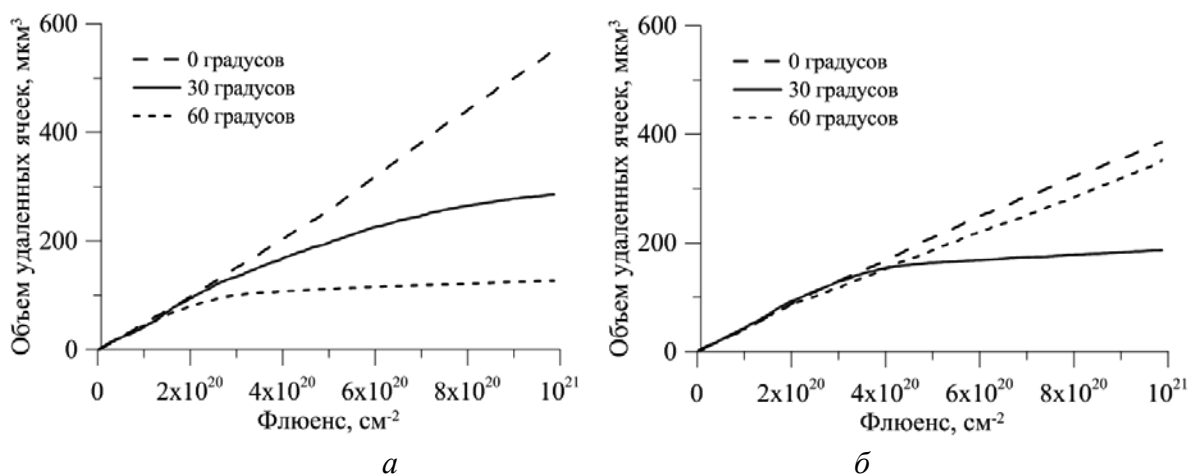


Рис. 3. Зависимость объема удаленных ячеек полимера от величины флюенса АК на поверхность композитного материала для разных углов падения потока: а - для модели с частицами наполнителя, расположенными неравномерно; б - для модели с равномерным расположением частиц наполнителя.

### Заключение

Для моделей полимерного композита с различным расположением частиц защитного наполнителя по объему полимера рассчитаны зависимости объема растравленного полимера от угла падения потока АК в диапазоне 10-90 градусов и флюенса АК в диапазоне  $3,3 \cdot 10^{18} - 9,9 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$ . Наиболее сильное растравливание полимера наблюдается при нормальном падении потока АК и «неравномерном» распределении частиц наполнителя. Показано, что периодичность в распределении наполнителя по объему приводит к появлению направлений падения потока АК, при которых разрушение полимера происходит более эффективно.

1. Л.С. Новиков, В.Н. Черник Применение плазменных ускорителей в космическом материаловедении. М. Университетская книга, 90 с., 2008.
2. С.К. Гужова, Л.С. Новиков, В.Н. Черник, В.Е. Скурат. Воздействие атомарного кислорода на материалы и элементы конструкции низкоорбитальных космических аппаратов. Модель космоса, 8-е издание, Т.2: Физические условия в космическом пространстве. Под ред. М.И. Панасюка. М.: КДУ, с. 171-206, 2007.
3. Л.С. Новиков, В.А. Демидов, М.С. Самохина, С.А. Бедняков, А.И. Гайдар, С.В. Зайцев, В.Н. Черник. Исследование структуры нанокompозитов на основе полимерных матриц. Труды 1-й всероссийской школы-семинара студентов, аспирантов и молодых ученых «Функциональные наноматериалы для космической техники», Москва, 1-3 декабря 2010 г. М.: МИЭМ, с. 105-109, 2010.
4. К.Б. Вернигоров, А.Ю. Алентьев, А.М. Музафаров, Л.С. Новиков, В.Н. Черник. Эрозия полиимида, модифицированного аморфным силиказолем, в потоке кислородной плазмы. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2011, № 3, с. 63–68.
5. N. Chirskaya, M. Samokhina. Computer modeling of polymer structures degradation under the atomic oxygen exposure. WDS'12 Proceedings of Contributed Papers: Part III – Physics. Matfyzpress Prague, 2012, pp. 30–35.
6. В.А. Banks, Т. Stueber, J. Norris. Monte Carlo computational modeling of the energy dependence of atomic oxygen undercutting of protected polymers. Protection of Space Materials from the Space Environment: Space Technology Proceedings, 2001, Vol. 4, pp. 1-14.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОГЛОЩЕННОЙ ДОЗЫ В ОБЪЕКТАХ СЛОЖНОЙ КОНФИГУРАЦИИ

Н.П. Чирская<sup>1</sup>, Л.С. Новиков<sup>1</sup>, В.В. Синолиц<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына  
Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова

E-mail: chirskaya.sinp@yandex.ru

## Введение

Упрощенная модель космического аппарата (КА), часто используемая для расчетов дозовых нагрузок, представляет собой сферический защитный экран, внутри которого расположен детектор. Для вычисления поглощенных доз, накапливаемых биологическими объектами в космическом пространстве, в качестве детектора используется сфера, состоящая из воды. Решение такой задачи позволяет отработать методику расчета и провести оценки дозовых нагрузок в различных радиационных условиях перед переходом к более подробным моделям КА. В данной работе рассмотрены возможности применения различных методов моделирования к расчету величины поглощенной дозы от протонов галактических космических лучей (ГКЛ) с энергией в диапазоне  $10^1 - 10^5$  МэВ.

## Методика расчетов

Для расчетов дозовых нагрузок использованы программный комплекс GEANT4 [1], основанный на методе Моте-Карло, и разработанная в НИИЯФ МГУ лучевая модель RDOSE [2].

В лучевых моделях расчет основывается на вычислении эквивалентной толщины защитного экрана для каждой расчетной точки. Для этого поверхность окружающей модель КА сферы разбивается на элементарные площадки, из которых строятся лучи в направлении выбранной расчетной точки. Далее вычисляются толщины защитных экранов по каждому лучу с учетом конфигурации пересекаемых им элементов конструкции КА и физических свойств материалов. Подход, реализованный в лучевых моделях, предназначен, прежде всего, для инженерных расчетов. Для проведения более подробного моделирования и получения дополнительной информации, например, данных об изменении характеристик излучения при прохождении через объем модели, необходимо использовать метод Монте-Карло. В этом случае розыгрыш параметров процессов взаимодействия излучения с веществом проводится с помощью генератора случайных чисел. Помимо GEANT4, к наиболее известным программам, основанным на использовании метода Монте-Карло, относятся FLUKA [3,4], MCNPX [5] и PHITS [6].

Расчеты величин поглощенных доз проводились для изотропного потока протонов ГКЛ для периода максимума солнечной активности (рис. 1). Радиус водяного детектора выбран равным 15 см, внешний радиус сферического защитного алюминиевого экрана - 200 см, толщина стенки защитного экрана - 10 см.

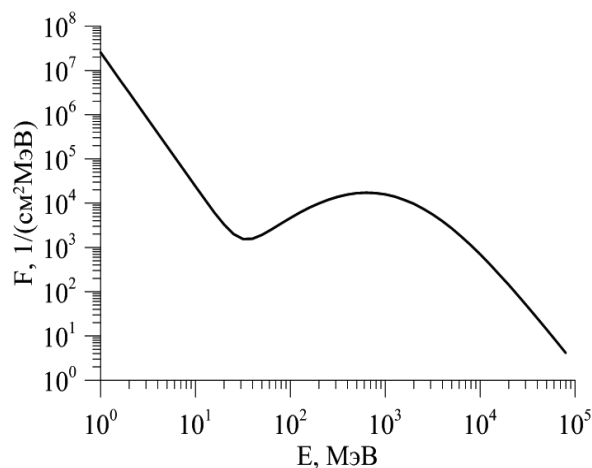


Рис. 1. Годовой дифференциальный спектр протонов ГКЛ.

Рассмотрим два варианта конфигурации сферического экрана, показанных на рис. 2. В первом случае стенки экрана вплотную прилегают к детектору (рис. 2а), во втором случае внутри сферического экрана располагается полость (рис. 2б), при этом величина поглощенной дозы в детекторе зависит от его положения внутри полости. При изменении расстояния от центра сферы до детектора изменяются эквивалентные толщины защиты вдоль трассирующих лучей, что изменяет параметры экранирования. Поэтому даже такая структура, как полый сферический экран с расположенным внутри детектором, является экраном сложной конфигурации.

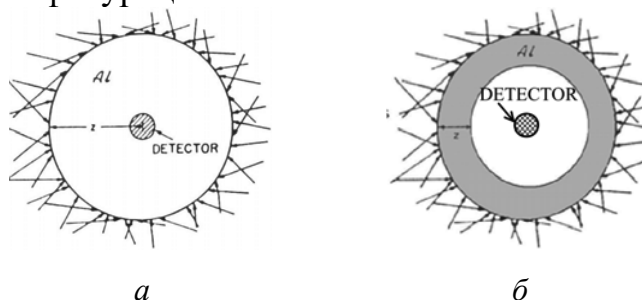


Рис. 2. Схема расчета дозы излучения за сферическим экраном: а – детектор в центре сплошной сферы; б – детектор в полый сферической защите.

### Результаты и обсуждение

Поглощенная доза в детекторе внутри сферической оболочки имеет максимальное значение в центре и минимальное значение вблизи внутренней поверхности оболочки (рис. 3). Здесь  $R/R_0$  – отношение расстояния от центра сферического экрана до центра детектора к внешнему радиусу экрана,  $D/D_0$  – отношение поглощенной дозы в детекторе, находящемся на расстоянии  $R$  от центра экрана, к величине поглощенной дозы в детекторе, расположенном в центре сферического экрана. Следует отметить, что при расчетах поглощенных доз с помощью программы RDOSE вычисления могут быть проведены только для ионизационных потерь энергии электронов и протонов без учета ядерных взаимодействий. Поэтому для повышения точности расчета, а также моделирования прохождения более тяжелых атомов, необходимо применять программы, использующие метод Монте-Карло.



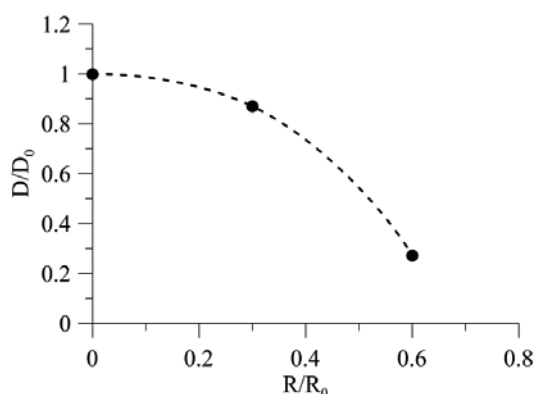


Рис. 3. Изменение относительной поглощенной дозы по мере удаления детектора от центра сферического экрана при расчете с помощью RDOSE.

На рис. 4 представлена рассчитанная в GEANT4 зависимость суточной поглощенной дозы в детекторе, расположенном в центре сферического экрана, от энергии протонов со спектром ГКЛ. Отдельно показан вклад различных компонент вторичного излучения в суммарную поглощенную дозу.

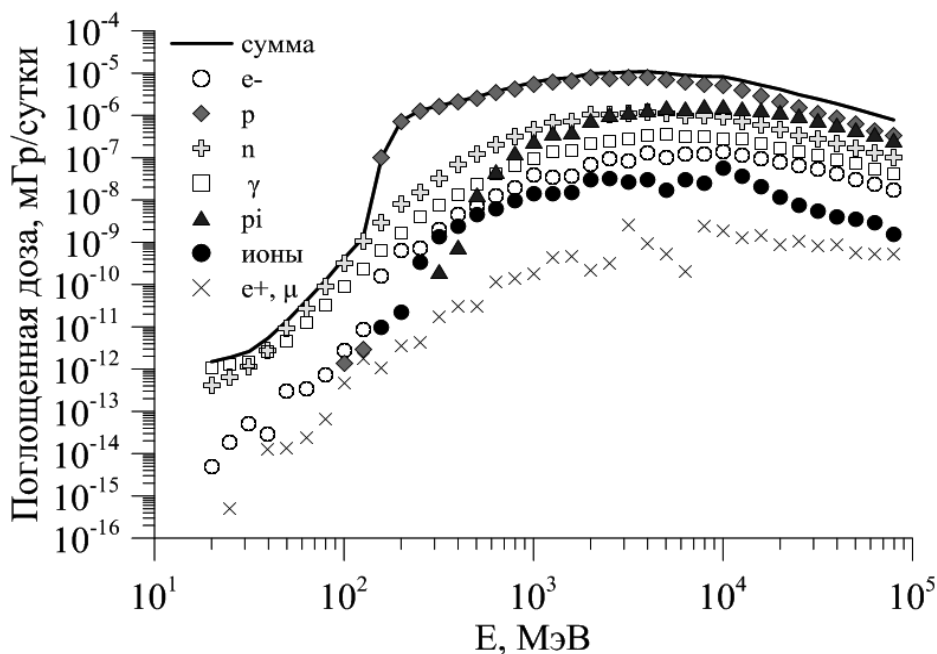


Рис. 4. Зависимость суточной поглощенной дозы в детекторе от энергии первичных протонов ГКЛ.

При энергиях первичных протонов ниже  $\sim 150$  МэВ основной вклад в величину поглощенной дозы дают нейтроны и гамма-излучение, образующиеся при взаимодействии первичных протонов с защитным экраном, поскольку пробег протонов в алюминии в этом случае меньше толщины защитного экрана. При увеличении энергии протонов постепенно возрастает вклад в величину поглощенной дозы вторичных пионов и других частиц, рождающихся в ядерных взаимодействиях.

Величины суточной поглощенной дозы от различных составляющих излучения представлены в табл. 1. Накопление около 30% от величины

поглощенной дозы в детекторе происходит благодаря взаимодействию с вторичным излучением, образующимся при прохождении первичных протонов. Таким образом, величины поглощенной дозы, полученные с учетом только ионизационных потерь первичных протонов, будут значительно ниже величин, учитывающих вклад вторичного излучения.

Табл. 1. Вклад различных компонент излучения в величину суточной поглощенной дозы от протонов ГКЛ.

Вид излучения	Суточная поглощенная доза, мГр	Вклад в полную поглощенную дозу, %
электроны	1.54E-03	1.09
протоны	1.02E-01	71.71
нейтроны	1.40E-02	9.87
гамма-излучение	4.03E-03	2.84
позитроны, мюоны	1.84E-05	0.013
ионы	4.05E-04	0.29
пионы	1.91E-02	13.46
прочие	1.06E-03	0.75
Сумма	1.42E-01	-

Радиальное распределение поглощенной дозы в детекторе, рассчитанное с помощью GEANT4, показано на рис. 5. Здесь значение радиуса  $R = 0$  см соответствует центру детектора,  $R = 15$  см - его внешней поверхности.

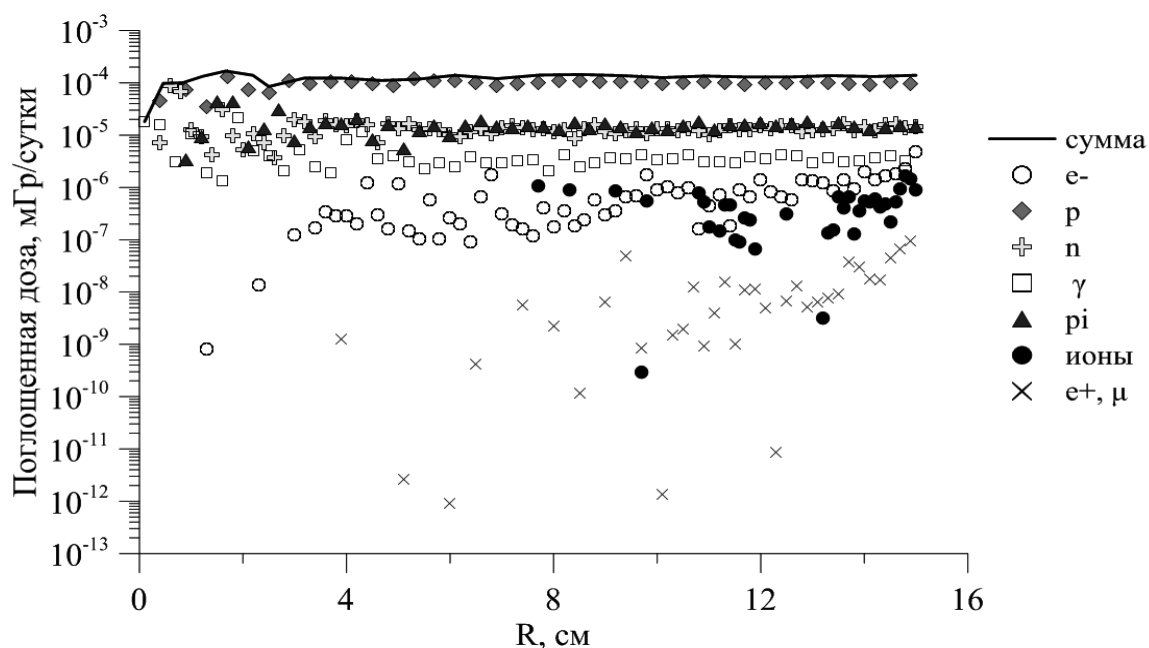


Рис. 5. Распределение поглощенной дозы по радиусу водяного детектора.

Из рис. 5 видно, что величина поглощенной дозы для основных компонент (протоны, нейтроны, пионы, гамма-излучение) практически не зависит от радиуса детектора. Модель RDOSE позволяет получать подобные объемные распределения поглощенной дозы с гораздо меньшими затратами машинного времени, однако, как уже упоминалось выше, при этом проводится расчет только суммарной ионизационной дозы от первичных частиц без учета дозы от вторичного излучения.

### **Заключение**

Рассчитанная с применением лучевой программы RDOSE величина поглощенной в детекторе дозы представляет собой результат усреднения в детекторе ионизационных потерь первичного излучения, что может приводить к значительным отклонениям от истинных значений поглощенной дозы. В GEANT4 могут быть учтены процессы образования вторичного излучения и вклад в величину поглощенной дозы вторичных частиц. С другой стороны, для проведения расчетов методом Монте-Карло в моделях сложной структуры необходимы значительные затраты вычислительного времени, поэтому более предпочтительным является использование лучевых методов. Таким образом, лучевые и стохастические методы дополняют друг друга, поскольку лучевые модели гораздо быстрее, но результат вычисления методом Монте-Карло может быть более точным и подробным.

Часть расчетов, обсуждаемых в статье, выполнялась на суперкомпьютере «Ломоносов» МГУ имени М.В. Ломоносова [7].

1. S. Agostinelli, J. Allison, A. Forti et al. GEANT4 – A simulation toolkit. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. V. 506, No 3, pp. 250-303, 2003.
2. А.А. Маклецов, В.Н. Милеев, Л.С. Новиков, В.В. Синолиц Космическая экология: моделирование радиационной обстановки на борту космических аппаратов. Инженерная экология. № 1, с. 39–51, 1997.
3. A. Fasso, A. Ferrari, J. Ranft, P.R. Sala FLUKA: a multi-particle transport code: report. CERN, Geneva, CERN-2005-10, INFN/TC\_05/11, SLAC-R-773. 405 p., 2005.
4. G. Battistoni, S. Muraro, P.R. Sala et al. The FLUKA code: description and benchmarking. Proceedings of the Hadronic Shower Simulation Workshop 2006. Fermilab, 6–8 September 2006.– AIP Conference Proceeding. V. 896, pp. 31–49, 2007.
5. Goorley, et al., "Initial MCNP6 Release Overview", Nuclear Technology, V. 180, pp 298-315, 2012.
6. T. Sato, K. Niita, N. Matsuda, S. Hashimoto, Y. Iwamoto, S. Noda, T. Ogawa, H. Iwase, H. Nakashima, T. Fukahori, K. Okumura, T. Kai, S. Chiba, T. Furuta and L. Sihver, Particle and Heavy Ion Transport Code System PHITS, Version 2.52, J. Nucl. Sci. Technol. V. 50, Is. 9, pp. 913-923, 2013.
7. Вл.В. Воеводин, С.А. Жуматий, С.И. Соболев, А.С. Антонов, П.А. Брызгалов, Д.А. Никитенко, К.С. Стефанов, Вад.В. Воеводин Практика суперкомпьютера "Ломоносов". Открытые системы. - Москва: Издательский дом "Открытые системы", №7, 2012.

# ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ЧАСТИЦ С ТВЕРДОЙ ПРЕГРАДОЙ

Н.П. Чирская<sup>1</sup>, И.К. Ермолаев<sup>1</sup>, Л.С. Новиков<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына  
Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова

E-mail: novikov@sinp.msu.ru

## Введение

Высокоскоростное соударение частицы с твердой преградой инициирует ряд физических процессов, приводящих в конечном итоге к образованию кратера в мишени. Протекающие в области соударения процессы, такие как деформация частицы и мишени, их механическое разрушение, разогрев и плавление вещества в зоне соударения, весьма сложны. Поэтому для математического моделирования образования кратеров чаще всего используются параметрические уравнения, основанные на экспериментальных данных. Помимо параметрических уравнений, для описания указанных процессов могут использоваться гидродинамические модели, однако такое моделирование существенно сложнее и требует значительных вычислительных ресурсов. В настоящей работе приведены в сопоставлении с экспериментальными данными результаты математического моделирования образования кратеров в толстой алюминиевой мишени при ударах стальных шариков со скоростями  $\sim 0,1 - 3$  км/с.

## Методика расчетов

Расчеты проводились с помощью модели ESABASE2 [1], входящей в состав онлайн-ресурса SPENVIS [2]. Параметрические уравнения, используемые в этой модели, можно разделить на две группы. К первой относятся уравнения для расчета критических параметров частицы-снаряда и мишени, приводящих к различным видам повреждения. Вторая группа объединяет уравнения для расчета параметров кратеров или отверстий, возникающих в мишени при столкновении.

Для расчета диаметра кратера, образующегося в толстой алюминиевой мишени при столкновении с ней стального снаряда, в данной работе было использовано следующее параметрическое уравнение:

$$D = K_1 K_C d_p^\lambda \rho_p^\beta v^\gamma (\cos \alpha)^\xi \rho_t^\kappa,$$

где  $d_p$  – диаметр частицы-снаряда,  $\rho_p$  – плотность частицы-снаряда,  $\rho_t$  – плотность мишени,  $\alpha$  – угол падения частицы-снаряда на мишень,  $v$  – скорость соударения,  $K_1$ ,  $K_C$ ,  $\beta$ ,  $\lambda$ ,  $\gamma$ ,  $\xi$ ,  $\kappa$  – параметры уравнения, величины которых приведены в табл. 1.

Использованные в расчетах уравнения разработаны для характерных скоростей удара в космических условиях, величина которых лежит в диапазоне 4-20 км/с. Предполагается, что при таких скоростях форма кратера

почти не зависит от скорости ударника и отношение диаметра кратера к его глубине практически постоянно [3].

Табл. 1. Используемые при расчетах параметры.

Мишень	$K_1$	$K_c$	$\lambda$	$\beta$	$\gamma$	$\xi$	$\kappa$
алюминий	0,66	2	1,056	0,519	0,667	0,667	0

Глубина кратера определяется следующим соотношением:

$$h = \frac{D}{2K_c}$$

Данные соотношения справедливы для случаев, когда толщина мишени много больше размеров частицы-снаряда, и при ударе не происходит разрушения снаряда или мишени.

### Методика экспериментальных исследований

Лабораторные эксперименты проводились на импульсной газодинамической установке [4], обеспечивавшей получение скоростей метаемых тел диаметром 1 – 4 мм в диапазоне ~ 0,05 – 5,0 км/с. Измерение скоростей метаемых тел осуществлялось бесконтактным способом с помощью индукционных датчиков, принцип действия которых описан в [4].

Заряд, образующийся на металлическом шарике при его движении в разгонном канале, индуцировал на датчиках электрические импульсы, которые регистрировались запоминающим осциллографом Tektronix TDS2024B. При известном расстоянии между кольцами (11 мм) по временному сдвигу между сигналами с колец определялась скорость шарика (рис. 1).

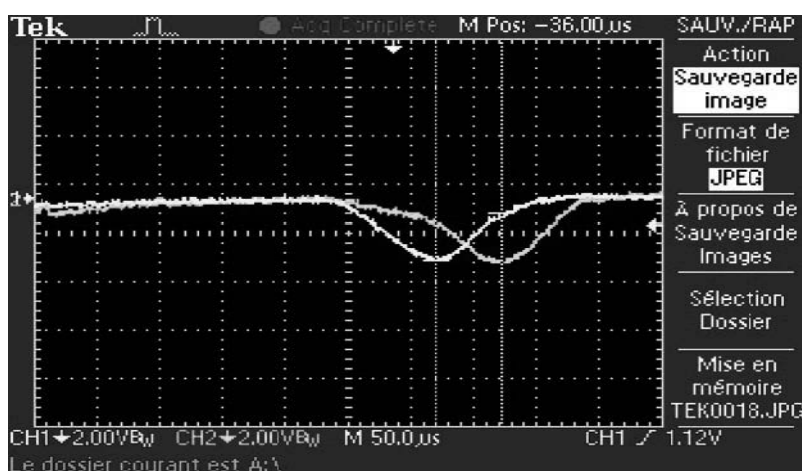


Рис. 1. Осциллограмма сигналов индукционных датчиков

Эксперименты проводились как при атмосферном давлении в разгонном канале, так и при его откачке форвакуумным насосом. В последнем случае удавалось достигать максимальных скоростей в указанном диапазоне.

## Результаты расчетов и экспериментов

На рис. 2 представлены в сопоставлении с полученными экспериментальными данными результаты расчетов глубины  $h$  и диаметра  $D$  кратера, образующегося в толстой алюминиевой мишени при ударе стального шарика с различными кинетическими энергиями. Видно, что расчетные значения глубины кратера хорошо согласуются с экспериментальными данными во всем рассматриваемом диапазоне энергий, в то время как расчетные значения диаметра кратера лежат значительно выше экспериментальных величин при энергиях ударника более 10 Дж.

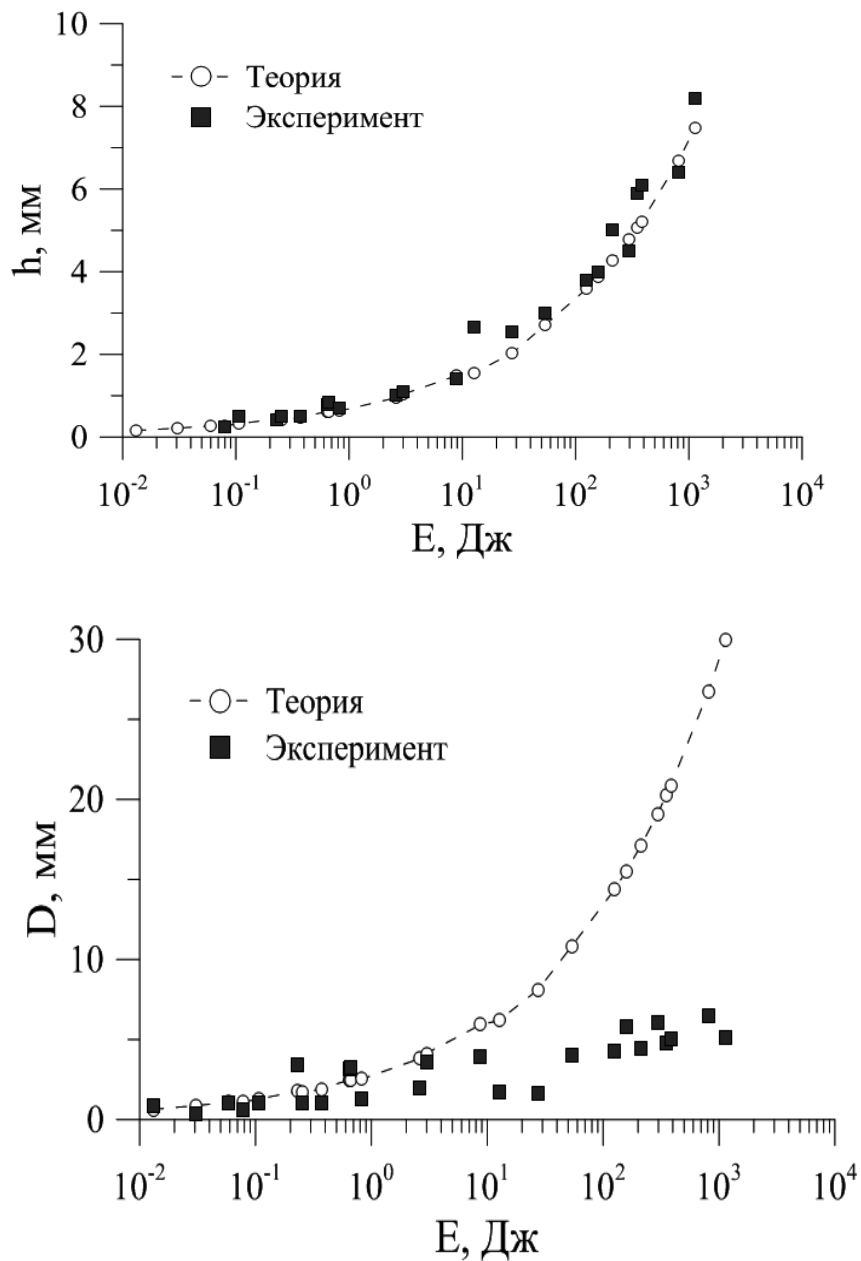
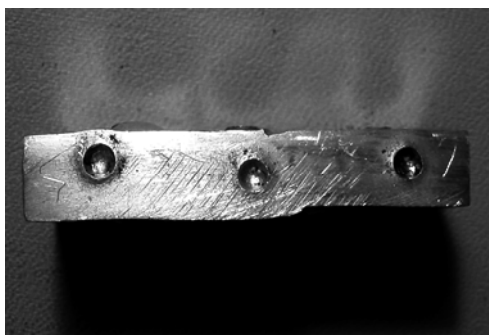


Рис. 2. Зависимость глубины  $h$  и диаметра кратера  $D$  в толстой алюминиевой мишени от кинетической энергии стального ударника

В связи с выявленным расхождением рассмотрим полученные в ряде экспериментов данные о конфигурации кратеров, приведенные на рис. 3.



а



б



в



г



д



е

Рис. 3. Фотографии кратеров в алюминиевой мишени, образованных стальным шариком при разных скоростях удара, м/с: а – 71; б – 259; в – 639; г – 1714; д – 2490; е – 2950.

Все кратеры, изображенные на рис. 3, получены при ударе стального шарика диаметром 4 мм для диапазона скоростей  $\sim 100 - 3000$  м/с. Рис. 3 а-д показывают поверхность мишени, подвергшейся удару при нормальном угле падения шарика, а на рис. 3е приведен поперечный разрез одного из кратеров. Результаты измерения диаметра и глубины кратеров, изображенных на рис. 3, приведены в табл. 2.

Табл. 2. Размеры кратеров, показанных на рис. 3

Скорость удара, м/с	Диаметр кратера D, мм	Глубина кратера h, мм	Отношение D/h
71	3,25	0,83	3,92
259	3,90	1,40	2,79
639	4,00	3,00	1,33
1714	5,05	6,10	0,82
2490	4,75	6,70	0,71
2950	5,10	8,20	0,62

Данные табл. 2 показывают, что отношение диаметра кратера к его глубине изменяется достаточно сильно в диапазоне скоростей удара  $\sim 100 - 3000$  м/с, причем это отношение уменьшается с ростом скорости удара. Рис. 4, на котором приведены значения D/h, рассчитанные для большого массива полученных экспериментальных данных, подтверждает выявленную зависимость.

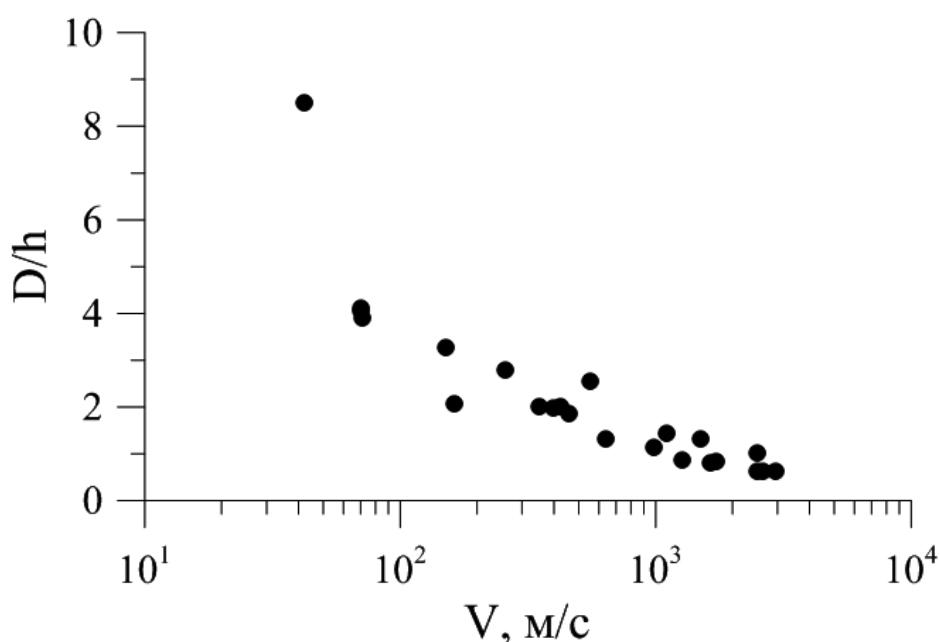


Рис. 4. Зависимость отношения диаметра кратера в алюминиевой мишени к его глубине от скорости стального ударника



Возвращаясь к приведенному выше уравнению, использованному для расчета диаметра кратеров, видим, что в нем задается постоянная величина отношения  $D/h = 4$  (табл. 1) для всего рассмотренного диапазона скоростей удара, не соответствующая полученным экспериментальным данным. Это является основной причиной различия расчетных и экспериментальных значений диаметра кратера, приведенных на рис. 2.

## **Заключение**

Полученные в настоящей работе расчетные и экспериментальные данные о величинах диаметра и глубины кратеров, образующихся в толстой алюминиевой мишени при ударах стальных шариков диаметром 4 мм со скоростями  $\sim 0,1 - 3$  км/с, продемонстрировали хорошее согласие результатов расчета и эксперимента при определении глубины кратеров, но существенное расхождение двух групп данных при определении диаметра кратеров. Основной причиной наблюдаемого расхождения является непостоянство отношения диаметра кратера к его глубине в рассматриваемом диапазоне скоростей удара.

1. K. Ruhl, K.D. Bunte, A. Gaede, A. Miller ESABASE2 –Debris Technical Description, R077-231rep, ESA/ESTEC Contract 16852/02/NL/JA "PC Version of DEBRIS Impact Analysis Tool", etamax space, 2013.
2. ESA's Space Environment Information System [Электронный ресурс].– URL: [www.spervis.oma.be](http://www.spervis.oma.be) (дата обращения: 28.09.2017).
3. F. Hörz Cratering and penetration experiments in aluminum and teflon: implications for space-exposed surfaces. Meteor Planet. Sci., V. 47, pp. 763-797, 2012.
4. Л.С.Новиков, Н.Д.Семкин, И.К.Ермолаев и др. Повреждение космических аппаратов ударами твердых частиц естественного и искусственного происхождения. В кн. Модель космоса. Т. 2. Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов. Под ред. Л.С. Новикова, М.: КДУ, 2007, с. 519-560.

# ФУНКЦИОНАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПИЩЕВАРИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ ЛАБОРАТОРНЫХ ЖИВОТНЫХ И ЛЮДЕЙ МЕТОДОМ $^{19}\text{F}$ -МРТ

Д.В. Волков, М.В. Гуляев, Д.Н. Силачев, Н.В. Анисимов,  
А.П. Черняев, Ю.А. Пирогов

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова*  
*[mdanf1@gmail.com](mailto:mdanf1@gmail.com)*

Ключевым параметром, характеризующим работу желудочно-кишечного тракта (ЖКТ) и отдельных его участков, является динамика продвижения пищи. Исследование функциональных возможностей ЖКТ позволяет локально определять моторные функции кишечника и связанный с этим процесс транспортировки питательных веществ и лекарств. Информация о локализации лекарственного препарата в конкретный момент времени очень важна для фармакологии и гастроэнтерологии [1].

Традиционные методы исследования желудочно-кишечного тракта, такие как пальпация, гастро- и колоноскопия не дают достаточной информации для оценки функциональных возможностей ЖКТ. Использование рентгенографии и компьютерной томографии связано с воздействием ионизирующего излучения, что ограничивает количество сеансов. Проблемой протонной ( $^1\text{H}$ ) МРТ, обычно применяемой в медицинской диагностике, является мощный фоновый сигнал от окружающих органов, который затрудняет дифференциацию тканей в брюшной полости и требует проведения ряда дополнительных сканирований с различными параметрами импульсной последовательности, обеспечивающих разный тканевой контраст. Для управления контрастом применяются также контрастные агенты, действие которых при изменении интенсивности  $^1\text{H}$  сигнала ЯМР не всегда может быть однозначно интерпретировано. К тому же в ряде случаев применения контрастных агентов, содержащих гадолиний, возможны противопоказания.

Поэтому представляет интерес регистрация сигналов ЯМР от ядер, отличных от протонов, например, фтора  $^{19}\text{F}$ . Это возможно, если для диагностики ЖКТ использовать перфторуглероды (ПФУ) - биологически инертные соединения [2], широко используемые в медицинской практике. Среди них можно отметить перфтордекалин (ПФД), применяемый в витреоретинальной хирургии [3], а также созданный на его основе препарат Перфторан®, хорошо известный как кровезаменитель [4].

При исследовании ЖКТ наиболее безопасным представляется использование нерастворимых полимерных капсул, заполненных ПФУ, которые пациент может без затруднения проглотить [5]. Поскольку фтор в организме практически отсутствует, то  $^{19}\text{F}$  сигнал ЯМР будет регистрироваться только от содержимого капсулы. С помощью  $^{19}\text{F}$  ЯМР спектроскопии и  $^{19}\text{F}$  МРТ можно оценить объем ПФУ в ЖКТ и определить его локализацию. Цель данной работы состояла в исследовании динамики

перемещения ПФУ соединений по ЖКТ путем регистрации сигналов 19F ЯМР.

В качестве ПФУ использовались перфтордекалин (ПФД,  $C_{10}F_{18}$ ) и перфтортрибутиламин (ПФТБА,  $C_{12}F_{27}N$ ). Интерес к ПФТБА объясняется тем, что от него можно получить более интенсивный сигнал ЯМР, чем от ПФД. Объясняется это тем, что в молекуле ПФТБА 9 магнитноэквивалентных атома фтора от трех трифторметильных групп, а не 4, как в ПФД. Благодаря этому регистрация сигналов методом МРТ упрощается. Препарат ПФТБА так же, как и другие ПФУ, нетоксичен.

МРТ исследования с участием здоровых добровольцев выполнялись на медицинском 0,5-Тл томографе Bruker Tomikon S50 (частота протонного ЯМР – 21.08 МГц), который также был адаптирован на прием сигналов 19F ЯМР (19.83 МГц), для чего была модифицирована фирменная катушка, используемая обычно как приемная для исследования брюшной полости [6]. Объектами исследования были два пациента мужского пола весом 100 и 60 кг (№1 и №2 соответственно). Рацион питания и график употребления продуктов не регламентировался. Пациенты проглатывали капсулу с ПФУ, а затем употребляли привычные для них пищевые продукты и соки, чтобы облегчить продвижение капсулы по ЖКТ.

Для экспериментов с участием добровольцев были изготовлены две капсулы цилиндрической формы размерами 10×25 мм. После заглатывания капсул проводились сеансы 19F МРТ сканирования с интервалами от 20 мин до 1 часа в коронарной проекции для зоны размерами 30×30×30 см. Применялась методика 3D градиентного эха (GE) с параметрами: TR/TE = 600/4,6 мс, BW = 35,7 кГц, угол поворота вектора намагниченности FA = 30°, толщина среза 3,75 см. Сигнал от ПФТБА был примерно в 2 раза сильнее, чем от ПФД. Поэтому продолжительность сеанса сканирования для этих ПФУ различалась в 4 раза – 5 и 20 минут, соответственно. Помимо 19F МРТ регистрировались также 1H МРТ изображения для отнесения локализации капсул с анатомическими структурами.

Предварительные эксперименты с растворимыми капсулами с ПФД и ПФТБА были проведены на лабораторных животных (на крысах). Капсулы были визуализированы; состояние крыс отслеживалось в течение нескольких дней после эксперимента, признаков отклонения от нормы не было обнаружено.

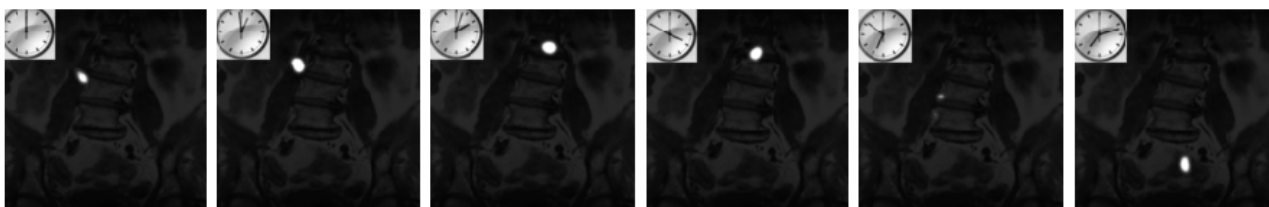
Основные различия в экспериментах с добровольцами состояли в том, что пациент №1 принимал капсулу с растворимой оболочкой из желатина и полимера, а пациент №2 – с нерастворимой оболочкой из капрона.

В случае пациента №1 через 20 минут после приема капсулы были получены МРТ изображения, которые показали, что, как и в экспериментах с животными, капсула за время менее 20-ти минут прошла через желудок и остановилась у входа в двенадцатиперстную кишку.

Спустя час сигнал от капсулы пропал на 19F МРТ изображении. Это означало, что оболочка капсулы растворилась. Тем не менее, присутствие ПФД в организме и динамику его выведения удалось определить, сопоставляя спектры 19F ЯМР от разных частей тела пациента (локальные спектры) в текущий момент и спектры от исходной капсулы. На тот момент процесс

выведения ПФД через ЖКТ шел весьма динамично – сигнал  $^{19}\text{F}$  ЯМР регистрировался не только в верхней части ЖКТ, но и в нижней его части. Анализ спектров ЯМР показал, объем содержимого капсулы, оставшегося в организме, составлял примерно 60% от начального. При этом сигнал в верхней части ЖКТ был выше, чем в нижней примерно в 2 раза. Соответственно,

Пациенту №2 было проведено МРТ обследование через 4 минуты перорального приема капсулы с ПФТБА. Согласно полученным данным МРТ капсула в этот момент уже располагалась у входа в двенадцатиперстную кишку, подобно тому, как это происходило в предыдущем эксперименте. Благодаря сильному сигналу от ПФУ, время МРТ сканирования удалось сократить до 5 минут и более детально отслеживать динамику процесса, получая МРТ изображения через каждые 20 минут. Далее МРТ изображения регистрировались с интервалом не более часа – на рис. 2 светлыми пятнами представлены некоторые отдельные положения капсулы, зафиксированные последовательно примерно с часовыми интервалами.



**Рис. 1.** Совмещенные  $^1\text{H}+^{19}\text{F}$ -МРТ изображения брюшной полости пациента №2 в хронологическом порядке

Через 7 часов после начала измерений был зарегистрирован сигнал от капсулы в области тонкой кишки.

Полученные предварительные данные свидетельствуют о том, что если прохождение перорально введенного нерастворимого объекта через пищевод и желудок человека занимает не более 5 минут, то на его прохождение вдоль всего кишечного тракта тратится около 7 часов. Эти результаты согласуются с известными данными о физиологии человека и функционировании его ЖКТ.

Работа выполнена при поддержке грантов Минобрнауки РФ №14.604.21.0060 (RFMEFI60414X0060) и РФФИ № 17-02-00465\_А на оборудовании ЦКП МГУ и комплекса УНУ «Биоспектротомография».

1. M. Camilleri, J.R.Malagelada, M.L. Brown et al. Relation between antral motility and gastric emptying of solids and liquids in humans // *Am. J. Physiol. Liver Physiol.*, 1985. 249 (5). P. G580–G585.
2. J.G. Riess *Fluorous Materials for Biomedical Uses in the Handbook of Fluorous Chemistry*. 2004 Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim.
3. S.G. Kramer, D. Hwang, G.A. Peyman et al. Perfluorocarbon liquids in ophthalmology // *Survey of ophthalmology*. 1995. 39 (5). P. 375-395.
4. E. Maevsky, G. Ivanitsky, L. Bogdanova et al. Clinical results of Perftoran application: present and future // *Artificial cells, blood substitutes, and biotechnology*. 2005. 33 (1). P. 37-46.
5. T. Hahn, S. Kozerke, W. Schwizer et al. Visualization and Quantification of Intestinal Transit and Motor Function by Real-time Tracking of  $^{19}\text{F}$  Labeled Capsules in Humans // *Magn Resonance in Medicine*, 2011. 66. P. 812–820.
6. Н.В. Анисимов, Л.Л. Гервиц, М.В. Гуляев и др. Методы  $^{19}\text{F}$  ЯМР и МРТ в изучении поведения препарата Перфторан в организме лабораторных животных // *Электромагнитные волны и электронные системы*, 2015. 20. № 8. С. 66–71.

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КРИСТАЛЛА LiF В КАЧЕСТВЕ ДЕТЕКТОРА

С.С. Макаров<sup>1,4</sup>, К.А. Иванов<sup>1,2</sup>, Д.А.Гожев<sup>1,2</sup>, С.П. Родичкина<sup>1</sup>, С.В. Макаров<sup>3</sup>, М.А. Дубатков<sup>1</sup>, С.А. Пикуз<sup>4,5</sup>, Д.Е. Преснов<sup>1</sup>, А.А. Пасхалов<sup>6</sup>, Н.В. Еремин<sup>6</sup>, А.В. Брантов<sup>2</sup>, В.Ю. Бученков<sup>2</sup>, Р.В. Волков<sup>1</sup>, В.Ю. Тимошенко<sup>1,2,5</sup>, С.И. Кудряшов<sup>2,5</sup>, А.Б. Савельев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физический факультет и международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М. В. Ломоносова; <sup>2</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН; <sup>3</sup> Университет ИТМО, <sup>4</sup> Объединенный институт высоких температур РАН; <sup>5</sup> Московский инженерно-физический институт; <sup>6</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова.  
E-mail: seomakarov28@gmail.com

## Введение

Сегодня, детекторы из фторида лития становятся все более актуальными в направлении, связанном с диагностикой свойств излучения рентгеновских источников. Такой детектор может представлять из себя либо толстый кристалл, либо тонкую пленку, напыленную на подложку. К преимуществам данного детектора относятся сверхвысокое пространственное разрешение получаемого изображения, высокий динамический диапазон, малая цена, легкость в использовании (не требуется электроники, защиты от света, возможно использование в вакууме, стабильное хранение информации).

В данной работе кристалл LiF использовался в качестве детектора для определения параметров рентгеновского источника, генерируемого при взаимодействии сверхинтенсивных лазерных импульсов с твердотельной мишенью.

## Методика эксперимента

Схема эксперимента изображена на рис.1. В эксперименте лазерный импульс ( $\tau = 50$  фс;  $\lambda = 800$  нм;  $E = 30$  мДж) фокусировался внеосевым параболическим зеркалом ( $F/D = 3$ ) на поверхность Мо мишени под углом  $45^\circ$ . Пиковая интенсивность импульса составляла  $3 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Рентгеновские кванты, образовавшиеся в результате взаимодействия лазера с мишенью, регистрировались с помощью кристалла LiF в качестве детектора. Известно, что в результате взаимодействия ионизирующего излучения с кристаллической решеткой кристалла в нем образуются скрытые центры окраски ( $F$ ,  $F^2$ ,  $F^{3+}$  центры) [1].  $F^2$ ,  $F^{3+}$  центры люминесцируют в видимом диапазоне под действием света определенной длины волны. В нашем эксперименте считывание изображения с кристалла производилось с помощью конфокального лазерного сканирующего микроскопа (LSM 700, Zeiss) при использовании лазера накачки 488 нм.

Для наблюдения фазово-контрастного изображения и определения параметров рентгеновского источника между детектором и источником был установлен объект (никелевая проволока размером 100 мкм на 50 мкм).

Расстояния источник-объект и объект-детектор варьировались вместе с временем экспонирования LiF для нахождения наилучших условий для проявления фазового контраста.

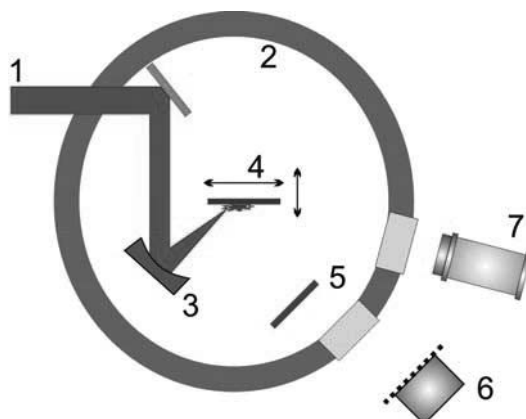


Рис. 1. Схема эксперимента: 1) лазерный импульс 2) вакуумная камера 3) внеосевое параболическое зеркало 4) мишень 5) облучаемый объект 6) рентгеновский позиционно-чувствительный детектор 7) рентгеновский спектрометр

### Результаты эксперимента

На рис.2а показано изображение никелевой проволоки, полученное с помощью считывания сигнала с кристалла LiF микроскопом LSM 700 (см. методика измерений). Анализ профилей сетки позволил нам оценить пространственный размер источника (через переход от темных к ярким областям, так как край сетки действует как «нож» для оценки размера источника), и выявить образование фазового контраста, см. рис. 5б. Оценочный размер источника составил ~15 мкм, а уровень контраста 20%.

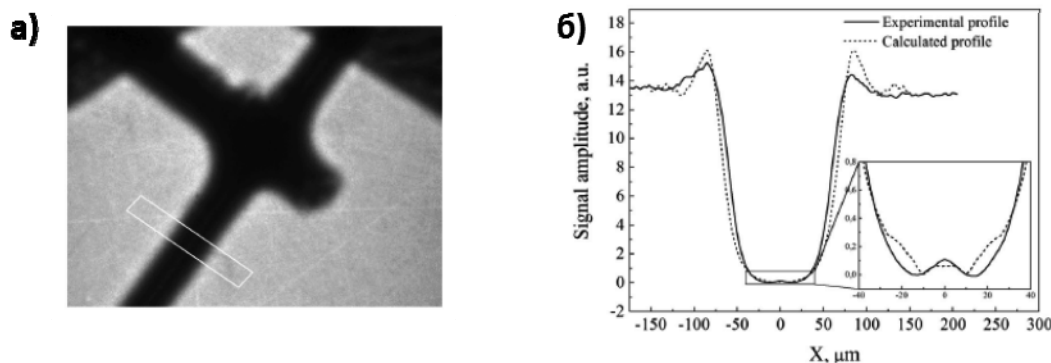
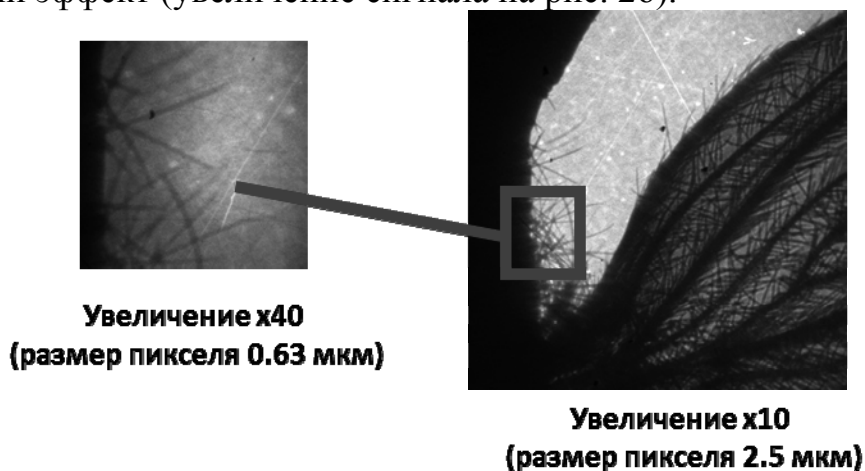


Рис. 2. а) б) Экспериментальный профиль края проволоки (белый прямоугольник) и численный расчетный профиль

Для того, чтобы графически проиллюстрировать формирование фазово-контрастного изображения на краю сетки был выполнен численный расчёт интеграла Френеля-Кирхгофа для дифракции рентгеновских волн в геометрии схожей с экспериментальной: набор 15 точечных источников был установлен на расстоянии 1 мкм друг от друга; расстояние источник-объект и объект-детектор равнялись 13 см. В плоскости детектора результирующее изображение формировалось по сумме каждого такого источника. В расчётах подбирались длины волн, формирующие изображение. Было определено, что

при энергии фотонов 0.1-1 keV наблюдается наилучшее совпадение экспериментальных данных с теорией (см. рис.2б): уровень контраста достигал 20%. Стоит отметить, что в центральной области проволоки наблюдался дифракционный эффект (увеличение сигнала на рис. 2б).



*Рис. 3. Увеличенные изображения (x40, x63) крыла мухи, записанное на кристалл LiF*

На последнем этапе эксперимента на поверхность LiF было закреплено крыло мухи. Получено абсорбционное изображение (см. рис.3), демонстрирующее возможность регистрации рентгеновского изображения с пространственным разрешением  $<1$  мкм.

Часть результатов данного эксперимента были опубликованы в работе [2].

#### **Список литературы**

1. T. Pikuz, A. Faenov, T. Matsuoka, S. Matsuyama, K. Yamauchi, N. Ozaki, B. Albertazzi, Y. Inubushi, M. Yabashi, K. Tono, Y. Sato, H. Yumoto, H. Ohashi, S. Pikuz, A.N. Grum-Grzhimailo, M. Nishikino, T. Kawachi, T. Ishikawa, R. Kodama, Sci. Rep. 5, 17713 (2015)
2. K.A. Ivanov, D.A. Gozhev, S.P. Rodichkina, S.V. Makarov, S.S. Makarov, M.A. Dubatkov, S.A. Pikuz, D.E. Presnov, A.A. Paskhalov, N.V. Eremin, A.V. Brantov, V.Yu. Bychenkov, R.V. Volkov, V.Yu. Timoshenko, S.I. Kudryashov, A.B. Savel'ev, Nanostructured plasmas for enhanced X-ray and gamma emission at relativistic laser interaction with solids.// Applied Physics B:Lasers and Optics — 2017. — Vol. 123, no. 10. — P. 252

# ДИАГНОСТИКА ПАРАМЕТРОВ РЕКОМБИНИРУЮЩЕЙ ПЛАЗМЫ, ОСНОВАННАЯ НА ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ИНТЕНСИВНОСТЯХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ РЕЗОНАНСНОЙ СЕРИИ НЕ-ПОДОБНЫХ ИОНОВ.

С.Н. Рязанцев<sup>1,2</sup>, И.Ю. Скобелев<sup>2</sup>, А.Я. Фаенов<sup>2</sup>, Т.А. Пикуз<sup>2</sup>,  
А.Н. Грум-Гржимайло<sup>3</sup>, С.А. Пикуз<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова», 119991, г. Москва;

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Объединенный институт высоких температур Российской академии наук, 125412, г. Москва;

<sup>3</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова», Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В.Скобелевича, 119991, г. Москва.

E-mail: [sergryaz@mail.ru](mailto:sergryaz@mail.ru)

Инвариантность относительно ряда преобразований магнитогидродинамических уравнений, описывающих эволюцию плазмы, определяет возможность моделировать при помощи лазерной плазмы астрофизические струи вещества, выбрасываемые из Молодых Звездных Объектов (МЗО) [1]. Разлетающаяся от мишени лазерная плазма в большинстве случаев оказывается рекомбинирующей, поэтому разработка диагностических методов применимых для такой плазмы является важным направлением лабораторной астрофизики. В частности, для диагностики плазмы могут быть использованы отношения интенсивностей линий резонансных серий многозарядных ионов. Значения этих отношений могут быть рассчитаны для широкого диапазона электронных температур и плотностей в рамках так называемого квазистационарного приближения. Диагностика плазмы осуществляется путем подбора таких значений плазменных параметров, при которых достигается максимальное соответствие экспериментального и теоретического спектра. Данная методика была успешно применена для интерпретации рентгеновских спектров, излучаемых струями плазмы многозарядных ионов, образующимися при облучении тефлоновых мишеней наносекундными лазерными импульсами с энергией 10-60 Дж [2]. Непосредственно для диагностики использовались линии резонансной серии гелиеподобного иона F VIII. Было показано, что их относительные чувствительны к электронной плотности плазмы в диапазоне от  $10^{16} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$  при электронных температурах от 10 до 100 эВ. Методика позволяет определять параметры плазмы на значительных удалениях от мишени, а ее чувствительности достаточно чтобы идентифицировать различия в значениях электронной температуры и плотности для разных экспериментальных условий. Детальное описание методики и результатов ее применения для интерпретации экспериментальных данных лабораторно-астрофизических экспериментов приведено в статьях [3,4].



1. Criteria for scaled laboratory simulations of astrophysical MHD phenomena / Ryutov D.D., Drake R.P., Remington B.A. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*– 2000 – Vol. 127, № 2. – P. 465.
2. Laboratory formation of a scaled protostellar jet by coaligned poloidal magnetic field / Albertazzi B., Ciardi A., Nakatsutsumi M., Vinci T. et al. // *Science*– 2014 – Vol. 346, № 6207. – P. 325–328.
3. Diagnostics of laser-produced plasmas based on the analysis of intensity ratios of He-like ions X-ray emission / Ryazantsev S.N., Skobelev I.Y., Faenov A.Y., Pikuz T.A. et al. // *Phys. Plasmas* AIP Publishing LLC, – 2016 – Vol. 23, № 12. – P. 123301.
4. Диагностика плазмы по интенсивностям линий резонансной серии He-подобного иона / Рязанцев С.Н., Скобелев И.Ю., Фаенов А.Я., Грум-Гржимайло А.Н. et al. // *Физика плазмы*– 2017 – Vol. 43, № 4. – P. 399–405.

# ИЗМЕРЕНИЕ $^{90}\text{Sr}$ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

М. В. Желтоножская, А. П. Черняев  
физический факультет МГУ имени М. В. Ломоносова  
E-mail: [zhelton@yandex.ru](mailto:zhelton@yandex.ru)

## Введение

Изотоп  $^{90}\text{Sr}$  является одним из наиболее значимых среди всех радионуклидов, образующихся в процессе работы ядерно-энергетического цикла ввиду высокой радиобиологической опасности. Для оценки его содержания в жидких, газообразных и твердых средах существует множество стандартных и давно внедренных в практику методических подходов. Для этого применяют различные методы радиохимического выделения радионуклида с последующим измерением на бета-радиометрах, реже применяются прямые методы радиометрии, когда оценку осуществляют косвенно по дочернему  $^{90}\text{Y}$  при отсекании с помощью фильтров бета-частиц  $^{90}\text{Sr}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{40}\text{K}$ , имеющих меньшую энергию [1]. Погрешность таких измерений не может быть меньше 30 %, так как на любых радиометрах интегрируется весь спектр электронов по энергии, а эффективность регистрации имеет нелинейную энергетическую зависимость. Именно это и приводит к большим погрешностям при измерениях радиометрическими методами.

Нами предлагается определять активность  $^{90}\text{Sr}$  по характеристическому излучению. Как известно, радиоактивный  $^{90}\text{Sr}$  распадается чистым  $\beta$ -переходом на основное состояние  $^{90}\text{Y}$ , который также распадается чистым  $\beta$ -переходом на стабильный  $^{90}\text{Zr}$ . Граничные энергии ( $E_{\text{гр}}$ ) этих  $\beta$ -переходов 0,55 и 2,3 МэВ соответственно. Для этих исследований было использовано такое редкое явление, как автоионизация атомов при  $\beta$ -распаде [2]. Этот процесс происходит по причине того, что в процессе  $\beta$ -распада заряд ядра меняется скачкообразно, а значит и точно так же меняется и кулоновское поле. Это приводит к «стряхиванию» электронов с различных атомных оболочек, в том числе и с К-оболочки. При этом на К-оболочке образуется «дырка», заполнение которой приводит к появлению характеристического  $K_{\alpha}$ -излучения. Измерение этого  $K_{\alpha}$ -излучения может позволить определять активность  $^{90}\text{Sr} - ^{90}\text{Y}$ . Сам по себе этот процесс имеет вероятность  $10^{-3} - 10^{-4}$  на акт распада, т.е. его можно использовать при изучении образцов с высокой удельной активностью  $^{90}\text{Sr}$ . Образования именно с такой удельной активностью  $^{90}\text{Sr}$  наблюдаются в местах временного хранения отработанного ядерного топлива и радиоактивных материалов. Поэтому нами в данной работе для разработки новой методики проведены исследования вероятности образования характеристического излучения при распаде  $^{90}\text{Sr}$  и характеристических спектров топливо-содержащих материалов (ТСМ).

## Методы и результаты исследований

Нами выполнены измерения выхода  $K_{\alpha}$ -излучения стандартного калибровочного образца  $^{90}\text{Sr} - ^{90}\text{Y}$  на полупроводниковом Ge-детекторе объемом  $1 \text{ см}^3$  с тонким входным бериллиевым окном. На измеренном  $\gamma$ -спектре (рис. 1.) надежно наблюдаются  $K_{\alpha}$ - и  $K_{\beta}$ -группы образца  $^{90}\text{Y}$  и  $^{90}\text{Zr}$  с энергиями 15,0, 15,8, 16,8 и 17,7 кэВ соответственно. Для абсолютной калибровки использовался образцовый источник  $^{241}\text{Am}$ , который имеет  $L_{\alpha}$ - и  $L_{\beta}$ -группы с энергиями 13,9 и 17,7 кэВ. В результате было получено, что вероятность автоионизации К-оболочки  $^{90}\text{Sr}$  и  $^{90}\text{Y}$  на распад равна  $P_K(^{90}\text{Y}) = 3,21(16) \cdot 10^{-4}$ ,  $P_K(^{90}\text{Zr}) = 4,19(21) \cdot 10^{-4}$ . На этом же спектрометре были проведены измерения образцов топливных частиц разного происхождения: частица из 4-го энергоблока ЧАЭС с высоким содержанием урана; частица из 4-го энергоблока ЧАЭС, идентифицированная, как фрагмент чернобылита; фрагмент неповрежденного ТВЭЛа из загрузки 4-го энергоблока ЧАЭС.

Во всех изученных образцах надежно выделяется  $K_{\alpha}$ -группа  $^{90}\text{Y}$ , причем ее интенсивность составляет несколько процентов от интенсивности  $L_{\alpha}$ -группы  $^{241}\text{Am}$ . Соотношение пик/фон также достаточно благоприятное и позволяет легко регистрировать  $K_{\alpha}$ -группу  $^{90}\text{Y}$  на комптоновском фоне от  $K_{\alpha}$ -излучения бария, сопровождающего распад  $^{137}\text{Cs}$  через конверсионный переход  $\gamma$ -перехода с энергией 661 кэВ. Сложнее ситуация с  $K_{\alpha}$ -группа  $^{90}\text{Zr}$ . Цирконий является одним из основных конструкционных материалов реактора и поэтому после аварии его находят в составе многих образований ТСМ в середине объекта «Укрытие». В тех частицах, где присутствует значительная примесь циркония происходит образование «дырок» в К-оболочке Zr за счет процессов ионизации электронами из радиоактивного распада того же  $^{90}\text{Sr}$  и  $^{137}\text{Cs}$ , а также фотоионизации за счет фотоэффекта от  $\gamma$ -переходов. При этом, как и в случае с автоионизацией при  $\beta^-$ -распаде  $^{90}\text{Y}$  образуется такое же  $K_{\alpha}$ -излучение Zr. Разделить пики от этих излучений невозможно, поэтому  $K_{\alpha}$ -излучение Zr этим методом при исследовании ТСМ из 4-го энергоблока ЧАЭС может использоваться только как подтверждающий фактор. Все основные измерения нужно проводить через  $K_{\alpha}$ -группу  $^{90}\text{Y}$ . В таблице приведены полученные результаты по содержанию  $^{90}\text{Sr}$  для различных частиц. Там же приведены для сравнения данные об активности  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{241}\text{Am}$ .

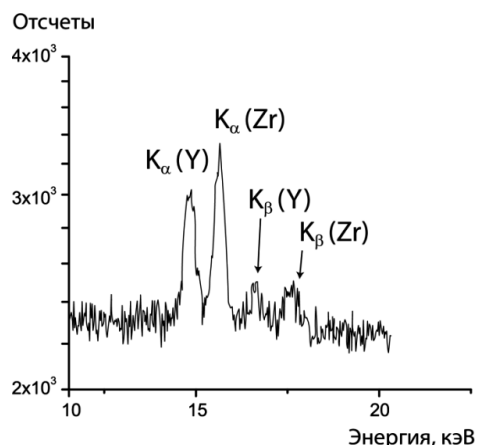


Рис. 1.  $\gamma$ -спектр стандартного калибровочного образца  $^{90}\text{Sr} - ^{90}\text{Y}$ , измеренного на полупроводниковом Ge-детекторе

Таблица

Изотоп	Активность, Бк×10 <sup>3</sup>		
	Фрагмент ТВЭЛа	Фрагмент чернобылита	Фрагмент урановой частицы
<sup>90</sup> Sr	5,07	15,8	42
<sup>137</sup> Cs	16,5	5,0	173
<sup>241</sup> Am	1,48	0,48	1,29

Для верификации полученных результатов были проведены и радиохимические исследования содержания <sup>90</sup>Sr в изучавшихся образцах частиц. Был получен коэффициент К:

$$K = \frac{A(Sr(K_x))A(Cs^*)}{A(Sr^*)A(Cs(K_x))} \quad (1)$$

где  $A(Sr^*)$  – активность стронция, полученная радиохимическим методом, а  $A(Cs^*)$  – активность цезия в образце, из которого стронций выделили радиохимическим методом. При этом, коэффициент  $K$  составил для фрагмента ТВЭЛа – 0,95; фрагмента чернобылита – 1,1; фрагмента урановой частицы – 1,2. Статистическая погрешность наших измерений составила не более 2-3%. Учет методической погрешности проводился с использованием специального программного обеспечения.

Особо стоит упомянуть еще об одном важном моменте. Определение <sup>90</sup>Sr предлагается проводить, сравнивая интенсивность  $K_\alpha$  <sup>90</sup>Y и  $L_\alpha$  <sup>241</sup>Am, а абсолютная активность определяется сравнением с активностью <sup>241</sup>Am, которую можно получить по выходу  $\gamma$  59 кэВ. Учитывая, что погрешность измерений выхода  $L_\alpha$ - и  $L_\beta$ -групп <sup>241</sup>Am составляет около 1% [3] и кривая эффективности в этой области имеет сглаженную форму это позволяет проводить интерполяцию коэффициентов эффективности для наших переходов с точностью  $\leq 0,5\%$ . Фактически мы можем исключить вклад методических ошибок и использовать статистические погрешности.

Измерив абсолютную активность <sup>241</sup>Am по  $\gamma$ -линии 59 кэВ (в этом случае значительно минимизируется погрешность от неоднородности образцов и их различной плотности) активность <sup>90</sup>Sr можно определять по полученной формуле:

$$A(^{90}Sr) = 404 A(^{241}Am) \frac{I(K_\alpha Y)}{I(L_\alpha Am)} \quad (2)$$

Как видно в данных измерениях достаточно легко достигается погрешность измерений 4-5%. При проведении исследований, где активность <sup>241</sup>Am не является доминирующей, измерения проводятся путем сравнения выходов  $L_\alpha$ -групп <sup>90</sup>Y и <sup>90</sup>Zr с выходом  $K_\alpha$  Ba по формулам:

$$A(^{90}Sr) = 190 A(^{137}Cs) \frac{I(K_\alpha Y)}{I(K_\alpha Ba)} \quad (3)$$

$$A(^{90}Sr) = 146 A(^{137}Cs) \frac{I(K_\alpha Zr)}{I(K_\alpha Ba)} \quad (4)$$

Для энергии 15 кэВ ( $L_{\alpha}$ -групп  $^{90}\text{Y}$  и  $^{90}\text{Zr}$ ) и 33 кэВ ( $L_{\alpha}$  Ва), было получено, что ошибки в погрешностях для эффективности регистрации для этих энергий не более 1,5 %, т.е. фактически их можно не учитывать и погрешность при измерениях  $^{90}\text{Sr}$  этим методом будет состоять из статистической погрешности и ошибке в данных о вероятности автоионизации (5%). Отметим также, что этот метод позволяет значительно уменьшить стоимость таких исследований (в 2-3 раза) по сравнению с радиохимическими исследованиями.

1. Желтоножская М.В., Кулич Н.В., Липская А.И., Николаев В.И., Стрильчук Н.В. Новые методические подходы к одновременному измерению активности  $^{90}\text{Sr}$  и  $^{137}\text{Cs}$  в объектах окружающей среды // Nuclear Physics and Atomic Energy. – 2012. – том 13, № 4. – с. 396-402.
2. Желтоножский В.А., Стрильчук Н.В. Изучение зависимости вероятности возбуждения атома при  $\beta^{-}$ -распаде от энергии  $\beta$ -электронов // Изв. РАН. – Сер. физ. – 2002. – Т. 66, № 10. – С. 1450 - 1453.
3. Хоменков В. П. Исследование атомно-ядерных эффектов в процессе внутренней конверсии  $\gamma$ -лучей // Автореферат канд. диссертации. – К., 2003. – 19 с.

# ИЗМЕНЕНИЕ КОЛИЧЕСТВА МЕЗОФИЛЬНЫХ АЭРОБНЫХ, ФАКУЛЬТАТИВНО-АНАЭРОБНЫХ МИКРООРГАНИЗМОВ И БАКТЕРИЙ В ОХЛАЖДЕННОЙ ФОРЕЛИ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ УСКОРЕННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 1 МЭВ

А.П. Черняев, У.А. Близнюк, П.Ю. Борщеговская, Ф.Р. Студеникин<sup>1</sup>,  
Д.С. Юров

<sup>1</sup> студент 2 курса магистратуры физического факультета МГУ имени М.В.Ломоносова;  
E-mail: f.studenikin@mail.ru

Ионизирующие излучения широко применяются при радиационной обработке многих продуктов питания с целью удлинения сроков их хранения. Облучают мясную и рыбную продукцию, морепродукты (в дозах до 7 кГр), сельскохозяйственную продукцию (до 0.25 кГр), в весенне-летние месяцы – скоропортящиеся ягоды и фрукты (до 3 кГр), а также концентраты фруктовых соков и другие виды продукции (до 7 кГр) [1-3].

В качестве излучателей для радиационно-технологических установок используют ускорители электронов с энергией от 5 до 10 МэВ, гамма-излучение радиоизотопов <sup>60</sup>Со и <sup>137</sup>Cs, а также тормозное излучение с энергией не более 5 МэВ, генерируемое ускорителями электронов [1].

Для радиационной обработки рыбной продукции в мире применяются ускоренные электроны и гамма-излучение. В низких дозах в диапазоне от 0,1 до 1,0 кГр проводят дезинсекции сушеной рыбы. В дозах от 1 до 7 кГр проводят обработку свежей рыбы с целью увеличения ее сроков хранения и уничтожения болезнетворных бактерий (колиформы, сальмонеллы) и паразитов [4].

Облучение потрошенной рыбы сразу после вылова и дальнейшее хранение продукта в контейнерах с измельченным льдом позволяет увеличить срок хранения свежей охлажденной рыбы до 14 дней [5].

Цель данной работы – исследовать воздействие пучка ускоренных электронов с энергией 1 МэВ в различных дозах на количество мезофильных аэробных, факультативно-анаэробных микроорганизмов; бактерий в охлажденной форели.

Объект исследования – форель потрошенная, охлажденная. Предварительно рыба была выловлена, далее рыбу разделали, помыли при температуре воды не более +15<sup>0</sup>С и упаковали в короба со льдом. Затем транспортировали в течение суток в холодильной камере при температуре от 0 до - 2<sup>0</sup>С. Непосредственно перед радиационной обработкой рыбу нарезали кусками массой 50 г, размером 20 см x 3 см, толщиной 0,8 см. Все куски были помещены в полиэтиленовую упаковку.

Куски охлажденной рыбы облучались пучком ускоренных электронов, получаемых от промышленного ускорителя электронов непрерывного действия УЭЛР-1-25-Т-001 на энергию 1 МэВ со средней мощностью пучка 25 кВт, который может быть использован для реализации целого ряда радиационных технологий.

Для каждой дозы облучения куски рыбы в упаковки помещались на специальную дюралюминиевую пластину непосредственно перед пучком. Расстояние от выхода лучей до пластины 12 см (рис.1). Все эксперименты проводились при температуре 18<sup>0</sup>С, температура облучаемой пластины, на которую помещались образцы во время облучения, составляла 12<sup>0</sup>С.



*Рис.1. Облучение куска форели пучком ускоренных электронов с использованием ускорителя УЭЛР-1-25-Т001.*

Образцы облучались в 5 различных дозах. В ходе экспериментального исследования измерялся падающий на пластину заряд во время облучения.

Далее облученные и контрольные необлученные образцы помещались в контейнеры и транспортировалась в лабораторию при 18<sup>0</sup>С, где осуществлялся контроль основного микробиологического показателя облученных образцов, а именно количество мезофильных аэробных и факультативно-анаэробных микроорганизмов (КОЕ/г), которое затем сравнивались с соответствующим контрольным показателем необлученной рыбы. В лаборатории все образцы хранились при 6<sup>0</sup>С.

Для расчета поглощенной дозы в форели было проведено компьютерное моделирование прохождения пучка электронов через кусок рыбы, с учетом всех технических характеристик ускорителя электронов непрерывного действия УЭЛР-1-25-Т-001 и параметров облучения, при помощи программного комплекса GEANT4.

Моделировалась следующая схема эксперимента: на дюралюминиевую пластину (площадь 35 см х 5,2 см, толщина 2 мм) размещен водяной параллелепипед (площадь 20 см х 3 см, толщина 0,8 см) в полиэтиленовой оболочке (толщина 0,024 см). Расстояние от выхода лучей до пластины 12 см. Количество частиц в пучке составляло 50 млн. частиц. В поперечном срезе пучок представлял собой прямоугольник размерами 3 см \* 60 см. Энергетический спектр излучения ускорителя представлен на рисунке 2.

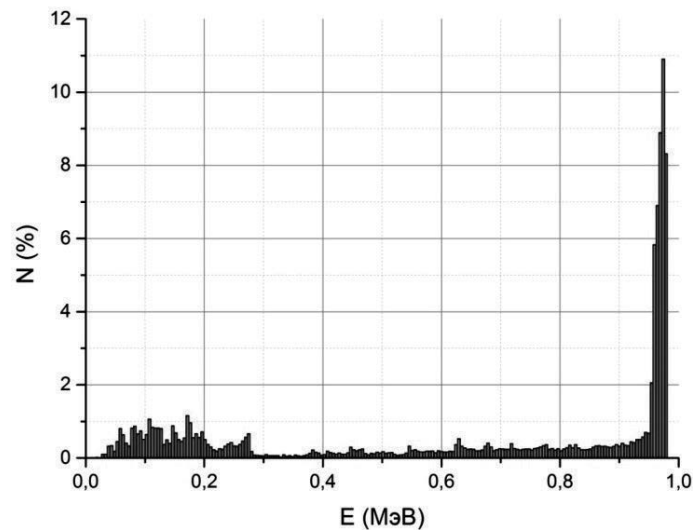


Рис.2. Спектр электронов  $N(E)$  на выходе из ускорителя УЭЛР-1-25-T-001.

Водный фантом был разбит на 8 слоев по 0,1 см для оценки дозового распределения по глубине. Программа позволяет получить значение поглощенной энергии в каждом слое фантома. Далее проводился расчет поглощенной дозы в слое (1) и поглощенной дозы во всем объеме фантома (2)

$$D_{\text{погл}} = \frac{dE_{\text{погл}}}{dm_{\text{слоя}}} \quad (1) \quad D_{\text{погл}} = \frac{\sum_{i=1}^8 dE_i}{M_{\text{фантома}}} \quad (2)$$

Зная измеренный заряд, рассчитывалось предполагаемое количество запущенных частиц при облучении, в соответствии с этими данными рассчитывалась поглощенная доза при каждом сеансе облучения.

Результаты компьютерного моделирования глубинного распределения поглощенной дозы приведены на рисунке 3. Результаты расчетов поглощенной дозы приведены в таблице 1. Таким образом, форель облучалась в дозах 21.27 Гр, 211.08 Гр, 2110.79 Гр, 21304.23 Гр, 6299.64 Гр.

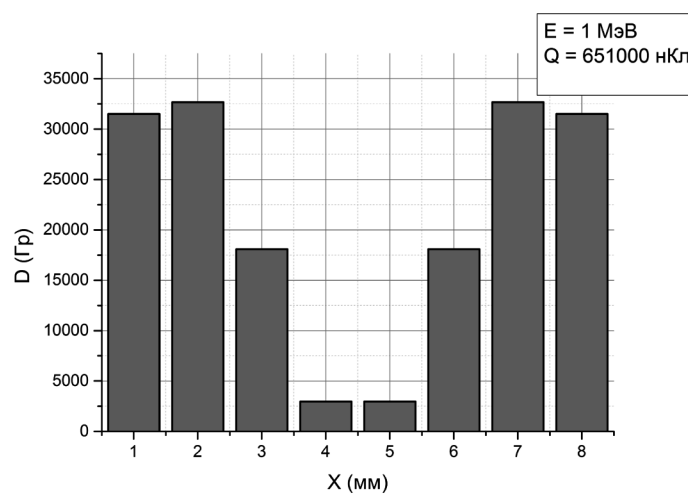


Рис.3. Гистограмма распределения поглощенной дозы в каждом слое фантома толщиной 1 мм за сеанс облучения с двух сторон, при заряде 651000 нКл, упавшим на пластину, при облучении пучком ускоренных электронов с энергией 1 МэВ при помощи ускорителя УЭЛР-1-25-T-001



Таблица 1. Экспериментально измеренный заряд на пластине, а также значения дозы в слое и суммарной поглощенной дозы во всем фантоме для различных сеансов облучения, рассчитанные при помощи GEANT4.

Измеренный заряд на пластине, нКл	Слои по 1 мм	Доза в слое, Гр
<b>650</b>	1	31.45
ДОЗА 1	2	32.63
	3	18.06
	4	2.96
	5	2.96
	6	18.06
	7	32.63
	8	31.45
	<b>Суммарная доза, Гр</b>	<b>21.27</b>
	<b>6450</b>	1
ДОЗА 2	2	323.77
	3	179.16
	4	29.33
	5	29.33
	6	179.16
	7	323.77
	8	312.06
	<b>Суммарная доза, Гр</b>	<b>211.08</b>
	<b>64500</b>	1
ДОЗА 3	2	3237.72
	3	1791.61
	4	293.27
	5	293.27
	6	1791.61
	7	3237.72
	8	3120.55
	<b>Суммарная доза, Гр</b>	<b>2110.79</b>
	<b>651000</b>	1
ДОЗА 4	2	32678.35
	3	18082.80
	4	2959.98
	5	2959.98
	6	18082.80
	7	32678.35
	8	31495.79
	<b>Суммарная доза, Гр</b>	<b>21304.23</b>
	<b>192500</b>	1
ДОЗА 5	2	9662.95
	3	5347.07
	4	875.26
	5	875.26

	6	5347.07
	7	9662.95
	8	9313.27
	<b>Суммарная доза, Гр</b>	<b>6299.64</b>

На рисунке 4 представлены зависимости количества мезофильных аэробных и факультативно-анаэробных микроорганизмов ( $\ln N$ ), измеренных экспериментально на 3, 6 и 9 сутки после проведения облучения, от поглощенной дозы ( $\ln D$ ), рассчитанной с помощью программного кода.

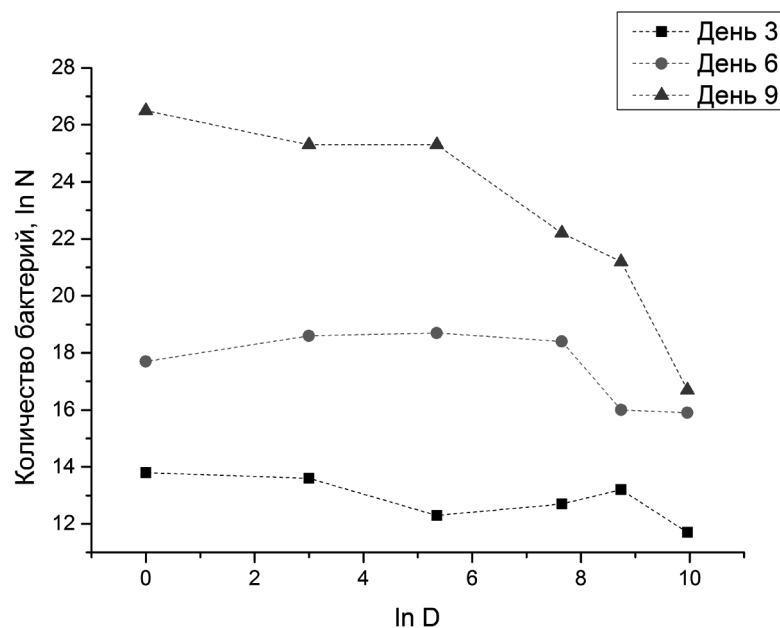


Рис. 4. Зависимости количества бактерий КМАФАнМ ( $\ln N$ ) в образцах от дозы облучения ( $\ln D$ ), измеренные на 3, 6 и 9 сутки после облучения.

В результате эксперимента было установлено, что при воздействии пучка ускоренных электронов с энергией 1 МэВ количество мезофильных аэробных, факультативно-анаэробных микроорганизмов уменьшалось с увеличением дозы облучения в диапазоне доз от 21 Гр до 21 кГр. Далее планируется проводить экспериментальные исследования по подбору оптимальных параметров облучения пучками ускоренных электронов, необходимых для значительного удлинения сроков хранения охлажденной форели при проведении ее радиационной обработки.

1. Кодекс Алиментариус. Облученные продукты питания. Совместная программа ФАО/ВОЗ по стандартам на пищевые продукты. (Весь Мир, Москва, 2007).
2. Hsiang-Mei L, Yu-Chi C, Yin-Hsuan C et al. Microbial decontamination of food by electron beam irradiation. Trends in Food Science & Technology 2015; 44: 66-78.
3. Giroux M, Ouattara B, Yefsah R et al. Combined effect of ascorbic acid and gamma irradiation on microbial and sensorial characteristics of beef patties during refrigerated storage. Journal of Agricultural and Food Chemistry 2001; 49: 919-925.
4. Cleland M.R. Industrial applications of electron accelerators. CAS - CERN Accelerator School and KVI: Specialised CAS Course on Small Accelerators, Zeegse, The Netherlands, 24 May - 2 Jun 2005, pp.383-416 (CERN-2006-012).
5. Dieter A.E.Ehlermann, Kim M.Morehouse. Particular applications of food irradiation: Meat, fish and others. Radiation Physics and Chemistry. V. 129, December 2016, pp. 53-57.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО ФАКЕЛА ПРИ АБЛЯЦИИ МИШЕНИ $MnSi$ В АТМОСФЕРЕ АРГОНА

О.А. Новодворский<sup>1</sup>, В.А. Михалевский<sup>1</sup>, Д.С. Гусев<sup>1</sup>, А.А. Лотин<sup>1</sup>,  
Л.С. Паршина<sup>1</sup>, О.Д. Храмова<sup>1</sup>, Е.А. Черобыло<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*ИПЛИТ РАН - филиал Федерального государственного учреждения «Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук»*  
E-mail: onov@mail.ru

В основе метода импульсного лазерного осаждения (ИЛО) лежит явление абляции твердотельных мишеней под действием импульсного лазерного излучения [1]. Метод ИЛО позволяет напылять чрезвычайно тонкие сплошные пленки благодаря большой доле ионов в лазерной плазме [2] и, соответственно, высокой скорости зародышеобразования [3]. Существенную роль при импульсном лазерном осаждении тонких пленок играет энергетический спектр ионов [4,5] и нейтральных частиц лазерного факела [6,7], что оказывает влияние на характеристики получаемых пленок. Поэтому, определение энергетических параметров факела (энергетический спектр ионов, плотность и угловое распределение), их зависимость от энергии лазерного импульса и давления буферного газа представляют особый интерес при использовании метода импульсного лазерного осаждения для получения тонких пленок [8].

Параметры лазерного факела исследуются различными времяпролетными методами: методом оптической эмиссионной спектроскопии, методом ЛИФ диагностики, зондовым методом. Метод зонда Ленгмюра является сравнительно простым и удобным для определения времяпролетных характеристик заряженных частиц лазерного факела [9]. В ионизированной плазме факела электрический зонд Ленгмюра регистрирует заряженные частицы, которые составляют значительную долю частиц факела [2], обеспечивает при этом высокую локальность измерений и позволяет определить функции распределения по энергии электронов и ионной составляющей факела [10]. Отмечалось, что медленная часть зондового сигнала ионов определяется ионами, распространяющимися совместно с нейтральной частью факела, что позволяет определить кинетическую энергию нейтральной компоненты факела из зондовых измерений [11].

В настоящей работе мы впервые исследовали времяпролетные характеристики лазерного факела с помощью зонда Ленгмюра при абляции излучением 532 nm двухкомпонентной мишени  $MnSi$  в вакууме и в атмосфере аргона. Определена функция распределения ионов по скоростям в зависимости от давления буферного газа аргона.

Эксперименты проводились в вакуумной камере. Лазерная эрозионная плазма создавалась излучением 532 nm второй гармоники YAG-лазера с модулированной добротностью.

Времяпролетные кривые зондового сигнала при абляции мишени  $MnSi$  характеризуются наличием двух максимумов. Для некоторых значений давления аргона в камере эти кривые представлены на рис.1.

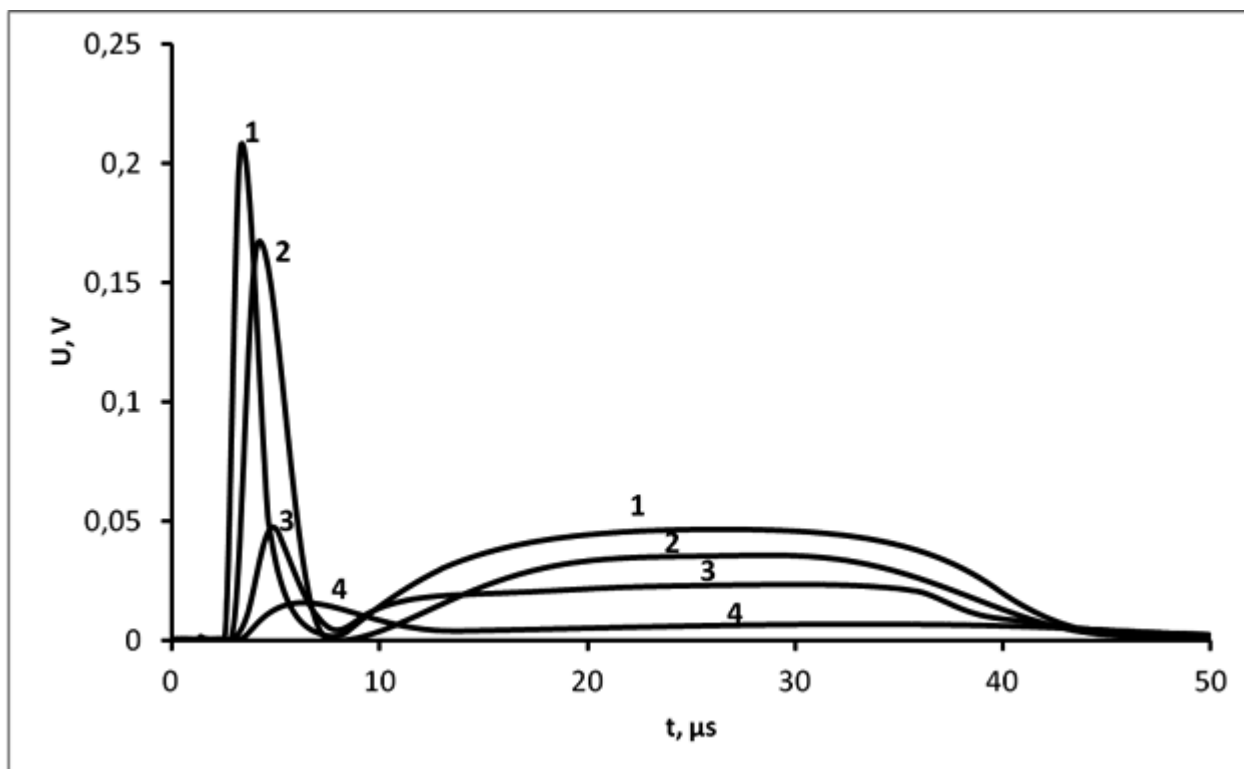


Рис. 1. Времяпролетные кривые зондового сигнала при абляции мишени MnSi при различных давлениях аргона в камере: 1 –  $5,4 \cdot 10^{-4}$  Torr; 2 –  $2,4 \cdot 10^{-2}$  Torr; 3 –  $4,8 \cdot 10^{-2}$  Torr; 4 –  $6,0 \cdot 10^{-2}$  Torr. Плотность энергии на мишени  $4,5 \text{ J/cm}^2$ .

На времяпролетных кривых четко видны два пика: первый формируется быстрыми ионами двойного слоя, и второй, формирующийся медленными ионами. В первой группе ионы движутся со средней скоростью в максимуме от  $25 \text{ km/s}$  до  $12 \text{ km/s}$  в зависимости от давления буферного газа, а во второй группе со средней скоростью от  $2,6 \text{ km/s}$  до  $2,4 \text{ km/s}$ , которая также снижается при увеличении давления аргона. При этом амплитуда сигнала в каждом из пиков ведет себя по-разному при изменении давления аргона.

Из времяпролетных кривых были проведены оценки кинетической энергии ионов марганца и кремния в максимуме первого пика, которая составляет  $31 \text{ eV}$  для ионов марганца и  $16 \text{ eV}$  для ионов кремния при низких давлениях аргона. В максимуме второго пика она составляет  $3,2 \text{ eV}$  и  $1,6 \text{ eV}$  соответственно.

Зондовые исследования эрозионного лазерного факела от мишени MnSi показали, что он имеет сложную структуру, изменяется с давлением буферного газа и может влиять на режимы осаждения тонких пленок MnSi. Немонотонная зависимость амплитуды зондового времяпролетного сигнала от давления аргона для высокоэнергичных частиц факела определяется ионизацией атомов аргона на участке возрастания амплитуды сигнала при низких давлениях и рассеянием ионов на атомах аргона при увеличении давления буферного газа. Эффект увеличения амплитуды сигнала наблюдается при давлениях, когда длина свободного пробега ионов факела с энергией, превышающей потенциал ионизации атома аргона соизмерима с расстоянием зонда от мишени.

Работа выполнена при поддержке проектов РФФИ 17-07-00615, 15-29-01171 и 16-29-05385.

1. D.B. Chrisey, G.K. Hubler. Pulsed laser deposition of thin films. N. Y.: John Wiley and Sons, 1994.
2. T. Witke, H. Ziegele // Surf. Coat. Technol. 1997. V. 97. P. 414.
3. В.Я. Панченко, О.А. Новодворский, В.С. Голубев // Наука и технологии в промышленности, 2006. Т. 4. С. 39.
4. K.L. Saenger // J. Appl. Phys. 1991. V.70. P.5629.
5. Л.С. Паршина, А.А. Лотин, Д.А. Зуев, Е.В. Хайдуков, О.Д. Храмова, А.В. Шорохова, О.А. Новодворский, В.Я. Панченко // Перспективные материалы. 2013. Специальный выпуск (14). С. 255.
6. S. N. Nikolaev, A.S. Semisalova, V.V. Rylkov et al. // AIP Advances. 2016. V6. P. 015020.
7. С.В. Старинский, Ю.Г. Шухов, А.В. Булгаков // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42. № 8. С.45.
8. O.A. Novodvorsky, O.D. Khramova, C. Wenzel, J.W. Bartha, E.O. Filippova // J. Appl. Phys. 2003. V. 94. №5. P. 3612.
9. О.А. Новодворский, Е.О. Филиппова, О.Д. Храмова, А.К. Шевелев, К. Венцель, И. Барта // Квантовая электроника. 2001. Т. 31. № 2. С. 159.
10. O.A. Novodvorsky, C. Wenzel, J.W. Bartha, O.D. Khramova, E.O. Filippova // Optics and Lasers in Engineering. 2001.V. 36(3). P. 303.
11. О.А. Новодворский, О.Д. Храмова, Е.О. Филиппова и др. // Изв. АН. Серия Физ. 2002. Т. 66. №6. С. 935.

# ИЗМЕРЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ВЫСШИХ МОД СВЧ РЕЗОНАТОРА НАКОПИТЕЛЬНОГО КОЛЬЦА

Л.Ю. Овчинникова, В.И. Шведун

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,  
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В.Скобельцына  
E-mail: lub.ovch@yandex.ru

В настоящей работе представлены результаты измерения электродинамических характеристик СВЧ резонатора, предназначенного для накопительного кольца, входящего в состав компактного источника рентгеновского излучения ЛЭГ (лазерно-электронного генератора). СВЧ резонатор обеспечивает стабильные продольные колебания пучка, циркулирующего в кольце, и компенсирует потери энергии.

Одной из основных задач при проектировании СВЧ резонатора является подавление влияния паразитных мод на динамику пучка в накопительном кольце. Для решения этой задачи в нашем случае оптимально использование резонатора с дросселем [1], что позволяет эффективно поглощать все потенциально опасные моды, при этом не оказывая влияния на основную.

В нашем случае этот способ оптимальный и с точки зрения энергопотребления.

В проекте кольца для компактного источника рентгеновского излучения используется нормально проводящий СВЧ резонатор, работающий в непрерывном режиме на частоте 2856 МГц, номинальное напряжение на зазоре резонатора 300 кВ. В кольце циркулирует один сгусток, с максимальным зарядом 1 нКл. Частота обращения сгустка 30 МГц. В процессе оптимизации геометрии СВЧ резонатора одновременно проводился расчет частот, добротностей и эффективных шунтовых сопротивлений высших мод и анализ их влияния на динамику пучка в накопителе. Расчёты спектра мод проводились с использованием программы CST [2]. Высшая мода считалась опасной, если время развития неустойчивости было меньше, чем время циркуляции пучка в

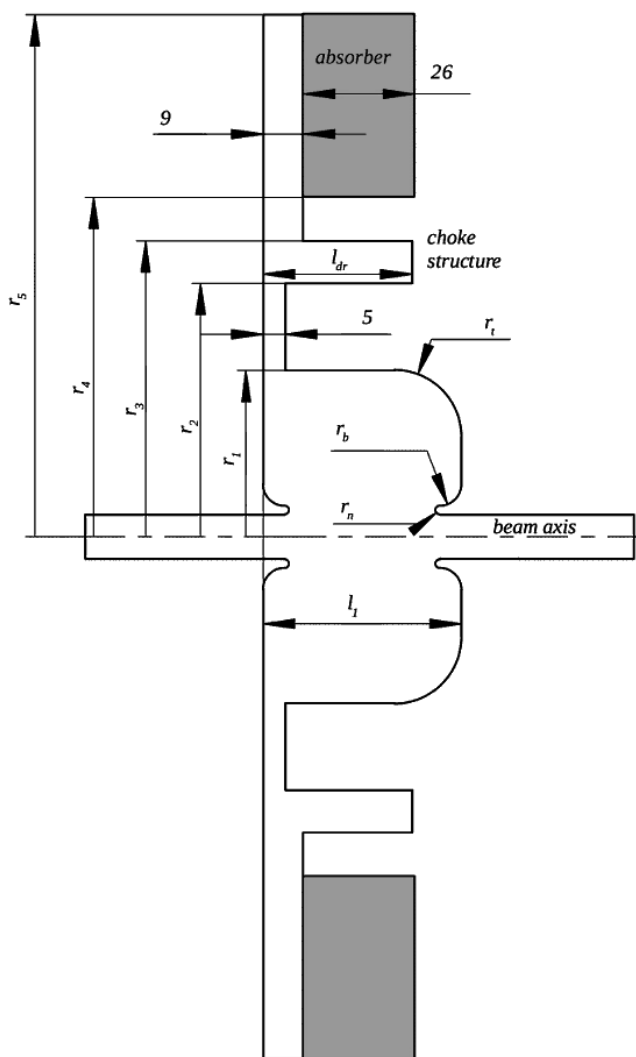


Рис. 1 Геометрия СВЧ резонатора

накопителе.

Итоговая геометрия СВЧ резонатора показана на рис. 1. Шунтовое сопротивление 3.8 МОм, добротность – 14000. Для достижения проектного значения напряжения на зазоре 300 кВ затраты СВЧ мощности составляют около 24 кВт. Поскольку, конструкция кольца ЛЭГ имеет достаточно свободного места, мы имеем возможность снизить мощность за счёт использования двух СВЧ резонаторов.

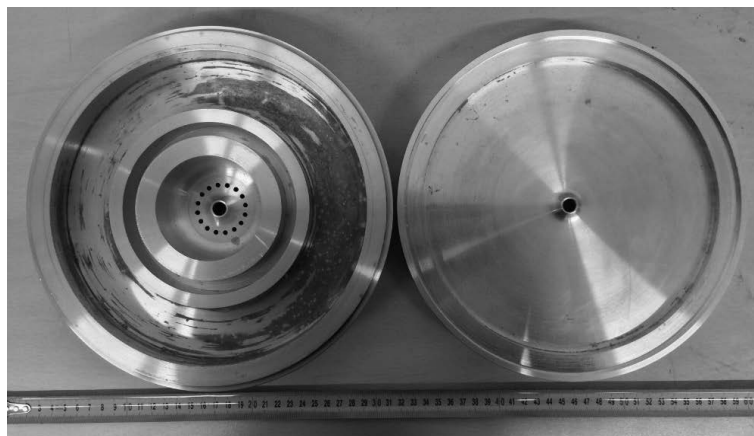


Рис. 2 Алюминиевый макет для измерения электродинамических характеристик СВЧ резонатора кольца.

По результатам расчётов был изготовлен макет СВЧ резонатора из алюминия (рис. 2).

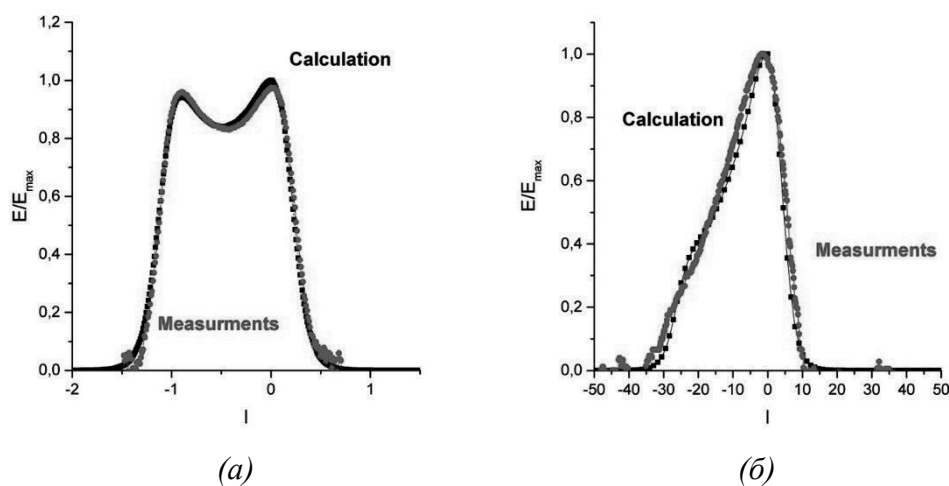


Рис. 3 (а) – распределение поля на оси рабочей моды, (б) – моды  $L_2$ .

Измерение электродинамических характеристик продольных и поперечных мод проводилось отдельно. Продольные высшие моды имеют электрическое поле на оси, поэтому идентификация мод данного типа проводилась посредством измерения распределения поля на оси резонатора методом пробного тела. На рис. 3 показано сравнение расчётного распределения поля на оси основной моды с экспериментальным - (а) и высшей моды  $L_2$  – (б).

Дипольные моды идентифицировались по распределению поля вне оси и

по количеству вариаций по углу для этого в алюминиевом макете были предусмотрены отверстия под элементы возбуждения (рис. 2).

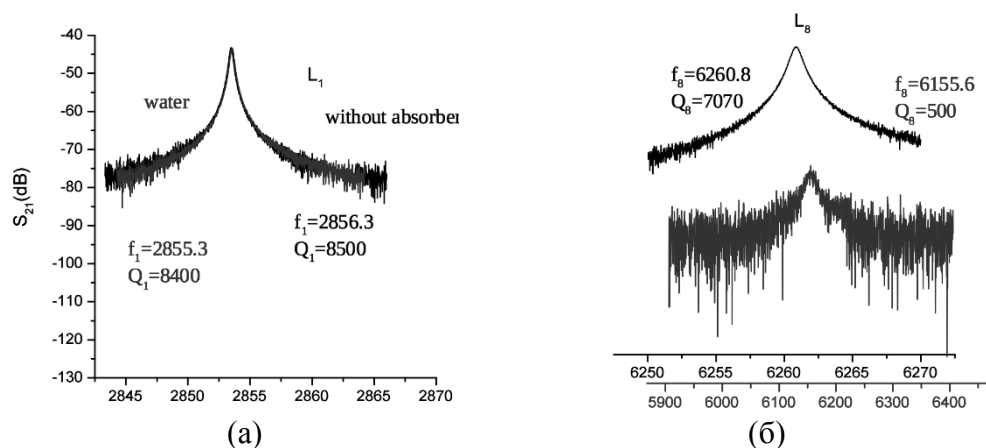


Рис. 4 Резонансные кривые (а) – рабочая мода (чёрная кривая – без поглотителя, синяя кривая – с поглотителем), (б) – для потенциально опасной моды  $L_8$ .

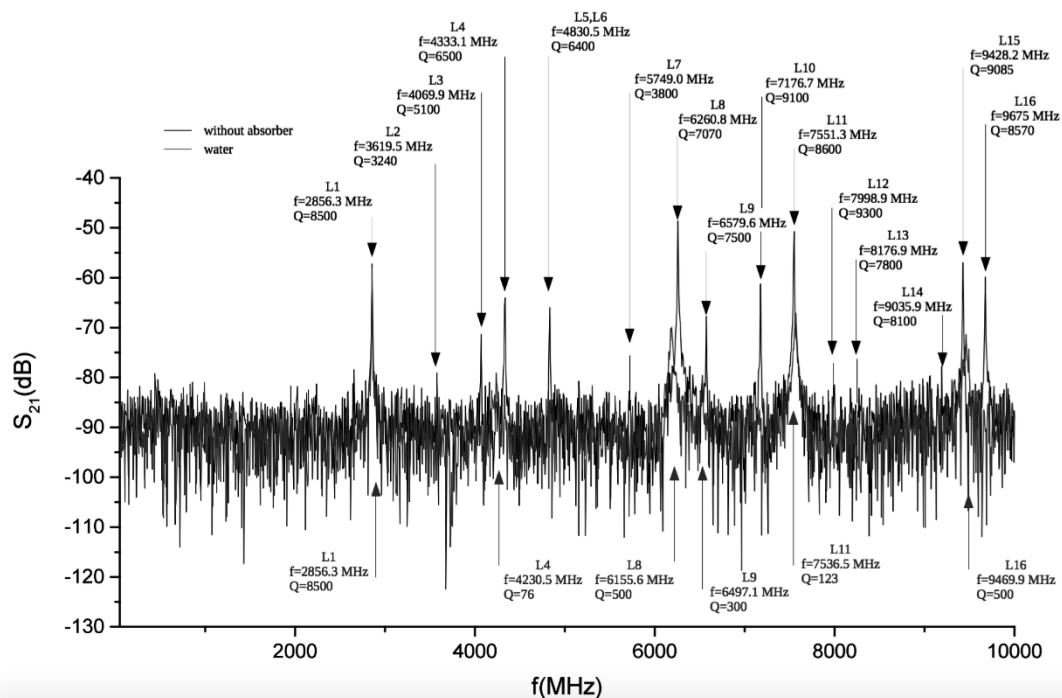


Рис. 5 Экспериментальный спектр продольных мод. Чёрная кривая – измерения без поглотителя, синяя – с поглотителем.

Для проверки метода в холодных измерениях в качестве поглотителя использовалась вода. Экспериментально было показано, что все потенциально опасные высшие моды поглощаются, при этом частота и добротность основной моды (рис. 4 (а)) не изменяется. В качестве примера на рисунке 4 (б) показана резонансная кривая для потенциально опасной высшей моды  $L_8$ . За счёт наличия поглотителя сдвигается ее частота и уменьшается добротность в 14 раз.

На рис. 5 показан спектр части продольных мод до 10 ГГц, на рис. 6 – поперечных мод. На графиках чёрная кривая – измерения без поглотителя, синяя – с поглотителем (вода).



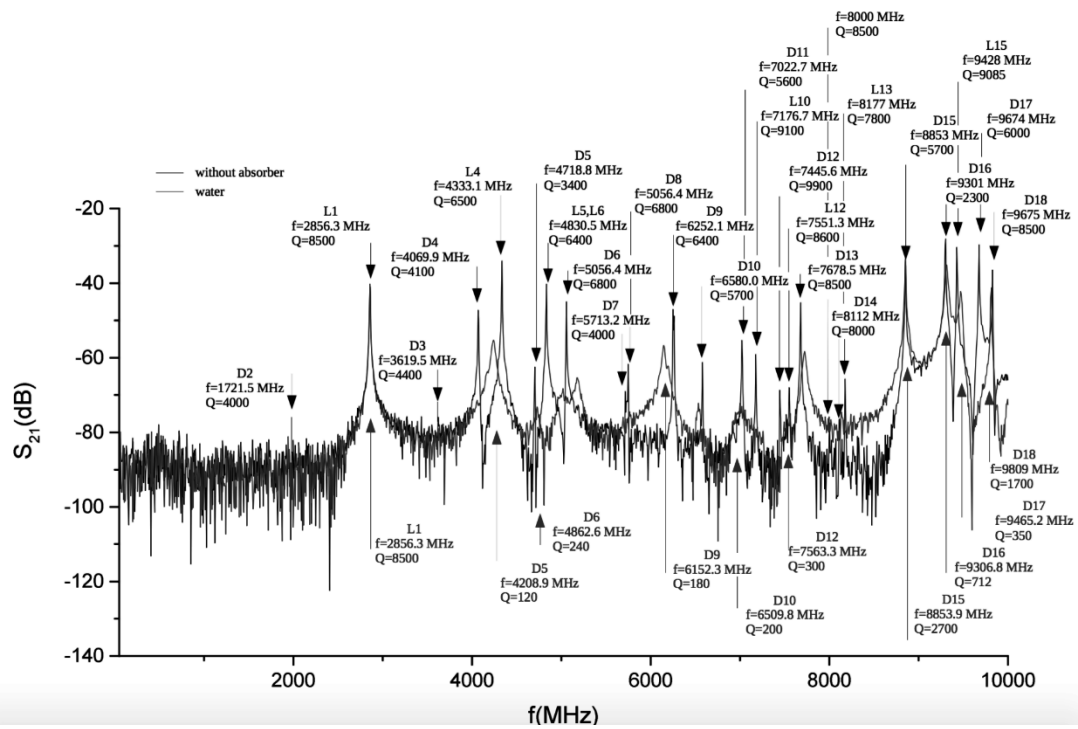


Рис. 6 Экспериментальный спектр дипольных мод. Чёрная кривая – измерения без поглотителя, синяя – с поглотителем.

В результате проведённых расчётов и измерений показано, что в СВЧ резонаторе с селективной нагрузкой (рис. 1) эффективно поглощаются потенциально опасные моды, при этом характеристики основной моды остаются неизменными. СВЧ резонаторы такого типа могут использоваться как в ускорителях с большой нагрузкой током, так и в компактных накопительных кольцах.

1. T. Shintake, The Choke Mode Cavity, Jpn. J. Appl. Phys, Vol. 31, 1992, pp. L1567-L1570, No. 11A.
2. <http://www.cst.com>

# ВОЗМОЖНОСТИ АКУСТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ НЕЙТРИННОГО ТЕЛЕСКОПА KM3NET

А. А. Брусницын, Е. В. Широков

*Физический факультет МГУ имени М. В. Ломоносова*

Исследования на глубоководных нейтринных телескопах в настоящее время являются одной из самых актуальных задач нейтринной физики. Возможности, которые даёт исследование астрофизических нейтрино, действительно чрезвычайно богаты. Это, безусловно, мощнейший инструмент получения информации о различных объектах во Вселенной. Обладая высочайшей проникающей способностью, нейтрино с энергиями десятки ГэВ и выше, могут донести до нас информацию, практически не обнаруживаемую другими методами.

В настоящий момент основной метод, используемый в подобных установках - регистрация вторичной частицы, порождённой астрофизическим нейтрино с помощью эффекта Вавилова-Черенкова. Обладая рядом преимуществ, данный метод содержит в себе важное ограничение, связанное с малой длиной затухания черенковского света. Альтернативой данному методу мог бы стать гидроакустический метод регистрации. Длина поглощения звуковой волны на 2 порядка превосходит аналогичную для черенковского излучения, что создаёт возможности для создания экономичных систем с колоссальными объёмами.

Одной из современных установок, где возможна проверка данного метода, является сооружаемый в Средиземном море телескоп KM3Net. В настоящий момент акустические системы, входящие в состав детектора, выполняют различные технические функции, но в дальнейшем могут быть использованы и для решения физических задач.

К настоящему моменту в ходе работы с гидроакустическими системами детектора выполнено следующее:

- освоена система акустического позиционирования проекта KM3Net
- для хранения данных и обработки была разработана и протестирована база данных на структурном языке SQL
- в рамках свойств гидрофонов и маяков была разработана программа для обработки приходящего сигнала.
- один из важнейших результатов работы это завершение создания программы по калибровке местоположения базовой линии акустической системы детектора в целом и каждого элемента детектора с учетом как характеристик скорости акустической волны, так и «таблицы истинности».

Также были созданы ряд программ для тестирования различных частей акустической системы телескопа и обработки сигнала.

1. Letter of intent for KM3NeT 2.0 - KM3Net Collaboration (Adrian-Martinez, S.*et al.*) J.Phys. G43 (2016) no.8, 084001

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МОРСКОЙ ВОДЫ В МЕСТЕ РАСПОЛОЖЕНИЯ НЕЙТРИННОГО ТЕЛЕСКОПА KM3NET

Н. А. Брюханова\*, Е. В. Широков

*Физический факультет МГУ имени М. В. Ломоносова*

В настоящее время нейтринная астрофизика занимает особое место в современных исследованиях Вселенной. Это связано с теми возможностями, которые дают нам результаты нейтринного зондажа дальнего космоса за счёт чрезвычайно высокой проникающей способности этих частиц.

Введённые за последнее десятилетие нейтринные телескопы большого объёма имеют большие потенциальные возможности в регистрации астрофизических нейтрино. Основным методом, используемым в подобных установках - регистрация вторичной частицы, с помощью эффекта Вавилова-Черенкова. Этот метод является основным для всех ныне работающих установок. При выполнении анализа данных, полученных при регистрации частиц сверхвысоких энергий, необходимо учитывать большое количество различных параметров среды, в которой происходит взаимодействие. Это является, как правило, нетривиальной задачей.

Одной из физических задач, решаемых при моделировании глубоководных телескопов, является изучение оптических свойств воды в месте расположения телескопа. Именно эти свойства в дальнейшем будут определять характер распространения черенковского света в водной среде и возможность его эффективной регистрации системой фотоумножителей.

К настоящему моменту уже решено несколько из этих задач, а именно:

- были получены параметры морской воды, которая является неотъемлемой частью регистрирующей системы,
- были рассчитаны не только необходимые параметры среды, но также и ряд других параметров системы, связанных с работой систем ФЭУ.

Проведённые исследования являются чрезвычайно важными для нормального функционирования сооружаемого телескопа KM3Net.

1. Letter of intent for KM3NeT 2.0 - KM3Net Collaboration (Adrian-Martinez, *S.et al.*) J.Phys. G43 (2016) no.8, 084001

# ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИОННО-СТИМУЛИРОВАННЫХ ДЕФЕКТОВ НА СВОЙСТВА НАНОРАЗМЕРНОГО КРЕМНИЯ

А.П. Евсеев<sup>1,2</sup>, А.А. Шемухин<sup>1</sup>, М.Б. Гонгальский<sup>2</sup>, Ю.В. Каргина<sup>2</sup>,  
С. В. Бурикова<sup>2</sup>, Д. К. Миннебаев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ;

<sup>2</sup> Физический факультет МГУ

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

В работе [1] была показана возможность использования водных суспензий парамагнитных частиц, полученных из пористого кремния, в качестве контрастов для МРТ диагностики. Контраст в методе МРТ обычно основан на сокращении времен релаксации атомов водорода за счет магнитного взаимодействия между ними и контрастным веществом, поэтому такие наночастицы должны иметь ненулевой магнитный момент сопоставимый моментом гадолиниевых контрастов, уже использующихся в клинической практике. Наиболее исследованные контрасты основаны на редкоземельных элементах, в т.ч. гадолинии ( $Gd^{3+}$ ), а также суперпарамагнитных наночастицах. Первые создают качественный контраст, однако ионы  $Gd^{3+}$  имеют высокую токсичность [2]. Значительными преимуществами кремниевых наночастиц являются их высокая биосовместимость и биodeградируемость. Использование наночастиц кремния обусловлено их парамагнитными свойствами, которые не наблюдаются у массивного кремния (диамагнетика). Парамагнитные центры образуются из-за неспаренных электронов, возникающих в результате дефектов кристаллической структуры.

Для создания парамагнитных дефектов в пористом кремнии, на основе которого получают кремниевые наночастицы, в данной работе предложено использовать методику ионной имплантации. Любая ионно-пучковая модификация материалов является результатом взаимодействия между энергетическими ионами и твердым веществом посредством атомных потенциалов. Процессы, происходящие при взаимодействии ионов с веществом, приводят к распространению каскадов столкновений, распылению, смешиванию, генерации дефектов. Вопросам дефектообразования в кристаллическом и аморфном кремнии посвящено множество научных статей и монографий [3-4]. В литературе встречаются данные экспериментов, указывающие на существование экстремальной дозовой зависимости концентрации парамагнитных центров, обусловленных оборванными связями в кремнии, при ионном облучении [5]. Однако аспекты влияния ионных пучков на пористый кремний представляют интерес в связи с малым количеством публикаций по данной тематике. Поскольку в случае пористых структур могут проявляться низкоразмерные эффекты и присутствует резкая граница раздела, их свойства (радиационная стойкость, профили распределения дефектов и примесей, магнитные свойства) после облучения могут значительно отличаться свойств массивных образцов.

В данной работе пористый кремний был получен методом анодной поляризации в электрохимической ячейке. Корпус ячейки выполнен из фторопласта, а электроды – из платины. В качестве анода использовалась кремниевая пластина Si (100), которая помещалась в ячейку. Травление производилось в растворе в HF(49%):C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>OH 1:1 при плотности тока 60 mA/cm<sup>2</sup>.

Для изучения взаимодействия ионных пучков с пористым кремнием были проведены серии ионных имплантаций на ускорительном комплексе HVEE-500 в НИИЯФ МГУ, позволяющий получать ионы с широким диапазоном масс (от 1 до 250 а.е.м.) и энергиями до 500 кэВ для однозарядных ионов. Облучение ионами He<sup>+</sup> проводилось в диапазоне энергий от 30 до 430 кэВ с дозами облучения от 5·10<sup>15</sup> до 10<sup>17</sup> ион/см<sup>2</sup>. Ионы гелия были выбраны для того, чтобы избежать химической модификации структуры. Параметры облучений были выбраны исходя из моделирования пробега ионов в кристаллическом кремнии в программе SRIM.

Полученные образцы были исследованы при помощи метода спектроскопии комбинационного рассеяния света. Спектры на рис. 1 были получены для кристаллического кремния (4), пористого кремния до облучения гелием (доза 5·10<sup>16</sup>) (1), двух различных точек с облученных образцов пористого кремния (2), (3). Резкое уменьшение интенсивности пика на 520 см<sup>-1</sup>, соответствующего кристаллической фазе кремнию, и увеличение интенсивности пика аморфной фазы кремния на 480 см<sup>-1</sup> свидетельствуют об аморфизации исходной кристаллической структуры под воздействием ионных пучков.

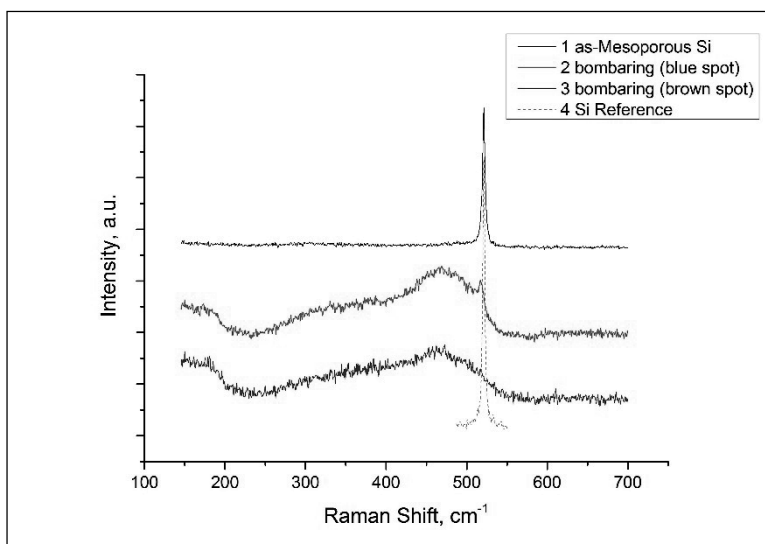


Рис. 1 Спектры КР исходных и облученных образцов пористого кремния

Образцы после ионной имплантации были исследованы при помощи сканирующей электронной микроскопии. Полученные изображения сколов образцов позволяют судить о глубинах образования дефектов в пористых структурах. По контрасту СЭМ изображения в режиме вторичных электронов

видно (рис. 2), что после ионного облучения наблюдается модифицированный слой, глубина которого составляет около 2 мкм.

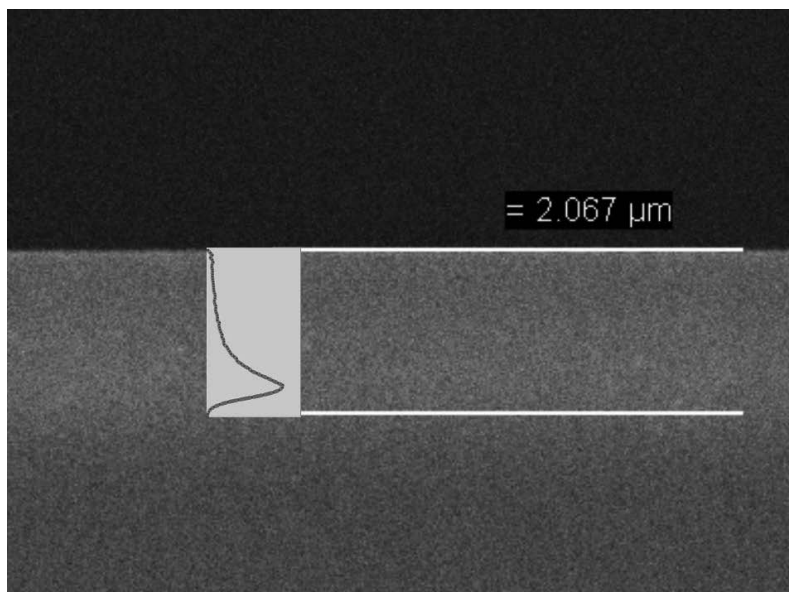


Рис. 2 Изображение СЭМ скола образца облученного пористого кремния

Большая глубина образования дефектов по сравнению с рассчитанным профилем (по SRIM глубина образования максимума дефектов составляет 1730 нм для кристаллического кремния) может быть связана как с пористостью образца, так и с тем, что в наноразмерном кремнии формирование дефектов происходит интенсивнее [6].

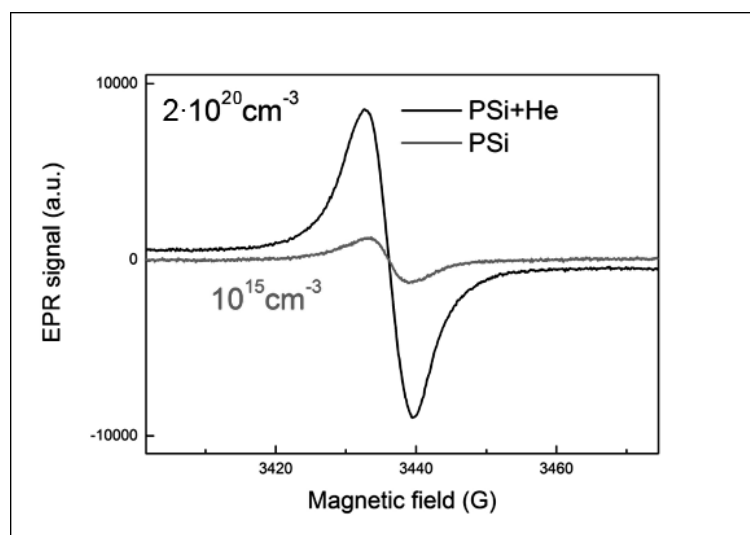


Рис.3 Спектры ЭПР пористого кремния до и после облучения

Анализ парамагнитных свойств исследуемых образцов проводился при помощи электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). На спектрах ЭПР показаны кривые интенсивности сигнала от величины магнитного поля. Число парамагнитных центров пересчитано исходя из интегральных значений полученных кривых, нормированных на массу образца, вычисляемую с

помощью СЭМ изображений. Сравнение спектров ЭПР для пористых структур до и после ионного облучения показывает увеличение числа парамагнитных центров более, чем в  $10^4$  раз после ионной имплантации для пористой структуры (рис. 3).

Проведенное в данной работе исследование влияния ионных пучков на структурные и магнитные свойства пористого кремния показало, что ионная имплантация может успешно применяться для генерации в нем парамагнитных дефектов. Анализ полученных результатов показывает возможность применения разработанных методик модификации пористого кремния для улучшения его свойств в качестве основы для контрастного вещества в методе магнитно-резонансной томографии.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 15-07-99656

1. M.B.Gongalsky, Yu.V.Kargina, L.A.Osminkina, et al., Applied Physics Letters 107, 23 (2015), 233702.
2. T.Kanda et al. / Magnetic Resonance Imaging 34, (2016), 1346–1350.
3. P.Sigmund, Six decades of atomic collisions in solids, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B (2017)
4. A.A.Shemukhin, A.V.Nazarov, Yu.V.Balakshin, V.S.Chernysh, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 354 (2015) 274
5. Д.И.Тетельбаум, А.А.Ежевский, А.Н.Михайлов - Журнал "Физика и Техника Полупроводников", (2003) том 37. № 11. стр. 1342-1344.
6. A.A.Shemukhin, Yu.V.Balakshin, A.P.Evseev, V.S.Chernysh, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, 406 (2017) 507

# ОБРАЗОВАНИЕ НЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНЫХ ЯДЕР В РЕЗУЛЬТАТЕ РЕАКЦИИ ФОТОДЕЛЕНИЯ $^{238}\text{U}$

Н. В. Иванова<sup>1</sup>, Б. С. Ишханов<sup>1,2</sup>, А. А. Кузнецов<sup>2</sup>

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

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

E-mail: natashaneti21@gmail.com

В настоящее время существует потребность в новых экспериментальных данных по фотоделению тяжелых ядер. В работе выполнен анализ, полученных нами ранее данных о выходах осколков фотоделения  $^{238}\text{U}$ , 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]. На основе данных об относительных выходах осколков, систематики зарядового распределения осколков [5] и оцененного сечения реакции фотоделения [1,6] получена зависимость выходов и сечений образования нейтроноизбыточных ядер в результате фотоделения от средней энергии возбуждения делящегося ядра.

Полученные результаты о сечениях, массовых и зарядовых распределениях в зависимости от энергии возбуждения ядра необходимы для многих прикладных исследований. Прикладное значение исследований фотоделения обусловлено возможным применением реакции скалывания под действием пучков протонов высоких энергий в проектах подкритичных ядерных реакторов ADS. Скалывание сопровождается вылетом гамма-квантов, которые в свою очередь вызывают реакцию деления [7]. Надежные данные о сечениях и массовых распределениях фотоделения необходимы также для создания высокоинтенсивных импульсных источников быстрых нейтронов на основе электронных ускорителей [8]. Вклад фотоделения необходимо учитывать и при разработке технологии трансмутации отработанного ядерного топлива с использованием ускорителей [9]. Реакцию фотоделения ядер актинидов предлагают использовать для получения интенсивных пучков радиоактивных ядер. При проектировании установок по получению пучков радиоактивных ядер необходимо иметь информацию о сечениях образования конкретных нейтронообогащенных ядер, которую можно оценить из экспериментально измеренных зарядовых распределений и сечения реакции [10].

В последнее время активно исследуется возможность получения медицинских изотопов на тормозных пучках электронных ускорителей. Сейчас активно ведутся исследования по получению  $^{99}\text{Mo}/^{99\text{m}}\text{Tc}$  альтернативными способами. Одним из альтернативных способов наработки  $^{99\text{m}}\text{Tc}$  является его получение в результате реакции фотоделения  $^{238}\text{U}$ . В настоящей работе получены активности и выходы  $^{99\text{m}}\text{Tc}$ , образованного в результате реакции фотоделения  $^{238}\text{U}$ .

Экзотические нейтроноизбыточные ядра практически не наблюдаются.



Изучение редких видов распада позволяет судить о структуре ядер, находящихся на границе нуклонной стабильности. Например, такие экзотические ядра, как  $^{100}\text{Rb}$ ,  $^{134}\text{In}$ ,  $^{136}\text{Sb}$  образуются в результате испускания двух и трех запаздывающих нейтронов;  $^{140}\text{I}$ ,  $^{132}\text{Sn}$  - после испускания запаздывающих заряженных частиц;  $^{102}\text{Mo}$ ,  $^{104}\text{Zr}$ ,  $^{144}\text{Cs}$ ,  $^{150}\text{Ce}$  - в результате образования изомеров формы при девозбуждении осколков.

В нашей лаборатории проводилось исследование фотоделения  $^{238}\text{U}$  под действием тормозных фотонов при энергии электронов 19.5, 29.1, 48.3 и 67.7 МэВ активационным методом (метод, в котором анализируется радиоактивность, наведенная в исследуемой мишени пучком  $\gamma$ -квантов от ускорителя). Мишень из исследуемых ядер облучается в потоке тормозных  $\gamma$ -квантов, генерируемых тормозной мишенью, на которую налетает поток электронов ускорителя. После окончания облучения мишень перемещается к гамма – спектрометру, чувствительную область которого образует кристалл германия. Измеренный спектр  $\gamma$ -квантов, излучаемых мишенью, позволяет определить какие продукты образовались в результате деления ядер урана. Методика эксперимента позволяет определять накопленный выход долгоживущих ядер, находящихся в конце цепочки распада ядер изобар.

Чтобы рассчитать выходы нейтроноизбыточных короткоживущих ядер из массового распределения мы воспользовались понятием о зарядовом распределении ядер. В результате деления ядра с данным массовым числом образуются с разной вероятностью, их количество определяется следующей формулой:

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

- $Z_P = Z_{UCD} \pm \Delta Z_P$
- $Z_{UCD} = \left(\frac{Z_F}{A_F}\right) \cdot (A + \nu_{L,H})$
- $\nu_L = 0,531 \cdot \nu + 0,062 \cdot (A_L + 143 - A_F)$
- $\nu_H = 0,531 \cdot \nu + 0,062 \cdot (A_H - 143),$

где  $IY(A, Z)$  - независимый выход продукта фотоделения с данными  $A$  и  $Z$ ;  $MY(A)$  - полный выход изотопов с данным массовым числом;  $Z_P$  - наиболее вероятный заряд в зарядовом распределении;  $C$  - ширина зарядового распределения;  $Z_F$  и  $A_F$ - заряд и масса делящейся системы;  $Z_{UCD}$ - наиболее вероятный заряд в предположении о неизменном заряде в делящемся ядре и осколках;  $\Delta Z_P$ - поляризация заряда;  $\nu_L$ ,  $\nu_H$  - числа нейтронов, испущенных лёгким и тяжёлым осколками.

На рисунке 1 показано количество нейтронов деления в зависимости от энергии возбуждения ядра. На основе этих данных мы получили количество нейтронов. Таким образом, мы можем восстановить независимые выходы для каждой цепочки изотопов.

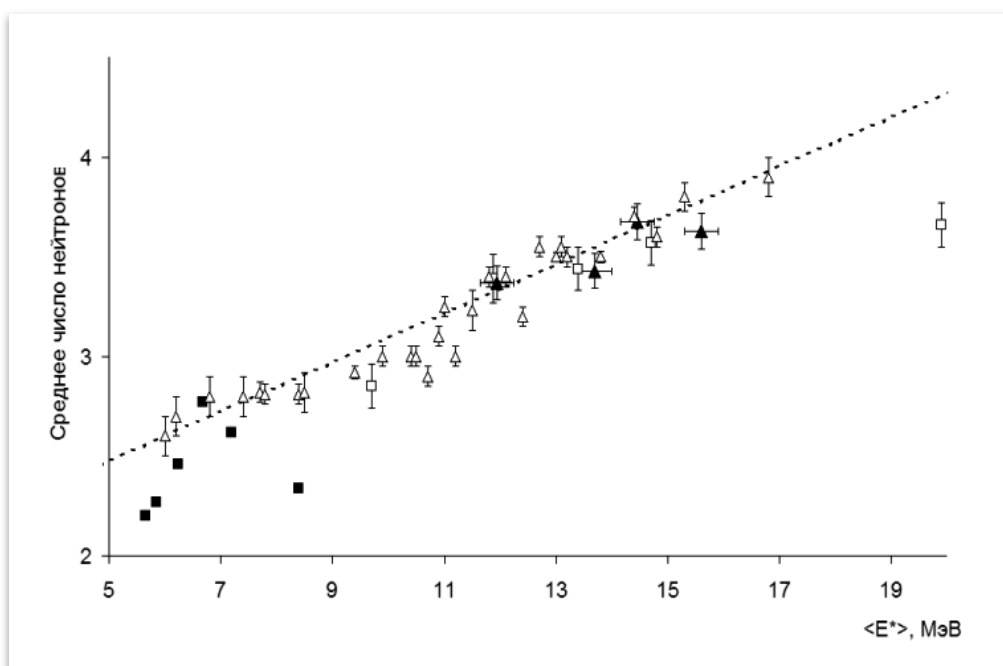


Рис. 1. Зависимость среднего числа нейтронов от энергии возбуждения ядра.

Таблица 1.

Значения выходов «экзотических» осколков, посчитанные для энергии электронов ускорителя 19.5, 29.1, 48.3 и 67.7 МэВ в сравнении с данными [11]

Осколок	$^{235}\text{U}(n,f)$	$^{238}\text{U}(\gamma,f)$	$^{252}\text{Cf}, s.f.$	$\text{IY}(A,Z),$ $E=19,5 \text{ МэВ}$	$\text{IY}(A,Z),$ $E=29,1 \text{ МэВ}$	$\text{IY}(A,Z),$ $E=48,3 \text{ МэВ}$	$\text{IY}(A,Z),$ $E=67,7 \text{ МэВ}$
$^{100}\text{Rb}$	$3,9 \cdot 10^{-6}$	$1,3 \cdot 10^{-5}$	$3,1 \cdot 10^{-5}$	$2,3 \cdot 10^{-4}$	$2,2 \cdot 10^{-4}$	$1,9 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{-4}$
$^{102}\text{Mo}$	$5,4 \cdot 10^{-1}$	$9,5 \cdot 10^{-1}$	1,9	$3,4 \cdot 10^{-1}$	$3,4 \cdot 10^{-1}$	$3,5 \cdot 10^{-1}$	$3,5 \cdot 10^{-1}$
$^{104}\text{Zr}$	$1,2 \cdot 10^{-1}$	$1,7 \cdot 10^{-1}$	$1,8 \cdot 10^{-1}$	$1,7 \cdot 10^{-1}$	$1,8 \cdot 10^{-1}$	$5,1 \cdot 10^{-1}$	$1,7 \cdot 10^{-1}$
$^{131}\text{In}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$3,6 \cdot 10^{-3}$	$4,7 \cdot 10^{-3}$	$5,5 \cdot 10^{-3}$	$8,1 \cdot 10^{-3}$
$^{132}\text{Sn}$	$6,2 \cdot 10^{-1}$	1,3	$1,8 \cdot 10^{-1}$	$6,4 \cdot 10^{-1}$	$4,8 \cdot 10^{-1}$	$4,9 \cdot 10^{-1}$	$3,9 \cdot 10^{-1}$
$^{136}\text{Sb}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$2,2 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$8,5 \cdot 10^{-2}$	$6,3 \cdot 10^{-2}$	$5,2 \cdot 10^{-2}$	$4,1 \cdot 10^{-2}$
$^{140}\text{I}$	$1,6 \cdot 10^{-1}$	$1,8 \cdot 10^{-1}$	$1,3 \cdot 10^{-1}$	$3,5 \cdot 10^{-1}$	$2,6 \cdot 10^{-1}$	$2,4 \cdot 10^{-1}$	$1,9 \cdot 10^{-1}$
$^{144}\text{Cs}$	$4,9 \cdot 10^{-1}$	$5,9 \cdot 10^{-1}$	$6,5 \cdot 10^{-1}$	$8,1 \cdot 10^{-1}$	$6,1 \cdot 10^{-1}$	$5,6 \cdot 10^{-1}$	$5,1 \cdot 10^{-1}$
$^{150}\text{Ce}$	$3,7 \cdot 10^{-1}$	$4,8 \cdot 10^{-1}$	$9,7 \cdot 10^{-1}$	$4,9 \cdot 10^{-1}$	$4,4 \cdot 10^{-1}$	$3,6 \cdot 10^{-1}$	$4,4 \cdot 10^{-1}$

На основе наших данных и зарядового распределения были получены выходы на 100 делений для ядер с экзотическими видами распада. В таблице 1 приведено сравнение наших результатов с результатами работы Гангрского [11] в реакциях под действием тепловых нейтронов, гамма-квантов электронного ускорителя с энергией 25 МэВ и спонтанного деления калифорния. В некоторых случаях результаты могут отличаться в два раза, что связано с тем, что не все эти осколки наблюдаются в эксперименте.

Для фотоделения существует только ограниченный набор данных, поэтому мы оценили выходы некоторых перспективных элементов. В тех случаях, когда нет экспериментального значения массового выхода, мы использовали аппроксимацию нашего экспериментального массового распределения. В таблице 2 приведены оценки для изотопов олова и йода. Дальнейшая наша цель – получить не выход, а сечение образования конкретных

нейтроноизбыточных ядер. Для этого запланирован новый эксперимент по новой методика на ускорителе РТМ55.

Таблица 2.

**Значения выходов изотопов Sn и I для энергии электронов ускорителя 19.5, 29.1, 48.3 и 67.7 МэВ**

Осколок	A	Y(A,Z). E=19,5 МэВ	Y(A,Z). E=29,1 МэВ	Y(A,Z). E=48,3 МэВ	Y(A,Z). E=67,7 МэВ
Sn	127	$1,5 \cdot 10^{-1}$	$2,8 \cdot 10^{-1}$	$3,0 \cdot 10^{-1}$	$2,9 \cdot 10^{-1}$
	128	$4,2 \cdot 10^{-1}$	$5,8 \cdot 10^{-1}$	$5,7 \cdot 10^{-1}$	$5,7 \cdot 10^{-1}$
	129	$8,4 \cdot 10^{-1}$	$9,6 \cdot 10^{-1}$	$8,9 \cdot 10^{-1}$	$9,1 \cdot 10^{-1}$
	130	1,4	1,3	1,2	1,3
	131	1,3	$9,1 \cdot 10^{-1}$	1	$9,1 \cdot 10^{-1}$
	132	$6,5 \cdot 10^{-1}$	$4,8 \cdot 10^{-1}$	$4,9 \cdot 10^{-1}$	$3,9 \cdot 10^{-1}$
	133	$2,2 \cdot 10^{-1}$	$1,6 \cdot 10^{-1}$	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$1,1 \cdot 10^{-1}$
	I	132	$4,0 \cdot 10^{-2}$	$4,9 \cdot 10^{-2}$	$6,3 \cdot 10^{-2}$
133		$2,8 \cdot 10^{-1}$	$3,5 \cdot 10^{-1}$	$3,9 \cdot 10^{-1}$	$4,2 \cdot 10^{-1}$
134		1	1,2	1,3	1,4
135		2,3	2,6	2,5	2,8
136		3,5	3,8	3,6	3,5
137		3,6	3,5	3,5	3,1
138		2,5	2,3	2,2	1,9
139		1,2	$9,9 \cdot 10^{-1}$	$8,3 \cdot 10^{-1}$	$7,8 \cdot 10^{-1}$
140		$3,5 \cdot 10^{-1}$	$2,5 \cdot 10^{-1}$	$2,4 \cdot 10^{-1}$	$1,9 \cdot 10^{-1}$

1. Б.С.Ишханов, А.А.Кузнецов. Фоторасщепление  $^{238}\text{U}$  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  $^{238}\text{U}$  // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. 2013, No. 4, 15.
3. Б.С.Ишханов, А.А.Кузнецов. Фотоделение  $^{238}\text{U}$  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  $^{238}\text{U}$  below 20 MeV // Phys. Rev. C 2015. V. 91, P. 034603.2
5. A. C.Wahl, Systematics of Fission-Product Yields // LA-13928, LANL (Los Alamos, 2002).
6. В. В.Варламов, Б. С.Ишханов. Фотоядерные реакции. Современный статус экспериментальных данных. — Университетская книга, 2010. — 300 с
7. S.Leray et al. Spallation neutron production by 0.8, 1.2, and 1.6 GeV protons on various targets // Phys. Rev. C 2002. V. 65, P. 044621.
8. С. С.Бельшев и др. Ускоритель РТМ-70 как импульсный источник нейтронов и фотонов // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. 2007. No. 6, 25.
9. K. W. D.Ledingham, W. Galster. Laser-driven particle and photon beams and some applications // New J. Phys. 2010. V. 12, P. 045005.
10. Yu.Ts. Oganessian et al. RIB production with photofission of uranium // Nucl. Phys. A 2002. V. 701, P. 87.
11. Ю. П.Гангрский, Редкие способы радиоактивного распада осколков деления. Физика элементарных частиц и атомного ядра (ЭЧАЯ), т.38, с.1413, 2007

# ИЗУЧЕНИЕ СВОЙСТВ МОДИФИЦИРОВАННЫХ ИОННЫМ ОБЛУЧЕНИЕМ УЛЬТРАТОНКИХ СЛОЕВ КРЕМНИЯ НА САПФИРЕ

А.А. Шемухин<sup>1</sup>, А. В. Кожемяко<sup>2</sup>, А.П. Евсеев<sup>1,2</sup>, Д. К. Миннебаев<sup>1</sup>,  
С. В. Бурикова<sup>2</sup>, К.Д. Кушкина<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ;

<sup>2</sup> Физический факультет МГУ

E-mail: shemuhin@gmail.com

Обычно пленки кремния на сапфире создаются методом эпитаксиального газофазного осаждения кремния на монокристаллические сапфировые подложки. Однако в начальный момент времени наблюдается так называемый «островковый рост». Поэтому на сегодняшний день промышленностью налажен выпуск пленок кремния с толщиной эпитаксиального слоя 300 нм. Для изготовления электронных приборов с высоким быстродействием по технологии кремний на сапфире толщина кремниевого слоя должна быть не более 100 нм. В ряде работ показано [1-4], что улучшить качество кристалличности 300 нм пленки можно с помощью ионной имплантации и последующей твердофазной рекристаллизации от тонкой приповерхностной пленки, не разрушенной облучением. Оптимальная толщина такой пленки составляет 30 нм [5]. При этом чаще всего облучение проводят при температуре жидкого азота. Однако при последующем нагреве до комнатных температур в таких пленках могут возникать структурные напряжения, которые могут негативно сказываться на электрофизических характеристиках [6]. В работе [7] показано, что пленку кремния можно получить и при комнатных температурах. Для этого необходимо увеличить энергию имплантации и разрушить границу раздела кремний-сапфир, для того чтобы исключить рекристаллизацию от сапфировой подложки. Отметим, что образование дефектов, возникающих в массивном кремнии под действием ионного облучения, изучено достаточно хорошо. Однако, в процессе образования дефектов в пленках кремния на сапфире могут наблюдаться некоторые особенности, связанные как с наличием резкой границы раздела между пленкой кремния и сапфира, так и с профилем внедренных частиц. В данной работе особое внимание уделено методам анализа качества кристаллической структуры для оптимального подбора параметров имплантации.

## Эксперимент

Облучение КНС-структур ионами  $\text{Si}^+$  проводили на ускорителе HVEE-500 [8]. Для предотвращения эффекта каналирования пучок ионов был ориентирован на угол  $\alpha=7^\circ$  от нормали к поверхности образца.

Остаточное давление в камере не превышало  $2 \cdot 10^{-4}$  Па. Облучение производили ионами  $\text{Si}^+$  с энергиями от 200 до 230 кэВ. Доза имплантации составляла  $10^{15}$  ион/см<sup>2</sup>. Равномерность имплантации обеспечивалась

сканированием ионного пучка в двух взаимноперпендикулярных направлениях. Для точного определения дозы имплантации использовалась система диафрагм, позволявшая подавить ток вторичных электронов. После имплантации проводился двухстадийный отжиг образцов в атмосфере азота при температурах 600-950° С.

Исследование образования дефектов проводилось с помощью КР-спектрометра Ntegra Spectra (длина лазерного излучения 632 нм, интенсивность 10 мВт/см<sup>2</sup>, диаметр лазерного пятна 1 мкм). Для сравнения было изучено качество кристалличности с помощью метода резерфордовского обратного рассеяния (РОР) [9]. Запись спектров РОР проводилась с использованием ионов He<sup>+</sup> с энергией 1 - 1.5 МэВ на ускорителе NVEE AN-2500. Пучок ионов падал вдоль нормали к поверхности образца, угол рассеяния составлял  $\theta=120^\circ$ . Каждый образец был исследован в двух режимах: при падении пучка параллельно кристаллографической оси (каналирование), а также в направлении, не содержащем открытых каналов. Направление каналирования в кристалле определялось согласно измерению выхода обратнорассеянных ионов при изменении положения образца относительно пучка. Сканирование производилось в двух взаимноперпендикулярных плоскостях.

### Результаты и обсуждение

На первом этапе работы изучалось влияние температуры мишени на образовавшиеся дефекты при облучении ионами Si<sup>+</sup> с энергией 200 кэВ. В таблице 1 приведены зависимости отношения кристаллической и аморфной фаз от температуры, полученные с помощью комбинационного рассеяния света и резерфордовского обратного рассеяния.

Таблица 1. Соотношение аморфной и кристаллической фаз в пленках кремния после облучения ионами кремния при различных температурах.

Температура, °С	I <sub>c</sub> /I <sub>a</sub> (КРС)	Параметр аморфизации по РОР	Удельное сопротивление, Ом*см
23	2,6	0,28	33
0	2,1	0,22	33
-10	1,8	0,15	31
-18	Не удалось разделить пики	0,08	12
-150	Не удалось разделить пики	0	2

Параметр I<sub>c</sub>/I<sub>a</sub> показывает интегральное отношение, полученное с помощью комбинационного рассеяния света (I<sub>c</sub> – соответствует кристаллической фазе, I<sub>a</sub> – аморфной). Спектры раскладывались на комбинацию гауссовских и лоренцовских контуров с помощью пакета Origin 9.1. Параметр аморфизации по РОР показывает отношение интегрального сигнала обратнорассеянных ионов от кремниевой пленки полученного в направлении

каналирования, к направлению не содержащем открытые каналы. Чем выше это отношение, тем больше кристаллической фазы осталось после ионного облучения. Из таблицы видно, что облучение при пониженных температурах ведет к полному разрушению структуры. С увеличением температуры, при которой происходит облучение, не разрушенной ионным облучением фазы остается больше. Отметим, что не смотря на то, что метод Резерфодовского обратного рассеяния дает более точное отношение фаз, метод КРС значительно сокращает время анализа.

После проведения высокотемпературного отжига с помощью метода Ван-дер-Пау определялось удельное сопротивление пленок кремния. Удельное сопротивление структуры, не подвергнутой облучению, составляло  $33 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ . После облучения при низких температурах происходит резкое уменьшение удельного сопротивления. Вероятно, это говорит о сильном перемешивании границы раздела и значительном проникновении алюминия из диэлектрической подложки в пленку кремния. При этом видно, что при температурах от  $-10$  до  $23 \text{ }^\circ\text{C}$  удельное сопротивление практически не меняется.

Отметим, что с помощью методики КРС после отжига не видно никаких различий между образцами облученных при различных температурах. Однако по данным РОР наилучшие результаты при этих параметрах облучения наблюдаются при  $0 \text{ }^\circ\text{C}$ .

В работе показано [3], что для улучшения качества кристалличности пленки кремния при комнатных температурах необходимо увеличить энергию ионного пучка. Поэтому дальнейшие эксперименты были проведены при энергиях  $200\text{-}230 \text{ кэВ}$ . На рис. 1 приведены спектры структур, полученных после имплантации при различных энергиях ионов, при фиксированной дозе и температуре  $-10 \text{ }^\circ\text{C}$ . На рисунке видны широкие спектры на частоте  $480 \text{ см}^{-1}$ , что соответствует аморфному кремнию и небольшой пик вблизи  $520 \text{ см}^{-1}$  - соответствующий кристаллической фазе.

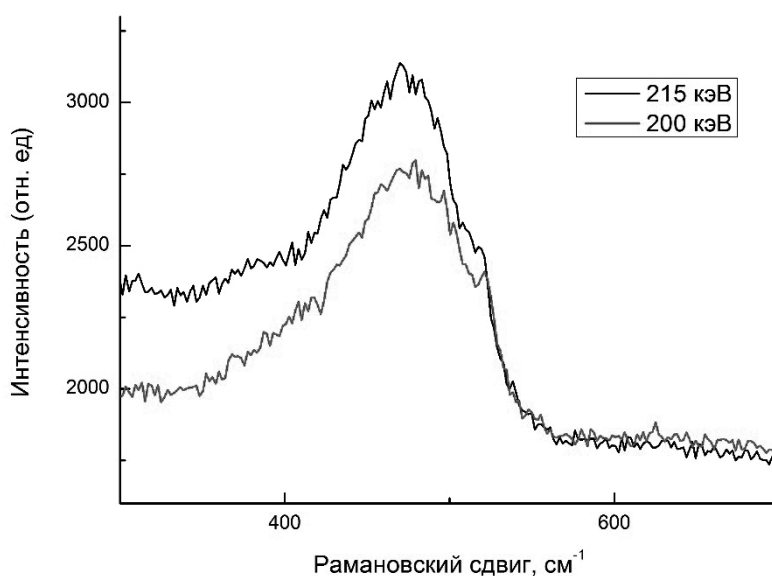


Рис. 1 Спектр комбинационного рассеяния света, полученный от пленок кремния после облучения при  $200 \text{ кэВ}$  (красная),  $215 \text{ кэВ}$  (черная) при  $-10 \text{ }^\circ\text{C}$

При более высокой температуре (рис. 2) при энергии имплантации 200 и 215 кэВ наблюдается более четкий пик 520 см<sup>-1</sup>, соответствующий кристаллическому кремнию. Объяснить это можно следующим образом: при более высокой температуре структура «восстанавливается», образуя хим. связи за счет существования тепловых колебаний. Получить спектры при большой энергии ионов - 230 кэВ с помощью метода КРС не удалось. При этом удельное сопротивление на всех образцах после высокотемпературного отжига менялось незначительно. Однако качество кристалличности по РОР вблизи границы раздела значительно улучшилось.

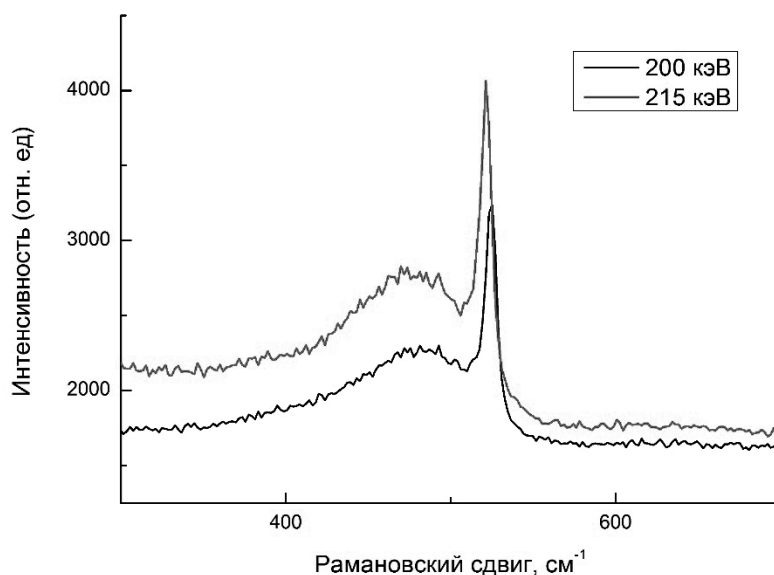


Рис. 2 Спектр комбинационного рассеяния света, полученный от пленок кремния после облучения при 200 кэВ (черная), 215 кэВ (красная) при 0 °С

### Заключение

После облучения пленок кремния ионами кремния с энергией 200 кэВ и дозой 10<sup>15</sup> ион/см<sup>2</sup> при низких температурах происходит резкое уменьшение удельного сопротивления после проведения последующего высокотемпературного отжига. Это говорит о сильном перемешивании границы раздела и значительном проникновении алюминия из диэлектрической подложки в пленку кремния. При облучении в диапазоне температур от -10 до 23 °С удельное сопротивление после высокотемпературного отжига практически не меняется. При увеличении энергии облучения до 215 кэВ после высокотемпературного отжига наблюдается значительное улучшение качества кристалличности, при этом удельное сопротивление не меняется.

В работе показано, что с помощью метода комбинационного рассеяния света можно проводить интегральный сравнительный экспресс анализ качества кристалличности структуры серии образцов. При этом не требуется никакой подготовки образцов и вакуумных условий, что значительно сокращает время анализа.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 15-07-99656

1. Golecki, R.L. Maddox, K.M. Stika. // J. Electron. Mater., 13(2), 373, (1984).
2. Nakamura T., Matsushashi H., Nagatomo Y. // Oki Techn. Rev., 2004, 71(4), p.66.
3. Wang Q., Zan Y., Wang J., Yu Y., // *Materials Science and Engineering*, 1995, B29, 43-46
4. Qi-Yuan Wang, Ji-Ping Nie, Fang Yu, Zhong-Li Liu, Yuan-Huan Yu. // *Materials Science and Engineering*, 2000 Vol. B72, p. 189-192
5. Шемухин А.А., Балакишин Ю.В., Черныш В.С. и др. // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. № 19. С. 83
6. A. Pramanik, L.C. Zhang. Residual // *Journal of Solids and Structures*, 2011 Vol. 48, p. 1290-1300
7. Shemukhin A.A., Nazarov A.V., Balakshin Yu V., Chernysh V.S. // *Nucl. Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. 2015. 354. P. 274
8. Шемухин А.А., Балакишин Ю.В., Черных П.Н., Черныш В.С. // *Прикладная физика*. 2013. № 5. С. 59
9. Шемухин А.А., Балакишин Ю.В., Черных П.Н., Черныш В.С. // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*. 2013 N. 4, с. 25-58



# НАБЛЮДЕНИЕ ТЕНИ СОЛНЦА И ЛУНЫ В ПОТОКЕ МЮОНОВ И ЕЁ ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ КАЛИБРОВКИ НЕЙТРИННОГО ТЕЛЕСКОПА ANTARES

Давыдова Е.С., Романов А.Н.\*

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

Астрономия высоких энергий изучает фундаментальные вопросы (происхождения космических лучей, поиск темной материи и другие), а также позволяет обнаруживать галактические и внегалактические объекты. Изучение нейтрино высоких и ультравысоких энергий очень важно, так как, в отличие от протонов или фотонов, они доходят до Земли практически не меняя своей траектории (нейтрино взаимодействуют только посредством слабого взаимодействия). Однако детектирование высокоэнергичных нейтрино довольно трудно, в связи с малыми значениями потоков и сечения взаимодействия. Поэтому для их обнаружения строятся детекторы с большими детектируемыми объемами. При детектировании оптическим методом объем детектора может достигать до 1-5 км<sup>3</sup>.

KM3NeT- крупнейший строящийся нейтринный телескоп северного полушария. Его проектируемый объем будет составлять 5 км<sup>3</sup>, предполагаемая дата окончания постройки 2020 год. Коллаборация KM3NeT состоит из трех основных отделов Портопало-ди-Капо-Пассеро (Италия), Тулон (Франция) и Пилос (Греция), в данной статье будет рассмотрена итальянская часть детектора. Детектор находится на глубине 3500 м на расстоянии 100 км от берега Капо-Пассеро и состоит из двух типов структур: струны и башни. Струны состоят из 18 этажей, по одному DOM (цифровой оптический модуль) на каждом, с расстоянием 36 м между модулями. Каждый DOM включает 31 трехдюймовый ФЭУ, GPS компас, цифровой пьезоприемник. Башни включают в себя 14 этажей, на каждом из которых находятся 6 ФЭУ, 2 гидрофона, GPS компас. Гидрофоны в башнях и пьезодатчики в DOM обеспечивают сбор акустических данных и участвуют в системе позиционирования детектора.

Для калибровки детектора используется метод, основанный на оценке эффекта тени Луны и Солнца. Поток мюонов, регистрируемых детектором, является, в среднем, изотропным. Однако, имеется дефицит в потоке мюонов со стороны Солнца и Луны, что связано с поглощением этими объектами части частиц потока. Оценка величины этого дефицита в потоке позволяет оценить разрешающую способность нейтринного телескопа и, таким образом, является способом калибровки детектора.

Анализ мюонных событий для получения значения разрешающей способности проводился двумя способами: по одномерной и двумерной гистограмме распределения мюонов. Затем эти гистограммы аппроксимировались функцией Гаусса и, из результатов аппроксимации, определялась разрешающая способность телескопа. В итоге, был получен следующий результат:

$$\sigma = 0.424 \pm 0.006^{\circ}$$

1. The KM3NeT Collaboration, Letter of Intent for ARCA and ORCA, arXiv:1601.07459v1 [astro-ph.IM], 2016

## ФОТОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ НА ИЗОТОПАХ ПАЛЛАДИЯ

Н.Ю. Фурсова<sup>1</sup>, С.С. Бельшев<sup>2</sup>, Б.С. Ишханов<sup>2</sup>, А.А. Кузнецов<sup>2</sup>, В.В. Ханкин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

<sup>2</sup> Научно–исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ  
E-mail: nfursova@bk.ru

Исследование ядерных реакций является важным источником информации о свойствах и строении атомных ядер. При взаимодействии гамма-квантов с атомными ядрами в сечении поглощения гамма-квантов наблюдается широкий максимум, расположенный в области энергий 8-30 МэВ – гигантский дипольный резонанс (ГДР) [1]. Впервые экспериментально он был обнаружен 1947–1948 гг. в реакции фотоделения <sup>238</sup>U [2] и в фотонейтронных реакциях на изотопах <sup>12</sup>C и <sup>63</sup>Cu [3]. Особенностью взаимодействия гамма-квантов с веществом является преимущественное поглощение электрических дипольных (E1) гамма-квантов. После поглощения E1 гамма-квантов ядро переходит в возбужденное состояние, с точки зрения коллективных моделей атомных ядер ГДР описывается как согласованное движение протонов относительно нейтронов [1]. С развитием оболочечной модели атомного ядра удалось описать возбуждение ГДР как совокупность переходов нейтронов и протонов на следующие оболочки.

В работе проводится экспериментальное и теоретическое исследование фотоядерных реакций на изотопах палладия. Методом наведенной активности для стабильных изотопов палладия определяются выходы различных фотонуклонных реакций.

Эксперимент выполнен на тормозном пучке импульсного разрезного микротрона РТМ-55 НИИЯФ МГУ с максимальной энергией электронов 55,6 МэВ. Длительность облучения мишени составляла 10 минут. После этого мишень переносилась в отдельное низкофоновое помещение, начиналось измерение активности, наведенной в облученной мишени. Спектры  $\gamma$ -квантов измерялись в диапазоне энергий от 35 кэВ до 3,7 МэВ на детекторе из сверхчистого германия Canberra GC3019 с цифровым многоканальным анализатором InSpector 1250. Калибровка детектора по энергии и эффективности проводилась при помощи набора стандартных калиброванных источников и моделировалась по программе GEANT4. Энергетическое разрешение HPGE-детектора составляло 0,8 кэВ при энергии  $E_\gamma = 150$  кэВ и 1,9 кэВ при энергии  $E_\gamma = 1332$  кэВ. Измерение спектров  $\gamma$ -квантов проводилось каждые 3,5 секунды. Общая продолжительность измерения спектров составила порядка 780 часов. Поиск максимумов в спектрах  $\gamma$ -квантов и расчет их интенсивностей проводился с помощью автоматической системы набора и анализа спектров, которая позволяет проводить визуализацию данных, разделение перекрывающихся пиков, и их аппроксимацию гауссовскими кривыми методом наименьших квадратов с использованием стандартных алгоритмов. Образовавшиеся в результате фотоядерных реакций изотопы

идентифицировались по энергии  $\gamma$ -квантов и периоду полураспада образовавшихся изотопов.

Уравнение, описывающее изменение количества ядер до и после облучения, имеет следующий вид:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 + I(t)Y_1.$$

где  $\lambda_1$  - постоянная распада,  $Y_1$  - выходы реакции в результате образования ядра,  $I(t)$  – ток ускорителя.

Решением уравнения относительно  $Y$  для одного канала будет:

$$Y_1 = \frac{N_{10}}{e^{-\lambda_1 t_1} \int_0^{t_1} I(t) e^{\lambda_1 t} dt}$$

где  $N_{10} = \frac{s}{k(e^{-\lambda_1(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_1(t_3-t_1)})}$  - число ядер на момент окончания облучения.

По описанному выше алгоритму производился расчет относительных выходов. Однако так как в результате облучения ток ускорителя не являлся постоянным, было необходимо выполнить его нормировку. Для получения абсолютных выходов необходимо дополнительное измерение монитора из меди. Теоретический выход нормировочной реакции связан с экспериментальным следующим образом:

$$Y_{\text{эксп без норм}} = K_{\text{норм}} Y_{\text{теор}} = K_{\text{норм}} M \int_{E_{\text{thr}}}^{E_e} \psi(E_\gamma, E_e) \sigma(E_\gamma) dE_\gamma,$$

где  $Y_{\text{эксп без норм}}$  – экспериментальный выход без нормировки тока;  $K_{\text{норм}}$  – коэффициент перенормировки тока ускорителя;  $\sigma(E_\gamma)$  – эффективное сечение исследуемой фотоядерной реакции;  $\psi(E_\gamma, E_e)$  – плотность распределения числа тормозных фотонов с энергией  $E_\gamma$  на 1 электрон ускорителя (тормозной спектр);  $E_e$  – кинетическая энергия падающих электронов;  $E_\gamma$  - энергия испущенных тормозных  $\gamma$ -квантов;  $E_{\text{thr}}$  – порог исследуемой реакции;  $M = \frac{\rho_{\text{нов}} N_A \eta}{A}$  – поверхностная концентрация ядер мишени,  $\rho$  - поверхностная плотность вещества мишени,  $N_A$  – число Авогадро,  $\eta$  - содержание исследуемого изотопа в естественной смеси,  $A$  – массовое число.

Коэффициент перенормировки тока ускорителя вычисляется по измерениям мишени-монитора из меди. Так как экспериментальный выход без нормировки выше реального (реальный ток выше измеренного за счёт утечек, а по нашему определению  $dN_1(t) = -\lambda_1 N_1(t) dt + I(t) Y_1 dt$ ) экспериментального выхода, то абсолютный экспериментальный выход определяется следующим образом:

$$Y_{\text{эксп}} = \frac{Y_{\text{эксп без норм}}}{K_{\text{норм}}}.$$

Теоретические данные получались с помощью тормозного спектра следующим образом:

$$Y_{теор} = \frac{\rho_{нов} N_A \eta}{A} \sum_j \sigma(E_\gamma^j) N(E_\gamma^i, E_\gamma^{i+1})$$

Полученные экспериментальные выходы реакций сравнивались с теоретически рассчитанными (по моделям КМФР и TALYS) и с выходами, полученными на основе сечений из работы [4].

Таблица 1. Экспериментальные выходы реакций, выходы, рассчитанные на основе теоретических сечений (по моделям TALYS и КМФР) и сечений из работы [4]

Изотоп	$T_{1/2}$	Реакция	$Y_{эксп.}$ , 1/e	$Y_{теор.}$ , 1/e (TALYS)	$Y_{КМФР.}$ , 1/e	$Y$ , 1/e [4]
$^{101}Pd$	8,47 h	$^{102}Pd(\gamma, n)^{101}Pd$ $^{104}Pd(\gamma, 3n)^{101}Pd$	1,77E-7	1,75E-7	1,82E-7	
$^{103}Pd$	16,991 d	$^{104}Pd(\gamma, n)^{103}Pd$ $^{106}Pd(\gamma, 3n)^{103}Pd$	1,34E-5	3,66E-6	2,05E-6	
$^{109}Pd$	13,7012 h	$^{110}Pd(\gamma, n)^{109}Pd$	1,10E-6	1,51E-06		
$^{109m}Pd$	4,696 min	$^{110}Pd(\gamma, n)^{109m}Pd$	4,56E-12	8,63E-08		1,90E-07
$^{109}Pd + ^{109m}Pd$		$^{110}Pd(\gamma, n)^{109 tot}Pd$	1,1E-06	1,60E-06	1,91E-6	
$^{99m}Rh$	4,7 h	$^{102}Pd(\gamma, 2n1p)^{99m}Rh$	1,48E-9	2,16E-9	2,52E-9	
$^{105}Rh$	35,36 h	$^{106}Pd(\gamma, p)^{105}Rh$ $^{108}Pd(\gamma, 2n1p)^{105}Rh$	1,29E-7	1,60E-8	6,25E-8	
$^{106m}Rh$	131 min	$^{108}Pd(\gamma, np)^{106m}Rh$	4,44E-9	6,77E-9	3,43E-8	
$^{107}Rh$	21,7 min	$^{108}Pd(\gamma, p)^{107}Rh$ $^{110}Pd(\gamma, 2n1p)^{107}Rh$	1,13E-8	1,48E-8	4,96E-8	1,73E-07

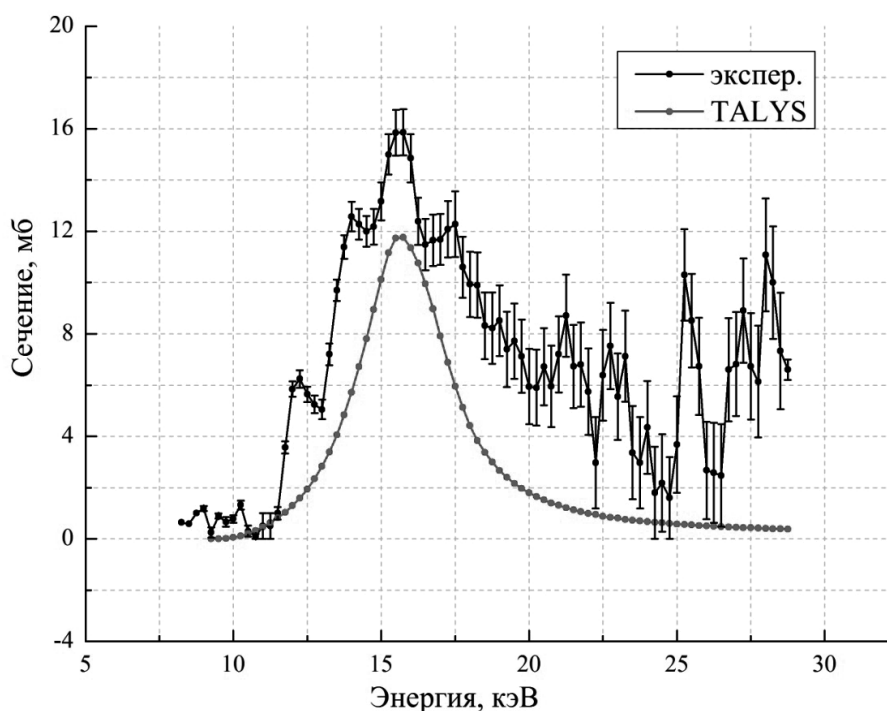


Рис.1 Сечения фотоядерных реакций с образованием  $^{109m}Pd$  в эксперименте [4] и по модели TALYS

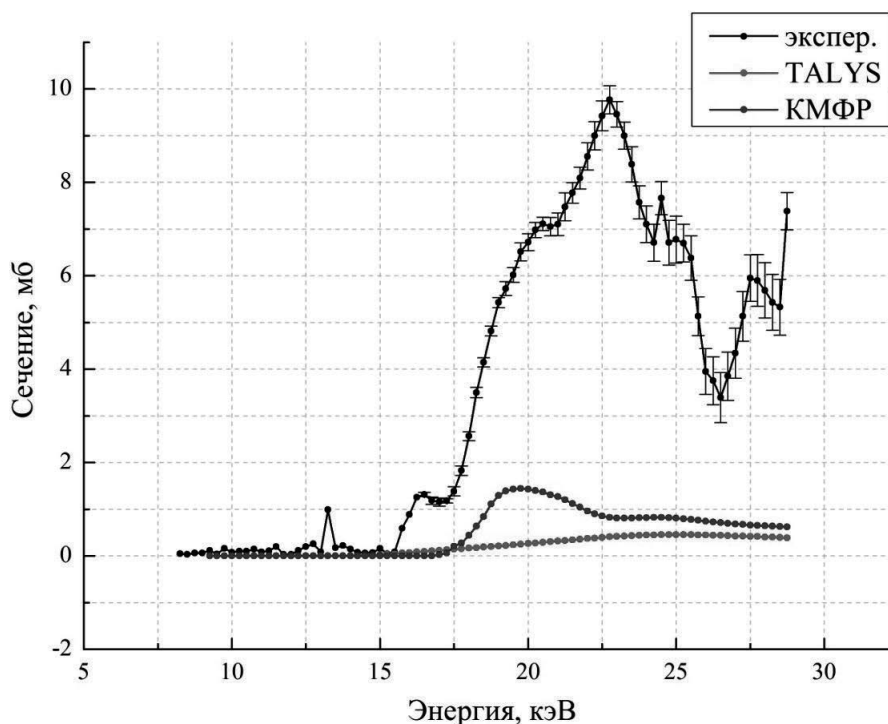


Рис.2 Сечения фотоядерных реакций с образованием  $^{107}\text{Rh}$  в эксперименте [4] и по моделям TALYS и КМФР

Экспериментальная методика позволяет в некоторых случаях разделить реакции с образованием в конечном состоянии изомерного или основного состояния. Из таблицы видно, что фотонейтронные реакции достаточно хорошо описываются теоретически. Небольшие различия в выходах фотонейтронных реакций объясняются выбором полного сечения фотопоглощения в теоретических расчетах. Т.к. надежных экспериментальных данных о полном сечении фотопоглощения на изотопах палладия нет, то в теоретических расчетах используются данные из систематики по соседним ядрам. Наблюдается существенное различие с экспериментом [4], в котором измерения проводились на тормозном пучке, что может быть связано со сложностями при восстановлении сечений реакций из измеренных выходов.

Также несовпадение некоторых экспериментальных выходов может быть связано с тем, что в нашем эксперименте не была произведена аппроксимация живого времени к реальному, что могло значительно повлиять на результат для малых периодов полураспада (например, для  $^{109m}\text{Pd}$ ).

Различие теоретических и наших экспериментальных выходов на фотопротонных реакциях объясняется изоспиновым расщеплением ГДР, которое недостаточно точно учитывается в программе TALYS, что приводит к недооценке сечения образования  $^{105}\text{Rh}$  почти на порядок.

1. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами. Москва : МГУ. 1979
2. G.C.Baldwin, G.S.Klaiber // Phys. Rev. 71, 3 (1947)
3. G.C.Baldwin, G.S.Klaiber // Phys. Rev. 73, 1156 (1948)
4. T.K.Deague, E.G.Muirhead, B.M.Spicer // Nucl. Phys. A 139, 501 (1969)
5. H.Utsunomiya, et al. // Phys. Rev. C 82, 064610 (2010)
6. A.J.Konig, S.Hilaire, M.C.Duijvestijn // Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology. April, 22–27, 2007 / edited by Bersillon O. et al. EDP Sciences (Nice, France, 2008). P. 211.

# ФОТОЯДЕРНЫЙ МЕТОД ПОЛУЧЕНИЯ МЕДИЦИНСКОГО РАДИОИЗОТОПА $^{72}\text{As}$

Р.А. Алиев<sup>1</sup>, С.С. Бельшев<sup>2</sup>, Б.С. Ишханов<sup>2,3</sup>, А.А. Кузнецов<sup>3</sup>,  
М.В. Седых<sup>3,a</sup>, В.В. Ханкин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, химический факультет, кафедра радиохимии; <sup>2</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ; <sup>3</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей ядерной физики  
E-mail:<sup>a</sup>sedykh.mv14@physics.msu.ru

## Введение

В настоящее время диагностика с использованием радионуклидов широко находит применение для обнаружения различных заболеваний человека. Используя распределение радиоактивного изотопа, становится возможным получать изображения органов, а также оценивать их функциональные изменения с течением времени [1]. Радионуклидная диагностика – один из методов диагностики заболеваний, основанный на использовании соединений, меченых радионуклидами. В качестве таких соединений применяются радиофармацевтические препараты (РФП) с наличием радиоактивной метки, с помощью которой можно определить количество накопившегося РФП в исследуемом органе. РФП – химические соединения, в молекуле которых содержится определенный радиоактивный изотоп [2].

Метод радионуклидной диагностики позволяет предотвратить анатомические изменения органов и систем организма человека путем раннего обнаружения и лечения функциональных изменений, являясь, таким образом, наиболее информативными и полезными при исследовании организма пациента [1]. Одним из способов диагностики является позитронно-эмиссионная томография (ПЭТ), основанная на отслеживании испускаемого РФП излучения с помощью специального детектирующего оборудования (ПЭТ-сканера). ПЭТ основана на регистрации пары  $\gamma$ -квантов, возникающих при аннигиляции позитронов с электронами. Позитроны возникают при позитронном бета-распаде радионуклида, входящего в состав РФП, который внутривенно вводится в организм перед исследованием.

ПЭТ требует использования РФП, меченых короткоживущими излучающими позитроны радионуклидами. Данные радиоактивные ядра должны обладать такими биологическими свойствами, которые позволяли бы им быть включенными в состав естественных биологических веществ, участвующих в метаболизме. Таким образом, ПЭТ дает возможность не только получить трехмерную реконструкцию распределения РФП в организме пациента, но и оценить происходящие в опухолях и окружающих их тканях процессы.

Возможность и результат использования ПЭТ напрямую связаны с ядерными характеристиками применяемого изотопа. Именно выбор подходящего РФП позволяет изучать метаболизм, транспорт веществ, лиганд-рецепторные взаимодействия, экспрессию генов. Однако в настоящее время в

ядерной медицине зачастую используются препараты, обладающие малоподходящими ядерными свойствами, но легкие в получении. По этой причине разработка РФП, в состав которых входят ранее неиспользуемые радиоактивные изотопы, становится основополагающей ступенью в развитии метода ПЭТ.

Одним из изотопов, который может быть использован в ПЭТ, является  $^{72}\text{As}$ .  $^{72}\text{As}$  обладает небольшим периодом полураспада ( $T_{1/2} = 26,0$  ч), что может позволить получать ПЭТ-изображения высокой контрастности, оказывая слабое радиационное воздействие на окружающие опухоль здоровые органы пациента. Из-за небольших периодов полураспада и полувыведения из организма разовая лучевая нагрузка на пациента не превышает нагрузки при рентгенологическом обследовании [1]. Низкая энергия позитронного излучения обеспечивает высокое пространственное разрешение ПЭТ-изображений. С другой стороны период полураспада  $^{72}\text{As}$  достаточно велик для транспортировки РФП на основе  $^{72}\text{As}$  из места его производства в клиники для проведения ПЭТ-исследований. Также  $^{72}\text{As}$  легко образует комплексы с химическими соединениями, сочетающимися с различными тканями организма [1].

В данный момент единственным фактором, сдерживающим массовое производство и использование РФП на основе  $^{72}\text{As}$ , является сложность его получения. Так, например,  $^{72}\text{As}$  в небольших количествах может нарабатываться на реакторах за счет реакций  $^{73}\text{As}(n, 2n)^{72}\text{As}$  и  $^{74}\text{Se}(n, p)^{72}\text{As}$ . Рассмотрев различные способы наработки  $^{72}\text{As}$ , был сделан вывод о том, что фотоядерный метод является наиболее успешным методом наработки.

В настоящей работе исследовался метод получения изотопа  $^{72}\text{As}$  в результате реакции  $^{74}\text{Se}(\gamma, pn)^{72}\text{As}$  на естественной смеси изотопов селена.

### **Методики проведения эксперимента и обработки данных**

При исследовании фоторасщепления изотопов селена в настоящей работе использовался метод наведенной  $\gamma$ -активности, позволяющий однозначно определить канал фотонуклонной реакции [3]. Тормозное излучение генерировалось при прохождении пучка электронов от ускорителя через две тормозные мишени (толщин 0,2мм и 1 мм). Мишень из молибдена, расположенная вплотную за тормозной, облучалась тормозным  $\gamma$ -пучком ускорителя и далее перемещалась к  $\gamma$ -спектрометру, который измерял  $\gamma$ -спектры остаточной  $\beta$ -активности. Проведение измерений вне пучка позволило снизить фон, а также исследовать каналы фоторасщепления ядер, недоступные для наблюдения ранее.

Метод наведенной активности не требует сложных измерительных установок (по сравнению с прямыми методами регистрации продуктов реакций) и дает возможность в одном эксперименте определить выходы нескольких реакций. Результатом применяемого метода является выход радиоактивных ядер, образовавшихся в облученной  $\gamma$ -квантами мишени [4].

Данные извлекались из спектров  $\gamma$ -квантов: были найдены максимумы в спектрах, а также проведен расчет их интенсивностей с помощью автоматической системы набора данных и анализа спектров.

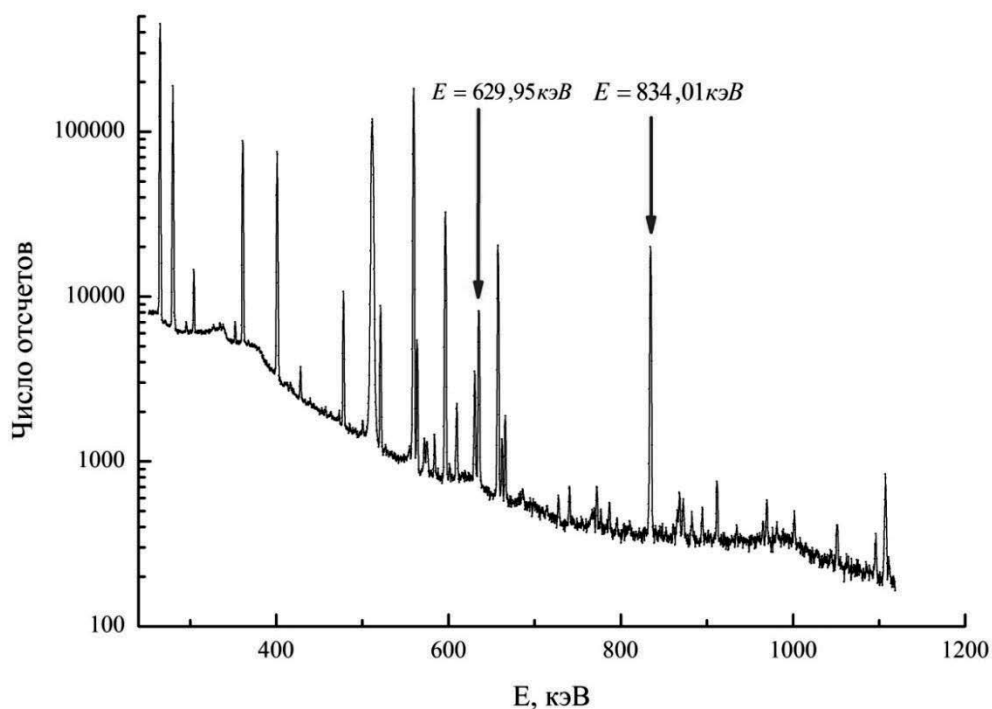


Рис. 1. Спектр остаточной активности облученного образца

Уравнение, описывающее изменение количества радиоактивных ядер во время и после окончания облучения, имеет вид:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda \cdot N(t) + Y \cdot I(t),$$

где  $N$  – число радиоактивных ядер,  $\lambda$  – постоянная распада,  $Y$  – выход реакции (число реакций определенного типа, происходящих в образце в единицу времени),  $I(t)$  – ток ускорителя в зависимости от времени.

Тогда выражение для числа ядер на момент окончания облучения имеет вид:

$$N_{10}(t) = Y \cdot e^{-\lambda \cdot t} \cdot \sum_{\Delta t=1} I(t) \cdot e^{\lambda \cdot t} \cdot \Delta t$$

количество ядер на момент окончания облучения по формуле:

$$N_{10} = \frac{S}{k \cdot (e^{-\lambda(t_2-t_1)} - e^{-\lambda(t_3-t_1)})},$$

где  $S$  – число распадов, зафиксированных на детекторе:

$$S = k \cdot \int_{t_2-t_1}^{t_3-t_1} \lambda \cdot N_{10}(t) \cdot e^{-\lambda \cdot t} dt = k \cdot N_{10} \cdot (e^{-\lambda(t_2-t_1)} - e^{-\lambda(t_3-t_1)})$$

$k = E_\gamma \cdot I_\gamma$ ,  $E_\gamma$  – эффективность регистрации детектором  $\gamma$ -квантов с определенной энергией,  $I_\gamma$  – вероятность испускания  $\gamma$ -кванта с определенной энергией (квантовый выход для данной  $\gamma$ -линии),  $t_1$  – окончание облучения,  $t_2$  – начало измерения спектров,  $t_3$  – окончание измерения спектров.

Выход реакции  $Y(t)$  определяется формулой:

$$Y(t) = \frac{N_{10} \cdot e^{\lambda \cdot t}}{\sum_{\Delta t=1} I(t) \cdot e^{\lambda \cdot t} \cdot \Delta t}$$



В данной работе были рассчитаны выходы реакций для двух пиков энергий  $\gamma$ -квантов распада мышьяка в зависимости от расстояния между мишенью и детектором (5 и 10 см), а также распада меди на расстояниях от мишени до детектора равных 5 и 10 см.

Дополнительное измерение активности медного монитора проводилось для нормировки измеренного тока ускорителя и, следовательно, получения абсолютного выхода реакций. Теоретический выход нормировочной реакции связан с экспериментальным как:

$$Y_{\text{эксп(без нормировки)}} = K \cdot Y_{\text{теор}} = K \cdot M \cdot \int_{E_{\text{порог}}}^{E_e} \varphi(E_e, E_\gamma) \cdot \sigma(E_\gamma) dE_\gamma,$$

где  $Y_{\text{эксп(без нормировки)}}$  - выход, получающийся в эксперименте (ненормированный ток),  $K$  – коэффициент перенормировки тока ускорителя,  $M$  – поверхностная концентрация ядер мишени,  $\sigma(E_\gamma)$  - эффективное сечение фотоядерной реакции ( $\text{см}^2$ ),  $\varphi(E_e, E_\gamma) \cdot dE_\gamma$  - число  $\gamma$ -квантов в бине шириной  $dE_\gamma$  на 1 электрон ускорителя,  $E_e$  - кинетическая энергия электронов, падающих на радиатор,  $E_\gamma$  – энергия тормозных  $\gamma$ -квантов, испущенных из радиатора,  $E_{\text{порог}}$  – порог исследуемой фотоядерной реакции.

Поверхностная концентрация ядер мишени вычисляется по формуле:

$$M = \frac{\rho_{\text{пов}} \cdot N_a \cdot \eta}{A}$$

где  $\rho_{\text{пов}}$  - поверхностная плотность вещества мишени,  $N_a$  - постоянная Авогадро,  $\eta$  - процентное содержание исследуемого изотопа в естественной смеси,  $A$  – массовое число.

Коэффициент перенормировки тока ускорителя:

$$K = \frac{Y_{\text{эксп(без нормировки)}}^{Cu}}{Y_{\text{теор}}^{Cu}}$$

Абсолютный выход реакции рассчитывается по формуле:

$$Y_{\text{эксп}} = \frac{Y_{\text{эксп(без нормировки)}}}{K}$$

В таблице 1 представлены выходы реакции  $^{74}\text{Se}(\gamma, pn)^{72}\text{As}$  для двух наиболее интенсивных  $\gamma$ -переходов в различной геометрии измерения.

Таблица 1. Выходы реакции  $^{74}\text{Se}(\gamma, pn)^{72}\text{As}$  и активности  $^{72}\text{As}$

$^{72}\text{As}$ (5 см)				
$E_\gamma$ (кэВ)	$Y_{\text{норм}}$ , (1/е)	$dY_{\text{норм}}$ , (1/е)	А, Бк	А, Бк/(мкА*ч*г/см <sup>2</sup> )
629,95	5,13E+04	6,40E-10	1,35E+02	4,95E+00
834,01	5,06E+04	1,85E-10	1,33E+02	4,88E+00

## Заключение

В результате работы были расшифрованы пики в спектрах остаточной активности  $^{72}\text{As}$ , получены экспериментальные данные по выходам реакции  $^{74}\text{Se}(\gamma, pn)^{72}\text{As}$  для двух положений мишени относительно детектора в области энергий  $\gamma$ -квантов до 55 МэВ.

1. И.Н. Бекман. Радиохимия. Радиационная и ядерная медицина: физические и химические аспекты, 2012.
2. К.Д. Калантаров, С.Д. Калашников, В.А. Костылев, С.Г. Кутузов, А.Е. Марковский, Б.Я. Наркевич, В.В. Пономарев, Л.Д. Сошин. Аппаратура и методики радионуклидной диагностики в медицине, 2002.
3. С.С. Бельшев, К.А. Стопани, С.Ю. Трощев и др. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., №4, с. 42, 2011.
4. Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, А.А. Кузнецов, Д.Е. Ланской, В.Н. Орлин, Д.Е. Хан. Ядерная спектроскопия изотопов молибдена, 2015.

# ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЛОКАЛИЗОВАННОГО С ПОМОЩЬЮ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАТРИЦ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЖИВЫЕ СИСТЕМЫ

А. А. Шемухин<sup>1</sup>, Е. Н. Муратова<sup>2</sup>, С. В. Бурикова<sup>3</sup>, А. В. Кожемяко<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Научно-исследовательский институт имени Д. В. Скобельцына Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова;

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет имени В. И. Ульянова (Ленина) «ЛЭТИ»

<sup>3</sup> Физический факультет Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова

E-mail: shemuhin@gmail.com

В настоящее время все живые организмы на земле подвергаются радиационному воздействию, от излучения природного (которое избежать невозможно) или промышленного до облучения в целях медицинской диагностики (которое можно контролировать). Реакция живого организма на ионизирующие облучения зависит от дозы и времени облучения, а также от размеров поверхности тела, подвергающегося облучению, типа излучения и мощности дозы. Однако, в любом случае живые системы оказываются необратимое воздействие, в результате которого клетки мутируют, становятся неполноценными в функциональном отношении или гибнут. То же самое происходит и в тканях биологических объектов. Ослабление иммунитета провоцирует возникновение любых заболеваний, в том числе и раковых. В связи с этим актуальными являются исследования влияния ионизирующего излучения на живые системы с помощью локализованного воздействия высокоэнергетических зараженных пучков на колонии бактерий. Важной задачей при использовании пучков частиц является транспортировка их к объекту исследования.

Данная работа направлена на разработку методики формирования пучка с помощью конических диэлектрических каналов, которая позволит получить достаточно интенсивный микропучок ускоренных многозарядных ионов, воздействующий на биологические объекты.

Для достижения поставлено цели были выбраны мембран  $\text{por-Al}_2\text{O}_3$  в качестве диэлектрической фокусирующей матрицы, обеспечивающей транспортировку пучков ускоренных заряженных частиц через диэлектрические капилляры, что должно позволить локализовать высокоэнергетическое ионное воздействие. Особенность  $\text{por-Al}_2\text{O}_3$  заключается в том, что в процессе электрохимического анодирования алюминиевой фольги он проявляет способность к самоорганизации, образуя структуру с заданной геометрией при вариации технологических условий. Такие мембраны обладают меньшим разбросом диаметра пор по сравнению с трековыми и полимерными мембранами, высокой проницаемостью и степенью однородности каналов по размерам [1, 2]. Технология создания матричного слоя позволяет получать мембраны пористого оксида алюминия с высоким аспектным отношением (до

500) и заданным диаметром (20–200 нм) упорядоченной пористой структуры. Вариация размера пор (рис.1.) позволяет создавать селективные фильтры для отбора объектов различного среднего размера и решения задач различного класса.

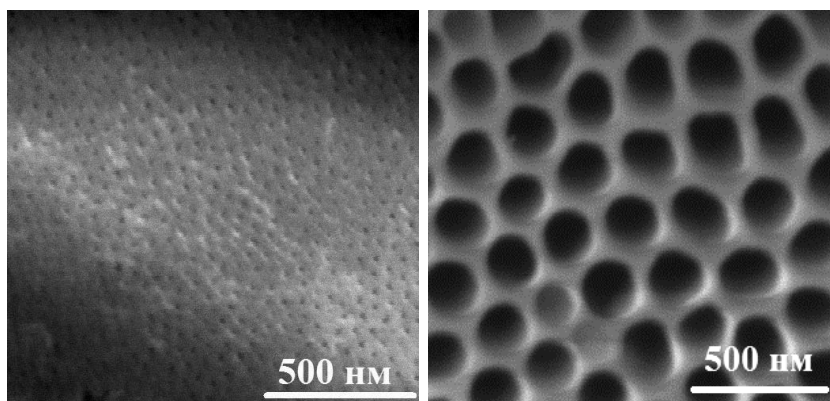


Рис. 1. РЭМ изображения мембран  $\text{por-Al}_2\text{O}_3$ , полученных в электролите на основе  $\text{H}_2\text{SO}_4$  при  $U=20$  В (а);  $\text{H}_3\text{PO}_4$  с добавлением 10% глицерина при  $U=125$  В (б)

Также важно отметить, что мембраны  $\text{por-Al}_2\text{O}_3$  нашли интересное применение в области прикладных задач физики заряженных частиц [3, 4]. В последнее время стало активно изучаться применение диэлектрических матриц из нанокapилляров для методики резерфордского обратного рассеяния (РОР). Используя диэлектрические каналы в методике РОР, можно управлять пучками ионов и фокусировать их. В силу таких особенностей, как технологичность, невысокие время и ресурсозатратность, возможность получать различные в широком диапазоне по геометрическим параметрам пористые слои, оксид алюминия находит все большую популярность в данной области исследований.

В связи с этим мембраны  $\text{por-Al}_2\text{O}_3$  представляют исключительный интерес в исследованиях по использованию в качестве диэлектрической фокусирующей матрицы [5], обеспечивающей транспортировку пучков ускоренных заряженных частиц через диэлектрические капилляры, что позволит проводить как высоколокальный анализ структуры и состава образцов [6] вне условий высокого вакуума, так и топологически упорядоченное нанолокализованное воздействие.

В ходе выполнения работы, изготовленные нанопористые мембраны исследовались в НИИЯФ МГУ на эффект прохождения ионного пучка гелия с энергией 1,5–2 МэВ. На рисунке 2 представлен спектр резерфордского обратного рассеяния для маски – шаблона с диаметром пор  $\approx 20$  нм. В качестве «регистрирующей» среды – мишени за мембраной располагался образец, содержащий более «тяжелый» элемент, в частности, гафний ( $\text{Hf}$ ).

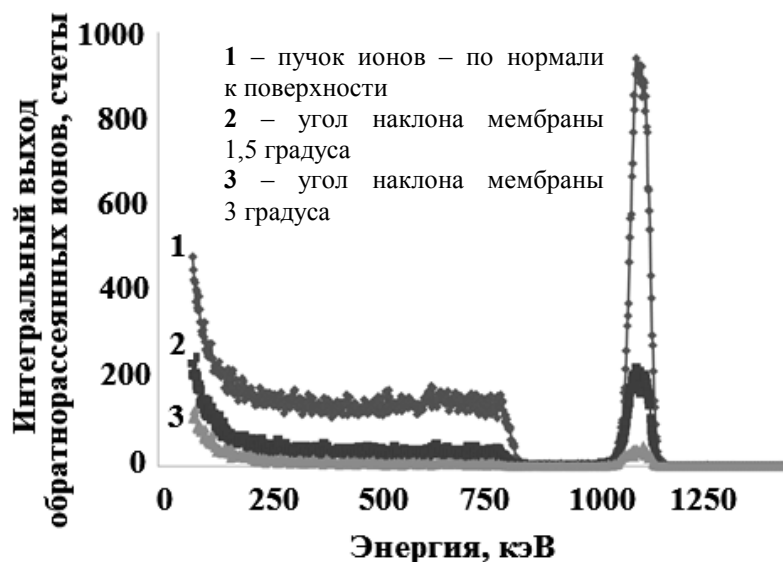


Рис. 2. Энергетический спектр обратнорассеянных ионов  $He^+$  с энергией 1.7 МэВ для угла рассеяния  $120^\circ$

Даже незначительное отклонение мембраны от нормали (1,5...3 градуса) по отношению к направлению распространения ионного пучка приводит к уменьшению выхода обратнорассеянных ионов с  $HfO_2$  мишени и, следовательно, к уменьшению фиксируемого тока. Таким образом, созданные и исследованные мембраны – шаблоны обеспечивают выполнение функций каналирования высокоэнергетического потока ионов. Установлено, что коэффициент прохождения ускоренных ионов через мембрану, может превышать 60%. Это позволяет реализовать пространственную локализацию ионного воздействия на подложку с наноразмерным разрешением.

Мембраны пористого анодного оксида алюминия подвергались исследованию на проницаемость жидкой среды. Для этих целей использовался раствор на основе флюоресцеина. Данный раствор был выбран с целью первичного визуального изучения свойств мембран, без применения дополнительных методов диагностики.

Расчет капиллярного течения проводился по закон Пуазёйля. В результате было определено, что для мембран с малым диаметром пор ( $\approx 20$  нм), полученных в электролите на основе серной кислоты, и с большим ( $\approx 200$  нм), полученных в электролите на основе ортофосфорной кислоты, расход жидкости через мембрану составляет  $Q_1 = 0,0023$  и  $Q_2 = 0,03$  мм<sup>3</sup>/сек, соответственно. Из проведенных расчетов было установлено, что скорость протекания жидкость через мембрану довольно большая. Это позволяет визуально в реальном времени наблюдать и оценивать проницаемость мембраны.

Далее проводились исследования по росту колоний различных бактерий на данных матрицах-мембранах, которые выступали в качестве ростового модуля (рис. 3). Медико-биологические исследования созданных ростовых платформ [1], которые выполняли функцию субстрата для осуществления подачи питательной среды, подтвердили эффективность их использования при проведении экспресс-анализа колоний патогенных бактерий, резко сокращая временной интервал для роста.

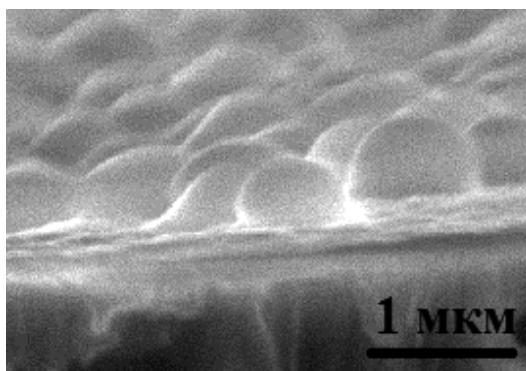


Рис. 3. Фотография колоний бактерий стафилококка (*s. aureus*) в зоне микропоры

Таким образом, можно сказать, что проведение комплексных исследований, направленных на оценку выживаемости и мутации бактериальных культур в условиях их облучения ионами водорода и гелия является, является важной и решаемой задачей. Предлагаемая методика по использованию сфокусированных ионных пучков высоких энергий позволит локально воздействовать на исследуемые биологические микрообъекты, а мембраны являются хорошей платформой для их жизни и роста. Возможность выбора типа ионов, а, следовательно, и типа излучения, с контролируемыми величинами и мощностями дозы излучения будет способствовать эффективному проведению исследования в режиме *in-vitro* и получению достоверного результата.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 31 16-38-60110 мол\_a\_дк и частично 15-07-99656 А..

1. Е.Н. Муратова. Искусственно и естественно упорядоченные микро- и наноразмерные капиллярные мембраны на основе анодного оксида алюминия: дис. ... канд. техн. наук / СПбГЭТУ «ЛЭТИ». СПб, 2014.
2. Е.Н.Муратова, Ю.М. Спивак, В.А. Мошников, Д.В. Петров, А.А. Шемухин, В.В. Шиманова. Влияние технологических параметров получения слоев нанопористого  $Al_2O_3$  на их структурные характеристики / Физика и химия стекла, 2013, Т.39, С. 473-480.
3. В.В.Лучинин, Е.Н.Муратова, А.А.Шемухин. Матрицы из пористого оксида алюминия как капиллярные матрицы-шаблоны для локализации воздействия ионов высоких энергий / Нано и микросистемная техника, 2013 №12. С. 39-41.
4. А.А.Шемухин, Е.Н.Муратова. Исследование прохождения пучков 1.7 MeV  $He^+$  через мембраны пористого оксида алюминия / ПЖТФ, 2014, том 40, выпуск 5, с. 67-74.
5. А.А.Шемухин, Е.Н.Муратова, В.А.Мошников, В.В.Лучинин, В.С.Черныш. Исследование мембран пористого оксида алюминия с помощью методики резерфордского обратного рассеяния / Вакуумная техника и технология. 2014. Т. 24. № 1. С. 43-47.
6. А.А.Шемухин, Ю.В.Балакшин, П.Н.Черных и др. Спектроскопия рассеяния ионов средних энергий: изучение аморфизации германия под действием ионного облучения / Поверхность Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2013. №4. С. 25-28.

# ОБРАЗОВАТЕЛЬНАЯ ПРОГРАММА ПРОФЕССИОНАЛЬНОЙ ПЕРЕПОДГОТОВКИ КАДРОВ ДЛЯ ОТДЕЛЕНИЙ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ, РАЗРАБОТАННАЯ НА ФИЗИЧЕСКОМ ФАКУЛЬТЕТЕ МГУ ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА

А.П. Черняев<sup>1</sup>, П.Ю. Борщеговская<sup>1</sup>, А.В. Белоусов<sup>1</sup>,  
У.А. Близнюк<sup>1</sup>, С.М. Варзарь<sup>1</sup>, Г.А. Крусанов<sup>2</sup>, Е.Н. Лыкова<sup>2</sup>,  
М.В. Желтоножская<sup>2</sup>, Н.В. Коропченко<sup>2</sup>, С.У. Нисимов<sup>3</sup>, П.А. Истратов<sup>4</sup>

<sup>1</sup>*Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, кафедра физики ускорителей и радиационной медицины, г. Москва*

<sup>2</sup>*НИИЯФ МГУ имени Д.В. Скобельцына, лаборатория пучковых технологий и медицинской физики, г. Москва.*

<sup>3</sup>*Фонд образовательных программ РОСНАНО*

<sup>4</sup>*Роспотребнадзор г. Москвы*

## Введение

Многие столетия усилия врачей были направлены на улучшение распознавания заболеваний человека. Заглянуть внутрь человека не повреждая организм, казалось совсем нереальной задачей. Все, что удавалось узнать об организме человека, было результатом патологической анатомии.

Потребность увидеть не оболочку, а структуру живого человека, действие его органов в динамике всегда было и остается одной из наиболее насущных задач как практической и так и исследовательской медицины. И только в конце XIX века физики получили столь необходимые медикам проникающие через организм рентгеновские лучи.

Исследование строения вещества привело к открытию проникающих излучений. Ю. Плюккером в 1859 г. были открыты катодные лучи, а В. Рентген в 1895 г. обнаружил, что при попадании их на анод возникают X-лучи или рентгеновское излучение<sup>1</sup>. В 1896 г. А. Беккерелем открыта радиоактивность некоторых видов вещества.

С этого времени, особенно после открытия В. Рентгеном возможности получать снимки костной ткани животных и человека, началось использование ионизирующих излучений.

Сегодня медицина имеет в своем распоряжении достаточно большой арсенал физических технологий и оборудования для диагностики, профилактики и терапии заболеваний: широкий спектр ионизирующих излучений (рентгеновское, гамма-излучение, электроны, протоны, тяжелые ионы, нейтроны и т.д.); различная ускорительная техника, гамма-терапевтические аппараты, оборудование для радиохирургии, нейтронные генераторы, открытые и закрытые радионуклидные источники и т.д.; различные средства медицинской визуализации (ультразвуковое исследование,

---

<sup>1</sup> Рентгеновским излучением считается электромагнитное излучение с энергией от 30 эВ до 250 кэВ

рентгенография, рентгеновская компьютерная томография, магнитно-резонансная томография, однофотонная эмиссионная компьютерная томография, позитронная эмиссионная томография и др.); источники оптического излучения (например, лазеры), ультразвук, магнитные поля.

### Радиационные технологии в России

Источники ионизирующих излучений приобрели широкое распространение в различных отраслях. Всего в нашей стране используется около 147177 источников ионизирующих излучений.

Большая часть источников ионизирующих излучений составляют закрытые радионуклидные источники (около 60611 тысяч единиц). Рентгеновские аппараты используются в довольно широком спектре отраслей, в том числе и в криминалистике. В народном хозяйстве России в настоящее время используется примерно 58662 тысяч рентгеновских аппаратов. Только медицинских рентгеновских аппаратов в нашей стране около 47676 тысяч единиц. В среднем по стране один рентгеновский медицинский аппарат приходится на 3200 жителей, а в Москве и Санкт-Петербурге – на 2000 жителей. В промышленности рентгеновские приборы используются: в дефектоскопии - 8294 тысяч, в досмотровых комплексах - 3632. Радиоизотопных приборов, используемых в большей степени в промышленности - более 14618 тысяч. Ускорителей заряженных частиц в нашей стране 473, а ядерных реакторов – 138

В современной медицине используется почти треть всех действующих в мире ускорителей для лечения онкологических заболеваний и диагностики. Всего медицинские ускорители используются в 117 странах мира. Россия занимает 13 место по количеству медицинских ускорителей (таблица 1), всего же в 13 ведущих странах мира работает около 9000 медицинских ускорителей (таблица 1).

Таблица 1. Медицинские ускорители в ведущих странах мира.

Страна	Население на один ускоритель, тыс. жителей	Население страны, млн.чел.	Количество, шт.
США	95	325.9	~3425
Китай	1216	1371.0	~1127
Япония	145	126.7	~872
Германия	157	82.2	~522
Франция	144	70.0	~485
Италия	161	60.6	~376
Великобритания	189	65.4	~346
Бразилия	709	205.7	~290
Канада	128	35.4	~276



Испания	208	46.4	~223
Индия	5646	1310.0	~232
Турция	339	79.8	~235
<b>РОССИЯ</b>	<b>676</b>	<b>146.8</b>	<b>~217</b>
<b>ВСЕГО</b>			<b>~8626</b>

У нас в стране сейчас используется ~217 ускорителей [8]. Их стало больше чем источников  $\gamma$ -излучения  $Co^{60}$  - 173. Установок для брахитерапии у нас – 183, рентгенотерапевтических аппаратов -514, систем дозиметрического планирования 343.

В России работает более 400 установок для дистанционной лучевой терапии: 217 ускорителей электронов, 3 центра протонной и ионной терапии (еще 2 в настоящий момент находятся в процессе строительства), 9 стереотаксических установок кибер-нож; 173 источников  $\gamma$ -излучения  $Co^{60}$  и 5 гамма – ножей. Только в Москве в 19 медицинских учреждениях действует около 38 ускорителей, в том числе 4 стереотаксические установки кибер – нож.

Однако, чтобы достигнуть средневропейской оснащенности клиник медицинскими ускорителями их число необходимо увеличить, как минимум в 6 раз.

Еще одна проблема, возникающая в клинике в данном направлении, связана с отсутствием специалистов, которые могут работать на поставляемом оборудовании. В первую очередь речь идет о медицинских физиках, которые отвечают за обеспечение требований точности при подведении требуемой дозы ионизирующего излучения к опухоли с минимальным поражением соседних здоровых тканей, за гарантию качества и безопасность лучевого лечения.

Так, для эффективной работы по лучевому лечению пациентов необходимо слаженное взаимодействие врача и медицинского физика. Основные задачи в системе реализации лучевой терапии, за которые ответственны медицинские физики:

- измерения, связанные с оценкой дозы, подводимой к опухоли,
- уменьшение дозы общего облучения пациента без ущерба для диагностического процесса,
- тестирование оборудования для гарантии качества диагностического изображения или точности лечения,
- контроль радиационной защиты установок,
- дозиметрическое планирование облучения пациента,

Для успешной работы такого специалиста необходимы очень специфическая, широкая и глубокая подготовка.

## Организация подготовки кадров в МГУ

В настоящее время в нашей стране выпускают очень небольшое количество специалистов, работающих в радиационных технологиях в различных сферах экономики страны (в промышленности, сельском хозяйстве и медицине).

Так медицинских физиков в России всего около 300 штатных сотрудников, работающих в 140 отделениях лучевой терапии онкологических клиник России, а инженерно-технического персонала, обслуживающего медицинскую технику, практически не выпускают в российских вузах. По количеству медицинских физиков Россия, существенно отстает от ведущих стран Европы и Америки. У нас их в 10 раз меньше, чем должно быть по европейским показателям, и в 28 раз меньше, чем в США. Стране необходимо ~2000 квалифицированных медицинских физиков и ~1000 инженерно-технического персонала.

Проблемой является не только отсутствие соответствующих штатных единиц, но и квалификация специалистов, которые могут их занимать.

В России медицинских физиков готовят всего 3 вуза: физический факультет Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова, НИЯУ МИФИ, где целевые учебные программы развиваются с 1990-х годов, а также Томский политехнический университет.

Подготовка инженеров по эксплуатации ускорителей, работающих в радиационных технологиях (в том числе и медицинских) в России не осуществляется. Наиболее близкие магистерские программы действуют в МГТУ имени Н.Э. Баумана, где выпускают инженеров по эксплуатации медицинской техники.

Необходимо отметить, что образование медицинского физика складывается из трех составляющих:

1. базовые знания по физике, математике и другими естественнонаучным и гуманитарным дисциплинам;
2. теоретические знания в области медицинской, биологической и молекулярной физики,
3. научно-исследовательские и практические занятия в лабораториях или лечебных учреждениях.

Курсы повышения квалификации для медицинских физиков и инженеров медицинских ускорителей проводятся на базе МГУ имени М.В.Ломоносова, а также в ассоциации медицинских физиков России (АМФР), ФГБОУ ДПО Российской Медицинской Академией Профессионального Образования Минздрава РФ (РМАПО) и ФГБУ ГНЦ ФМБЦ имени А. И. Бурназяна ФМБА России.

Следует отметить, что в МГУ имени М.В.Ломоносова проводятся не только курсы повышения квалификации, но и курсы профессиональной переподготовки физиков и инженеров для лучевой терапии, которые организуются совместно с различными лечебными учреждениями, например, МНИОИ им. П.А.Герцена, а также при поддержке таких компаний «МСМ-Медимпэкс» и «EЛЕКТА».

Основной целью образовательной программы профессиональной переподготовки в области разработки, эксплуатации и применения высокотехнологичных систем для лучевой терапии является повышение качества профессиональной подготовки специалистов, которые обеспечивают в медицине физико-математическое или техническое сопровождение методов ядерной медицины, лучевой диагностики и терапии. Программа позволяет систематизировать теоретические знания студентов и совершенствовать базовые практические навыки, необходимые для работы на высокотехнологичном медицинском оборудовании.

В программу входят не только теоретические занятия, но и практические занятия по клинической дозиметрии, гарантии качества и дозиметрическому планированию лучевой терапии в клинических отделениях и лабораториях МНИОИ имени П.А. Герцена, которые направлены на освоение навыков практической работы на действующем высокотехнологичном медицинском оборудовании.

По окончании программы слушателю выдается диплом о профессиональной переподготовке по следующим направлениям:

физика дистанционной лучевой терапии (на пучках фотонов и электронов);

физика контактной лучевой;

физика протонной лучевой;

Данные дипломы удостоверяют право на ведение профессиональной деятельности в сфере «медицинской физики».

В Московском университете разрабатывается и внедряется по целевым запросам программа подготовки и переподготовки специалистов для радиационных центров, создаваемых в промышленности и сельском хозяйстве.

### **Заключение**

Темпы использования радиационных технологий в различных отраслях мирового хозяйства ежегодно возрастают не менее чем на 10 -15%. Они эффективно проникают в новые направления и технологии.

Последнее десятилетие наша страна восстанавливает утраченные в 80-е – 90-е годы позиции. За это время в нашей стране более чем в 2 раза возросло число используемых высокотехнологичных радиационных установок. Однако подготовка кадров для этого важного направления в народном хозяйстве нашей страны существенно отстает. К тому же подготовленные специалисты ядерщики, зачастую не в полной мере знакомы с современной радиационной техникой и радиационными технологиями. Поэтому одной из важнейших задач профессионального образования на сегодняшний день является расширение качественного и количественного уровня подготовки специалистов по радиационным технологиям.

Кадрами для развития радиационных технологий обеспечены лишь некоторые регионы России: Москва, Томская и Новосибирская области. Для их успешного развития по всей России необходимо начинать подготовку таких специалистов во многих университетах в России.

1. Карпунин В. О., Рязанцев О. Б., Хорошков В. С. Лучевая диагностика и терапия : развитие оборудования и технологий в мире и России // Международная конференция. IT + M&E, Новые информационные технологии в медицине, биологии, фармакологии и экологии, Общество с ограниченной ответственностью "Институт новых информационных технологий", Москва, 2015 С. 167 - 179.
2. Клёнов Г. И., Козлов Ю. Ф., Хорошков В. С. Шестьдесят лет протонной лучевой терапии : результаты, проблемы и тенденции // Медицинская физика. № 1 (65) 2015. С. 86 – 90.
3. Chernyaev A. P., Kolyvanovaa M. A., Borshchegovskaya P. Yu. Radiation technology in medicine. Part 1. Medicine accelerators // Moscow University Physics Bulletin, 2015. Vol. 70 (6). P. 457 - 465.
4. Белоусов А. В., Ближнюк У. А., Варзарь С. М., Загоруйко М. В., Осипов А. С., Черняев А. П. Ускорители в медицине // Медицинская физика, 2014. № 1 (61), С. 113 – 120.
5. Черняев А.П., Белоусов А.В., Ближнюк У.А., Борщegovская П.Ю., Варзарь С.М., Розанов В.В., Крусанов Г.А. Опыт разработки программы профессиональной переподготовки кадров для отделений лучевой терапии в МГУ имени М.В. Ломоносова // Радиобиологические основы лучевой терапии: материалы международной конференции, 2017, С. 192-193
6. Рекомендуемые штатные нормативы в соответствии с порядками оказания медицинской помощи больным, МОСКВА, 2010, С.54
7. Результаты радиационно-гигиенической паспортизации в субъектах Российской Федерации за 2012 год (радиационно-гигиенический паспорт Российской Федерации).-2-е изд., испр.-М.: Федеральный центр гигиены и эпидемиологии Роспотребнадзора, 2013.-130с.
8. Результаты радиационно-гигиенической паспортизации в субъектах Российской Федерации за 2015 год: Радиационно-гигиенический паспорт Российской Федерации.—М.: Федеральная служба по надзору в сфере защиты прав потребителей и благополучия человека, 2016

# ИЗМЕНЕНИЯ СТРУКТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ СТЕКЛА К-208 ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ЭЛЕКТРОНАМИ СРЕДНИХ ЭНЕРГИЙ

А.С. Савина

*Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана (национальный исследовательский университет)»*

E-mail: savina\_bmstu@inbox.ru

При разработке современных космических аппаратов (КА) предъявляются повышенные требования к надёжности и качеству материалов космического назначения, в частности, при их исследовании на стойкость к воздействию факторов космического пространства. К ухудшению характеристик солнечных батарей, в том числе это относится к увеличению оптической плотности защитных стекол солнечных батарей, в частности, стекла К-208, приводит воздействие потоков заряженных частиц космического пространства [1, 2] и загрязнение продуктами собственной внешней атмосферы [3, 4]. Совместное воздействие этих двух факторов усиливает эффекты [5, 6], приводящие к деградации защитных стекол. Кроме того, в работе [7] показано, что интенсивность электростатических разрядов (ЭСР) на поверхностях защитных покрытий солнечных батарей КА зависит от давления газов в прилегающих к ним областях.

Взаимодействие электронов средних энергий с защитными стеклами приводит к накоплению объёмного заряда и, как следствие, к радиационно-стимулированным разрядам, которые сопровождаются изменениями структуры поверхности стекол за счет образования и роста микровыступов и разрядных каналов [8-11].

Облучение образцов стекла К-208, стандартных размеров  $40 \times 40 \times 0.17$  мм, прикрепленных к охлаждаемому заземленному металлическому столику моделирующей установки УВ- $\frac{1}{2}$  (ОАО «Композит») проводилось при давлении в вакуумной камере  $p_v = 10^{-4}$  Па. Начальная энергия электронов ( $E_0$ ) лежала в диапазоне  $10 \div 40$  кэВ, а плотность их потока варьировалась в диапазоне  $\varphi = 3 \times 10^{10} \div 2.5 \times 10^{11}$  см $^{-2}$ с $^{-1}$ . Ток электронного пучка контролировался 25 цилиндрами Фарадея на расстоянии 2 см от столика с образцом. Перед облучением поверхности образцов очищались дистиллированной водой в ультразвуковой ванне. Далее образцы сушили в вакуумной печи при температуре 100 °С.

До и после облучения поверхности образцов исследовались с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) Solver P47 – Multi – Technique SPM. Для изучения топологии поверхности образцов использовалась полуконтактная атомно-силовая мода, которая при высокой точности измерений не разрушает поверхность.

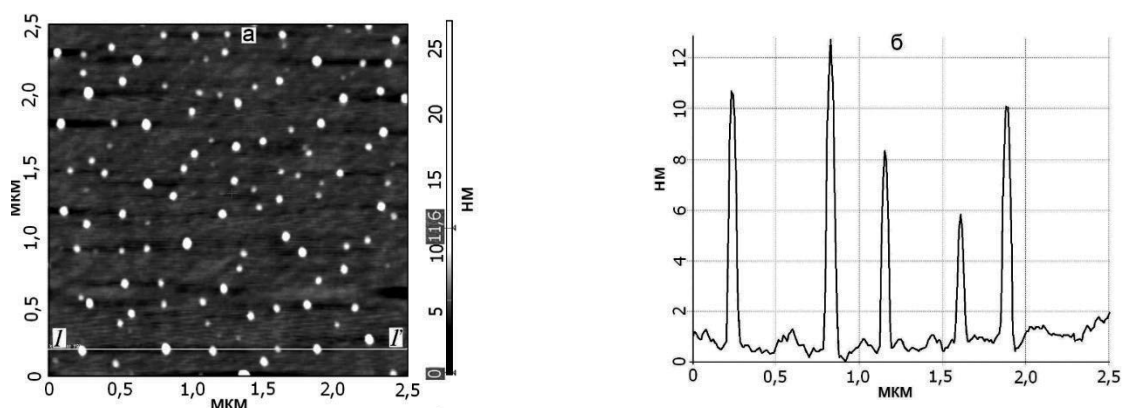


Рис.1 – АСМ – изображения облученного образца ( $E=10$  кэВ;  $\varphi = 2,8 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ ;  $\Phi = 5,4 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ) а - кадр  $2,5 \times 2,5$  мкм ; б – сечение кадра а вдоль линии «1-1'»

Облучение первой партии образцов проводилось электронами с  $E_0 = 10$  кэВ при значениях плотности потока  $\varphi$  от  $2,0 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  до  $5,8 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  флюенсами  $\Phi$  от  $5 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$  до  $10^{15} \text{ см}^{-2}$ . На рис. 1 представлены АСМ-изображения, характеризующие структуру поверхности облученного образца. Из сечения фрагмента поверхности стекла вдоль линии 1-1' (рис. 1б) видно, что высота основной части появившихся при ЭСР микровыступов не превышает 10 нм. Можно полагать, что их появление и рост обусловлены разрядами первого типа – микровыступ - ионизованная остаточная атмосфера вакуумной камеры, сопровождающимся выбросом в окружающее пространство плазмы с избыточным электронным зарядом.

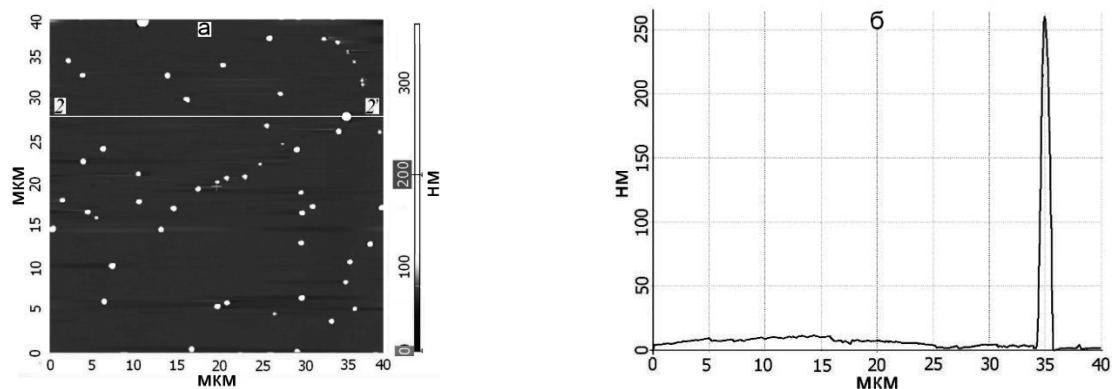


Рис. 2 – АСМ – изображения облученного образца ( $E=20$  кэВ;  $\varphi = 4,3 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ ;  $\Phi = 7,8 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ): а - кадр  $40 \times 40$  мкм; б – сечение кадра а вдоль линии «2-2'»

Вторая партия образцов облучалась электронами с  $E_0 = 20$  кэВ. Значения плотностей потоков электронов и флюенсов принадлежали тому же диапазону, что и при облучении первой партии образцов. На рис. 2 видно, что концентрация образовавшихся микровыступов на поверхности стекла многократно снизилась, однако их высота возросла на порядок. Это можно объяснить тем, что толщина слоя накопленного заряда для электронов с энергиями 10 и 20 кэВ составляет около 1,45 мкм и 4,83 мкм. Во втором случае в слое диэлектрика аккумулируется больше заряда и энергии электрического поля, и в ЭСР через микровыступ вовлекается больший объем заряженного стекла.

При тех же значениях плотностей потоков и флюенсов воздействовали на третью партию образцов, но с энергией электронов 40 кэВ. Результаты, представленные на рис. 3, подтверждают выше изложенную интерпретацию экспериментальных данных, полученных при воздействии на образцы электронов с энергиями 10 и 20 кэВ. Максимальная высота микровыступа на поверхности стекла составляет 430 нм.

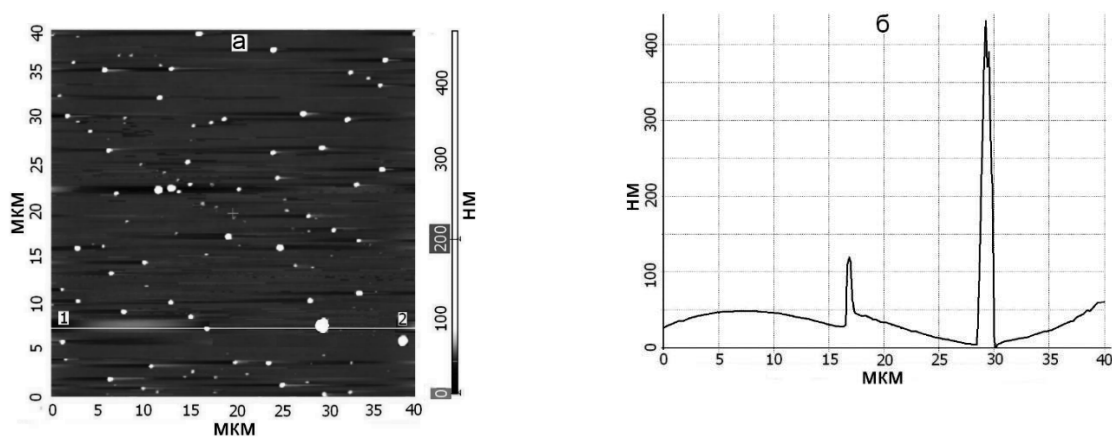


Рис. 3 – АСМ – изображения облученного образца ( $E=40$  кэВ;  $\varphi = 4.5 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ ;  $\Phi = 9.0 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ): а - кадр  $40 \times 40$  мкм; б – сечение кадра а вдоль линии 1-2

Многократно повторяющиеся с микровыступа разряды, наблюдаемые в экспериментах, сопровождаются увеличением его размеров и обусловлены тем, что микровыступ и некоторая область в его окрестности, в которой развивался предыдущий разряд, обладают большей проводимостью по сравнению со стеклом вне этой области. Еще одна причина повторения разрядов связана с геометрическим усилением электрического поля, т.к. микровыступ возвышается над окружением. В промежутках времени между разрядами с ростом напряженности поля у облучаемой поверхности увеличивается плотность положительных ионов, особенно в окрестностях микровыступов, в которых напряженность поля имеет локальные максимумы.

С увеличением плотности потока электронов начинают проявляться и разряды второго типа, развивающиеся вдоль облучаемой поверхности стекла и образующие на ней разрядные каналы. В качестве иллюстрации на рис. 4 представлено АСМ – изображение фрагмента ( $5 \times 5$  мкм) образца облученного электронами с  $E_0 = 20$  кэВ;  $\varphi = 1.03 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ ;  $\Phi = 1.1 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$  и его сечение вдоль линии «1-2» (рис. 4б). Из этого рисунка видно, что глубина разрядных каналов достигает 3,5 нм.

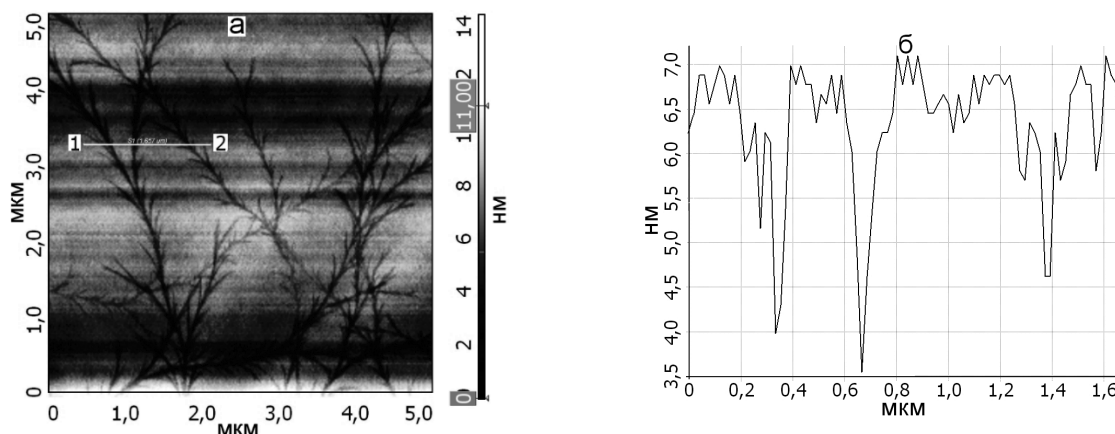


Рис. 4 – АСМ – изображения облученного образца ( $E = 20$  кэВ;  $\varphi = 1.03 \times 10^{11}$   $\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$ ;  $\Phi = 1.1 \times 10^{15}$   $\text{см}^{-2}$ ): а – кадр  $5 \times 5$  мкм; б – сечение кадра а вдоль линии 1-2

С ростом плотности потока электронов до  $\varphi \geq 2 \times 10^{11}$   $\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$  (см. рис. 5) глубина некоторых разрядных каналов на поверхности стекла может достигать значений более 6 нм, что объясняется многократными повторениями разрядов, по определенным каналам.

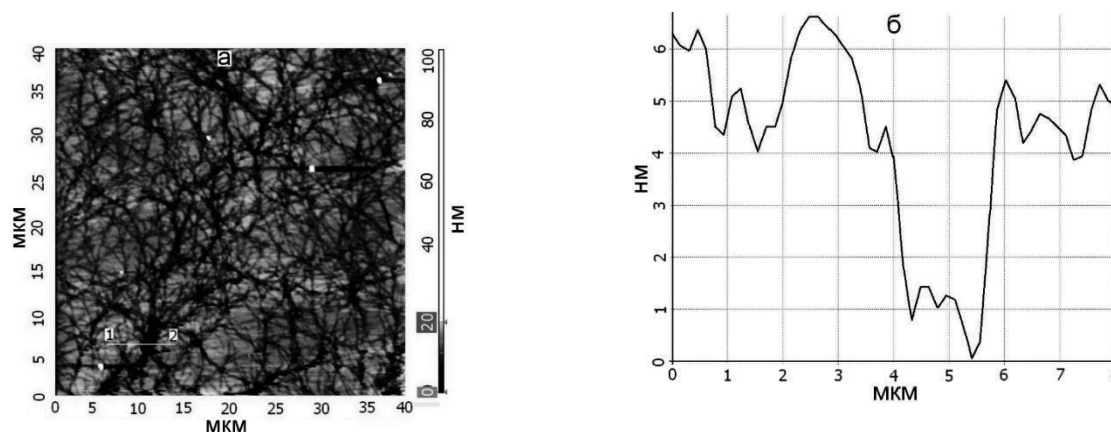


Рис. 5 – АСМ – изображения облученного образца ( $E = 20$  кэВ;  $\varphi = 2.3 \times 10^{11}$   $\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$ ;  $\Phi = 4.1 \times 10^{15}$   $\text{см}^{-2}$ ): а – кадр  $40 \times 40$  мкм; б – сечение кадра а вдоль линии 1-2

Необходимо отметить, что развитие разрядов второго типа при облучении электронами с энергией 40 кэВ начинается при плотностях потока больших, чем при облучении электронами с энергией 20 кэВ. Такое отличие связано с тем, плотность ионизации как в стекле, так и в газах в прилегающей к облучаемой поверхности с ростом энергии электронов снижается.

Из анализа экспериментальных результатов следует, что при электронном облучении стекла К-208 происходят два типа разрядов: первый – «разряд микровыступ на поверхности стекла - окружающая ионизованная атмосфера» приводил к увеличению числа и размеров микровыступов; второй – разряд развивался по поверхности стекла с образованием на ней разрядных каналов. Оба разряда сопровождаются выбросом в окружающее пространство плазмы и изменениями структуры поверхности стекла.



Установлено, что высота микровыступов, образующихся при разрядах первого типа, зависит от энергии электрона, а количество разрядных каналов на единице поверхности стекла при разрядах второго типа зависит от плотности потока облучения. При этом глубина разрядных каналов определяется флюенсом (дозой) облучения, т.е. числом повторяющихся разрядов, развивающихся по определенному пути.

1. Модель космоса. Под ред. Новикова Л.С. Выпуск 8. В 2-х томах // Москва: Изд. МГУ, 2007.
2. С.М. Бреховских, Ю.Н. Викторова, Л.М. Ланда. Радиационные эффекты в стеклах. М: Энергоиздат, 1982. 182 с.
3. R.H. Khassanchine, A.V. Grigorevskiy, and A.N. Galygin. "Simulation of Outgassing Processes in Spacecraft Coatings Induced by Thermal Vacuum Influence", Journal of Spacecraft and Rockets, Vol.41, No. 3 (2004), pp. 384-388. doi: 10.2514/1.10933.
4. M.C. Fong, A.L. Lee, and P.T. Ma, "External Contamination Environment of Space Station Customer Servicing Facility", Lockheed Missiles Space Company, Inc. Sunnyvale, CAAAIA 22nd Thermophysics Conference June 8-10, 1987/Honolulu, Hawaii, AAIA-87-1623.
5. Р.Х. Хасаншин, Л.С. Новиков. Изменения спектра пропускания стекла марки К-208 под действием ионизирующих излучений и молекулярных потоков // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2014, №7, С. 83-87.
6. Р.Х. Хасаншин, А.Б. Надирадзе. Изменение оптических свойств функциональных поверхностей космических аппаратов при совместном воздействии электронов и ультрафиолета // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2013, №3, с. 73-78.
7. Р.Х. Хасаншин, Л.С. Новиков, С.Б. Коровин. 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.
8. T. Gavenda, O. Gedeon, K. Jurek Volume changes in glass induced by an electron beam/ Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 322 (2014) p.7-22.
9. Р.Х. Хасаншин, Л.С. Новиков, С.Б. Коровин. Исследования электростатических разрядов при облучении стекла К-208 электронами // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2015, №1, С. 88-93
10. O. Gedeon, S. Charvátová, J. Macháček: Structural Changes in Alkali Depleted Alkali-Silicate Glass- MD Study, Advanced Materials Research 2008, 65-68 (2008).
11. С.Г. Боев, В.Я. Ушаков. Радиационное накопление заряда в твердых диэлектриках и методы его диагностики. М. Энергоатомиздат. 1991. 240 с.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЕВОЙ ДИФФУЗИИ ИОНОВ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ В ЗАЩИТНЫХ СТЕКЛАХ СОЛНЕЧНЫХ БАТАРЕЙ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ ПРИ ПРОТОННОМ ОБЛУЧЕНИИ

Д.А. Применко

*Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана*

E-mail: [d.prmenko@yandex.ru](mailto:d.prmenko@yandex.ru)

## Введение

При воздействии на диэлектрик заряженных частиц, максимальная длина пробега которых не превышает размеры облучаемого образца, в нем образуется локальная область с высокой плотностью заряда. При достижении напряженностью поля накопленного заряда критического значения, связанного с существованием пороговой напряженности для образования в материале проводящих каналов, в нем могут развиваться электростатические разряды (ЭСР). Изучение ЭСР при облучении диэлектриков остается актуальным как с научной точки зрения, так и для решения прикладных задач.

В работах [1 – 5] показано, что при облучении стекла частицами с энергиями 10 – 100 кэВ важную роль в возникновении разрядов играют микровыступы, образующиеся на поверхности в процессе облучения. Изучение процесса образования этих микровыступов важно для правильного описания разрядов.

Предполагается, что рост микровыступов связан с перестроением структуры, происходящим под действием ионизирующего излучения. Так, дрейф ионов натрия приводит к разрыву связей с последующим восстановлением. В результате стекло локально приобретает кристаллическую структуру, в которой возможно скольжение дислокаций. Также разрыв связей вызывает выделение атомарного кислорода, который «выпучивает» поверхность стекла.

В связи с выше сказанным, количественное описание диффузии ионов натрия в стекле необходимо для изучения процесса роста микровыступов на поверхности диэлектрика.

В данной работе проведено численное моделирование диффузии ионов  $Na^+$  под действием поля заряда, накопленного при протонном облучении образца.

## 1. Постановка задачи

В данной работе проводится расчет диффузии ионов  $Na^+$  в стекле К-208 под действием заряда, накопленного при протонном облучении. Принято модельное распределение этого заряда, показанное на рис. 1.

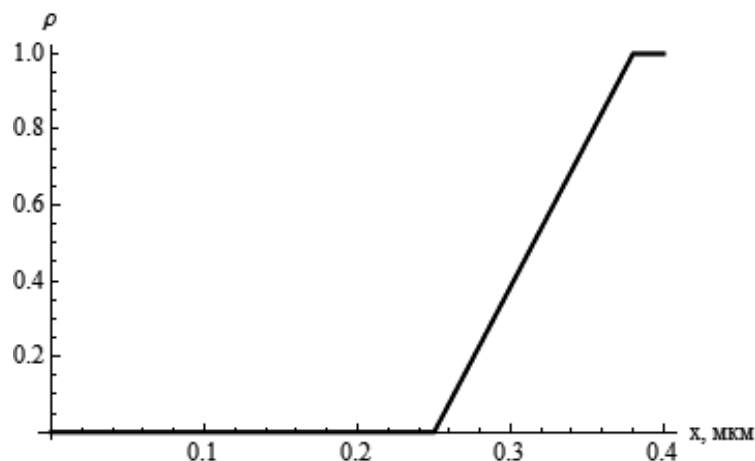


Рис. 1. Модельное распределение инжектированного заряда.

Объемная плотность инжектированного заряда вблизи границы стекла равна нулю, далее она линейно нарастает до максимального значения и затем резко падает до нуля. Соответственно, глубже значения  $x = x_{max}$  протоны не проникают. Считается, что электрическое поле в стекле создается исключительно этим накопленным зарядом, то есть собственное поле ионов натрия не учитывается.

Диффузия ионов  $Na^+$  исследуется в слое локализации инжектированного заряда. Граница, отделяющая этот слой от остального стекла, принята непроницаемой. На границе стекла и остаточной атмосферы происходит десорбция ионов в соответствии с законом Ньютона-Рихмана:

$$j = \kappa u,$$

где  $j$  — плотность тока,  $u$  — объемная плотность заряда на поверхности стекла,  $\kappa$  — коэффициент десорбции. В начальный момент времени ионы распределены равномерно по толщине стекла.

Диффузия заряженных частиц во внешнем электрическом поле описывается уравнением Нернста-Планка, которое в случае постоянного поля имеет вид:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = D \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \mu E(x, t) u(x, t),$$

где  $u(x, t)$  — концентрация ионов  $Na^+$ ,  $E(x, t)$  — напряженность внешнего поля,  $\mu$  — подвижность ионов,  $D$  — коэффициент диффузии. Распределение инжектированного заряда считается постоянным во времени, следовательно,  $E(x, t) = E(x)$ .

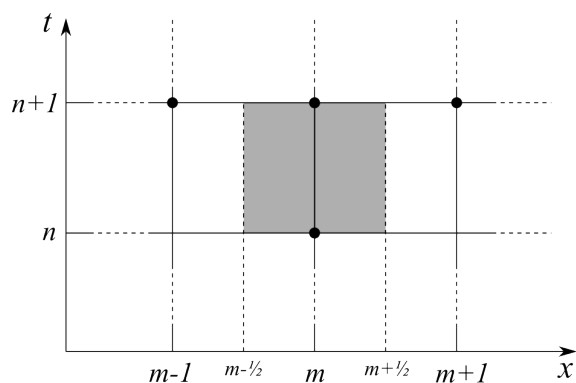


Рис. 2. Шаблон конечно-разностной схемы.

Для расчетов используется чисто неявная схема, шаблон которой показан на рисунке (2):

$$a_m u_{m-1}^{n+1} + b_m u_m^{n+1} + c_m u_{m+1}^{n+1} = u_m,$$

где

$$a_m = -\frac{D\tau}{h^2} - \frac{\mu\tau}{2h} E_{m-1/2}, \quad b_m = 1 + \frac{2D\tau}{h^2} + \frac{\mu\tau}{2h} (E_{m+1/2} - E_{m-1/2}),$$

$$c_m = -\frac{D\tau}{h^2} + \frac{\mu\tau}{2h} E_{m+1/2}$$

Параметры системы:

Начальная концентрация ионов натрия $u_0$		1
Параметры распределения инжектированного заряда	$\rho_{max}$	0.001
	$l$	0.4 мкм
Коэффициент диффузии $D$		0.1
Коэффициент десорбции $k$		1

Параметры схемы

Шаг по времени $\tau$		0.002 с
Количество временных слоев $N$		1000
Шаг по пространству $h$		0.02 мкм
Количество отрезков разбиения по пространству $M$		200

Результаты расчета диффузии ионов натрия приведены на рис. 3. Точечной линией показано распределение инжектированного заряда, пунктирной — распределение напряженности, а сплошной линией — концентрация ионов  $Na^+$ . Видно, что заряд «разбегается» к краям области и десорбируется с левой границы.

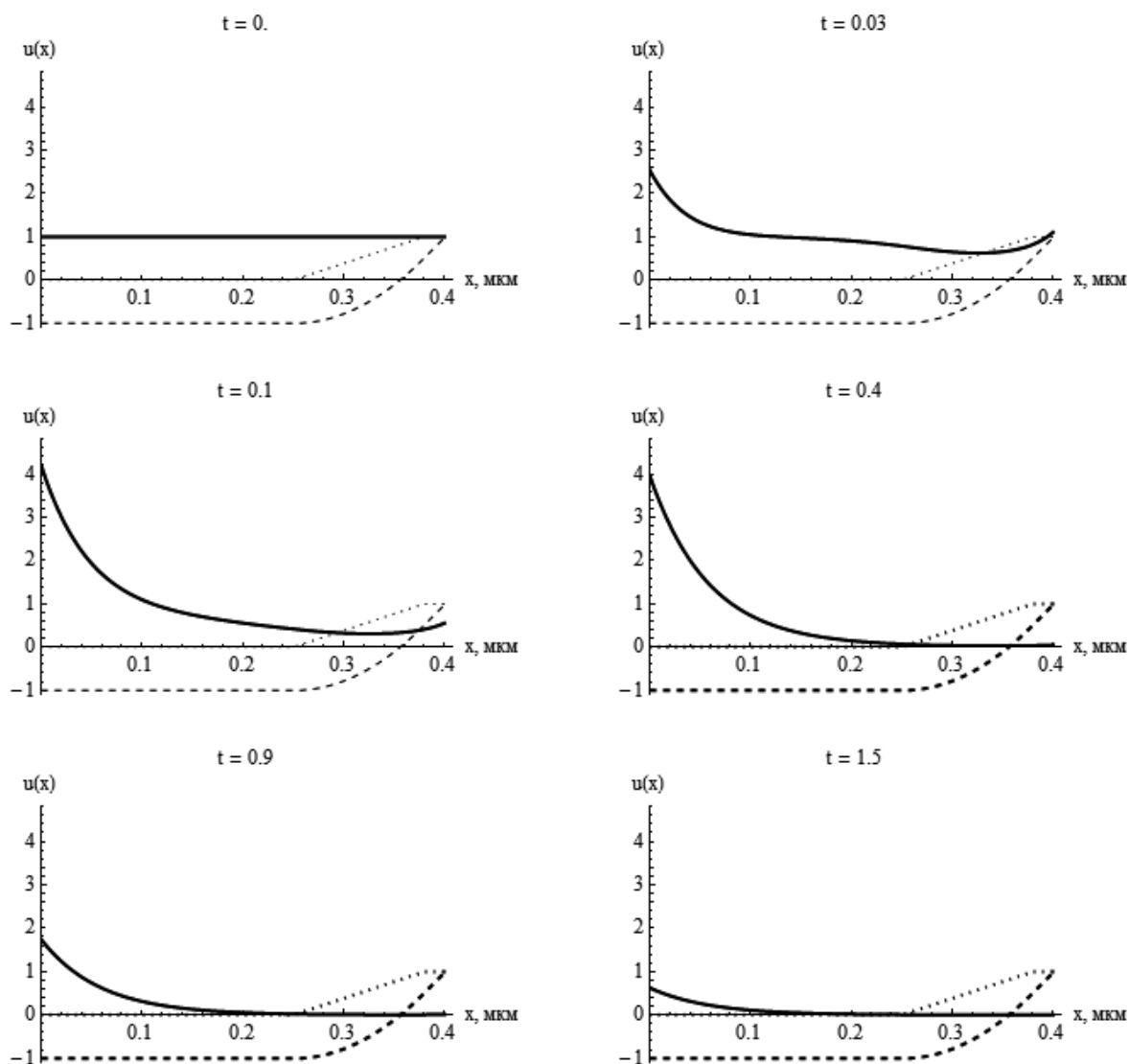


Рис. 3. Перераспределение ионов натрия при внедрении положительного заряда. Время указано в секундах.

1. Н.И.Ягушкин, А.И.Сергеев, Э.А.Гостищев Исследование радиационно-электрических процессов в диэлектриках при облучении электронами с энергиями до 100 кэВ// Модель космоса, Том 2, 2007. — с. 343-360.
2. R.Kh.Khasanshin, L.S.Novikov Structural changes of surfaces of spacecraft solar array protective glasses being irradiated by 20-keV electrons. Advances in Space Research, 2016.
3. Р.Х.Хасаншин, Л.С.Новиков Поверхностные электростатические разряды на стеклах CMG при электронном облучении. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2015.
4. Р.Х.Хасаншин, Л.С.Новиков, Л.С.Гаценко, Я.Б.Волкова Электроразрядные процессы при облучении стекол К-208 и CMG электронами с энергиями в диапазоне от 10 до 40 кэВ. Перспективные материалы, 2015.
5. Р.Х.Хасаншин, Л.С.Новиков, С.Б.Коровин Исследования электростатических разрядов при облучении стекла К-208 электронами. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2015.

## Алфавитный указатель авторов

Агапов И.Г.	64	Дабылова С.	11
Алиев Р.А.	142	Давыдова Е.С.	137
Алиев Ф.А.	11	Дружинина А.В.	20
Анисимов Н.В.	98	Дубатков М.А.	101
Астафьева К.А.	39	Дунмин В.	11
Ашарчук И.М.	73,74	Евсеев А.П.	124
Бабаевский П.Г.	64,68	Евсеев А.П.	132
Бармаков Ю.Н.	11	Еремин Н.В.	101
Белоусов А.В.	151	Ермолаев И.К.	92
Белышев С.С.	16,20,26,138,142	Желтоножская М.В.	106,151
Близнюк У.А.	110,151	Заверткин К.А.	58
Бобошин И.Н.	24	Замятин Н.И.	11
Боголюбов Е.П.	11	Иванов К.А.	101
Боос Э.Э.	44	Иванова И.П.	39
Борщеговская П.Ю.	110,151	Иванова Н.В.	128
Брантов А.В.	101	Имашева Л.Т.	28
Брусницын А.А.	122	Истратов П.А.	151
Брюханова Н.А.	123	Ишханов Б.С.	16,28,128,138,142
Бувина Ю.А.	16	Каргина Ю.В.	124
Бурикова С.В.	124,132,147	Катшибек А.	82
Бученков В.Ю.	101	Кожемяко А.В.	132,147
Быстрицкий В.М.	11	Копач Ю.Н.	11
Быхало Г.И.	26	Коропченко Н.В.	151
Варзарь С.М.	151	Крусанов Г.А.	151
Волков Д.В.	98	Кудряшов С.И.	101
Волков Р.В.	101	Кузнецов А.А.	16,128,138,142
Ганди А.	11	Кумар А.	11
Гожев Д.А.	101	Куров Е.А.	8
Гонгальский М.Б.	124	Кушкина К.Д.	132
Гончарова Н.Г.	8	Ланской Д.Е.	34
Горячук И.О.	73,74	Лотин А.А.	115
Грозданов Д.Н.	11	Лыкасов Г.И.	49
Грум-Гржимайло А.Н.	104	Лыкова Е.Н.	151
Гуляев М.В.	98	Макаров С.В.	101
Гусев Д.С.	115	Макаров С.С.	101

Маркова М.Л.	3	Синецкий В.В.	54
Миннебаев Д.К.	124,132	Синолиц В.В.	87
Михалевский В.А.	115	Скобелев И.Ю.	104
Мордовец И.П.	58	Ской В.Р.	11
Муратова Е.Н.	147	Слюсарев А.А.	68
Неволько О.А.	64	Смирнова Л.Н.	49,54,61
Нисимов С.У.	151	Соколов В.И.	73,74
Новиков Л.С.	92,87	Степанов М.Е.	28
Новодворский О.А.	115	Стопани К.А.	26
Новохатский А.А.	44	Студеникин Ф.Р.	110
Овчаров Ю.Ю.	61	Тимошенко В.Ю.	101
Овчинникова Л.Ю.	118	Третьякова Т.Ю.	3,11,28
Паршина Л.С.	115	Турчихин С.М.	49
Пасхалов А.А.	101	Фаенов А.Я.	104
Пикуз С.А.	101,104	Федоров Н.А.	11
Пикуз Т.А.	104	Фурсова Н.Ю.	138
Пирогов Ю.А.	98	Хайдуков К.В.	73,74
Пискарев И.М.	39	Ханкин В.В.	16,26,138,142
Преснов Д.Е.	101	Хирк М.С.	34
Применко Д.А.	162	Храмко К.	11
Прохоров А.А.	49	Храмова О.Д.	115
Резниченко Г.М.	68	Черебыло Е.А.	115
Родичкина С.П.	101	Черняев А.П.	98,106,110,151
Романов А.Н.	137	Чирская Н.П.	76,82,87,92
Русков И.Н.	11	Шведунов В.И.	118
Рязанцев С.Н.	104	Шемухин А.А.	124,132,147
Савельев А.Б.	101	Широков Е.В.	122,123
Савина А.С.	157	Шнейдман Т.М.	3
Самиев Б.	76	Юров Д.С.	110
Седых М.В.	142		
Силачев Д.Н.	98		

## СОДЕРЖАНИЕ

М.Л. Маркова, Т.Ю. Третьякова, Т.М. Шнейдман. Описание квазичастичной структуры спектров тяжелых и сверхтяжелых ядер.....	3
Н.Г. Гончарова, Е.А. Куров. Источники фрагментации E1 резонанса в ядре $^{16}\text{O}$ .....	8
Н.А. Федоров, Т.Ю. Третьякова, Ю.Н. Копач, В.М. Быстрицкий, И.Н. Русков, Д.Н. Грозданов, Ф.А. Алиев, В.Р. Ской, Н.И. Замятин, В. Дунмин, К. Храмко, А. Кумар, А. Ганди, С. Дабылова, Е.П. Боголюбов, Ю.Н. Бармаков. Метод меченых нейтронов в экспериментах по изучению ядерных реакций .....	11
С.С. Бельшев, Ю.А. Бувина, Б.С. Ишханов, А.А. Кузнецов, В.В. Ханкин. Фотоядерные реакции на изотопах олова. ....	16
А.В. Дружинина, С.С. Бельшев. Оптимизация параметров мишени, облучаемой тормозными фотонами. ....	20
И.Н. Бобошин. Новое физическое явление – «локальные» магические ядра ...	24
С.С. Бельшев, Г.И. Быхало, К.А. Стопани, В.В. Ханкин. Реакции с вылетом нейтронов на W: экспериментальная верификация результатов МК-моделирования на GEANT4. ....	26
Л.Т. Имашева, Б.С. Ишханов, М.Е. Степанов, Т.Ю. Третьякова. Мультиплеты $j = 9/2$ в спектрах ядер в области $^{208}\text{Pb}$ .....	28
М.С. Хирк, Д.Е. Ланской. Структура и распад $\Xi$ -гиперядер с учетом изоспиновых эффектов. ....	34
И.М. Пискарев, К.А. Астафьева, И.П. Иванова. Новый механизм воздействия непрерывного и импульсного УФ-С излучения на воду .....	39
А.А. Новохатский, Э.Э. Боос. Использование спиноров в представлении Вейля для изучения процессов с участием топ-кварка .....	44
А.А. Прохоров, Г.И. Лыкасов, С.М. Турчихин, Л.Н. Смирнова. Внутренний чарм в структурной функции протона в процессах образования Z бозона с тяжелыми струями. ....	49
В.В. Синецкий, Л.Н. Смирнова. Триггер В-физики во втором сеансе БАК в эксперименте ATLAS .....	54
К.А. Заверткин, И.П. Мордовец. Модельное описание ассоциированного рождения бозона Хиггса с парой топ-кварков. ....	58
Ю.Ю. Овчаров, Л.Н. Смирнова. Моделирование рождения W-мезонов в pp соударениях при энергиях БАК.....	61
П.Г. Бабаевский, И.Г. Агапов, О.А. Неволько. Термостимулируемый шарнир для трансформируемых космических конструкций.....	64
А.А. Слюсарев, П.Г. Бабаевский, Г.М.Резниченко. Разработка и исследование углепластиков с эффектом памяти формы, обладающих требуемыми термомеханическими характеристиками и инверсионными свойствами.....	68



И.М. Ашарчук, К.В. Хайдуков, И.О. Горячук, В.И. Соколов. Разработка волноводных лазеров видимого и УФ диапазонов на основе апконвертирующих частиц. ....	73
К.В. Хайдуков, В.И. Соколов, И.О. Горячук, И.М. Ашарчук. Волноводные эрбиевые усилители на основе нанокompозитных полимерных материалов. ....	74
Б. Самиев, Н.П. Чирская. Электризация диэлектрических материалов под действием космических излучений. ....	76
А. Катшибек, Н.П. Чирская. Распыление полимеров потоком атомарного кислорода. ....	82
Н.П. Чирская, Л.С. Новиков, В.В. Синолиц. Моделирование распределения поглощенной дозы в объектах сложной конфигурации. ....	87
Н.П. Чирская, И.К. Ермолаев, Л.С. Новиков. Взаимодействие высокоскоростных частиц с твердой преградой. ....	92
Д.В. Волков, М.В. Гуляев, Д.Н. Силачев, Н.В. Анисимов, А.П. Черняев, Ю.А. Пирогов. Функциональное исследование пищеварительной системы лабораторных животных и людей методом $^{19}\text{F}$ -МРТ. ....	98
С.С. Макаров, К.А. Иванов, Д.А. Гожев, С.П. Родичкина, С.В. Макаров, М.А. Дубатков, С.А. Пикуз, Д.Е. Преснов, А.А. Пасхалов, Н.В. Еремин, А.В. Брантов, В.Ю. Бученков, Р.В. Волков, В.Ю. Тимошенко, С.И. Кудряшов, А.Б. Савельев. Определение параметров лазерно-плазменных источников рентгеновского излучения с использованием кристалла LIF в качестве детектора. ....	101
С.Н. Рязанцев, И.Ю. Скобелев, А.Я. Фаенов, Т.А. Пикуз, А.Н. Грум-Гржимайло, С.А. Пикуз. Диагностика параметров рекомбинирующей плазмы, основанная на относительных интенсивностях спектральных линий резонансной серии He-подобных ионов. ....	104
М.В. Желтоножская, А.П. Черняев. Измерение $^{90}\text{Sr}$ спектроскопическим методом. ....	106
А.П. Черняев, У.А. Близнюк, П.Ю. Борщegovская, Ф.Р. Студеникин, Д.С. Юров. Изменение количества мезофильных аэробных, факультативно-анаэробных микроорганизмов и бактерий в охлажденной форели при облучении ускоренными электронами с энергией 1 МэВ. ....	110
О.А. Новодворский, В.А. Михалевский, Д.С. Гусев, А.А. Лотин, Л.С. Паршина, О.Д. Храмова, Е.А. Черобыло. Исследование лазерного факела при абляции мишени MNSI в атмосфере аргона. ....	115
Л.Ю. Овчинникова, В.И. Шведунов. Измерение характеристик высших мод СВЧ резонатора накопительного кольца. ....	118
А.А. Брусницын, Е.В. Широков. Возможности акустической системы нейтринного телескопа KM3NET. ....	122
Н.А. Брюханова, Е.В. Широков. Определение оптических свойств морской воды в месте расположения нейтринного телескопа KM3NET. ....	123

А.П. Евсеев, А.А. Шемухин, М.Б. Гонгальский, Ю.В. Каргина, С.В. Бурикова, Д. К. Миннебаев. Влияние радиационно-стимулированных дефектов на свойства наноразмерного кремния.....	124
Н.В. Иванова, Б.С. Ишханов, А.А. Кузнецов. Образование нейтроноизбыточных ядер в результате реакции фотоделения $^{238}\text{U}$ .....	128
А.А. Шемухин, А.В. Кожемяко, А.П. Евсеев, Д.К. Миннебаев, С.В. Бурикова, К.Д. Кушкина. Изучение свойств модифицированных ионным облучением ультратонких слоев кремния на сапфире. ....	132
Е.С. Давыдова, А.Н. Романов. Наблюдение тени Солнца и Луны в потоке мюонов и её применение для калибровки нейтринного телескопа ANTARES.....	137
Н.Ю. Фурсова, С.С. Бельшев, Б.С. Ишханов, А.А. Кузнецов, В.В. Ханкин. Фотоядерные реакции на изотопах палладия .....	138
Р.А. Алиев, С.С. Бельшев, Б.С. Ишханов, А.А. Кузнецов, М.В. Седых, В.В. Ханкин. Фотоядерный метод получения медицинского радиоизотопа $^{72}\text{As}$ .....	142
А.А. Шемухин, Е.Н. Муратова, С.В. Бурикова, А.В. Кожемяко. Исследования воздействия локализованного с помощью диэлектрических матриц ионизирующего излучения на живые системы.....	147
А.П. Черняев, П.Ю. Борщеговская, А.В. Белоусов, У.А. Близнюк, С.М. Варзарь, Г.А. Крусанов, Е.Н. Лыкова, М.В. Желтоножская, Н.В. Коропченко, С.У. Нисимов, П.А. Истратов. Образовательная программа профессиональной переподготовки кадров для отделений лучевой терапии, разработанная на физическом факультете МГУ имени М.В. Ломоносова .....	151
А.С. Савина. Изменение структуры поверхности стекла К-208 при облучении электронами средних энергий .....	157
Д.А. Применко. Моделирование полевой диффузии ионов щелочных металлов в защитных стеклах солнечных батарей космических аппаратов при протонном облучении. ....	162
Алфавитный указатель авторов .....	166