

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
Имени М.В. ЛОМОНОСОВА**

**НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ имени Д.В. СКОБЕЛЬЦЫНА**

**Труды**

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

26-27 ноября 2018 г.

УДК 539.12.01(063)  
ББК 22.383  
Т 78

**Под редакцией**

*профессора Б.С. Ишханова и профессора Л.С. Новикова*

Труды XIX 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, 2018. – 156 с.: табл.,ил.

ISBN 978-5-91304-860-8

Т78 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.

© Московский государственный университет, 2018 г.

© НИИЯФ МГУ, 2018 г.

© «КДУ», 2018 г.

ISBN 978-5-91304-860-8

# ИЗМЕРЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ

И.В. Крылов<sup>1,2</sup>, И.М. Ашарчук<sup>1</sup>, И.О. Горячук<sup>1,2</sup>, В.И. Соколов<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> *Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника»  
Российской академии наук, «Институт фотонных технологий» РАН*

*Россия, 142092, г. Москва, г. Троицк, ул. Пионерская, д. 2*

<sup>2</sup> *Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего  
образования «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова»,  
Физический факультет*

*Россия, 119991, ГСП-1, г. Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2*

<sup>3</sup> *Федеральный научный центр «Научно-исследовательский институт системных  
исследований» РАН*

*Россия, 117218, Москва, Нахимовский просп., 36*

E-mail: Ivan\_krylov@bk.ru

Электрооптические (ЭО) модуляторы представляют собой устройства, в которых модуляция амплитуды светового луча осуществляется при помощи электрических сигналов. Они обычно изготавливаются в виде волноводных интерферометров Маха–Цендера, хорошо зарекомендовавших себя в подобного рода устройствах. Основой модуляторов (равно как и переключателей, маршрутизаторов и т.д.) является материал, проявляющий электрооптический эффект, т.е. зависимость показателя преломления от электрического поля (эффект Поккельса). В качестве примера можно рассмотреть ниобат-литиевый кристалл, решетка которого способна перестраиваться под действием локального электрического поля, что приводит к изменению показателя преломления. Существенным недостатком такого ЭО элемента является ограничение сверху на частоту модуляции (порядка 40 ГГц). Для модуляции света с частотой 100 ГГц и выше используются ЭО полимерные материалы [1].

Такие материалы представляют собой полимерную матрицу с внедрёнными молекулами ЭО хромофора. Способ внедрения и молекулярная структура хромофора могут быть различными [2]. Молекула хромофора состоит из донорной и акцепторной частей, связанных посредством цепи сопряжённых связей (полиенового мостика), и представляет собой электрический диполь. Такие структуры допускают перестройку электронной конфигурации во внешнем электрическом поле за характерное время порядка  $10^{-11}$  с, что обеспечивает сверхбыстрое изменение показателя преломления.

Замечательным свойством описанных хромофоров является их способность необратимо разрушаться под действием излучения видимого диапазона [3] с потерей окраски. При этом происходит просветление ЭО полимера (рис. 1), а его показатель преломления уменьшается.

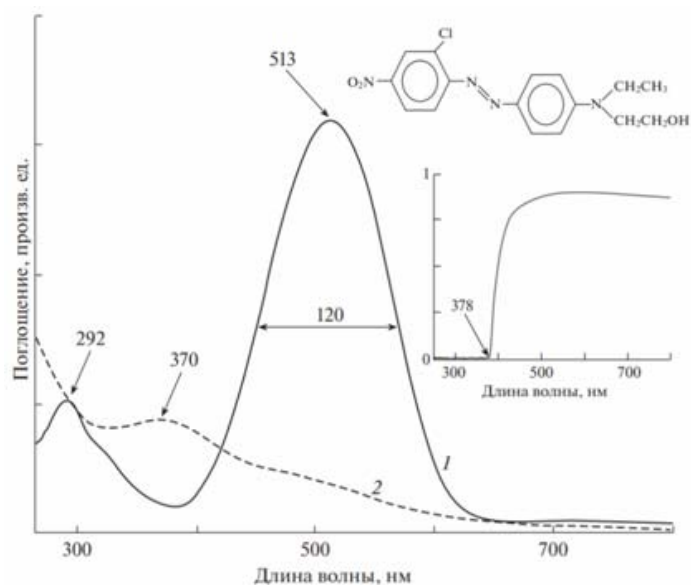


Рис. 1. Спектры поглощения пленки ПММА с внедренным хромофором DR13 до (1) и после (2) экспонирования видимым светом, сформированным из излучения ксеноновой лампы высокого давления с использованием фильтра цветного стекла ЖС-10. На вставках показана молекулярная структура ЭО хромофора DR13 и спектр пропускания фильтра ЖС-10

Необратимое уменьшение показателя преломления  $n$  в освещенных участках позволяет осуществлять прямое лазерное рисование канальных волноводов и других элементов интегрально – оптических устройств в ЭО полимерных пленках. При этом осветлённые участки с более низким  $n$  образуют оболочку волновода, а неосветлённые участки с более высоким  $n$  – световедущую жилу, по которой может распространяться оптическое излучение (рис. 2 (а)). Таким образом, сердцевина волновода содержит неразрушенные молекулы хромофора и обладает электрооптическим эффектом.

Данным методом может быть изготовлен, в частности, волноводный интерферометр, являющийся основой электрооптического модулятора. В процессе фотоосветления изменение показателя преломления  $\Delta n$  полимерного материала составляет величину порядка 0.001 – 0.003, а при модуляции света электрическим полем оно ещё на два - три порядка меньше. Поэтому необходим точный метод измерения показателя преломления электрооптических полимерных материалов как в процессе фотоосветления, так и при приложении электрического поля.

Таким методом является призмное возбуждение волноводных мод в тонких плёнках (рис. 2 (б, с)) [4]. Суть метода состоит в следующем. Падающий луч (см. рис. 2 (с)) входит в измерительную призму, преломляется и попадает на гипотенузную грань под некоторым углом  $\theta$ , отражается и идет на фотодетектор. Измеряется зависимость коэффициента отражения  $R$  от угла падения  $\theta$ .

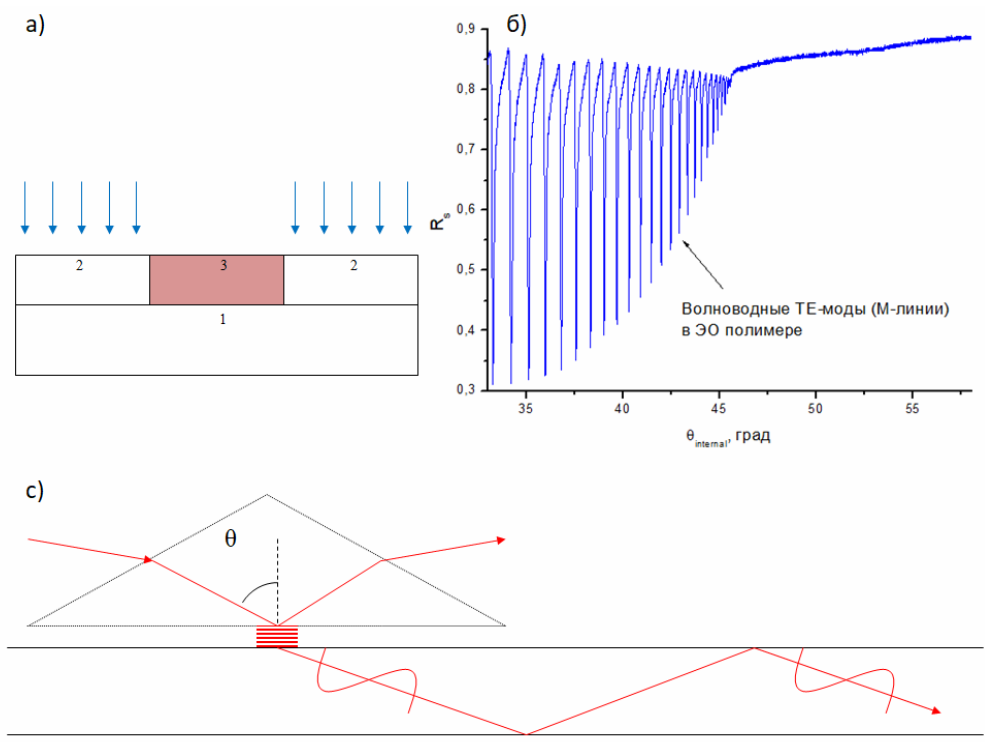


Рис. 2. а) - метод формирования элементов интегрально-оптических схем в тонких плёнках из ЭО полимера на подложке (3). Осветлённые участки (2) образуют оболочку, а неосветлённые – световедущую жилу волновода (1). Стрелками показан ход освещающего излучения; б) - характерный вид зависимости коэффициента отражения  $R$  от угла падения  $\theta$  при исследовании плёнки методом  $m$ -линий. Узкие провалы на графике соответствуют возбуждению волноводных мод в ЭО полимерной плёнке; в) - принципиальная схема метода возбуждения волноводных мод в пленке при помощи призмного устройства связи.

Известно, что при значениях  $\theta$  больше критического угла  $\theta_{\text{кр}}$  наблюдается эффект полного внутреннего отражения. Тем не менее, можно показать наличие так называемых «поверхностных волн» (англоязычный термин «evanescent waves»), экспоненциально затухающих при удалении от гипотенузной грани призмы. Характерный масштаб затухания имеет порядок длины волны излучения  $\lambda$ . Если исследуемую плёнку полимера привести в оптический контакт с призмой (расстояние между пленкой и призмой меньше  $\lambda$ ), то при определённых углах  $\theta$  в пленке будет происходить резонансное возбуждение волноводных мод. Распространяющиеся в тонкоплёночном волноводе оптические моды покидают систему (или затухают), унося энергию излучения за пределы измерительной призмы. На графике  $R(\theta)$  при этих значениях углов наблюдаются характерные узкие минимумы (так называемые  $m$ -линии). По их угловому положению (или, исходя из величины  $\theta_{\text{кр}}$  в случае толстой плёнки) можно рассчитать показатель преломления полимера. Характерный вид зависимости  $R(\theta)$  представлен на рисунке 2б.

Для восстановления характеристик тонких плёнок по измеренной зависимости  $R(\theta)$  разработан специальный алгоритм. В его основе лежит модель многослойной световедущей структуры, состоящая из следующих прозрачных сред: призма, воздушный зазор, волноводный слой и подложка.

Каждая из сред имеет свой набор параметров: показатель преломления, коэффициент поглощения и толщина слоя. На основе точного решения уравнений Максвелла для такой системы вычисляется зависимость коэффициента отражения плоской волны от угла падения. Эта зависимость сравнивается с экспериментальной и методом градиентного спуска производится оптимизация параметров модели до достижения наилучшего соответствия. Критерием остановки является достижение минимума функционала невязки между экспериментальной и теоретической кривой  $R(\theta)$ . Значение параметров модели, при которых этот минимум достигается, рассматриваются как реальные физические характеристики исследуемого образца.

Предлагаемый алгоритм позволяет определить оптические параметры пленки как при «малом», так и «большом» расстоянии между образцом и призмой, когда наличие измерительной призмы влияет на волновой вектор и форму волноводной моды. Он допускает обобщение на случай многослойных тонкоплёночных структур с количеством слоев более четырех, и справедлив как для диэлектрических, так и металлических пленок, а также пленок, обладающих анизотропией. Метод позволяет измерять электрооптический коэффициент  $r_{33}$  при приложении электрического поля к исследуемой пленке [4].

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках Государственного задания ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН (соглашение №007-ГЗ/ЧЗЗ63/26) в части разработки методов анализа многослойных тонкоплёночных структур, РФФИ (проект № 18-32-00948) в части исследования хромофорсодержащих ЭО полимеров.

1. Chen D., Fetterman H.R., Chen A., Steier W.H., Dalton L.R., Wang W., Shi Y. Demonstration of 110 GHz electro-optic polymer modulators // Appl. Phys. Lett. 1997. V. 70. P. 3335. doi 10.1063/1.119162
2. В.И. Соколов, А.С. Ахманов, Е.С. Василенко, И.О. Горячук, С.И. Молчанова, Ю.Е. Погодина, Е.В. Полунин. Синтез и исследование оптических свойств фторсодержащего хромофора дисперсный оранжевый DO1. Фторные заметки. (в печати)
3. В.И. Соколов, А.С. Ахманов, И.М. Ашарчук, И.О. Горячук, К.В. Хайдуков, М.М. Назаров. Формирование канальных оптических волноводов в полиметилметакрилате с внедренным электрооптическим хромофором DR13 методом фотоосветления. Опт. и спектр., т. 122, № 3, с. 483-489 (2017).
4. М.М. Назаров, В.Н. Глебов, И.О. Горячук, Г.А. Дуброва, А.М. Малютин, В.И. Соколов. Метод измерения электрооптического отклика хромофоров в полимерной плёнке с помощью призмного устройства связи. Приборы и техника эксперимента, № 1, с. 92-99 (2018).

# УПРАВЛЕНИЕ УГЛОВЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ФОТОЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ИОНИЗАЦИИ НЕОНА ЦИРКУЛЯРНО ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ОСНОВНОЙ И ВТОРОЙ ГАРМОНИКАМИ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЛАЗЕРА

Е.В. Грызлова<sup>1</sup>, М.М. Попова<sup>2</sup>

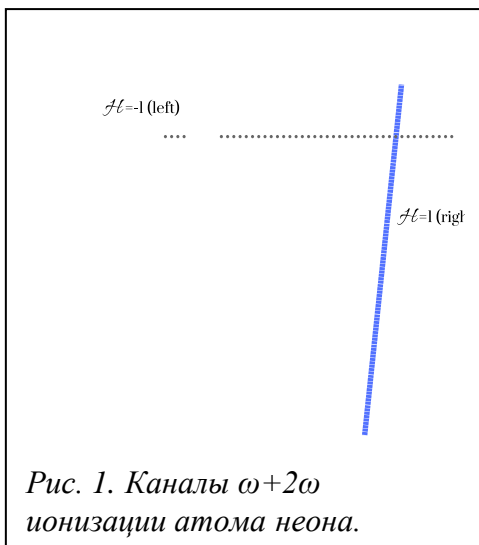
<sup>1</sup> НИИ ядерной физики имени Д.В. Скобельцына МГУ имени М.В. Ломоносова;

<sup>2</sup> Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова

E-mail: mm.popova@physics.msu.ru

Появление мощных лазеров на свободных электронах, работающих в диапазоне вакуумного ультрафиолета и генерирующих излучение, обладающее высокой пространственной и временной когерентностью, позволило распространить исследования интерференционных явлений, возникающих в результате одно- и двухфотонной ионизации атомов с частотами  $\omega$  и  $2\omega$  соответственно, на высокочастотный домен. Ранее такие исследования были доступны только в оптическом или инфракрасном диапазонах [1]. Интерференция проявляется в асимметрии углового распределения фотоэлектронов (PAD), форма последнего зависит от поляризации света и спектроскопических особенностей конкретного атома. Изучение интерференционных явлений представляет важность, как с теоретической точки зрения, так и как метод реализации квантового когерентного контроля [2].

Для водорода, являющегося простейшей системой для теоретического описания, и более удобного для экспериментального изучения неона ионизация  $\omega+2\omega$  линейно поляризованным светом была проанализирована в статьях [3-4]. Случай циркулярной поляризации был исследован для водорода в статье [5]. В настоящем докладе рассматривается интерференция одно- и двухфотонного каналов ионизации неона полями круговой поляризации когда основная гармоника  $\omega$  сканирует области  $3s$  и  $4s$  резонансов (рис. 1).



Электрическое поле двухчастотного циркулярно поляризованного излучения, распространяющегося вдоль оси  $\vec{z}$ , берется в виде

$$\vec{\varepsilon}(t) = F(t) \cdot (\cos(\omega t) \vec{x} + \sin(\omega t) \vec{y} + \eta((\cos(2\omega t + \phi) \vec{x} + \mathcal{H} \sin(2\omega t + \phi) \vec{y}))), \quad (1)$$

где  $F(t) = \sin\left(\frac{\omega}{2N}t\right)^2$  – огибающая импульса ( $N$  – число оптических циклов в импульсе),  $\eta$  – отношение силы поля первой  $\omega$  и второй  $2\omega$  гармоник, а  $\mathcal{H} = +1$  для право- и  $\mathcal{H} = -1$  – для левополяризованного излучения.

Дифференциальное сечение ионизации во втором порядке теории возмущений имеет вид

$$\frac{dW}{d\Omega} = \frac{1}{2J_0 + 1} \sum_{M_f \mu M_0} \left| \eta U_{M_0 M_f \mu}^{(1)} + U_{M_0 M_f \mu}^{(2)} \right|^2 \quad (2)$$

где  $U^{(1)}$  – амплитуда ионизации фотонами с частотой  $2\omega$  в первом порядке,  $U^{(2)}$  – амплитуда ионизации фотонами с частотой  $\omega$  во втором порядке;  $M_0$ ,  $M_f$  и  $\mu$  – магнитные квантовые числа начального, конечного атомного состояния и вылетевшего электрона, соответственно. Амплитуды двухфотонных переходов во втором порядке теории возмущений включают в себя прямую сумму по промежуточным возбужденным состояниям  $3s$ ,  $4s$  и  $3d$ ; остальные промежуточные виртуальные состояния учитываются полуэмпирически из амплитуд стационарной теории возмущений. Приведенные амплитуды переходов между основным и возбужденными состояниями, включая состояния непрерывного спектра и фазы рассеяния последних были рассчитаны методом самосогласованного поля Хартри-Фока. Орбитали  $1s$ ,  $2s$  и  $2p$  были оптимизированы, чтобы минимизировать энергию основного состояния, орбитали  $3s$ ,  $4s$ ,  $3d$  и орбитали непрерывного спектра оптимизированы в модели замороженного остова с учетом зависимости от терма.

В электрическом дипольном приближении дифференциальное сечение ионизации можно представить в форме

$$\frac{dW}{d\Omega} = \frac{dW_I}{d\Omega} + \frac{dW_{II}}{d\Omega} + \frac{dW_{III}}{d\Omega} \quad (3)$$

где первый и второй члены отвечают за ионизацию фотонами второй и первой гармоник соответственно, а третий – за их интерференцию. Пользуясь формализмом квантовой теории углового момента [6] в приближении  $LSJ$ -связи можно получить выражения для каждого из этих членов (4-6):

$$\begin{aligned} \frac{dW_I}{d\Omega} = & \sum_k \sum_{l'l'} (-1)^{L_f+q} \frac{\hat{l}'}{4\pi} (l0, l'0|k0)(1q, 1-q|k0) \begin{Bmatrix} 1 & 1 & k \\ l' & l & L_f \end{Bmatrix} \times \\ & \times \langle \xi_f L_f l': L = 1 \| eD \| \xi_0 0 \rangle \langle \xi_f L_f l': L = 1 \| eD \| \xi_0 0 \rangle^* |T^{(1)}|^2 \Delta_l \Delta_{l'}^* P_k(\cos\theta), \end{aligned} \quad (4)$$

где  $P_k$  – полином Лежандра и введено стандартное обозначение для  $6j$ -символа Вигнера, а факторы  $T^{(1)}$  и далее  $T_{E_n}^{(2)}$  определяются зависимостью испульса от времени и детально описаны в [2].

$$\begin{aligned} \frac{dW_{II}}{d\Omega} = & \sum_k \sum_{JJ'LL'Sl'l'} (-1)^{L_f+S} \frac{\hat{J}\hat{J}'\hat{L}\hat{L}'\hat{l}'}{4\pi} (l0, l'0|k0)(J2q, J'-2q|k0)(1q, 1q|J'2q)(1q, 1q|J2q) \times \\ & \left\{ \begin{Bmatrix} L & L' & k \\ l' & l & L_f \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} S & J' & L' \\ k & L & J \end{Bmatrix} \left( \sum_{nL_n} \alpha_{10}^{\xi_n^*} \alpha_{L_n S}^{\xi_n} \begin{Bmatrix} S & L & J \\ 1 & 1 & L_n \end{Bmatrix} \langle \xi_n 1 \| eD \| \xi_0 0 \rangle \langle \xi_f L_f l': L = 1 \| eD \| \xi_n L_n \rangle \right) \times \right. \\ & \left. \left( \sum_{n'L_{n'}} \alpha_{10}^{\xi_{n'}^*} \alpha_{L_{n'} S}^{\xi_{n'}} \begin{Bmatrix} S & L' & J' \\ 1 & 1 & L_{n'} \end{Bmatrix} \langle \xi_{n'} 1 \| eD \| \xi_0 0 \rangle^* \langle \xi_f L_f l': L = 1 \| eD \| \xi_n L_{n'} \rangle^* T_{E_n}^{(2)} T_{E_{n'}}^{(2)} \right) \times \right. \\ & \left. \Delta_l \Delta_{l'}^* P_k(\cos\theta) \right) \times \end{aligned} \quad (5)$$

где, как и в  $W_{III}$  далее, предполагается промежуточная схема связи уровней  $|\xi_n J_n\rangle = \sum_{L_n S_n} \alpha_{L_n S_n}^{\xi_n} |\xi_n L_n S_n J_n\rangle$ .



$$\frac{dW_{III}}{d\Omega} = \sum_{k\sigma} \sum_{LL'l'} (-1)^{L_f+\sigma} \frac{\hat{l}'}{\sqrt{\pi k \hat{1}}} (l0, l'0|k0)(1q', 1q'|L'2q')(1q, L' - 2q'|k - \sigma) \begin{Bmatrix} 1 & L' & k \\ l' & l & L_f \end{Bmatrix} \times$$

$$\text{Re} \left( \langle \xi_f L_f \| eD \| \xi_0 0 \rangle \left( \sum_n |\alpha_{L_n S}^{\xi_n}|^2 \langle \xi_n 1 \| eD \| \xi_0 0 \rangle^* \langle \xi_f L_f l' : L' = 1 \| eD \| \xi_n L_n \rangle^* \right) T^{(1)} T_{E_n}^{(2)} \Delta_l \Delta_l^* Y_{k-\sigma}(\theta, \phi) \right) \quad (6)$$

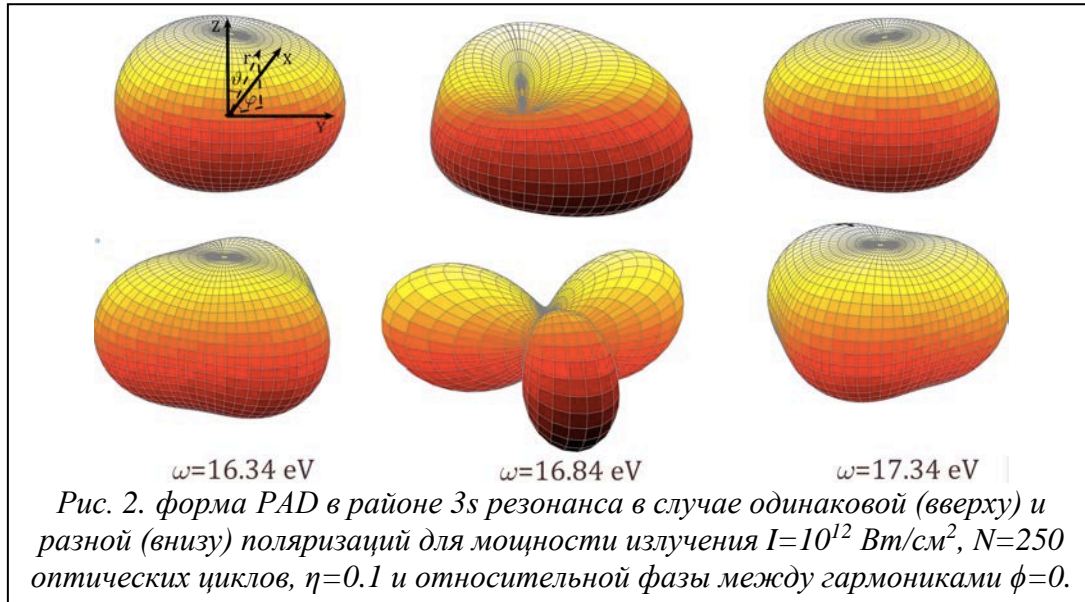
PAD в случае одинаковой ( $\mathcal{H} = +1, ++$ ) и противоположной ( $\mathcal{H} = -1, +-$ ) поляризаций первой и второй гармоник можно представить в виде

$$\frac{dW^{(++)}}{d\Omega} = \frac{W_0}{4\pi} (1 + \beta_2 P_2(\cos\theta) + \beta_4 P_4(\cos\theta) + |\beta_1| \sin\theta \cos(\varphi - \psi_1) + |\beta_3| \sin\theta \cos(\varphi - \psi_3)) \quad (7)$$

$$\frac{dW^{(+-)}}{d\Omega} = \frac{W_0}{4\pi} (1 + \beta_2 P_2(\cos\theta) + \beta_4 P_4(\cos\theta) - |\beta_3| \sin\theta \cos(3\varphi - \psi_3)) \quad (8)$$

где  $\beta_k$  – константы.

На Рис. 2 представлена форма PAD в районе  $3s$  резонанса в случае одинаковых (вверху) и противоположных (внизу) спиральностей гармоник.



Количественную характеристику эффективности интерференции удобно давать в терминах асимметрии PAD  $A(\vartheta, \varphi)$ . Для циркулярно поляризованного света нарушается полярная симметрия:

$$A\left(\frac{\pi}{2}, \varphi\right) = \frac{W\left(\frac{\pi}{2}, \varphi\right) - W\left(\frac{\pi}{2}, \varphi + \pi\right)}{W\left(\frac{\pi}{2}, \varphi\right) + W\left(\frac{\pi}{2}, \varphi + \pi\right)} \quad (9)$$

тогда как, в отличие от линейно поляризованного света [4], плоскость  $xu$  остается плоскостью симметрии. Максимального значения полярная асимметрия достигает под полярным углом  $\varphi_{\max} = \arg(\beta_1 - 1.5\beta_3) = \psi_{13}$  в случае одинаковой поляризации и равна  $A_{\max}^{++} = \frac{\gamma}{1-0.5\beta_2+0.375\beta_4}$ , где  $\gamma = |\beta_1 - \frac{3}{2}\beta_3|$ , а в случае противоположной – при  $\varphi_{\max} = \psi_3/3$  и равна  $A_{\max}^{+-} = \frac{1}{1-0.5\beta_2+0.375\beta_4}$ , (Рис. 3).

В работе в рамках полуклассической теории возмущений (ее применимость

для изучаемой системы была продемонстрирована в [4]) были исследованы интерференционные эффекты, возникающие в результате прямой однофотонной и резонансной двухфотонной ионизации неона двухчастотным циркулярно поляризованным излучением. Получены аналитические формулы для дифференциального сечения процесса в многоэлектронных атомах инертных газов и максимальной полярной асимметрии PAD. Выполнены первые расчеты для атома неона при параметрах излучения, экспериментально реализуемых на современных лазерах на свободных электронах. В дальнейшем планируется исследовать влияние параметров лазерного импульса на величину асимметрии PAD с целью нахождения наиболее оптимальных условий для экспериментального изучения.

Работа Е.В. Грызловой была поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики «Базис».

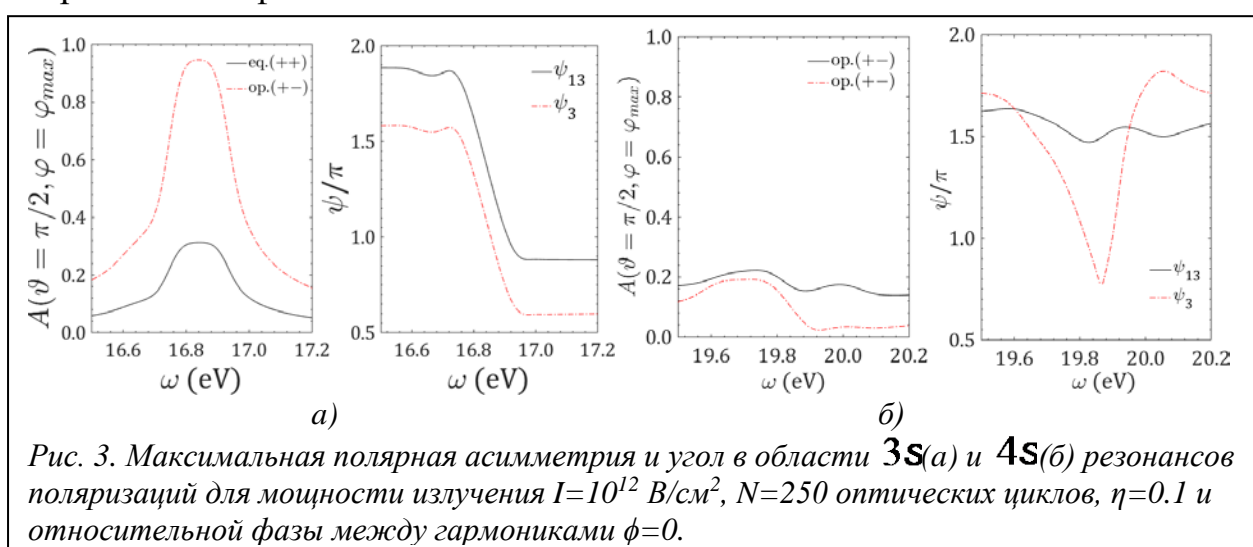


Рис. 3. Максимальная полярная асимметрия и угол в области **3s**(а) и **4s**(б) резонансов поляризации для мощности излучения  $I=10^{12}$  В/см<sup>2</sup>,  $N=250$  оптических циклов,  $\eta=0.1$  и относительной фазы между гармониками  $\phi=0$ .

1. Н.Б.Баранова, Б.Я.Зельдович, А.Н.Чудинов, А.А.Шульгинов, “Полярная асимметрия фотоионизации в поле с  $\langle E_z \rangle \neq 0$  (теория и эксперимент)”, Журнал экспериментальной и теоретической физики, т. 98, № 6(12), с. 1857–1869, 1990.
2. K. C. Prince, E. Allaria, C. Callegari, R. Cucini, G. De Ninno, S. D. Mitri, B. Diviacco, E. Ferrari, et al., “Coherent control with a short-wavelength free-electron laser”, Nature Photonics, Vol. 10, pp. 176–179, 2016.
3. A.N. Grum-Grzhimailo, E.V. Gryzlova, E.I. Staroselskaya, J. Venzke, and K. Bartschat, “Interfering one-photon and two-photon ionization by femtosecond vuv pulses in the region of an intermediate resonance”, Physical Review A, Vol. 91, pp. 063418(1)–063418(9), 2015.
4. E.V. Gryzlova, A.N. Grum-Grzhimailo, E.I. Staroselskaya, N. Douguet, and K. Bartschat, “Quantum coherent control of the photoelectron angular distribution in bichromatic-field ionization of atomic neon”, Physical Review A, Vol. 97, pp. 013420(1)–013420(9), 2018.
5. N. Douguet, A.N. Grum-Grzhimailo, E.V. Gryzlova, E.I. Staroselskaya, J. Venzke, and K. Bartschat, “Photoelectron angular distributions in bichromatic atomic ionization induced by circularly polarized vuv femtosecond pulses”, Physical Review A, Vol. 93, pp. 033402(1)–033402(10), 2016.
6. V. V. Balashov, A. N. Grum-Grzhimailo, and N. M. Kabachnik. Polarization and Correlation Phenomena in Atomic Collisions: A Practical Theory Course. Kluwer Academic/Plenum Publishers New York, United States, 2000.

# ХАРАКТЕРИСТИКИ СОБЫТИЙ СОУДАРЕНИЙ ПРОТОНОВ В ОТКРЫТЫХ ДАННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТА ATLAS

И.О. Волков, И.С. Дьячков, Л.Н. Смирнова, Р.А. Шоркин

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

E-mail: dyachkov.is15@physics.msu.ru

В работе приведены результаты анализа событий протонных соударений при энергии 8 ТэВ, зарегистрированных в детекторе ATLAS в 2012г. Данные, использованные в анализе, соответствуют интегральной светимости  $1 \text{ фб}^{-1}$  и предоставлены коллаборацией ATLAS для открытого доступа в 2016 г. с целью освоения методики их обработки [1]. Экспериментальные данные сопровождаются соответствующими им наборами событий ряда процессов, моделированных методом Монте-Карло.

Анализ проводится на базе операционной системы Linux с использованием программного пакета Root [2]. Экспериментальные данные о событиях представлены в формате, упрощенным по сравнению с полномасштабной обработкой, в форме `ntuple` с целью сокращения времени обработки данных и облегчения подготовки программных кодов. Примеры кодов анализа написаны на языке Python для нескольких вариантов физических задач. В работе представлены начальные результаты по анализу событий с образованием векторных  $W$  и  $Z$  бозонов и пар топ кварков. Для каждой из этих групп событий используются отдельные критерии отбора и программные коды.

События для анализа прошли первичную обработку по следующим критериям: использованы неповрежденные события с по крайней мере одним лептоном, не содержащие фоновых струй, не связанных с первичной вершиной; первичные вершины содержат  $\geq 4$  треков, по крайней мере один из лептонов в событии имеет поперечный импульс  $p_T^l > 25 \text{ ГэВ/с}$ . Использовались лептоны и адронные струи в интервале по псевдобыстроте  $|\eta| < 2,5$ . Для лептонов требуются условия изолированности по поперечной энергии  $E_T < 0,15$  и поперечному импульсу  $p_T^l < 0,15$ .

Представленные результаты получены с высокой статистической обеспеченностью. Они демонстрируют согласие экспериментальных данных и соответствующих моделированных событий на основе Стандартной модели (СМ). Они позволяют провести измерение массы  $Z$  бозона, которая является одним из основных параметров СМ.

На рис.1 представлены распределения по поперечному импульсу  $p_T$  мюонов и электронов от лептонных распадов  $W$  бозонов. Дополнительными критериями отбора событий являются требования на величину недостающей поперечной энергии  $E_T^{\text{нео}} > 30 \text{ ГэВ}$  и величину поперечной массы  $W$  бозона  $m_T^W > 30$ . Величина  $m_T^W$  рассчитывается по формуле:

$$m_T^W = \sqrt{2 p_T^l E_T^{\text{нео}} \left[ 1 - \cos(\Delta\varphi(p_T^l, E_T^{\text{нео}})) \right]}.$$

Величина  $E_T^{ned}$  определяется суммой всей измеренной поперечной энергии в событии, взятой с противоположным вектором направления. На рисунках приведены также гистограммы, отвечающие вкладам в спектр лептонов от моделированных событий других процессов СМ. На рис.2 приведены те же распределения, но для лептонов в интервале псевдобыстроты  $|\eta| < 0,5$ . Это приводит к почти пятикратному уменьшению количества событий, но основные характеристики распределений не изменяются. Небольшое расхождение между экспериментальными точками и гистограммой объясняется несколько упрощенной системой отбора событий в анализе.

На рис.3 показаны распределения лептонов (мюонов, электронов) от распада  $Z$  бозона. При этом выбирался один лептон от распада с наибольшим поперечным импульсом. Отбирались события с по крайней мере двумя лептонами одного аромата с  $p_T^1 > 25$  ГэВ/с, с противоположными знаками электрического заряда и условием близости инвариантной массы этих лептонов к массе  $Z$  бозона :  $|m_{ll} - m_Z| < 20$  ГэВ при массе  $m_Z = 91,18$  ГэВ. Видно, что максимум распределения лидирующих лептонов заметно смещен в область больших значений  $p_T^1$ . Наблюдается лучшее согласие с модельными событиями.

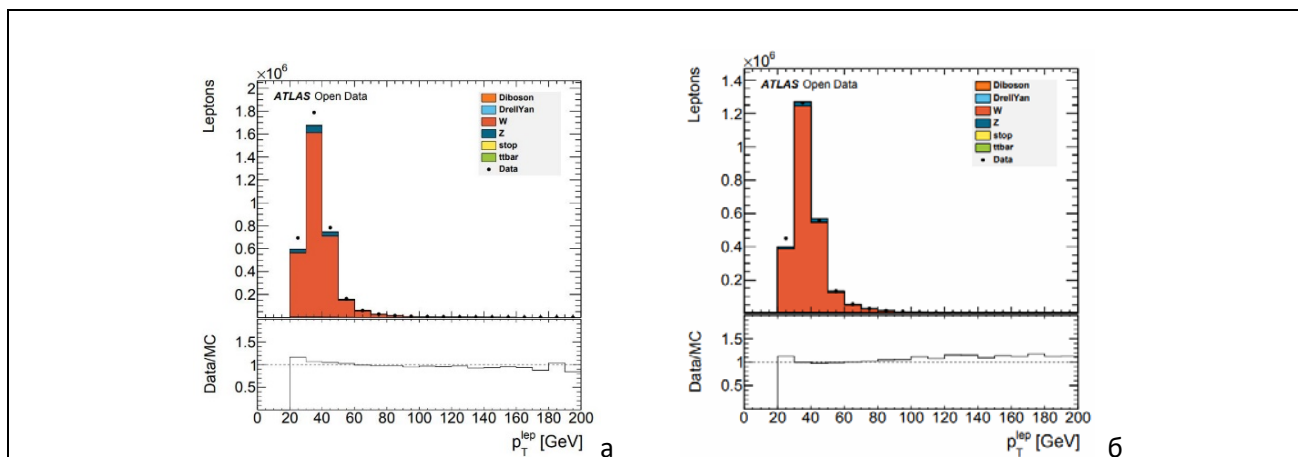


Рис.1. Распределения по поперечному импульсу мюонов (а) и электронов (б) от распада  $W$  бозонов в  $pp$  соударениях при энергии 8 ТэВ для интервала псевдобыстроты  $|\eta| < 2,5$ .

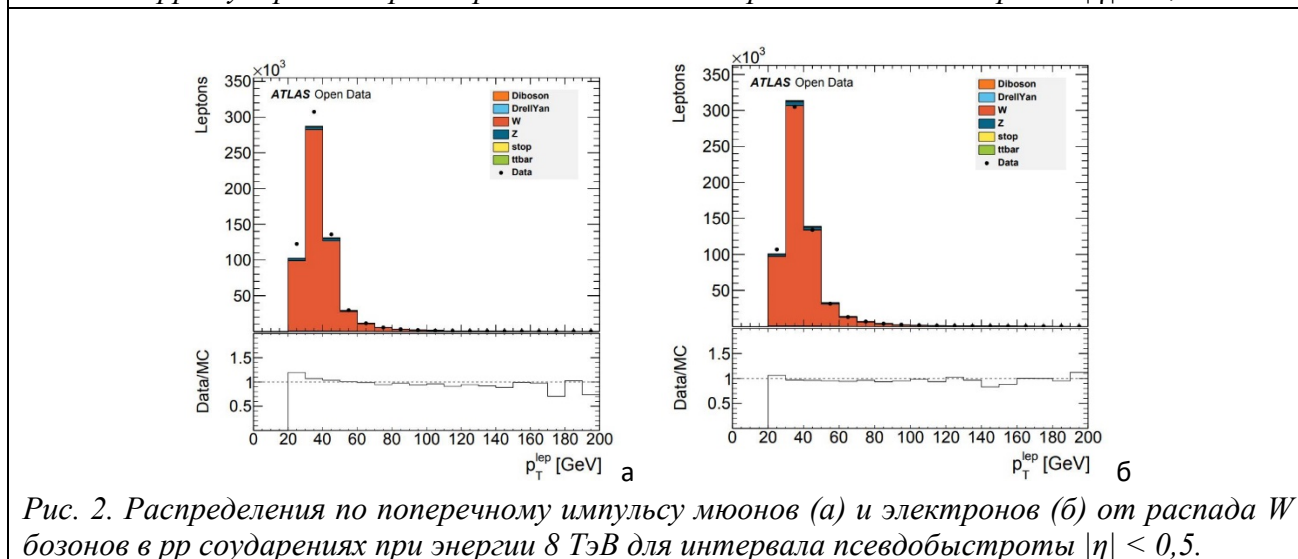


Рис. 2. Распределения по поперечному импульсу мюонов (а) и электронов (б) от распада  $W$  бозонов в  $pp$  соударениях при энергии 8 ТэВ для интервала псевдобыстроты  $|\eta| < 0,5$ .

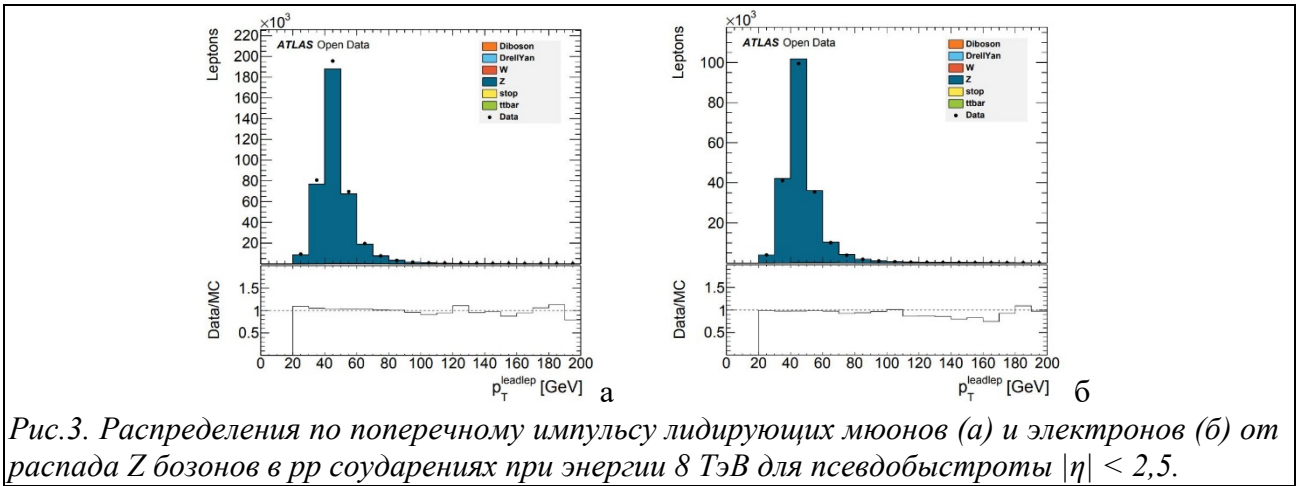


Рис.3. Распределения по поперечному импульсу лидирующих мюонов (а) и электронов (б) от распада Z бозонов в pp соударениях при энергии 8 ТэВ для псевдобыстроты  $|\eta| < 2,5$ .

Наибольшее различие между событиями с образованием W и Z бозонов можно ожидать для распределения недостающей поперечной энергии вследствие присутствия нейтрино (антинейтрино) в распадах W бозонов. Распределения по величине  $E_T^{ned}$  приведены на рис. 4. Различие обусловлено как наличием нижней границы отбора для событий с W, так и более пологим для них характером спектра в области больших значений  $E_T^{ned}$ .

На рис. 5 показаны полученные распределения инвариантных поперечных масс  $m_T^W$  для W бозонов и инвариантных масс двух лептонов  $m_{ll}$  от распадов Z бозонов на два мюона. Хорошо виден пик на массе Z бозона. Распределение  $m_T^W$  более широкое, с более значительными отличиями от гистограммы модельных событий, но максимум находится вблизи массы W бозона  $m_W = 80370 \pm 19$  МэВ [3].

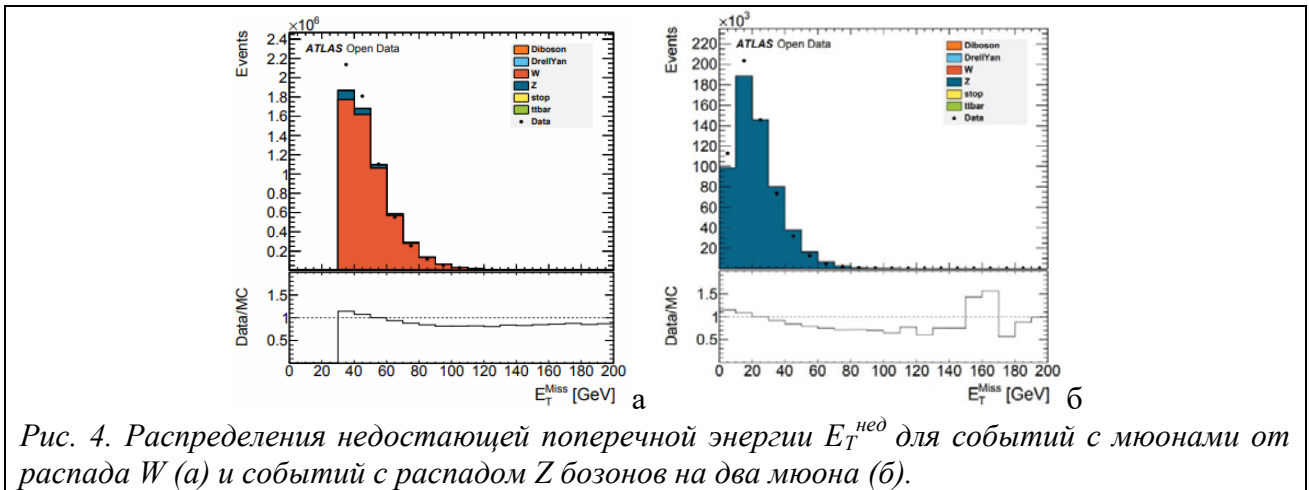


Рис. 4. Распределения недостающей поперечной энергии  $E_T^{ned}$  для событий с мюонами от распада W (а) и событий с распадом Z бозонов на два мюона (б).

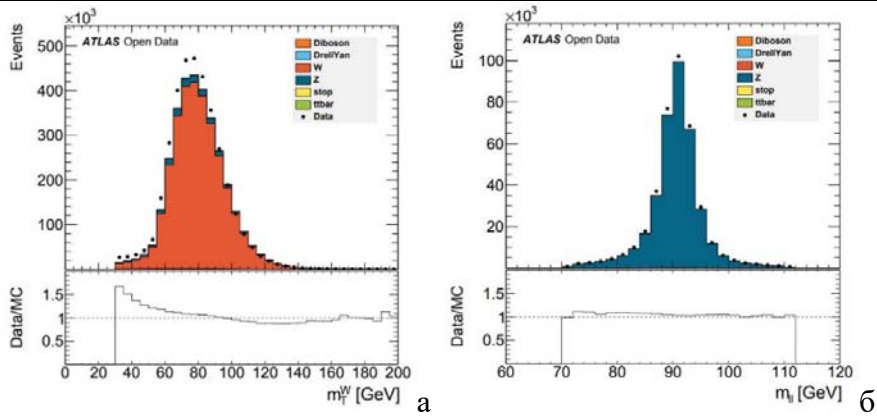


Рис. 5. Распределения поперечной массы  $m_T^W$  для событий с мюонами (а) и инвариантной массы двух лептонов  $m_{ll}$  событий с распадом Z бозонов на два мюона (б).

Аналогичный набор событий с высокой статистикой представляют события с рождением пары топ-кварков. Сечение этого процесса при энергии pp соударений составляет  $818 \pm 36$  пбн [4], что в 100 раз превышает его сечение при энергии Теватрона. Для отбора событий для анализа используются те же критерии, что и для событий с W бозоном, но с добавлением требования наличия по крайней мере 4-х струй, из которых две классифицируются как струи b кварков, или b-струи. В отобранных событиях один из W бозонов от распада топ кварка распадается по лептонному каналу, другой с образованием двух струй. На рис. 6 приведены распределения по  $p_T^l$  мюонов от распада топ кварка (а) и распределения по недостающей поперечной энергии  $E_T^{had}$  (б).

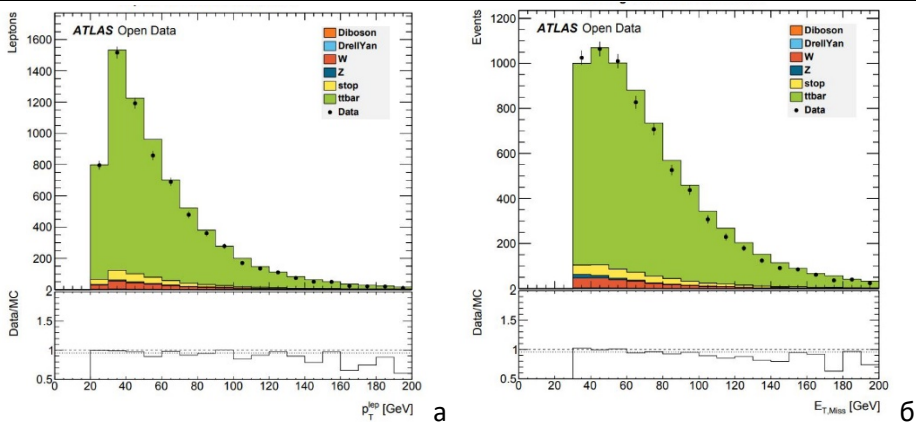


Рис.6. распределения по  $p_T^l$  мюонов от распада топ кварка (а) и распределения по недостающей поперечной энергии  $E_T^{had}$  (б) при парном рождении в pp соударениях при энергии 8 ТэВ.

Из рис. 6 видно, что мюоны от распада топ кварка достигают существенно более высоких значений поперечного импульса, чем в распадах векторных бозонов, как и значения недостающей поперечной энергии, превышающих значение 200 ГэВ, тогда как в распадах W они не превышают 100 ГэВ.

1. ATLAS Collaboration, ATL-OREACH-PUB-2016-001;
2. R.Brun and F.Rademakers, *ROOT: An object oriented data analysis framework*, Nucl. Instrum. Meth. A389 (1997) 81.;
3. ATLAS Collaboration, M.Aaboud et al., Eur.Phys. J. C 78(2018) 110;
4. ATLAS Collaboration, M.Aaboud et al., Phys.Lett. B 761(2016) 136.

# Системы мониторинга триггера В-физики в эксперименте ATLAS Большого адронного коллайдера

О.В. Мешков

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

E-mail: [ov.meshkov@physics.msu.ru](mailto:ov.meshkov@physics.msu.ru)

Детектор ATLAS [1] Большого адронного коллайдера (БАК) – это детектор общего назначения, важнейшими задачами которого является исследование свойств бозона Хиггса и поиска эффектов новой физики. ATLAS работает с большими потоками данных, соответствующих  $10^9$  соударений протонов в секунду. Только некоторые из этих событий содержат интересную информацию, которая может привести к более глубокой проверке Стандартной модели и наблюдению новой физики. Раздел В-физики в эксперименте ATLAS ставит задачей исследование адронов, в состав которых входят b-кварки, или b-адронов. Сечения рождения b-адронов при достигнутой энергии БАК 13 ТэВ составляют порядка 500 мкб. Для того, чтобы уменьшить поток данных используется триггерная система отбора событий. Триггер В-физики [2] отбирает события с двумя мюонами с противоположными электрическими зарядами и пороговыми значениями поперечных импульсов 4 или 6 ГэВ.

Во втором сеансе работы (Run-2) при увеличенной светимости до  $1.7 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  и энергии соударений 13 ТэВ триггер претерпел существенные изменения [3,4]. Появилась информация с дополнительного слоя пиксельных детекторов IBL. В изначально трехуровневой системе триггера алгоритмы второго и третьего уровней были объединены в триггер высокого уровня. Благодаря этому появилась возможность динамического конфигурирования распределения ресурсов между ними.

Триггер В-физики реализован с помощью программных алгоритмов, включенных в триггер высокого уровня. На первом уровне триггера проводится идентификация мюонов и определение их поперечных импульсов. На программном уровне в триггере высокого уровня определяется их инвариантная масса  $m_{\mu\mu}$ , координаты вершины их рождения, прицельные параметры треков и др. Эти параметры используются в специальных алгоритмах выделения событий. По величине инвариантной массы мюонов выделяются три типа алгоритмов: для распадов  $J/\psi$  и  $\psi(2S)$  со значениями  $m_{\mu\mu}$  в интервале 2.5 – 4.3 ГэВ, для редких распадов со значениями  $m_{\mu\mu}$  в интервале 4 – 8.5 ГэВ, для сигналов  $Y(nS)$  со значениями  $m_{\mu\mu}$  в интервале 8 – 12 ГэВ. Для триггера распадов  $B \rightarrow \mu\mu X$  в широком интервале  $m_{\mu\mu}$  1,5 – 14 ГэВ применяются специальные триггеры для отбора событий типа:  $B^0 \rightarrow \mu\mu K^{*0}$ ,  $B_s^0 \rightarrow \mu\mu\phi$ ,  $B^+c \rightarrow \mu\mu D_s^{*+}(K^+K^-\pi^+)$ . Разработка триггера В-физики включает:

определение эффективности димюонных триггеров, влияния высокого уровня наложения событий (pileup) на эффективность отбора событий, мониторинг времени жизни и величины массы  $B^+$ -мезона, разработку нового алгоритма триггера для отбора распадов  $B \rightarrow K^* e e$ , исследование использования ФТК в  $B \rightarrow \mu \mu X$  и усовершенствование мониторинга B-триггера.

Для поддержания правильной работы триггера B-физики используется мониторинг. Существует два вида мониторинга триггера B-физики: offline и online мониторинг. Аналитические данные в режиме реального времени такие, как количество ядер центрального процессора (ЦП), доступные для принятия новых событий и среднее время обработки событий, а также гистограммы онлайн-мониторинга для физики доступны в режиме online мониторинга. Для более подробной информации об использовании ресурсов в триггере используется offline мониторинг. Гистограммы для этого вида мониторинга создаются после реконструкции всех событий с детектора ATLAS. С помощью гистограмм offline мониторинга можно оценить распределения прицельных параметров треков, координат вершины рождения B-адрона, псевдобыстроты, азимутального угла, поперечного импульса, как для отдельного мюона, так и для всего кандидата в B-адрон и др. Активно ведется работа по поддержке и совершенствованию средств мониторинга триггера B-физики. Добавляются новые гистограммы для параметров событий, ведется проверка функциональности алгоритмов.

1. ATLAS Collaboration, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, JINST 3 (2008) S08003.
2. L.N. Smirnova., S.M. Turchikhin, Muon and B-physics trigger of the ATLAS experiment in Run 2, Phys. Part, Nucl. 2017, 48 №5, P.801
3. ATLAS Collaboration, Technical Design Report for the Phase-I Upgrade of the ATLAS TDAQ System, CERN-LHCC-2013-018
4. ATLAS Collaboration, Performance of the ATLAS Trigger System in 2015, Eur. Phys, J. C (2017) 77, 317



# ПРЕДСКАЗАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗОТОПОВ 102-106 ЭЛЕМЕНТОВ НА ОСНОВЕ МАССОВЫХ СООТНОШЕНИЙ

М.В. Симонов<sup>1</sup>, Е.В. Владимирова<sup>1</sup>, Т.Ю. Третьякова<sup>2</sup>

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

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

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

## Введение.

Вторая половина XX века и начало XXI столетия отмечены большими успехами в области синтеза тяжелых ядер: был открыт 21 элемент, в том числе фермий Fm ( $Z = 100$ ) и следующие за ним сверхтяжелые ( $Z > 100$ ) изотопы элементов 101-118 [1]. Открытие новых членов цепочек нуклидов, исследование их свойств и продвижение в область еще более тяжелых ядер – задача современной науки.

Большинство сверхтяжелых ядер испытывают  $\alpha$ -распад, поэтому методы регистрации синтезированных изотопов строятся на детектировании продуктов распада. Значит, актуальной задачей является расчет характеристик реакции, в частности периода полураспада и энергии вылетающих  $\alpha$ -частиц.

## Метод расчета.

В настоящей работе для вычисления массы (или энергии связи) ядер используется феноменологический подход, основанный на массовых соотношениях. Метод основан на установлении численных корреляций между массами близлежащих на  $NZ$ -диаграмме нуклидов. Точность подобных методов (соотношения Гарви-Келсона; экстраполяция Audi, Wapstra) сопоставима с теоретическими расчетами как в макроскопических, так и в макро-микроскопических моделях (HFBCS, HFB, FRDM и др.) [2].

В работе [3] было предложено использовать массовое соотношение для протон-нейтронного взаимодействия ( $pn$ -взаимодействие), определяемое через энергию отделения  $S$  и энергию связи  $B$ :

$$\Delta_{pn} = S_p(Z, N) - S_n(Z, N-1) = [B(Z, N) - B(Z, N-1)] - [B(Z-1, N) - B(Z-1, N-1)] \quad (1)$$

Данная величина при  $Z > 60$  является относительно гладкой и может быть аппроксимирована с введением поправки на оболочечные эффекты [4]:

$$-\delta V_{pn}^{calc}(Z, N) = -\overline{\delta V_{pn}(A)} + \Delta_{sh}(Z, N), \quad (2)$$

где  $\delta V_{pn}^{calc}(Z, N)$  – вычисляемое значение взаимодействия,  $\overline{\delta V_{pn}(A)}$  – аппроксимированное на основе экспериментальных данных значение,  $\Delta_{sh}(Z, N)$  – оболочечная поправка. Аппроксимация [4] может быть задана в области  $Z > 92$  следующим выражением:

$$\overline{\delta V_{pn}(A)} = \begin{cases} 74 \text{ кэВ,} & \text{для нечетных } A \\ 74 + \frac{69861}{A} \text{ кэВ,} & \text{для четных } A \end{cases}$$

Оболочечная поправка вводится так:

$$\Delta_{sh}(Z, N) = a + 2b \cdot \left| \Omega_N(N_p - \Omega_Z) - \Omega_Z(N_n - \Omega_N) \right|,$$

где параметры  $a$  и  $b$ , равные 44,67 и  $-0,1697$  для четных  $A$  и  $-11,25$  и  $0,0499$  для нечетных  $A$ , определяются методом аппроксимации и связаны с заполнением оболочек в ядре, разность под модулем зависит от порядка заполнения подоболочек, от спина ядра. В нашей работе мы отказались от спинового члена поправки с параметром  $b$ , поскольку вклад его очень мал ( $\sim 0,3$  кэВ/нуклон) и порядок заполнения для сверхтяжелых элементов точно неизвестен; расчет со спиновым членом хуже сходится с экспериментом, чем без него.

Из формулы 1 следует, что есть 4 способа вычислить энергию связи нуклида, например:

$$B_{pred}(Z, N) = B(Z, N-1) + B(Z-1, N) - B(Z-1, N-1) + \delta V_{pn}^{cal}(Z, N) \quad (3)$$

Применяя формулу 3, можно шаг за шагом вычислять энергию связи изотопов на  $NZ$ -диаграмме и таким образом двигаться вглубь области сверхтяжелых ядер и заполнять пустые ячейки изотопических цепочек, что и было сделано в данной работе для элементов 102-106.

Далее рассчитывалась энергия  $\alpha$ -распада, и по формуле Вайолы-Сиборга [5] оценивался период полураспада по  $\alpha$ -каналу:

$$\lg T_\alpha = \frac{(cZ + d)}{\sqrt{Q}} + (fZ + e) + h_{log}, \quad (4)$$

где  $c = 1,64062$ ,  $d = -8,54399$ ,  $f = -0,19430$  и  $e = -33,9054$ ; значения параметров взяты из работы [6]. Фактор  $h_{log}$  равен 0, 0,8937, 0,5720 и 0,9380 для четно-четных, четно-нечетных (четных по  $Z$ ), нечетно-четных и нечетно-нечетных ядер соответственно.

Все вычисления производились на основе экспериментальных данных из АМЕ16 (Atomic Mass Evaluation 2016, [7]) по модели [4]; источник для периода полураспада по  $\alpha$ -каналу – база данных NNDC BNL [8].

Погрешность метода оценивалась на ядрах с массовыми числами  $A = 230-258$  ( $Z=94-98$ ,  $N=146-150$ ) и составляет до 0,8 кэВ/нуклон или 200 кэВ для энергии связи (рис. 1). На рис. 2 демонстрируется поведение формулы при увеличении числа шагов: наибольшее отклонение достигается при 2-3 применениях, затем погрешность остается примерно постоянной.

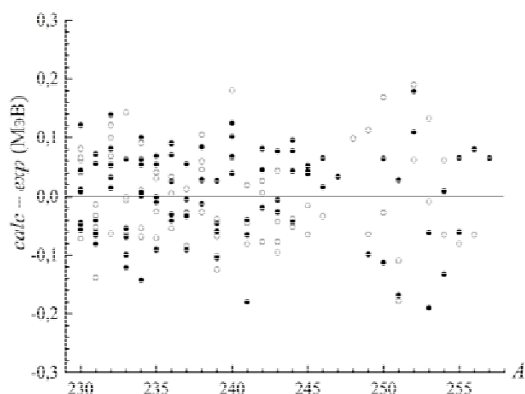


Рисунок 1. Отклонение расчетной энергии связи от экспериментальных данных

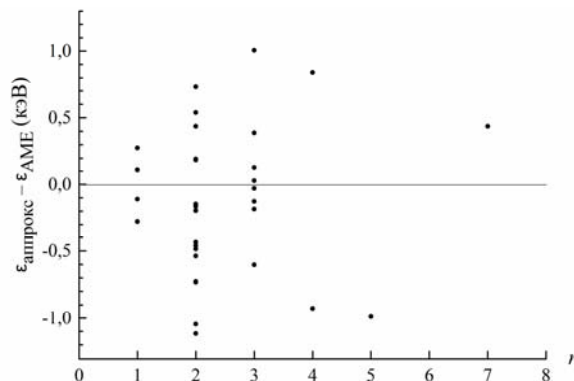


Рисунок 2. Зависимость отклонения расчетной энергии связи от количества применений формулы

### Результаты.

Для элементов с  $Z = 102-106$  вычислены значения удельных энергий связи. Результаты расчетов приведены в сравнении с экспериментальными данными на рис. 3. Для дочернего и материнского ядра по данным аппроксимации была рассчитана энергия  $\alpha$ -распада и сделана оценка периода полураспада с использованием формулы Вайолы-Сиборга. Результаты расчетов приведены на рис. 4 и 5.

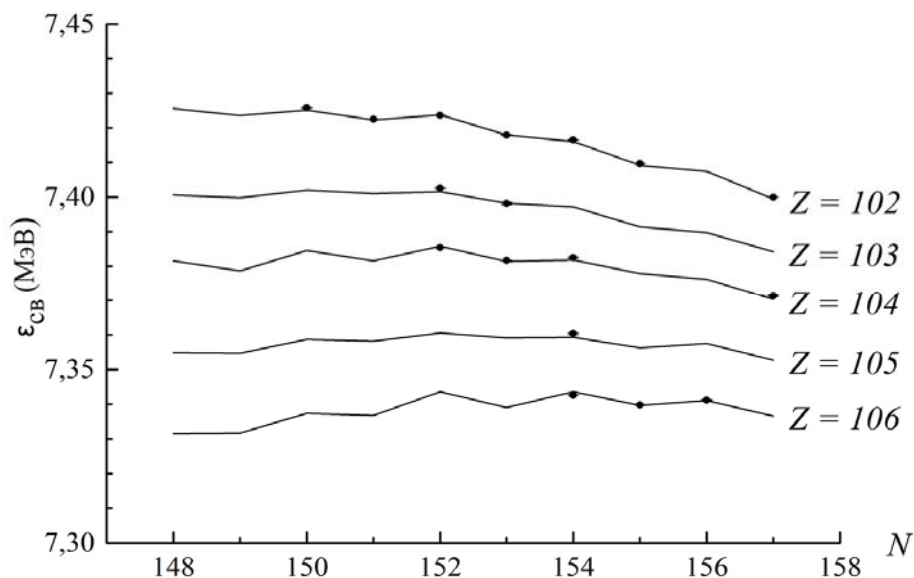


Рисунок 3. Сравнение расчетных значений (линии) удельной энергии связи с экспериментом (точки)

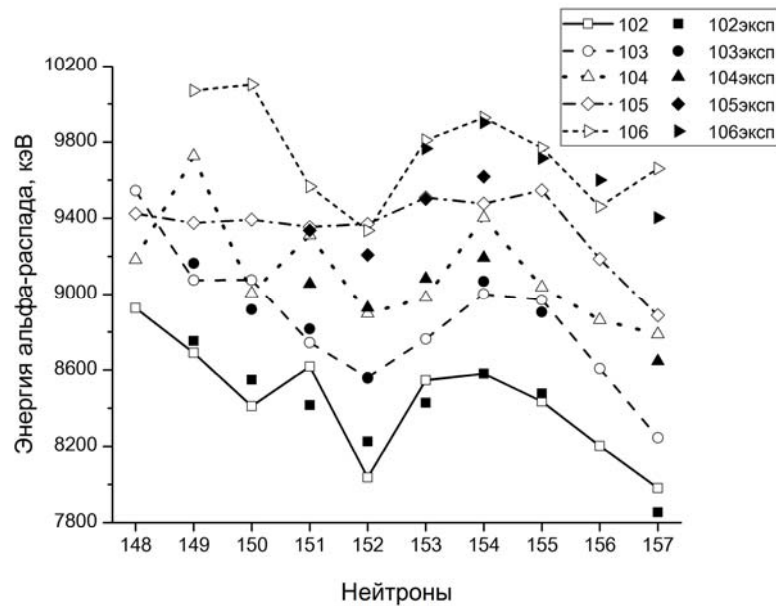


Рисунок 4. Сравнение расчетных значений (пустые точки) энергии  $\alpha$ -распада с экспериментом (закрашенные точки)

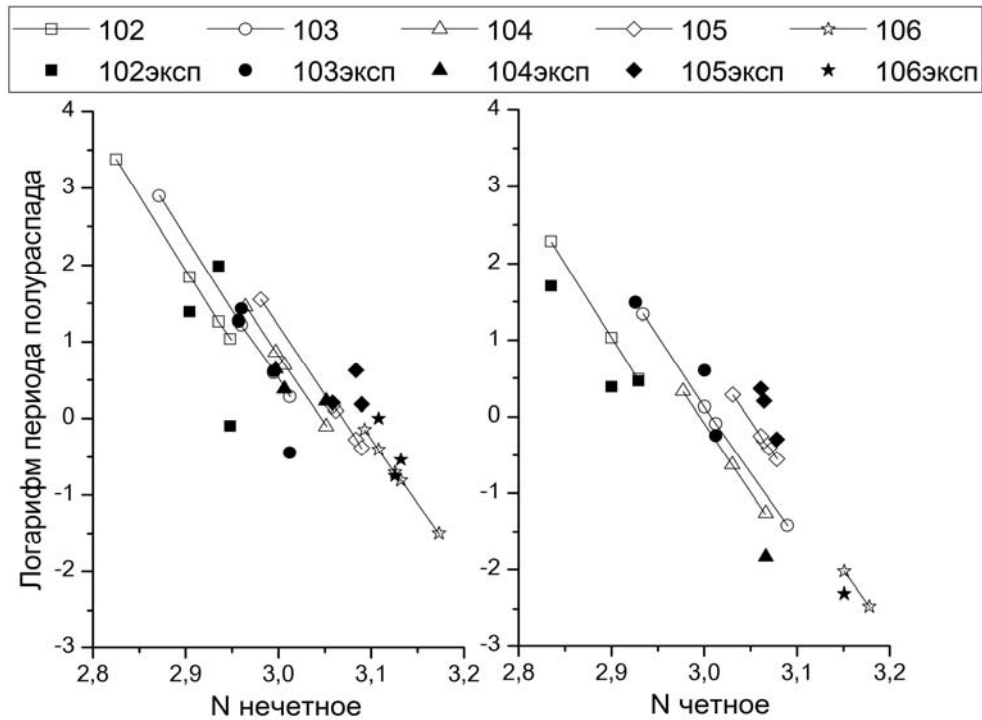


Рисунок 5. Сравнение расчетных значений (пустые точки) периода полураспада с экспериментом (закрашенные точки)

Как видно из рисунка 3, метод дает хорошие оценки для энергии связи сверхтяжелых нуклидов. Энергия распада (рис. 4) вычисляется с большей ошибкой: используются 2 расчетных значения. На рис. 5 представлены зависимости логарифма периода полураспада от корня из энергии  $\alpha$ -распада. Четные и нечетные по  $N$  ядра приводятся отдельно, исходя из близости значений фактора  $h_{log}$  для этих ядер в формуле (4); показаны те изотопы, у которых доля  $\alpha$ -канала в распаде больше 50%. Период полураспада вычисляется наименее точно, поскольку используется приближенная формула Вайолы-Сиборга. Кроме того, многие сверхтяжелые ядра имеют свойство

спонтанно делиться, поэтому сравнение периода полураспада с экспериментальными данными производить трудно.

Таблица 1. В таблице представлены расчеты энергии и периода полураспада по  $\alpha$ -каналу. Для сравнения приводятся данные: для энергии распада - из работы [4], FRDM(2012) [9], эксперимент - AME16 [7] (знаком ‘#’ помечены данные аппроксимации); для периода полураспада – экспериментальные данные из базы NNDC [8] (знаком ‘\*’ обозначены ядра, для которых доля распада по  $\alpha$ -каналу меньше 50%).

Изотоп	$Q_\alpha$ , МэВ	$Q_\alpha$ [4], МэВ	$Q_\alpha$ exp[7]	$Q_\alpha$ FRDM[9]	$T_\alpha$ , с	$T_\alpha$ exp[8]
No <sub>148</sub>	8,92	8,92	#8,95	8,88	0,57	*
No <sub>149</sub>	8,69	-	8,752	8,62	2,82	0,8
No <sub>150</sub>	8,41	8,7	8,549	8,36	2,81	2,44
No <sub>151</sub>	8,62	8,57	8,415	8,2	3,54	97,2
No <sub>152</sub>	8,04	8,41	8,226	8,15	9,89	51
No <sub>153</sub>	8,55	8,24	8,428	8,49	4,43	*
No <sub>154</sub>	8,58	8,41	8,582	8,52	1,63	2,91
No <sub>155</sub>	8,43	8,59	8,477	8,33	6,34	24,5
No <sub>156</sub>	8,20	8,44	#8,15	8,2	5,61	*
No <sub>157</sub>	7,98	-	7,854	7,76	29,36	4500
Lr <sub>148</sub>	9,54	9,18	#9,367	9,16	0,24	-
Lr <sub>149</sub>	9,07	9,1	9,164	8,94	1,32	0,36
Lr <sub>150</sub>	9,08	8,89	8,918	8,67	0,92	0,57
Lr <sub>151</sub>	8,74	8,83	8,816	8,54	3,59	18,4
Lr <sub>152</sub>	8,56	-	8,556	8,49	4,43	31,1
Lr <sub>153</sub>	8,76	-	#8,811	8,8	3,38	27
Lr <sub>154</sub>	9,00	9,02	9,068	8,82	1,14	4
Lr <sub>155</sub>	8,97	8,62	8,904	8,64	1,80	4,1
Lr <sub>156</sub>	8,61	9,18	#8,584	8,49	3,82	6,2
Lr <sub>157</sub>	8,24	-	#8,396	8,08	18,08	180
Rf <sub>148</sub>	9,18	-	-	9,6	0,53	-
Rf <sub>149</sub>	9,73	9,3	#9,35	9,39	0,29	*
Rf <sub>150</sub>	9,01	9,15	#9,21	9,12	0,90	*
Rf <sub>151</sub>	9,31	9,08	9,055	8,97	0,90	*
Rf <sub>152</sub>	8,90	8,98	8,926	8,96	1,26	*
Rf <sub>153</sub>	8,98	9,08	9,083	9,2	2,37	4,4
Rf <sub>154</sub>	9,40	9,21	9,193	9,27	0,28	*
Rf <sub>155</sub>	9,04	-	#9,13	9,05	2,00	2,4
Rf <sub>156</sub>	8,86	-	#8,9	8,87	1,39	*
Rf <sub>157</sub>	8,79	-	8,646	8,48	4,29	68
Db <sub>148</sub>	9,42	-	-	9,88	0,67	-
Db <sub>149</sub>	9,38	-	-	9,69	1,11	-
Db <sub>150</sub>	9,39	9,81	#9,44	9,39	0,73	1,6
Db <sub>151</sub>	9,35	9,76	9,336	9,28	1,18	1,6
Db <sub>152</sub>	9,37	9,51	9,207	9,26	0,78	2,3
Db <sub>153</sub>	9,51	9,45	9,501	9,5	0,76	4,2
Db <sub>154</sub>	9,48	9,67	9,619	9,58	0,58	0,51
Db <sub>155</sub>	9,55	9,14	#9,501	9,33	0,68	1,52
Db <sub>156</sub>	9,19	9,05	#9,218	9,2	1,33	1,8
Db <sub>157</sub>	8,89	9,14	#9,046	8,84	4,72	35

Sg <sub>149</sub>	10,07	-	-	9,98	0,22	-
Sg <sub>150</sub>	10,10	10,28	-	9,68	0,08	-
Sg <sub>151</sub>	9,57	10,15	-	9,53	0,87	-
Sg <sub>152</sub>	9,33	9,74	#9,62	9,56	0,69	*
Sg <sub>153</sub>	9,81	9,79	9,765	9,79	0,44	0,29
Sg <sub>154</sub>	9,93	9,81	9,901	9,88	0,13	$4,95 \cdot 10^{-3}$
Sg <sub>155</sub>	9,77	9,77	9,714	9,72	0,50	0,178
Sg <sub>156</sub>	9,46	-	9,6	9,55	0,48	*
Sg <sub>157</sub>	9,66	9,75	9,403	9,18	0,67	1

В таблице 1 представлены расчеты энергии и периода полураспада по  $\alpha$ -каналу для 9-10 изотопов 5 сверхтяжелых элементов. Для сравнения приводятся данные эксперимента [7], данные работы [4], где был предложен используемый метод, и результаты расчетов по макро-микроскопической модели FRDM [9]. Стандартное отклонение в МэВ на исследуемом массиве ядер составляет: для полученных результатов – 0,1278, для работы [4] – 0,2093, для модели FRDM – 0,1443, что говорит о хорошей точности метода, об оправданности отказа от спинового члена оболочечной поправки по сравнению с работой [4].

#### **Вывод.**

В нашей работе с помощью метода массовых соотношений были получены оценки для характеристик изотопов сверхтяжелых элементов. Изложенный метод тестировался на новых данных AME16 [7]; сделаны предсказания для неизвестных ядер.

Поскольку метод работает достаточно точно, то оправданно его дальнейшее применение. Способы расчета можно видоизменять, рассматривая другие массовые соотношения, позволяя получать важные для проведения эксперимента и теоретических исследований характеристики нуклидов и ядерных реакций, продвигаться вглубь области сверхтяжелых ядер и других районов карты изотопов.

1. Б.С. Ишханов, Т.Ю. Третьякова. Путь к сверхтяжелым элементам // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2017. N3.
2. D. Lunney, J. M. Pearson, C. Thibault. Recent trends in the determination of nuclear masses // Reviews Of Modern Physics 2003. Vol.75, N3, p. 1021-1082.
3. Jänecke, J., and P. J. Masson, 1988, At. Data Nucl. Data Tables 39, 265.
4. H. Jiang, G. J. Fu, B. Sun, M. Liu, N. Wang, M. Wang, Y. G. Ma, C. J. Lin, Y. M. Zhao, Y. H. Zhang, Zhongzhou Ren, and A. Arima. Predictions of unknown masses and their applications // Phys. Rev. 2012. C 85, 054303.
5. V. E. Viola and G. T. Seaborg, J. Inorg. Nucl. Chem. 28, 741 (1966)
6. T. K. Dong and Z. Z. Ren, Eur. Phys. J. A 26, 69 (2005).
7. Meng Wang, G. Audi, F.G. Kondev, W.J. Huang, S. Naimi, Xing Xu. The Ame2016 atomic mass evaluation // Chinese Physics 2017. C 41, Sg. 3, 030003.
8. <https://www.nndc.bnl.gov/chart/>
9. P.Möller, A.J.Sierka, T.Ichikawa, H.Sagawa. Nuclear ground-state masses and deformations: FRDM(2012) // Atomic Data and Nuclear Data Tables 2016. Vol. 109–110, p. 1-204.

# СКОРОСТИ БЕТА-РАСПАДА И Е-ЗАХВАТА В НАГРЕТЫХ ЯДРАХ $^{56}\text{Ni}$

С.В. Сидоров<sup>1,2</sup>, А.А. Джиев<sup>2</sup>, Т.Ю. Третьякова<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Физический факультет, Московский государственный университет имени  
М.В.Ломоносова

<sup>2</sup>ЛТФ имени Н.Н. Боголюбова, Объединенный институт ядерных исследований

<sup>3</sup>НИИЯФ, Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова

E-mail: sv.sidorov@physics.msu.ru

## Введение

При изучении и компьютерном моделировании многих астрофизических процессов необходимо знать скорости реакций обусловленных слабым взаимодействием. Примерами являются реакции  $e^-$ -захвата и  $\beta^-$ -распада, протекающие в экстремальных условиях, возникающих при гравитационном коллапсе центральной части (кора) массивной звезды и последующем взрыве сверхновой. Захват электронов ядрами группы железа ( $A \sim 60$ ) уменьшает давление электронного газа в коре и тем самым инициирует и ускоряет коллапс. Бета-распад действует в обратном направлении. Помимо этого, соотношение скоростей  $e^-$ -захвата и  $\beta^-$ -распада определяет число электронов на барион  $Y_e$  в финальном несжимаем коре и поэтому является из факторов, которые определяют его массу ( $M_f \sim Y_e^2$ ) и от которых зависит энергия взрывной волны [1].

В экстремальных условиях реализующихся при коллапсе (т.е. при температурах выше  $10^9$  К или 0.1 МэВ и плотностях выше  $10^7$  г/см<sup>3</sup>) обе реакции в ядрах группы железа протекают за счет переходов гамов-теллеровского типа (ГТ) [1], поэтому для расчета скоростей необходимо знать распределение силы этих переходов. Нахождение силовой функции ГТ переходов осложняется тем, что в горячей и плотной материи коллапсирующего кора атомные ядра находятся в возбужденных состояниях. Заселение возбужденных состояний происходит за счет установившегося термодинамического равновесия между веществом и электромагнитным излучением. В этих условиях вероятность заселения возбужденных состояний задается больцмановским распределением и согласно модели Ферми-газа средняя энергий возбуждения для ядра  $A$  зависит от температуры как  $E = AT^2/8$ . Для ядер группы железа с  $A \sim 60$  при  $T \sim 1$  МэВ средняя энергия возбуждения  $E \sim 8$  МэВ. Очевидно, что при столь высоких энергиях возбуждения силовая функция ГТ переходов может существенно отличаться от ГТ силовой функции основного состояния ядра. В частности, тепловое размытие протонной и нейтронной поверхности Ферми в ядре делает возможным ГТ переходы, которые заблокированы принципом Паули в основном состоянии ядра (см. рис. 1). За счет таких переходов происходит фрагментация силовой функции, и усиливаются ее компоненты лежащие при низких и отрицательных энергиях. Это делает возможным бета-распад ядер, стабильных в основном состоянии, из возбужденных состояний.

На сегодняшний день при моделировании коллапса и взрыва сверхновых широко используются скорости  $e$ -захвата и  $\beta$ -распада, рассчитанные с использованием модели оболочек [2, 3]. При современном развитии

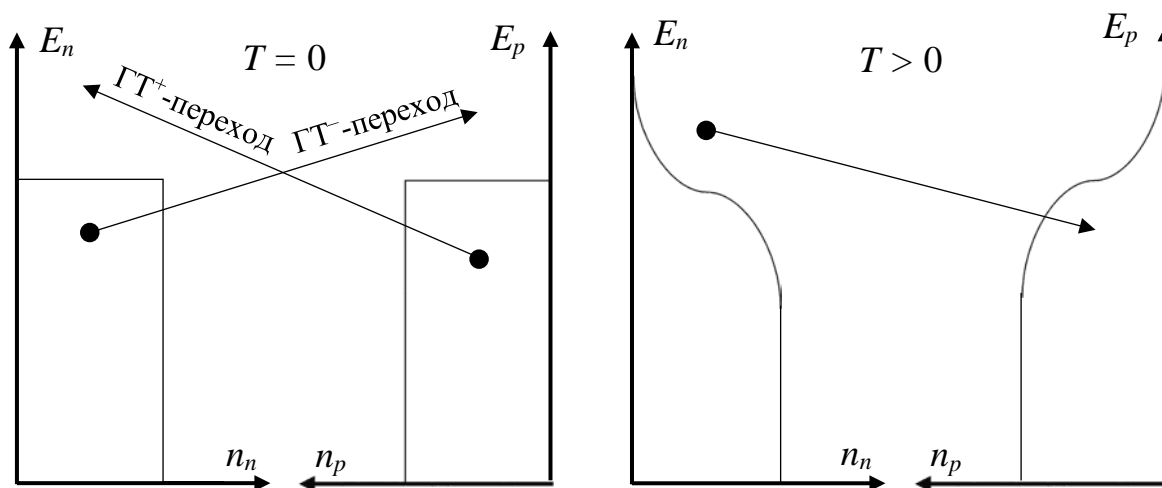


Рис. 1. GT-переходы в холодном ядре (слева) и нагретом ядре (справа). Размытие поверхности Ферми приводит к появлению переходов, сопровождающихся девозбуждением ядра.

компьютерной техники, модель оболочек позволяет детально рассчитать GT силовую функцию для основного и низколежащих возбужденных состояний ядер с  $A \sim 60$ , используя конфигурационное пространство, содержащее вплоть до  $10^9$  состояний. Рост энергии возбуждения ядра, однако, требует дальнейшего увеличения конфигурационного пространства, что находится вне пределов возможностей современных компьютеров. Поэтому для учета GT переходов с высоковозбужденных состояний используется гипотеза Бринка, то есть предполагается, что GT силовая функция для возбужденных состояний имеет такой же вид что и для основного состояний. Необоснованность гипотезы Бринка для зарядовообменных возбуждений доказана оболочечными расчетами с использованием метода Монте-Карло [4]

В работах [5, 6] для описания GT-переходов в нагретых ядрах был предложен другой подход, основанный на комбинации квазичастичного приближения случайных фаз (КПСФ) с сепарабельным остаточным взаимодействием [7] и формализма термополевой динамики (ТПД) [8]. Получившийся метод, теплоквазичастичное приближение случайной фазы (ТКПСФ), позволяет рассчитывать силовую функцию термодинамически последовательным образом без привлечения гипотезы Бринка. Данный метод не столь требователен к компьютерным ресурсам, поэтому может быть применен и для ядер с  $A > 60$ . Такие ядра доминируют в коре на финальной части коллапса. В работе [9], метод ТКПСФ был объединён с методом энергетического функционала для сил Скимра. Это позволяет проводить расчеты самосогласованным образом, когда и среднее поле и остаточное



взаимодействие рассчитывается на основе одного и того же энергетического функционала. В данной работе метод Ским-ТКПСФ применяется для расчета скоростей  $e$ -захвата и  $\beta$ -распада ядра  $^{56}\text{Ni}$ . Данное ядро является одним из самых распространённых в коре на начальной стадии коллапса.

### Модель

В формализме ТПД свойства возбужденных состояний нагретой системы описываются путем диагонализации теплового гамильтониана  $\mathcal{H}$ , определяемого как разность между физическим гамильтонианом  $H$  и фиктивным гамильтонианом  $\tilde{H}$ . Последний строится из физического с помощью специальной операции тильда-сопряжения. Собственная функция теплового гамильтониана  $|0(T)\rangle$ , соответствующая нулевому собственному значению, называется тепловым вакуумом и описывает равновесное состояние нагретой системы. Переходы из теплового вакуума на собственные состояния  $\mathcal{H}$  с положительной (отрицательной) энергией соответствуют возбуждению (девозбуждению) системы.

В качестве физического гамильтониана для расчета ГТ силовой функции в нагретом ядре  $^{56}\text{Ni}$  в использовался гамильтониан, включающий в себя среднее поле и остаточное протон-нейтронное взаимодействие в канале частица-дырка. Как уже отмечалось, среднее поле и остаточное взаимодействие получены с использованием сил Скимма. При этом мы пренебрегли влиянием температуры на среднее поле. Кроме того, для магического ядра  $^{56}\text{Ni}$  не учитывались парные корреляции.

В методе ТКПСФ тепловой гамильтониан диагонализуеться в предположении, что для начального нагретого четно-четного ядра волновая функция конечного состояния, образующегося в ходе ГТ-перехода, получается в результате действия оператора рождения теплового ГТ-фона  $Q_{\mu k}^\dagger$  на тепловой вакуум. Оператор теплового задается в виде линейной комбинации операторов рождения и уничтожения пар тепловых квазичастиц:

$$Q_{\mu k}^\dagger = \sum_{p,n} \left( \psi_{pn}^k [\beta_p^\dagger \beta_n^\dagger]_\mu^1 + \tilde{\psi}_{pn}^k [\tilde{\beta}_p^\dagger \tilde{\beta}_n^\dagger]_\mu^1 + i\eta_{pn}^k [\beta_p^\dagger \tilde{\beta}_n^\dagger]_\mu^1 + i\tilde{\eta}_{pn}^k [\tilde{\beta}_p^\dagger \beta_n^\dagger]_\mu^1 \right. \\ \left. + \phi_{pn}^k [\beta_{\bar{p}} \beta_{\bar{n}}]_\mu^1 + \tilde{\phi}_{pn}^k [\tilde{\beta}_p \tilde{\beta}_n]_\mu^1 + i\xi_{pn}^k [\beta_{\bar{p}} \tilde{\beta}_n]_\mu^1 + i\tilde{\xi}_{pn}^k [\tilde{\beta}_p \beta_{\bar{n}}]_\mu^1 \right).$$

Здесь индексы  $p, n$  – квантовые числа протонов и нейтронов в ядре; черта над индексом – символ обращения времени;  $[\ ]_\mu^1$  означает тензорное произведение двух моментов, связывающее их в полный момент 1 с проекцией  $\mu$ . Операторы рождения и уничтожения тепловых квазичастиц связаны с операторами рождения и уничтожения физических и тильдованных частиц через два унитарных преобразования: стандартное и тепловое преобразования Боголюбова. Коэффициенты обоих преобразований

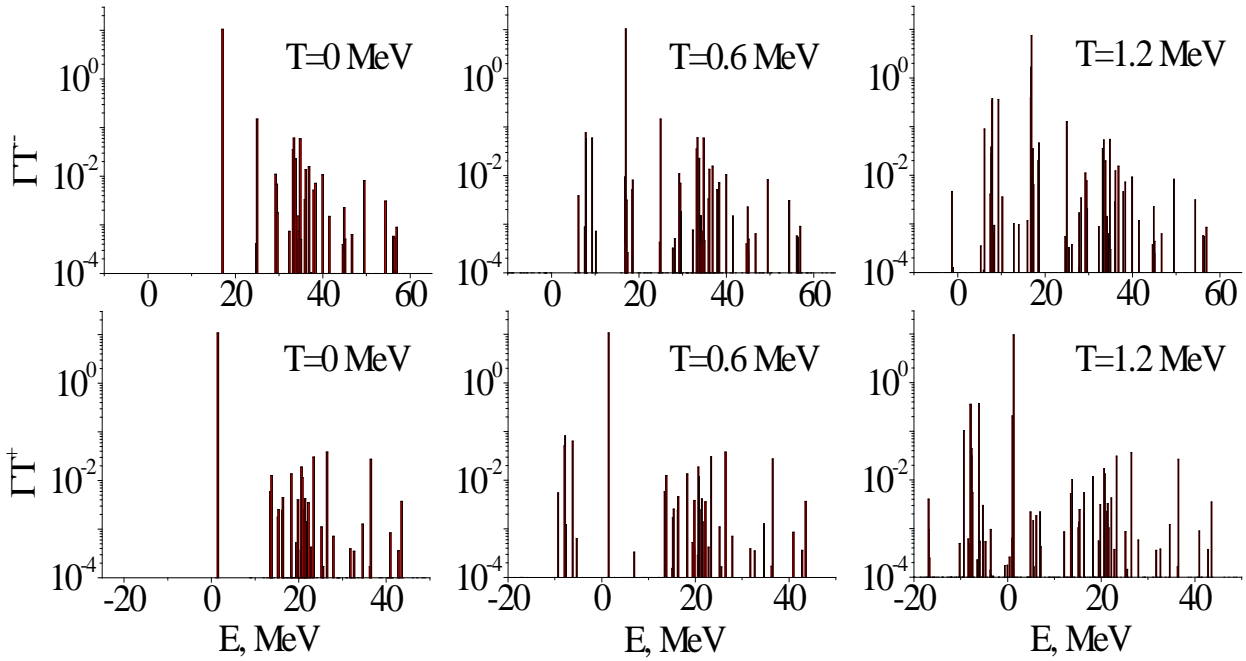


Рис. 2. Распределение силы  $\Gamma T^-$  (верхний ряд) и  $\Gamma T^+$ -переходов (нижний ряд) в  $^{56}\text{Ni}$  при различных температурах

находятся из условия минимума свободной энергии для системы невзаимодействующих боголюбовских квазичастиц. Коэффициенты теплового преобразования оказываются связанными с тепловыми числами заполнения в статистике Ферми-Дирака.

Энергия однофононного состояния  $Q_{\mu k}^\dagger |0(T)\rangle$  находится из вариационного принципа при дополнительных ограничениях на фононные амплитуды  $\psi, \phi, \eta, \xi$  и т.д., связанных с условием нормировки. Соответствующее вариационное уравнение имеет вид:

$$\delta \left\{ \langle 0(T) | Q_{\mu k} \mathcal{H} Q_{\mu k}^\dagger | 0(T) \rangle - \frac{\omega_k}{2} [\langle 0(T) | [Q_{\mu k}, Q_{\mu k}^\dagger] | 0(T) \rangle - 1] \right\} = 0.$$

Множитель Лагранжа  $\omega_k$  – это энергия  $\omega_k$ -го однофононного состояния. Из-за сепарабельности остаточного взаимодействия полученная после варьирования по фононным амплитудам система линейных уравнений сводится к алгебраическому секулярному уравнению, корни которого определяют энергии однофононных состояний.

Каждому однофононному состоянию  $Q_{\mu k}^\dagger |0(T)\rangle$  с положительной энергией, соответствует тильдованное состояние  $\tilde{Q}_{\mu k}^\dagger |0(T)\rangle$  с отрицательной энергией. Амплитуда ГТ-перехода на однофононное состояние дается квадратом приведенного матричного элемента  $\Phi_k^{(\pm)}$  оператора ГТ $^\pm$ -перехода ( $\sigma t_\pm$ ) между тепловым вакуумом и этим состоянием. Энергия ГТ $^\pm$ -перехода  $E$  связана с энергией фонона  $\omega$  соотношением

$$E_k = \omega_k \pm (\Delta\lambda_{np} + 1.29 \text{ МэВ}).$$

где  $\Delta\lambda_{np}$  – разность величин нейтронного и протонного химических потенциалов, а 1.29 МэВ – разность масс нейтрона и протона. Зависимость амплитуды перехода от энергии перехода определяет силовую функцию.

Скорость  $e$ -захвата и  $\beta^-$ -распада нагретого дается выражением

$$\lambda = \frac{\ln 2}{6150 \text{ с}} \sum_k \left[ \Phi_k^{(\pm)} F^{(\pm)}(E_k) + \tilde{\Phi}_k^{(\pm)} F^{(\pm)}(\tilde{E}_k) \right].$$

Здесь верхний (нижний) знак отвечает  $e$ -захвату ( $\beta^-$  - распаду). Фазовый интеграл  $F^{(\pm)}(E)$  зависит от энергии перехода и химического потенциала электронного газа [3]. Последний определяется температурой и величиной  $\rho Y_e$ , где  $\rho$  - плотность вещества.

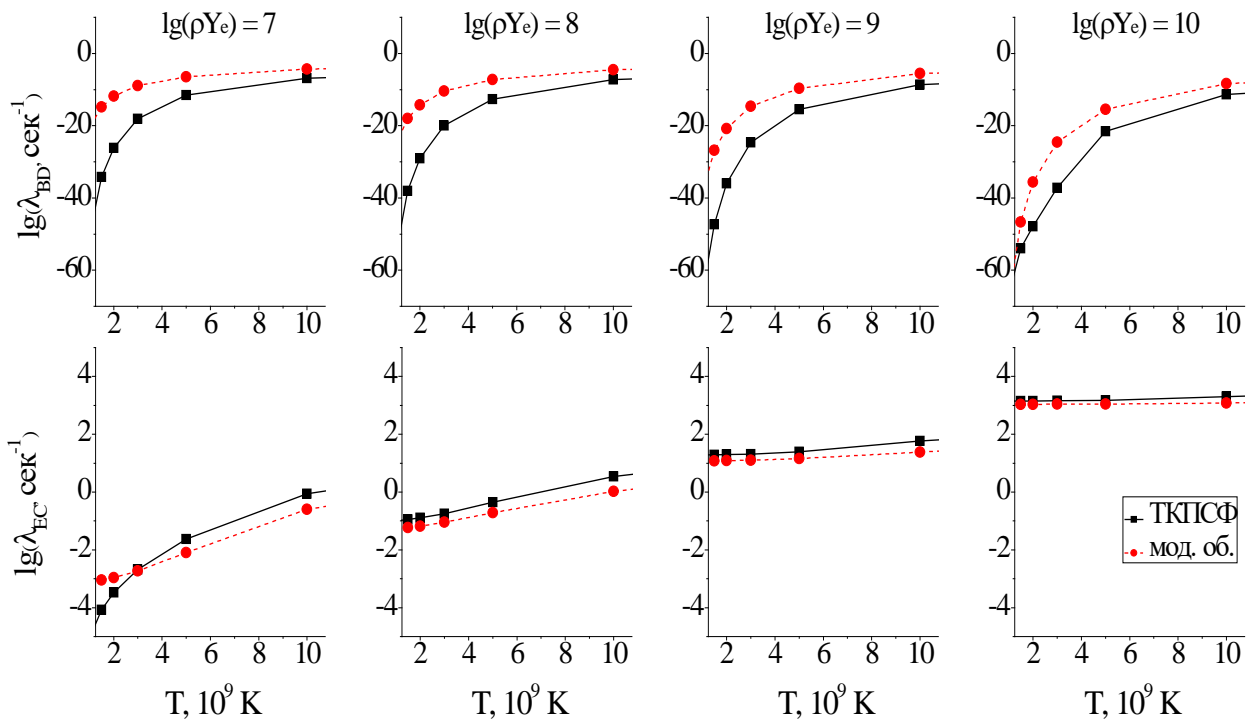


Рис. 3. Скорость бета-распада (верхний ряд) и  $e$ -захвата (нижний ряд) в  $^{56}\text{Ni}$  при различных температурах и плотности электронного газа (в единицах моль/см<sup>3</sup>). Сплошной линией показан расчет в рамках приближения ТКПСФ, пунктиром – в рамках оболочечной модели.

### Расчеты для $^{56}\text{Ni}$

Одночастичные волновые функции и энергии ядра  $^{56}\text{Ni}$  рассчитывались в подходе Хартри-Фока со взаимодействием Скирма SGII. Для получения остаточного взаимодействия использовалась процедура сепарабельзации [10].

На рис. 2 показана силовая функция ГТ-переходов в ядре  $^{56}\text{Ni}$  для трех значений температуры:  $T = 0, 0.6, 1.2 \text{ МэВ}$ . Как видно, с ростом температуры наблюдается возникновение переходов с отрицательной энергией. Такие переходы соответствуют ГТ-переходам с высоковозбужденных состояний ядра на низколежащие состояния дочернего ядра. Доля низкоэнергетических переходов так же увеличивается вследствие теплового размытия поверхности Ферми, возрастающего с температурой. Для реакций захвата электронов ядрами в звездном веществе появление ГТ<sup>+</sup>-переходов низких и отрицательных энергий снижает порог реакции и существенно повышает скорости захвата электронов при низких плотностях звездного вещества, когда мала энергия Ферми вырожденного электронного газа, окружающего атомные ядра. Появление ГТ-

переходов с отрицательной энергией делает возможным бета-распад нагретого ядра.

На рис. 3 приводится расчет скорости  $\beta^-$ -распада и  $e$ -захвата в ядре  $^{56}\text{Ni}$  при температурах и плотностях звездной материи реализующихся на начальных этапах коллапса. Видно, что скорость электронного захвата увеличивается как с ростом плотности, так и с повышением температуры. Это обусловлено в первую очередь тем, что с ростом плотности и, соответственно, ростом химического потенциала ( $\mu_e \sim \rho^{1/3}$ ) в электронном газе увеличивается доля электронов, энергии которых достаточно для перехода на все более и более высокие ядерные состояния с  $J^\pi = 1^+$ . Дополнительной причиной роста скорости захвата электронов, как уже отмечалось, является увеличение числа  $\text{GT}^+$ -переходов низких энергий при повышении температуры ядра.

В случае  $\beta^-$ -распада рост плотности электронного газа приводит к уменьшению скорости реакции, что связано с увеличением химического потенциала электронного газа и блокировкой доступного фазового пространства для вылетающего электрона. Такая блокировка ослабляется, однако, при повышении температуры.

Расчеты в приближении ТКПСФ сравниваются с вычислениями, проведенными ранее в рамках оболочечной модели [2,3]. Расчеты скорости  $e$ -захвата в рамках двух моделей с удовлетворительной точностью согласуются друг с другом. Видно, однако, что скорость  $\beta^-$ -распада в оболочечной модели существенно выше, чем в приближении ТКПСФ для всех рассматриваемых величин плотности электронного газа, что может быть связано с эффектами разблокировки вследствие нуклон-нуклонных корреляций, учитываемых в оболочечной модели. Смешивание конфигураций приводит к увеличению силы низкоэнергетических  $\text{GT}$ -переходов. С увеличением температуры отличие между двумя моделями уменьшаются, что связано с меньшей зависимостью скоростей бета-распада от структуры силовой функции при высоких температурах. Для более полного учета нуклон-нуклонных корреляций в рамках рассматриваемой модели необходимо учесть связь однофононных состояний с более сложными конфигурациями, как это было сделано для холодных ядер в рамках квазичастично-фононной модели ядра [7].

1. K. Langanke and G. Martinez-Pinedo, Rev. Mod. Phys. 75, 819 (2003).
2. K. Langanke, G. Martinez-Pinedo, At. Data Nucl. Data Tables 79 (2001) 1.
3. E. Caurier et al., Nucl. Phys. A 653, 439 (1999); K. Langanke and G. Martinez-Pinedo, Nucl. Phys. A 673, 481 (2000).
4. P.V.Radha, D.J.Dean et al., PRC56, 3079 (1997).
5. А.А.Джиев, А.И. Вдовин, В.Ю. Пономарев, Й. Вамбах, Ядерная физика 72, 1373 (2009).  
А. Dzhioev, A. Vdovin, et al., PRC81, 015804 (2010).
6. В. Г. Соловьев, Теория атомного ядра: квазичастицы и фононы. (М., Энергоатом-издат, 1989).
7. Y. Takahashi, H. Umezawa, Collect. Phenom. 2 (1975) 55.  
А. Dzhioev, A. Vdovin, Ch. Stoyanov, Phys. At. Nucl. 79, 1019 (2016).
8. N. Van Giai, Ch. Stoyanov, V. Voronov, PRC57, 1204 (1998)..

# ПОСТРОЕНИЕ ФУНКЦИИ ОТКЛИКА ДЕТЕКТОРА ГАММА КВАНТОВ ДЛЯ РЕАКЦИИ НЕУПРУГОГО РАССЕЙЯНИЯ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 14 МЭВ В ПРОЕКТЕ TANGRA

А.В. Гореликов<sup>1</sup>, Д.Н. Грозданов<sup>2,3</sup>, Ю.Н. Копач<sup>2</sup>, Н.А. Фёдоров<sup>1,2</sup>

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

<sup>2</sup> Объединенный институт ядерных исследований;

<sup>3</sup> Институт ядерных исследований и ядерной энергетики Болгарской академии наук.

E-mail: gorelikov.av@yandex.com

## Введение.

В рамках проекта TANGRA (TAgged Neutrons and Gamma RAys), созданного в лаборатории нейтронной физики им. Франка, исследуются ядерные реакции, происходящие в образце под действием нейтронов с энергией 14.1 МэВ. Конструкция установки, используемой при проведении экспериментов, позволяет измерять угловое распределение гамма-квантов с высокой точностью. Информация об этих распределениях, с одной стороны, позволяет протестировать модели, описывающие нейтрон-ядерные реакции, а, с другой, необходима для улучшения точности быстрого элементного анализа.

При обработке данных от детекторов  $\gamma$ -излучения с недостаточно высоким разрешением задача точного определения количества событий, соответствующих регистрации гамма-квантов с определенной энергией, становится нетривиальной. Из-за многообразия физических процессов, происходящих при взаимодействии гамма-квантов с веществом детектора, происходят как уширение пика полного поглощения энергии гамма-кванта (фотопика), так и формирование различных компонент в энергетическом спектре. Для решения этой проблемы необходимо определить функцию отклика детектора  $\gamma$ -квантов, учитывающую наиболее значимые процессы, происходящие при взаимодействии детекторов и частиц.

Целью данной работы является построение данной функции, позволяющей аппроксимировать энергетические спектры, получаемые при моделировании эксперимента в программе GEANT-4. Такая функция имеет 7 компонент и учитывает комптоновское рассеяние гамма квантов в детекторе, а так же эффект образования электрон-позитронных пар с возможностью последующего вылета аннигиляционных фотонов, и их рассеивание на электронах сцинтиллятора. [2]

## Схема установки.

В проекте TANGRA используется генератор нейтронов ИНГ-27, в основе работы которого лежит реакция  $d + t \rightarrow \alpha (3.5 \text{ МэВ}) + n (14.1 \text{ МэВ})$ . Дейтроны с энергией 100 КэВ сталкиваются с мишенью, обогащённой тритием. В результате реакции образуются нейтроны с энергией 14.1 МэВ и  $\alpha$ -частицы,

вылетающие в СЦМ в сторону, противоположную нейтронам. Такие частицы регистрируются пиксельным  $\alpha$ -детектором, расположенным внутри генератора.

Нейтроны, в свою очередь, взаимодействуют с исследуемой мишенью, в результате чего возникают гамма кванты, которые могут быть зарегистрированы 18-ю сцинтилляционными детекторами на основе кристаллов BGO [3]. Энергетическое разрешение детекторов для энергий гамма-квантов 662 кэВ и 4-5 МэВ составляет  $\sim 12\%$  и  $4\%$  соответственно. Разрешение по времени детекторов в линии счетчика быстрой сцинтилляции составляет около 3 нс.

Регистрация гамма-квантов в совпадении с альфа-частицами позволяет реализовать т. н. метод меченых нейтронов (ММН), позволяющий установить соответствие между испущенными нейтронами и зарегистрированными гамма-квантами.

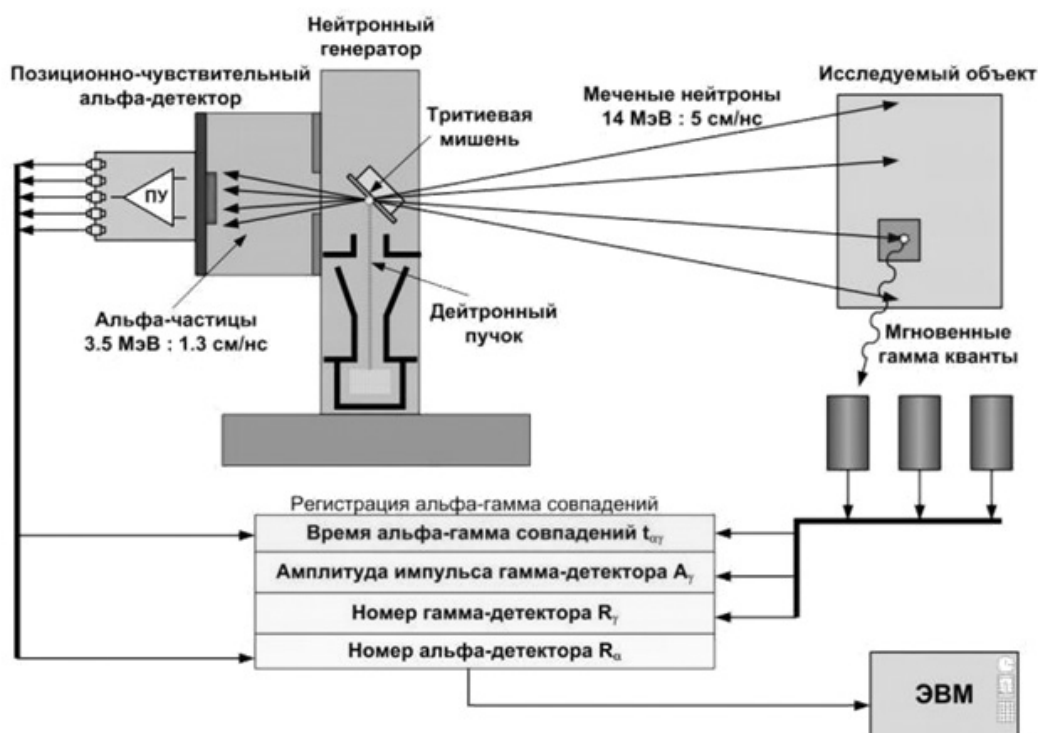


Рис. 1. Принцип работы установки ROMASHA в проекте TANGRA [1].

Энергетический спектр, снимаемый детекторами BGO, раскладывается на ряд компонент, дающих в него наиболее весомый вклад, что позволяет определить количество зарегистрированных фотонов. Каждая из таких компонент аппроксимируется соответствующей ей функцией. Функция отклика детектора, определяемая в данной работе, представляет собой сумму этих компонент, и описывает спектр регистрируемых фотонов.

Использование ММН позволяет существенно снизить вклад фоновых событий в получаемые  $\gamma$ -спектры, и поэтому при построении функции отклика детектора взаимодействие нейтронов с веществом гамма-детектора не учитывается.

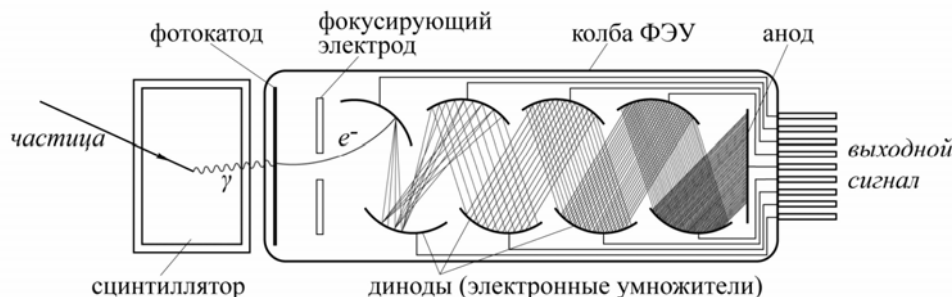


Рис. 2. Принципиальное расположение компонент в сцинтилляционном детекторе [4].

В программе, моделирующей реакции, происходящие в эксперименте, была учтена геометрия установки и расположение гамма детекторов относительно исследуемого образца.

### Построение функции отклика гамма детектора.

В данной работе определяется функция отклика детекторов ВГО для моноэнергетичных пучков  $\gamma$ -квантов различных энергий. Моделирование процессов проводилось методом Монте-Карло, с использованием программного пакета GEANT 4. В процессе моделирования, были выделены семь основных компонент функции отклика, которые имеют различные формы энергетической зависимости, и описываются различными математическими функциями:

1. Пик полного поглощения – соответствует полной передаче энергии налетающего гамма кванта детектору.

$$f(x) = \frac{A}{(\sqrt{2\pi} \cdot B_1)} \exp\left(\frac{-(E - E_0)^2}{2 \cdot B_1^2}\right)$$

2. Пик одиночной утечки – полное поглощение, за исключением одиночного аннигиляционного фотона (511 кэВ).

$$f(x) = \frac{A}{(\sqrt{2\pi} \cdot B_2)} \exp\left(\frac{-(E - (E_0 - 511))^2}{2 \cdot B_2^2}\right) \quad B_2 = \sigma \cdot \left(\frac{\sqrt{E_0}}{\sqrt{E_0 - 511}}\right)$$

3. Пик двойной утечки – полное поглощение, за исключением двух аннигиляционных фотонов (1022 кэВ).

$$f(x) = \frac{A}{(\sqrt{2\pi} \cdot B_3)} \exp\left(\frac{-(E - (E_0 - 1022))^2}{2 \cdot B_3^2}\right), \quad B_3 = \sigma \cdot \left(\frac{\sqrt{E_0}}{\sqrt{E_0 - 1022}}\right)$$

4. Континуум от однократного комптоновского рассеяния.

$$f(x) = A \cdot \left[ \left( \frac{E_0}{E_1} \right) + \left( \frac{E_1}{E_0} \right) - 1 + \cos^2 \theta \right] \operatorname{erfc} \left[ \frac{(E - E_c)}{\sqrt{2} \cdot B_4} \right] \exp \left[ \frac{E - E_2}{C_0} \right] \quad (1)$$

$$\text{где } \cos \theta = 1 + \left( \frac{m_0 \cdot c^2}{E_0} \right) + \left( \frac{m_0 \cdot c^2}{E_1} \right), \quad B_4 = \sigma \cdot \frac{\sqrt{E_0}}{\sqrt{E_c}}, \quad E_1 = E_0 - E$$

5. Континуум от многократного комптоновского рассеяния.

Для описания этой компоненты может быть использована также формула (1), но с другими параметрами.

6. 7. Континуум от комптоновского рассеяния и последующей утечки одного или двух аннигиляционных фотонов.

$$f(x) = \frac{A}{(\sqrt{2\pi} \cdot B_5)} \exp \left( -\frac{(E - E_1)^2}{2 \cdot B_5^2} \right) + \frac{A}{(\sqrt{2\pi} \cdot B_6)} \exp \left( -\frac{(E - E_2)^2}{2 \cdot B_6^2} \right)$$

Возможности GEANT4 позволяют выделить каждую из этих компонент программным образом, в отличие от эксперимента, в котором можно наблюдать только полный энергетический отклик детектора. Функция отклика, описывающая взаимодействие фотона с энергией  $E_\gamma$ , определяется как  $R(E, E_\gamma) = \sum f_i(E, E_\gamma)$ , где  $E$  - энергия, зарегистрированная в детекторе.

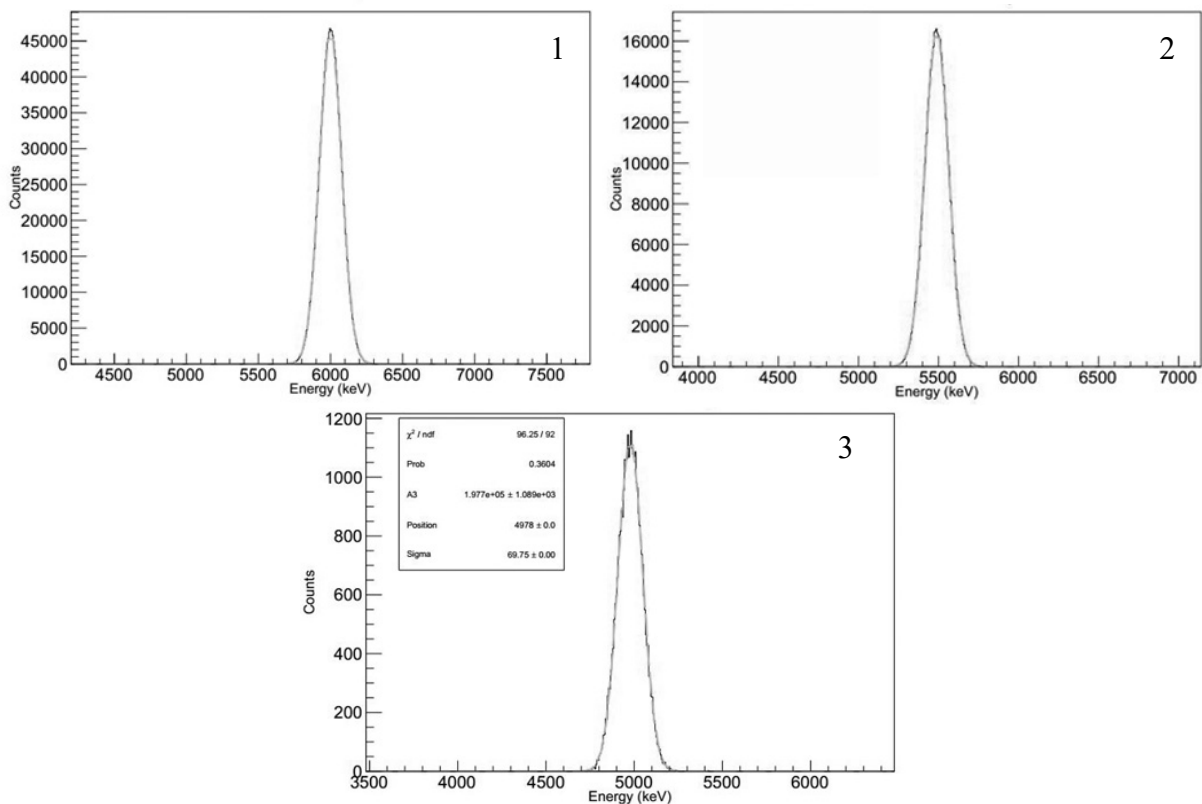


Рис. 3.1 1-3 компоненты функции отклика детектора гамма квантов. Пики полного поглощения (1) и вылета аннигиляционных фотонов (2-3).



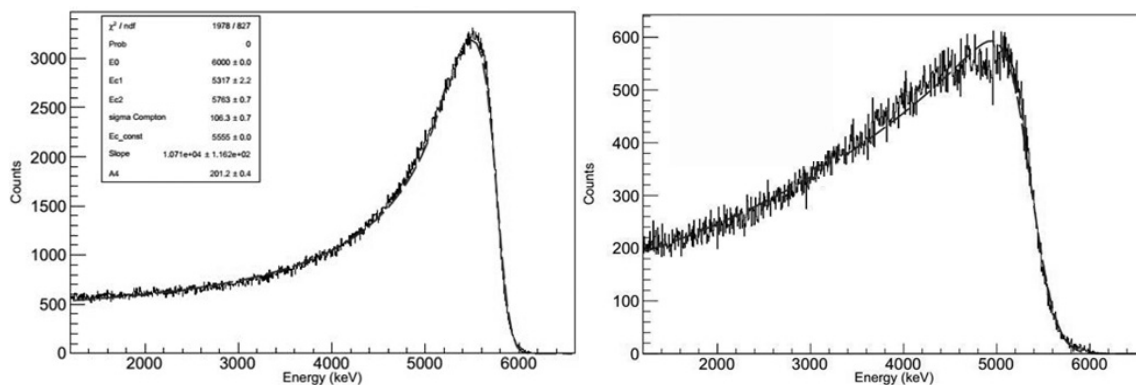


Рис. 3.2 4-5 компоненты функции отклика детектора гамма квантов.  
Континуумы от комптоновского рассеяния фотонов (4-5).

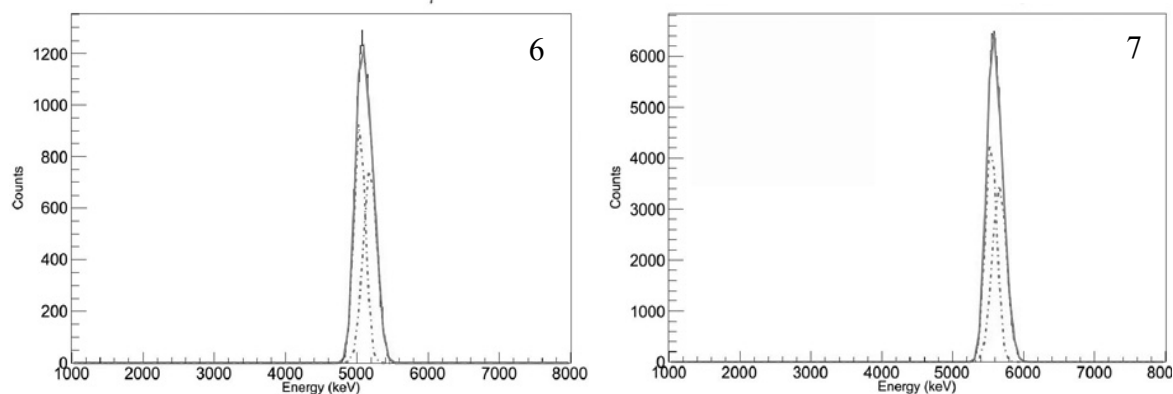


Рис. 3.3 6-7 компоненты функции отклика детектора гамма квантов.  
Континуумы от комптоновского рассеяния аннигиляционных фотонов (6-7).

Результатом выполнения работы является построенная функция отклика детектора гамма квантов, описывающая спектр поглощённых сцинтиллятором моноэнергетичных фотонов.

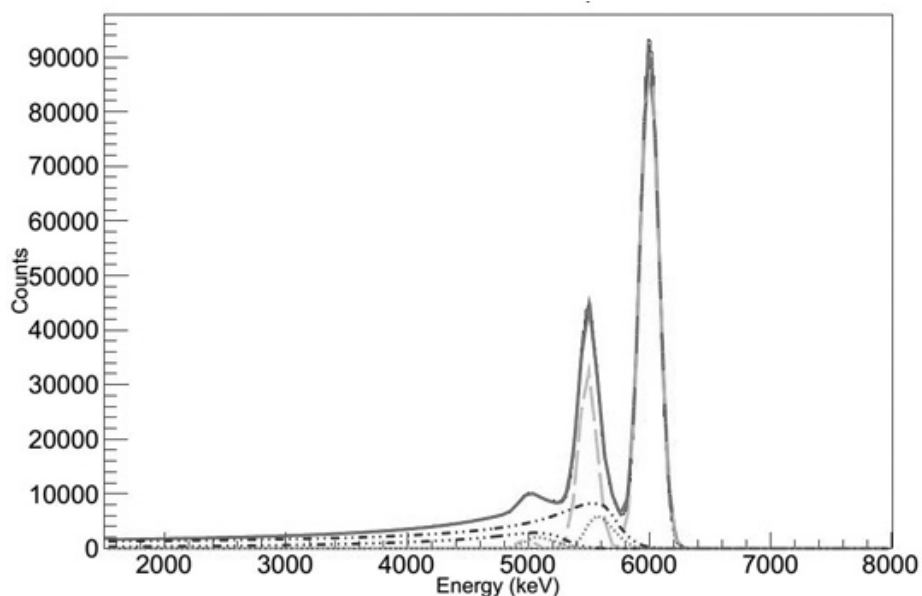


Рис. 4. Функция отклика для детектора BGO.

Функция отклика представляет собой сумму семи основных компонент, дающих вклад в спектр: пик полного поглощения, пики вылета одного и двух аннигиляционных фотонов, комптоновские континуумы, а так же комптоновское рассеяние фотонов, образовавшихся в результате аннигиляции позитронов, образовавшихся от первичных гамма-квантов. С помощью компьютерного моделирования были найдены функции, описывающие каждую из компонент.

При решении задачи использовались программные среды ROOT и GEANT4. Построенная в ходе данной работы функция отклика с хорошей точностью описывает энергетический спектр гамма-квантов, смоделированный в GEANT4 (Рис.4).

Функция отклика, полученная в результате компьютерного моделирования, после анализа соотношений между компонентами и проверки на реальных спектрах может быть использована для обработки данных, получаемых на установке TANGRA. Также эта функция может быть использована при анализе элементного состава различных веществ, выполняемом на установках с детекторами на основе кристаллов BGO.

1. Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, Э.И. Кэбин. “Частицы и ядра. Эксперимент”, Max Press, Moscow, 2013.
2. I.N. Ruskov, Yu.N. Kopatch, V.M. Bystritsky et al., TANGRA-Setup for the Investigation of Nuclear Fission induced by 14.1 MeV neutrons. *Physics Procedia*, 64 (2015)
3. Bystritsky V.M., Zamyatin, N.I., Zubarev, et al., Stationary setup for identifying explosives using the tagged neutron method. *Physics of Particles and Nuclei Letters* 10, (2013)  
<http://ntech.jinr.ru/img/papers/PHPL442.pdf>.

# **Методика ускоренной оценки температурно-временных и деформационно-силовых параметров термостимулируемого эффекта памяти формы в полимерных композитах методом динамического механического анализа.**

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

## **Введение.**

Термостимулируемый эффект памяти формы (ТС ЭПФ) в полимерных композиционных материалах (ПКМ) и сетчатых полимерных матрицах заключается в способности этих материалов при нагревании до определенной температуры, так называемой температуры конверсии ( $T_K$ ), легко изменять форму при приложении внешней силы, самопроизвольно ее восстанавливать в отсутствие сдерживающей силы и фиксировать измененную и восстановленную форму при охлаждении. Способность ПКМ изменять и восстанавливать форму обусловлены переходом полимерной матрицы (ПМ) в высокоэластическое состояние при нагревании выше температуры стеклования ( $T_{вэ} > T_c$ ) с уменьшением модуля упругости на несколько десятичных порядков, а способность фиксировать измененную или восстановленную форму – переходом эластичной матрицы в жесткое стеклообразное состояние. Основными факторами, определяющими ЭПФ в ПКМ являются:

- большая величина и обратимость высокоэластических деформаций матрицы при  $T_K > T_c = T_{вэ}$ ;
- упругие деформации армирующей компоненты (ткань, лента);
- замораживание высокоэластической деформации при  $T \ll T_c$ .

При разработке и исследовании ПКМ с ТС ЭПФ важно иметь методику ускоренной оценки температурно-временных и деформационно-силовых параметров ТС ЭПФ. Наилучшие возможности для этого обеспечивает метод динамического механического анализа (ДМА), позволяющий определять  $T_c$  и  $T_{вэ}$  матрицы ПКМ и, соответственно, выбирать  $T_K$  по динамическим термомеханическим кривым, получаемым при заданной скорости нагревания и частоте. Также метод ДМА, при выбранной  $T_K$  и скорости нагревания, позволяет непосредственно измерять деформацию материала и требуемое для этого усилие, а также скорость, степень и развиваемое усилие восстановления его формы.

Ниже описаны три этапа разработанной методики для ускоренного определения температурно-временных и деформационно-силовых параметров ТС ЭПФ в тонкослойных ПКМ с использованием ДМА. Для каждого этапа

разработана соответствующая программа испытаний образцов на данной установке.

### **Этап 1. Определение температурно-временных параметров ТС ЭПФ в ПКМ.**

Динамические ТМК в виде температурных зависимостей динамических модулей упругости ( $E'$ ) и потерь ( $E''$ ), т.е. действительной и мнимой частей динамического модуля Юнга соответственно, получаются с использованием компьютеризованной установки ДМА в одноконсольном режиме (при изгибе образца в виде консольной балки) при выбранной частоте (1 Гц), амплитуде колебаний (30 мкм) и скорости нагревания ( $5^\circ\text{C}/\text{мин}$ ) в термопечи установки ДМА.

По полученной ТМК определяется  $T_c$  по точке пересечения кривых  $E'$  и  $E''$  или по ГОСТ Р 57739-2017, а  $T_{вэ}$  – по точке пересечения касательных к кривой  $E'$  (Рис.1). При этом  $T_k$  следует выбирать из условия, что она должна быть выше  $T_c$  или  $T_{вэ}$ , а ее оптимальное значение определяется в каждом конкретном случае отдельно. Нами рекомендуется выбирать  $T_k$  из диапазона температур, в котором  $E'$  имеет наименьшее значение. При этом температура термообработки  $T_{то}$  должна быть не ниже  $T_k$  при длительности термообработки не менее 1,5 часа.

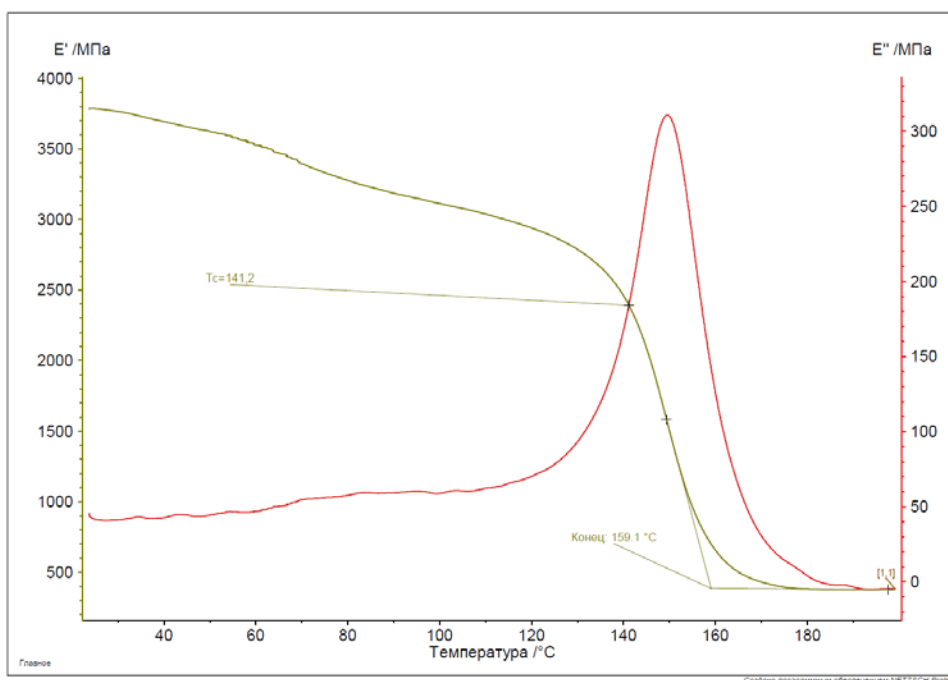


Рис. 1. Температурные зависимости динамических модулей упругости ( $E'$ ) и потерь ( $E''$ ) при частоте 1 Гц.

### **Этап 2. Определение деформационно-силовых параметров ТС ЭПФ в ПКМ на стадии деформирования.**

Термостабилизированный образец нагревается в термопечи установки ДМА до  $T_k$  с заданной скоростью и нагружается при трехточечном изгибе в режиме релаксации заданной нагрузки (до 12 Н) с постоянным минимальным

усилием прижатия индентора к образцу (0.05 Н). После достижения  $T_k$  образец деформируется на заданную величину прогиба  $\Delta L$  (порядка 4 мм), и прибор измеряет усилие деформирования ( $F_d$ ) образца. По усилию деформирования образца  $F_d$  и его геометрическим параметрам рассчитываются нормальные напряжения по формуле:

$$\sigma = \frac{3Fl}{2bh^2} \quad (1),$$

где  $l$  – расстояние между опорами,  $b$ ,  $h$  – ширина и толщина образца соответственно. Деформированный образец для фиксации формы охлаждается до комнатной температуры без снятия нагрузки.

Пример получаемых на этом этапе кинетических кривых нагревания и изменений усилия деформирования  $F_d$  и прогиба  $\Delta L$  образца ПКМ с ТС ЭПФ приведен на рис. 2.

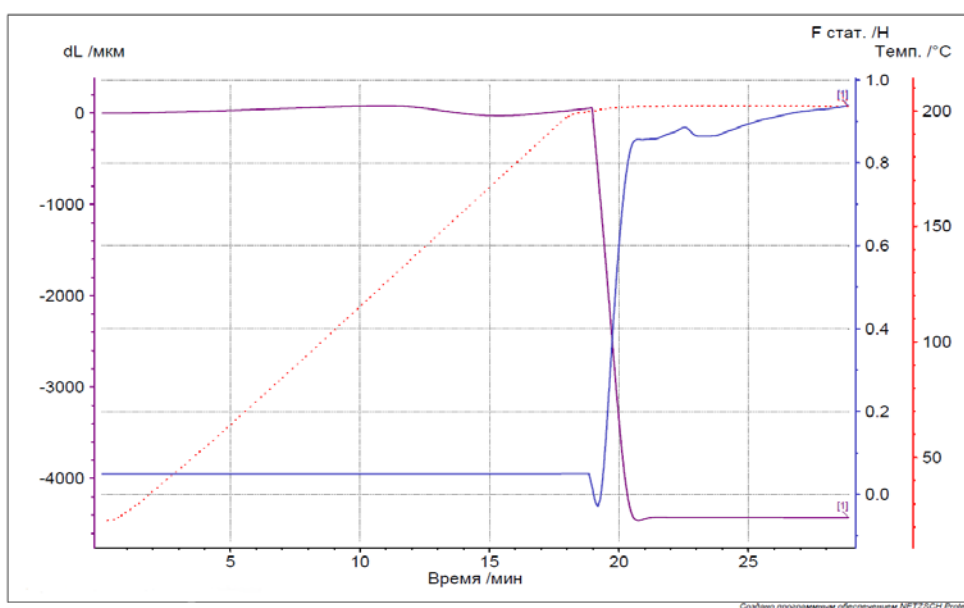


Рис. 2. Пример кинетических кривых нагревания и изменений усилия деформирования  $F_d$  и прогиба  $\Delta L$  образца ПКМ с ТС ЭПФ на этапе 2.

### **Этап 3. Определение деформационно-силовых параметров ТС ЭПФ в ПКМ на стадии фиксирования формы и ее восстановления.**

Охлажденный образец в деформированном состоянии по завершении этапа 2 разгружается, нагревается с заданной скоростью до  $T_k$  и выдерживается при этой температуре для самопроизвольного восстановления формы до прекращения изменения величины прогиба  $\Delta L$ . Прибор записывает кинетику изменения усилия, развиваемого при восстановлении ( $F_v$ ), и прогиба  $\Delta L$  образца во время нагрева и при постоянной  $T_k$  (Рис.3).

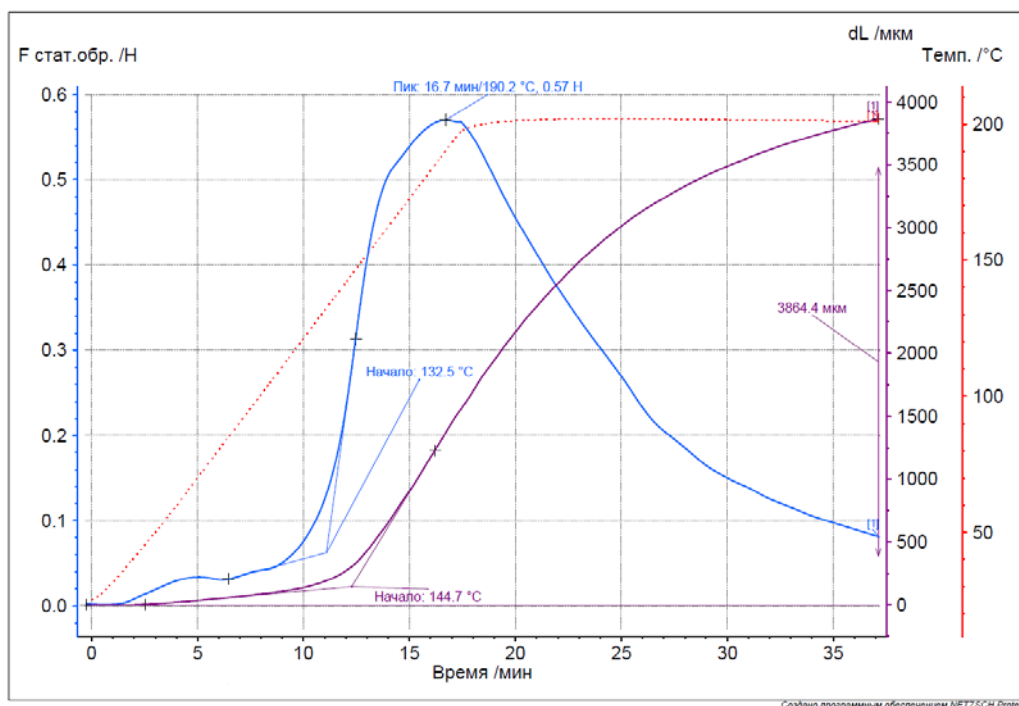


Рис. 3. Пример кинетических кривых нагрева и изменения усилия восстановления ( $F_{\text{в}}$ ) и прогиба  $dL$  образца на стадии 3.

По полученным кривым изменения  $F_{\text{в}}$  и  $\Delta L$  определяются времена ( $t_{\text{H}}$ ) и температуры ( $T_{\text{H}}$ ) начала проявления ТС ЭПФ по точкам пересечения касательным к соответствующим кривым деформации и усилия восстановления, а также максимальные значения ( $F_{\text{вmax}}$ ) и предельное восстановление прогиба ( $\Delta L_{\text{min}}$ ) и времена их достижения ( $t_{\text{fmax}}$  и  $t_{\Delta L_{\text{min}}}$ ). Нормальные напряжения  $\sigma$ , возникающие при восстановлении прогиба образца, рассчитываются по величине  $F_{\text{в}}$  и формуле (1). По данным об изменении величины прогиба при нагревании до  $T_{\text{к}}$  и выдержке при этой температуре рассчитывается степень восстановления образца  $R$ :

$$R = \frac{\Delta L_{\text{в}}}{\Delta L_{\text{д}}} * 100\% \quad (2),$$

где  $\Delta L_{\text{д}}$  – величина наибольшего прогиба, заданная при охлаждении образца на этапе 2;  $\Delta L_{\text{в}}$  – изменение величины прогиба при нагревании образца.

### Апробирование.

Методика апробирована на углепластиках с различным типом матрицы (ЭНФБ и ЭД-20) и ткани (УТ-900, УРАЛ Тр-3/2-15 и УРАЛ Т-1-22А) в качестве армирующего. Используемые образцы – пластины углепластика длиной 40 мм, шириной – до 12 мм и толщиной – до 5 мм. Ниже представлена таблица температурно-временных и деформационно-силовых параметров ЭПФ.

Таблица 1. Температурно-временные и деформационно-силовые параметры углепластиков с ЭПФ.

Матрица на основе	Тип ткани и схема армирования	$F_d$ , Н	$F_{вmax}$ , Н	$\sigma_d$ , Мпа	$\sigma_v$ , Мпа	$R$ , %	$T_n$ по $F_v/\Delta L$ , °С	$t_n$ по $F_v/\Delta L$ , мин
ЭНФБ	УТ-900-45	6,34	1,11	11,2	2	88	77/90	6/7,5
	УРАЛ ТР-45	6,89	1,14	9,8	1,6	82	91/92	7,5
	УРАЛ Т-1-45	2,7	0,65	4,8	1,1	79	36/50	2/3,5
ЭД-20	УРАЛ Т-1-90	0,95	0,57	5,6	3,2	85	132/147	11/12

Из данных таблицы видно, что максимальным напряжением при восстановлении обладает углепластик на основе эпоксидного связующего, а степень восстановления углепластик на основе ЭНФБ армированный УТ-900.

### Заключение.

В разработанной методике ускоренной оценки деформационно-силовых параметров ТС ЭПФ в ПКМ на стадиях изменения, восстановления и фиксирования их формы используются слишком малые размеры образцов и их предельный прогиб. Поэтому получаемые результаты могут быть использованы только при ускоренном выборе составов материалов и сравнительной оценке условий и эффективности проявления ТС ЭПФ в них. Очевидно, что при переходе на реальные размеры элементов конструкций и условия реализации ТС ЭПФ в конкретных ПКМ требуются более масштабные натурные испытания.

1. А.А. Слюсарев, П.Г. Бабаевский, Г.М. Резниченко. Разработка и исследование углепластиков с эффектом памяти формы, обладающих требуемыми термомеханическими характеристиками и инверсионными // Ученые записки физического факультета Московского Университета, 3 номер, 2018
2. Слюсарев А. А., Резниченко Г.М. Определение температурно-временных параметров термостимулируемого эффекта памяти формы в слоистых полимерных композитах методом динамического механического анализа // XLIV Международная молодежная научная конференция «Гагаринские чтения – 2018» // М., 2018 – том 3, с. 310- 311.

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

А.Н. Романов<sup>1</sup>, Т. Chiarusi<sup>2</sup>, V. Kulikovskiy<sup>3</sup>, М. Sanguineti<sup>3</sup>, F. Versari<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова; <sup>2</sup>INFN - Sezione di Bologna; <sup>3</sup>INFN - Sezione di Genova

E-mail: romanov.andrey.96@gmail.com

Нейтринный телескоп ANTARES — крупнейший на текущий момент нейтринный телескоп Северного полушария [1]. Основной целью детектора является регистрация нейтрино от возможных точечных астрофизических источников, таких как: взрывы сверхновых, активные ядра галактик, двойные звезды, вспышки гамма излучения, "Пузыри Ферми". В связи с тем, что источники высокоэнергичных нейтрино представляют собой точечные объекты, крайне важно оценить угловую разрешающую способность телескопа. Для калибровки детектора используется метод, основанный на оценке эффекта тени Солнца. Поток атмосферных мюонов, регистрируемых детектором, является, в среднем, изотропным. Однако, имеется дефицит в потоке мюонов со стороны Солнца. Это связано с поглощением звездой части первичных космических частиц, рождающих вторичные атмосферные мюоны. Оценка величины этого дефицита в потоке позволяет оценить разрешающую способность нейтринного телескопа и, таким образом, является способом калибровки детектора.

В данной работе проводился анализ одномерной гистограммы распределения мюонов, зарегистрированных в период с 2008 по 2015 годы. Затем гистограмма аппроксимировалась функцией Гаусса и, из результатов аппроксимации, определялась разрешающая способность телескопа. Также, было выполнено сравнение результатов анализа реальных данных с данными, полученными при Монте-Карло моделировании. Было получено, что результаты моделирования совпадают с анализом реальных данных на уровне  $1\sigma$ . Результаты двух анализов представлены в таблице:

Таблица 1

Тип данных	Угловая разрешающая способность	Статистическая значимость
Реальные данные	$0.40 \pm 0.05$	$3.6\sigma$
Монте-Карло моделирование	$0.71 \pm 0.24$	$4.2\sigma$

В связи с тем, что космические лучи могут отклоняться в магнитных полях Солнца и Земли, был проведен анализ углового отклонения позиции центра тени Солнца от номинального значения. Итоги анализа показывают, что космические лучи с энергией около 40 ТэВ не испытывают отклонения.



1. Ageron M. et al. ANTARES: the first undersea neutrino telescope //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. - 2011. - T. 656. - No. 1. - C. 11-38.

# ВОЗМОЖНОСТИ ПРОЕКТА P2O (Protvino-to-ORCA) ДЛЯ ШИРОКОГО СПЕКТРА ЗАДАЧ В ФИЗИКЕ НЕЙТРИНО

Д.Н.Заборов<sup>1</sup>, Е.А. Куров<sup>2</sup>, Е.В.Широков<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Le Centre de physique des particules de Marseille*

<sup>2</sup>*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова;*

E-mail: ea.kurov@physics.msu.ru

Нейтринная физика является одной из наиболее активно развивающихся отраслей физики частиц. Это связано, прежде всего, с теми параметрами данных частиц, которые ещё нуждаются в экспериментальном определении, а также в больших перспективах для понимания физики за пределами Стандартной модели. На многие подобные вопросы можно ответить, используя эксперименты с ускорительными нейтрино с длинной ( $\gg 100$  км) базовой линией.

В настоящее время запущено и/или строится несколько нейтринных экспериментов с длинной базовой линией, от 300 км до 1300 км. Вместе с тем, предложен новый конкурентный нейтринный эксперимент P2O (Protvino-to-ORCA) со сверхдлинной базой, использующий ускорительный комплекс в Протвино (Московская область, Россия) для генерации пучка нейтрино и детектор ORCA в Средиземном море как дальний детектор.

Передача пучка нейтрино из Протвино в ORCA обеспечит базовую линию 2590 км, большую, чем любой другой эксперимент, предлагаемый на сегодняшний день, что особенно важно при проведении экспериментов по осцилляторной физике. Большой объем детектора ORCA, около 8 миллионов кубических метров, позволит обнаружить большое количество нейтринных событий, даже при относительно скромной мощности пучка ускорителя.

В настоящий момент в рамках проекта были выполнены первые оценки возможности проводки нейтринного пучка из Протвино в район Средиземного моря, а также соотнесены параметры возможных осцилляции нейтрино и систем детекторов ORCA. Кроме того, были рассмотрены эффекты влияния материи, что важно, с учётом того, что максимальная глубина прохождения пучка в проекте превышает 130 км. Из полученных распределений можно сделать ряд выводов о природе нейтринных осцилляций, влияния массовой иерархии нейтрино и распределения плотности материи в Земле.

1. The KM3NeT Neutrino Telescope and the potential of a neutrino beam from Russia to the Mediterranean Sea, 22th March 2018, arXiv:1803.08017v2 [hep-ex]

# ФЕРРОМАГНЕТИЗМ ТОНКИХ ПЛЕНОК $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ ( $x \approx 0.5$ ), СИНТЕЗИРУЕМЫХ МЕТОДОМ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ОСАЖДЕНИЯ

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>, А.Б. Дровосеков<sup>2</sup>,  
В.В. Рыльков<sup>3</sup>, С.Н. Николаев<sup>3</sup>, К.Ю. Черноглазов<sup>3</sup>, К.И. Маслаков<sup>4</sup>

<sup>1</sup> *Институт проблем лазерных и информационных технологий Российской академии наук филиал ФНИЦ "Кристаллография и фотоника" Российской академии наук;* <sup>2</sup> *Институт физических проблем им. П.Л. Капицы Российской академии наук;* <sup>3</sup> *Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт";* <sup>4</sup> *Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова*

E-mail: uhr@inbox.ru

В настоящее время идет непрерывный поиск материалов, перспективных для создания устройств спинтроники. Активно исследуются сплавы Si с 3d-металлами. Подобный интерес вызван в первую очередь их уникальными свойствами, т.к. они представляют собой магнитные полупроводниковые материалы. Кроме того, представляется возможным интегрировать элементы спинтроники на их основе в современную микроэлектронную технологию [1]. Одним из таких материалов является геликоидальный ферромагнетик  $\varepsilon\text{-MnSi}$ , обладающий температурой Кюри  $T_c = 29$  К. В нем при температуре 26–28 К обнаружены устойчивые массивы изолированных вихрей намагниченности, так называемые магнитные скирмионы, способные передвигаться при малых плотностях протекающего тока ( $10^2$  А/см<sup>2</sup>) [2, 3]. Несмотря на это, низкая температура Кюри становится серьезным препятствием для использования  $\varepsilon\text{-MnSi}$  в приложениях. Были проведены исследования тонкопленочных образцов MnSi, полученных методом импульсного лазерного осаждения (ИЛО), которые показали, что при небольших отклонениях от стехиометрии в тонкопленочных образцах  $\text{Mn}_x\text{Si}_{1-x}$  ( $x = 0,52 - 0,55$ ) температура Кюри возрастает на порядок, и достигает значения выше 300 К. Причем, формирование ферромагнитной фазы зависит не только от стехиометрии, но и от энергии осаждаемых частиц [4, 5]. Поэтому контроль состава тонкопленочных образцов  $\text{Mn}_x\text{Si}_{1-x}$  и управление энергией осаждаемых частиц в процессе роста является очень важной задачей при осаждении тонких пленок  $\text{Mn}_x\text{Si}_{1-x}$  с высокой температурой Кюри.

В работе проводится исследование образцов тонких пленок  $\text{Mn}_x\text{Si}_{1-x}$ , полученных методом ИЛО. Суть метода ИЛО заключается в том, что в вакуумной камере происходит абляция материала мишени под действием импульсного лазерного излучения. Из образовавшегося плазменного факела осуществляется процесс эпитаксиального роста тонкой пленки на подложке. Метод позволяет получать тонкие пленки с необходимыми отклонениями от стехиометрии благодаря высокой степени соответствия состава тонкой пленки и мишени, которая подвергается абляции. Если процесс происходит в атмосфере нейтрального газа, то неизбежны столкновения частиц осаждаемого материала с молеку-

лами газа внутри камеры. Этот эффект позволяет варьировать энергию частиц в процессе осаждения тонкой пленки. В работе в качестве буферного газа используется аргон. Это обусловлено тем, что его атомы близки по массе кремнию и марганцу.

Для того чтобы охарактеризовать энергию заряженных частиц, составляющих факел, с помощью зонда Ленгмюра определена функция их распределения по скоростям для различных давлений аргона в камере. С увеличением давления буферного газа уменьшается концентрация заряженных частиц на оси факела вследствие рассеяния на атомах буферного газа, и снижается их скорость в результате столкновений.

Для выявления оптимальных условий получения однофазных ферромагнитных слоев  $Mn_xSi_{1-x}$  с приемлемой для приложений температурой Кюри выполнены исследования их состава, структурных особенностей, электрофизических и магнитных свойств.

Состав и структура пленок исследовались методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС). Анализ спектров, полученных для пленок, осаждаемых при разном давлении аргона, показывает зависимость доли кремния в пленках  $Si_{1-x}Mn_x$  от давления буферного газа в камере в процессе роста. С ростом давления аргона содержание кремния в пленке уменьшается.

Магнитные свойства образцов изучались с помощью СКВИД магнитометрии и ферромагнитного резонанса (ФМР) в интервале температур 4–300 К. Измерения ФМР проведены на частоте 17.4 ГГц в магнитном поле до 10 кЭ.

Положение и форма линии ФМР значительно отличается для образцов  $Mn_xSi_{1-x}$ , полученных при различных давлениях аргона. Наиболее интенсивный пик поглощения демонстрирует образец, полученный при давлении аргона  $P = 8.5 \cdot 10^{-6}$  торр. Температурная зависимость поля размагничивания для этого образца хорошо описывается упрощенной функцией Бриллюэна с температурой Кюри выше комнатной  $T_C = 310$  К. Такое поведение свидетельствует о формировании в пленке однородной высокотемпературной ФМ фазы. Дополнительным подтверждением однородности пленок, выращенных при малых давлениях буферного газа аргона, является температурное поведение линии ФМР. С понижением температуры ФМР демонстрирует довольно узкий пик поглощения. С увеличением давления буферного газа линия ФМР существенно уширяется. Меняется и поведение зависимости поля размагничивания от температуры. Для образца, полученного при давлении аргона  $P = 5.4 \cdot 10^{-4}$  торр она приобретает более сложную форму, описываемую двумя температурами Кюри  $T_{C1} = 60$  К и  $T_{C2} = 250$  К, что говорит о сосуществовании в пленке нескольких ФМ фаз. Дальнейшее увеличение давления  $P$  приводит к полному подавлению ферромагнетизма в пленке (Рис. 1).

В работе исследовано влияние давления буферного газа аргона на состав и магнитные свойства тонких пленок  $Mn_xSi_{1-x}$ , полученных методом импульсного лазерного осаждения из мишеней  $MnSi$  с использованием излучения второй гармоники Nd:YAG-лазера. Методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии показано, что увеличение давления аргона приводит к сниже-

нию относительной концентрации кремния в пленке и уменьшению энергии осаждаемых частиц. Неожиданным оказалось то, что малые значения давления

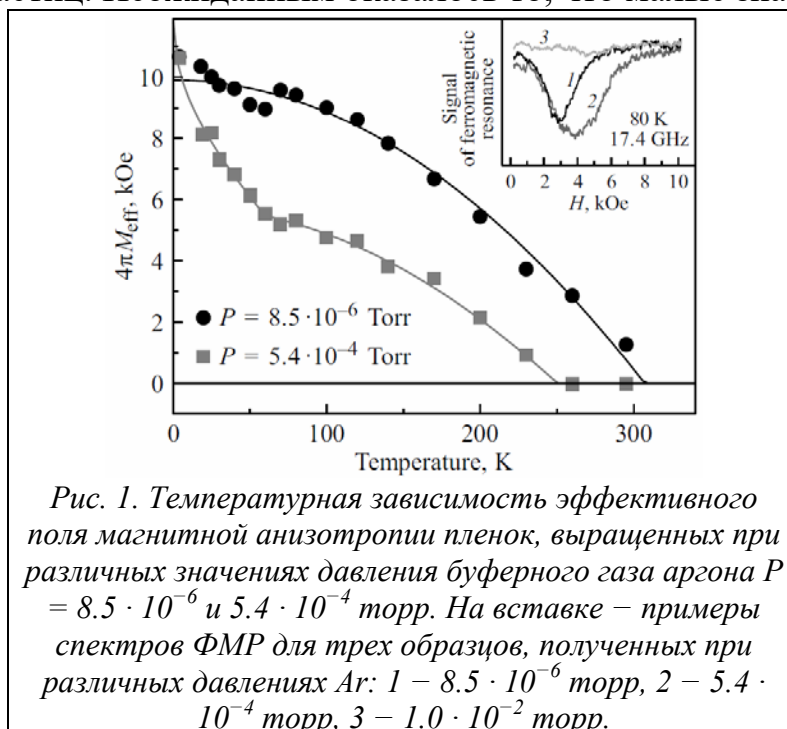


Рис. 1. Температурная зависимость эффективного поля магнитной анизотропии пленок, выращенных при различных значениях давления буферного газа аргона  $P = 8.5 \cdot 10^{-6}$  и  $5.4 \cdot 10^{-4}$  торр. На вставке – примеры спектров ФМР для трех образцов, полученных при различных давлениях Ar: 1 –  $8.5 \cdot 10^{-6}$  торр, 2 –  $5.4 \cdot 10^{-4}$  торр, 3 –  $1.0 \cdot 10^{-2}$  торр.

буферного газа в камере роста при относительно больших плотностях энергии лазера на мишени ( $W = 7$  Дж/см<sup>2</sup>) способствуют формированию в пленке однородной высокотемпературной ФМ фазы. Между тем повышение давления аргона, приводящее к существенному снижению энергии осаждаемых частиц, вызывает формирование дополнительной низкотемпературной ФМ фазы и одновременно способствует заметному уменьшению температуры Кюри для высокотемпературной ФМ фазы.

Работа выполнена при поддержке Федерального агентства научных организаций (соглашение № 007-ГЗ/ЧЗ363/26) в части ”зондовых исследований факультета при абляции мишени MnSi и синтеза тонких пленок Si<sub>1-x</sub>Mnx“ и грантов РФФИ № 17-07-00615, 18-07-00772, 18-07-00756, 15-29-01171, 16-07-00657, 16-07-00798 в части ”исследования электрофизических и магнитных свойств полученных наноразмерных пленок“.

1. S. Zhou and, H. Schmidt. Materials, **3**, 5054 (2010).
2. S. Muhlbauer, B. Binz, F. Jonietz, C. Pfleiderer, A. Rosch, A. Neubauer, R. Georgii, P. Boni. Science, **323**, 915 (2009).
3. F. Jonietz, S. Muhlbauer, C. Pfleiderer, A. Neubauer, W. Munzer, A. Bauer, T. Adams, R. Georgii, P. Boni, R.A. Duine, K. Everschor, M. Garst, A. Rosch. Science, **330**, 1648 (2010).
4. B.A. Aronzon, A.L. Vasiliev, N.S. Perov, O.A. Novodvorsky, L.S. Parshina, M. Yu. Presniakov, E. Lahderanta. J. Phys.: Condens. Matter, **29**, 055802 (2017).
5. S.N. Nikolaev, A.S. Semisalova, V.V. Rylkov, V.V. Tugushev, A.V. Zenkevich, A.L. Vasiliev, E.M. Pashaev, K.Yu. Chernoglazov, Yu.M. Chesnokov, I.A. Likhachev, N.S. Perov, Yu.A. Matveyev, O.A. Novodvorskiy, E.T. Kulatov, A.S. Bugaev, Y. Wang, S. Zhou. AIP Advances, **6**, 015020 (2016).

# ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ И МОДЕЛИ КОГЕЗИОННОЙ ЗОНЫ ДЛЯ АНАЛИЗА ТРЕЩИНОСТОЙКОСТИ КЛЕЕВЫХ СОЕДИНЕНИЙ

А.А. Устинов, П.Г. Бабаевский, Н.А. Козлов Н.А., Н.В. Салиенко

МАИ

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

Использование конструкционных клеевых соединений (КС) металлических и композитных аэрокосмических конструкций при сравнении их с механическими соединениями и сваркой имеет как ряд существенных преимуществ, так и недостатков. К преимуществам КС следует отнести выигрыш в весе и технологичности при больших площадях поверхности соединяемых элементов и герметизацию швов, а к основным их недостаткам – трудности оценки и прогнозирования несущей способности и долговечности при низкой устойчивости конструкционных КС к образованию и росту дефектов (трещин) и высокой чувствительности клеевых слоев к воздействию факторов космического пространства и наземных условий.

В рамках глобальной и локальной линейной упругой механики разрушения (ЛУМР) [1-2] разработаны физические (микромеханические) модели, позволяющие аналитически определять локальные деформационные критерии трещиностойкости хрупких и псевдохрупких конструкционных материалов, связанные с необратимыми процессами хрупкого предразрушения в небольшой, так называемой процессной, зоне впереди кончика трещины (модель Баренблатта). Развитие локальной процессной зоны, названной Баренблаттом когезионной зоной (КЗ). К основным материальным константам этой зоны относятся затраты энергии на ее деформирование и разрушение, а также локальные деформационно-прочностные свойства материала, определяющие, с учетом глобального параметра трещиностойкости, ее длину и предельную деформацию (раскрытие КЗ).

Аналитические методы ЛУМР позволяют теоретически рассчитывать и экспериментально определять параметры трещиностойкости и критерии разрушения хрупких и псевдохрупких материалов как материальных констант только в случаях простых конфигураций образцов с заданной краевой или центральной трещиной. Однако, при сложной конфигурации конструкций и дефектов аналитическая оценка их трещиностойкости в рамках ЛУМР затруднена или невозможна. В настоящее время эти проблемы решаются разработкой численных методов моделирования зарождения и роста трещин на основе подходов как глобальной, так и локальной ЛУМР, в частности, с использованием модели когезионной зоны (МКЗ), предложенной Баренблаттом [3] и имплантированной в метод конечных элементов (МКЭ) с использованием пакетов прикладных программ ANSYS® и ABAQUS®.

В МКЗ, имплантированной в МКЭ в пакете прикладных программ ANSYS®, когезионная зона (КЗ) рассматривается как зона действия сдерживающих (когезионных) сил сцепления впереди кончика трещины или в

любом другом месте концентрации напряжения (Рис.1а). Поведение КЗ описывается заданным законом когезионной зоны (ЗКЗ) – зависимостью локального напряжения  $\sigma$  от ее деформации (раскрытия)  $\delta$ . ЗКЗ как функция  $\sigma(\delta)$  определяется характером нагружения и механизмом локального предразрушения или упруго-пластичности материала и может иметь различный вид - экспоненциальный, билинейный, трапецеидальный и др. При нагружении по моде I ЗКЗ соответствует диаграмме локального растяжения материала  $\sigma_1(\delta)$ , которая при численном моделировании чаще всего используется в экспоненциальной форме, впервые предложенной Баренблаттом (Рис.1б).

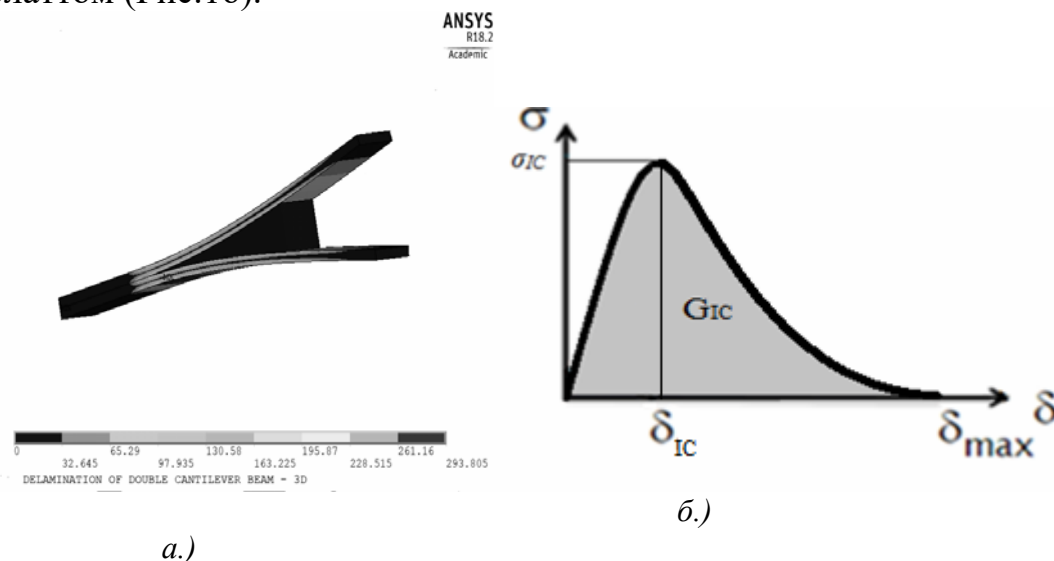


Рис. 1. Модель образца КС при испытании на растяжение по моде I (а) и экспоненциальный ЗКЗ (б):  $\sigma_{IC}$  - локальная адгезионная прочность;  $G_{IC}$  – интенсивность высвобождения упругой энергии при распространении трещины (трещиностойкость),  $\delta_{IC}$ - раскрытие КЗ при максимальном напряжении (локальная деформация материала при разрыве,  $\delta_{max}$  – предельная деформация или максимальное раскрытие КЗ.

В рамках применимости глобальной и локальной ЛУМР общая площадь под кривой ЗКЗ равна критическому значению интенсивности высвобождения упругой энергии и определяется по формуле 1:  $G_{IC} = \int_0^{\delta_{max}} \sigma(\delta) d\delta$  (1). С другой стороны, производная параметра трещиностойкости по раскрытию КЗ позволяет определять ЗКЗ по формуле 2 [3]:  $\sigma(\delta) = \frac{dG_{IC}}{d\delta}$  (2), а локальная деформация материала  $\delta_{IC}$  при предельной нагрузке  $\sigma_{IC}$  определяется формулой 3:  $\delta_{IC} = \frac{kG_{IC}}{\sigma_{IC}}$  (3), где  $k$  – коэффициент, зависящий от типа ЗКЗ: для экспоненциального закона  $k=1/e$ , где  $e = 2,71$  - основание натурального логарифма.

Таким образом, использование МКЗ, имплантированной в МКЭ, дает возможность, при известном ЗКЗ, оценивать трещиностойкость материала по уравнению (1), а по зависимости параметра трещиностойкости от раскрытия когезионной зоны и от локальной прочности материала рассчитывать,

соответственно, ЗКЗ по уравнению (2) и его параметр  $\delta_{IC}$  – по уравнению (3) при различных конфигурациях образцов и модах нагружения [4].

Рассмотренные выше подходы и методы ЛУМР с имплантацией МКЗ в МКЭ широко и эффективно используются для анализа межслоевой трещиностойкости армированных конструкционных ПКМ на основе псевдохрупких матриц. Их использование для анализа трещиностойкости КС встречает некоторые ограничения, связанные с вязко-упругостью, работой адгезии и толщиной клеевого слоя, а также с возможностью двух типов разрушения КС – адгезионного (по межфазной границе склеиваемых поверхностей и клеевого слоя) и когезионного (по клеевому слою).

Очевидно, что подходы и методы ЛУМР с имплантацией МКЗ в МКЭ для анализа трещиностойкости конструкционных КС жестких склеиваемых материалов (субстратов с высоким модулем упругости) с помощью как хрупкого, так и нехрупкого (вязко-упругого) клеевого слоя могут быть применены при обоих типах разрушения только при малой толщине клеевого слоя (порядка 200 мкм), когда он не вносит существенного вклада в общую жесткость КС и допускает применение подходов глобальной ЛУМР к определению нагрузок на трещину и, соответственно, к оценке глобальных параметров трещиностойкости КС.

В рамках применимости глобальной и локальной ЛУМР с использованием пакета ANSYS, нами разработана конечно-элементная 3D модель образца КС с заданной трещиной, нагружаемой по моде I, воспроизводящая условия стандартного испытания на трещиностойкость по моде I с использованием образца КС жестких пластин (алюминиевого сплава или слоистого ПКМ) с тонким, порядка 100 мкм клеевым слоем. Образец КС представляет собой двухконсольную балку (ДКБ) с заданной концевой трещиной, нагружаемой по моде I за ее концы (рис. 2).

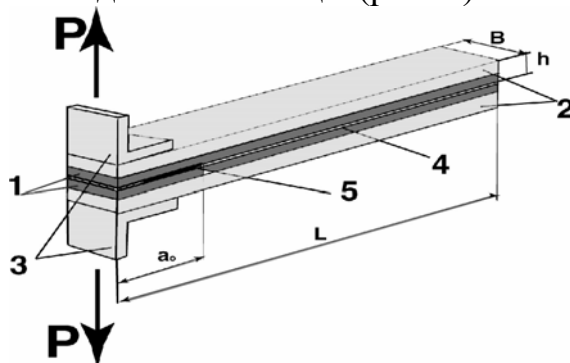


Рис. 2. Схематическое изображение образца КС в виде ДКБ: 1 – место задания начальной трещины, 2 – склеенные жесткие пластины, 3 – уголки для приложения нагрузки  $P$ , 4 – клеевой слой, 5 – начальная трещина длиной  $a_0$ ,  $h$  – полутолщина,  $L$  – длина и  $B$  – ширина образца соответственно.

В разработанной модели когезионная зона представляет собой напряженный тонкий слой между пластинами субстрата впереди кончика трещины, поведение которого при нагружении образца описывается экспоненциальным ЗКЗ. Для получения достоверных численных результатов с использованием МКЗ, напряжения в КЗ должны быть точно представлены



сеткой конечных элементов в этой зоне, т.е. сетка КЭ должна быть достаточно мелкой, чтобы по длине КЗ располагались необходимое число специальных интерфейсных элементов (ИЭ). В большинстве случаев для моделирования с приемлемой точностью достаточно использовать 3-4 ИЭ для покрытия всей длины КЗ [4-5]. При этом  $l_{cz}$  может быть определена по классической формуле

Баренблатта 4:  $l_{cz} = \frac{\pi}{8} \frac{EG_{IC}}{\sigma_{IC}^2}$  (4) с использованием значений эффективного

модуль упругости склеиваемых пластин ( $E$ ) и экспериментально определенных значений локальной адгезионной прочности КС ( $\sigma_{IC}$ ) и интенсивности высвобождения упругой энергии при росте трещины ( $G_{IC}$ ), а количество ИЭ принимается  $N_e = 4$ .

Таким образом, целью данной работы является определение длины КЗ по экспериментально определенным свойствам образцов КС и формуле (4) и ее использование для определения длины ИЭ при заданном - рекомендованном числе ИЭ, обеспечивающем достаточную точность оценки условий зарождения и развития межслоевой трещины при допустимом объеме вычислений при 3D численном моделировании данного образца КС.

В экспериментах по определению  $G_{IC}$  и  $\sigma_{IC}$  применяли промышленные наполненные клеи, используемые в качестве конструкционных в производстве аэрокосмических конструкций (марок ЭПК-1, ВК-9, К-300-61), а в качестве склеиваемых пластин (субстратов) – листы алюминиевого сплава Д-16 толщиной 2 мм.

Образцы КС в виде ДКБ (см. рис.2) для определения  $G_{IC}$  по стандартной методике получали склеиванием пластин субстрата размером 110x20 мм с очищенной и обезжиренной поверхностью. Отверждение клеев после их нанесения на склеиваемые пластины и закрепления последних в струбцинах под давлением примерно 0,5 кгс/см<sup>2</sup> проводили при комнатной температуре в течение 24 часов. Образцы на основе клея К-300-61 дополнительно термообработывали в течение 3 часов при 110 °С. Толщину клеевой прослойки между пластинами задавали с помощью закладных фторопластовых пленок толщиной 200 мкм, которые использовали также для задания искусственной трещины в клеевом соединении. Испытание образцов проводили при растяжении (по моде I) при скорости движения траверсы разрывной машины 0,5 мм/мин, получая ступенчатую кривую в координатах усилие  $P$  - раскрытие трещины  $\Delta$  в месте приложения нагрузки, которую определяли по перемещению захватов разрывной машины. Длину трещины  $a$  определяли с помощью катетометра. По максимальной нагрузке, соответствующей началу критического роста трещины, с учетом ее начальной длины и геометрических параметров образца ДКБ определяли энергетический параметр трещиностойкости  $G_{IC}$ .

Для экспериментального определения локальной адгезионной прочности КС ( $\sigma_{IC}$ ) использовали метод нормального отрыва склеиваемых пластин аналогично определению локальной межслоевой прочности слоистых ПКМ [5]. Для этого склеивались две пластины алюминиевого сплава размером 40x20, с алюминиевым уголком для закрепления в захватах разрывной

машины. После нанесения клеевого слоя в зоне склеивания прокладывали фторопластовую пленку толщиной 10 мкм с вырезанным посередине квадратом 10×10 мм (рис. 3 а-б).

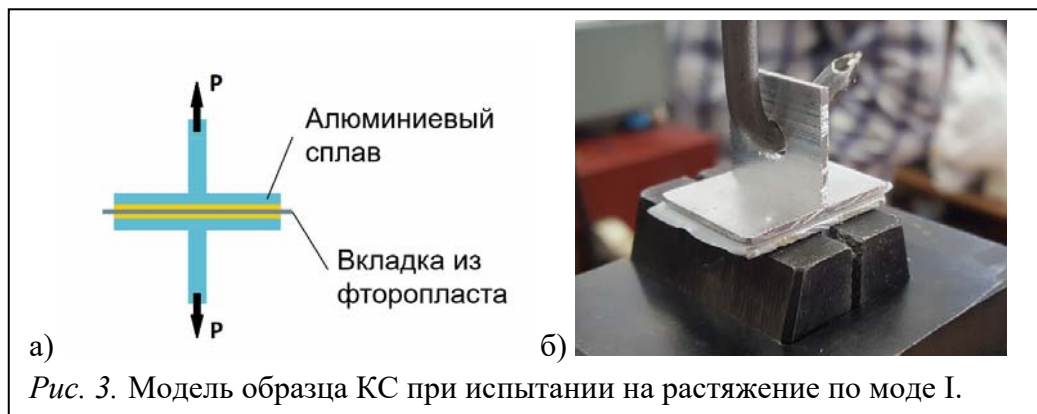


Рис. 3. Модель образца КС при испытании на растяжение по моде I.

Отверждение клеев после закрепления пластин осуществляли по тем же режимам, что и при получении образцов в виде ДКБ. Образцы разрывали при заданной скорости движения траверсы разрывной машины (0,5 мм/мин), и по максимальному значению усилия и площади склейки рассчитывали  $\sigma_{IC}$ .

Полученные средние значения  $G_{IC}$  и  $\sigma_{IC}$  и рассчитанные с их помощью по формулам (3) и (4) значения деформации раскрытия КЗ ( $\delta_{IC}$ ) при предельном напряжении в ней, а также длины когезионной зоны  $l_{cz}$  для КС на основе трех клеев обобщены в таблице.

*Экспериментально определенные значения  $G_{IC}$  и  $\sigma_{IC}$  КС на основе трех клеев и рассчитанные по ним размерные параметры КЗ.*

Клей	$G_{IC}$ , Дж/м <sup>2</sup>	$\sigma_{IC}$ , МПа	$\delta_{IC}$ , мкм	$l_{cz}$ , мм
ЭПК-1	214	9	10,8	0,91
ВК-9	323	6	19,9	1,69
К-300-61	183	13	8,9	0,76

Полученные данные использовали в 3D модели ДКБ образца клеевого соединения алюминиевых пластин, нагружаемого по моде I с экспоненциальной формой ЗКЗ. Размеры модельного аналогичны размерам физического образца Из предложенных в пакете прикладных программ ANSYS® типов конечных элементов в модели использовались Solid 185 и Inter 205.

Численное моделирование производилось следующим образом:

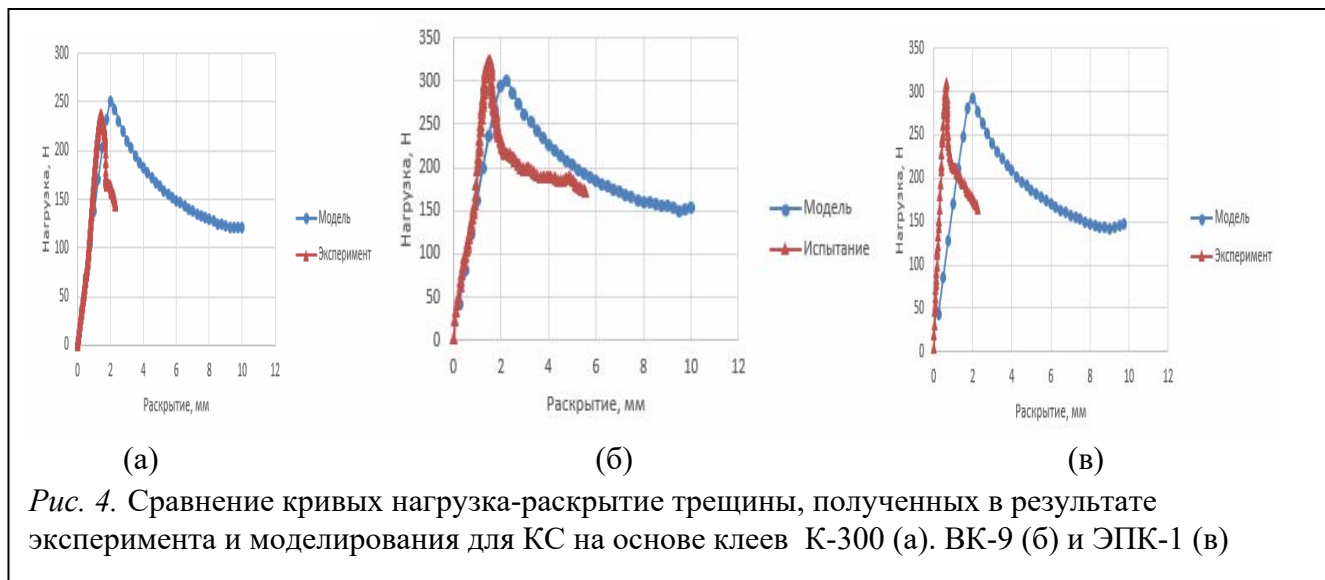
- Командой APDL задавали экспоненциальный ЗКЗ и вводили необходимые экспериментально определённые параметры  $\sigma_{IC}$  и  $\delta_I$  для каждого типа клея, а также значения модуля упругости Юнга, модуля сдвига и коэффициента Пуассона для алюминиевого сплава Д-16.

- Программными средствами задавали граничные условия для напряженного тонкого слоя между пластинами субстрата впереди кончика трещины и производили разбиение этого слоя на 4 конечные интерфейсные элементы (формирование сетки) по длине КЗ для каждого клеевого соединения.

- Задавали нагрузку и направление движения элементов КС,

вводили параметры расчёта.

После запуска программы виртуальный образец расслаивается под действием нагрузок, что фиксируется в виде кривых нагрузка - раскрытие трещины у ее концов. Далее, с использованием постпроцессора программного комплекса результаты численного моделирования анализируются и сопоставляются с результатами физических экспериментов (Рис.4).



Представленные результаты экспериментальных и численных исследований показывают возможность использования ЗКЗ в моделях разрушения КС в результате возникновения и роста трещины.

Предложенный подход, использования в конечно-элементной 3D модели экспериментально полученных параметров когезионной зоны с заданным экспоненциальным ЗКЗ поведения материала, позволил определить нагрузку начала расслоения.

Результаты численного моделирования хорошо согласуются с результатами экспериментов, при количестве ИЭ по длине когезионной зоны равном 4-м, погрешность определения нагрузки приводящей к началу роста трещины не превышает для ЭПК-1: 5 %, VK-9 7%, K-300-61: 4%.

1. Кинлок Э. Адгезия и адгезивы. Нака и технология.. М.:Мир, 1991 г., 484 с.
2. П.Г. Бабаевский, С.Г. Кулик – Трещиностойкость отвержденных полимерных композиций. М., «Химия» 1991 г. – 336 с.
3. Barenblatt, G.I. The mathematical theory of equilibrium cracks in brittle fracture, *Advances in Applied Mechanics*, Vol. 7, pp. 55-129. 1962
4. Hillerborg, A., Modéer, M., Petersson, P.-E. (1976). Analysis of crack formation and crack growth in concrete by means of fracture mechanics and finite elements. *Cement and Concrete Research*, vol. 6, no. 6, p. 773-781, DOI:10.1016/0008-8846(76)90007-7.
5. Бабаевский П.Г., Салиенко Н.В., Новиков Г.В. Экспериментальное определение параметров когезионной зоны для слоистых композитов. Материалы XVIII Всероссийской научно-технической конференции «Аэрокосмическая техника, высокие технологии и инновации – 2017», - Пермь; ПНИПУ, 2017, с.20-23.

# СОЗДАНИЕ ЛЮМИНИСЦЕНТНОГО СКАФФОЛДА ИЗ КОЛЛАГЕНА МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОСПИННИНГА

В.Н. Мамедова<sup>1,2</sup>, Е.М. Лялина<sup>2,3</sup>, И.В. Крылов<sup>2</sup>, К.В. Хайдуков<sup>2</sup>, А.В. Сочилина<sup>2,4</sup>, А.В. Нечаев<sup>2,5</sup>, А.Н. Генералова<sup>2,4</sup>, А.Г. Савельев<sup>2,3</sup>, Е.В. Хайдуков<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Волгоградский государственный университет, Институт математики и информационных технологий, 400062 Волгоград

<sup>2</sup> Федеральное государственное учреждение «Федеральный научно-исследовательский центр „Кристаллография и фотоника“ Российской академии наук», 119333 Москва

<sup>3</sup> Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования Первый Московский государственный медицинский университет имени И.М. Сеченова Министерства здравоохранения Российской Федерации (Сеченовский университет), 119991 Москва

<sup>4</sup> Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт биоорганической химии им. академиков М.М. Шемякина и Ю.А. Овчинникова Российской академии наук, 117997 Москва

<sup>5</sup> Российский технологический университет, Институт тонких химических технологий, 119571 Москва

E-mail: viktorialost@gmail.com

Одним из современных подходов для замены и восстановления поврежденных тканей является их замещение тканеинженерной конструкцией (ТИК), состоящей из живых клеток и биологически активных веществ, помещенных внутри искусственного трехмерного матрикса, называемого скаффолдом [1]. Основная функция скаффолда заключается в формировании механического каркаса, обеспечивающего пролиферацию и свободную миграцию клеток. Кроме того, внутри объема скаффолда должна протекать жидкость, поэтому возникает необходимость создания скаффолдов со сложной иерархией, когда формируются поры различного размерного диапазона.

Одним из способов создания пор размером менее 5 мкм является вспенивание с применением сверхкритические флюидных технологий [2]. В этом случае полимер насыщается двуокисью углерода (CO<sub>2</sub>) при сверхкритических значениях температуры и давления. Сорбция CO<sub>2</sub> в полимер приводит к понижению температуры его стеклования. Этот процесс часто называется пластификацией. При выходе из сверхкритических условий, давление снаружи материала резко понижается, в результате, газ под большим давлением стремится выйти из внутренних частей полимера, и происходит вспенивание материала. Таким образом, возможно добиться достаточно равномерного вспенивания, однако сформированные поры не всегда будут связаны друг с другом, что затрудняет прохождение жидкости через скаффолд.

Другим способом, позволяющим формировать волокнистую структуру, является электроспиннинг. Данный метод позволяет получать волокна в результате действия электростатического напряжения на полимерный раствор, который подается из капилляра под давлением. Формирование волокна происходит на осадительном электроде.

При внедрении скаффолда в биоткани необходимо контролировать его локализацию и интенсивность процесса биodeградации. Одним из способов решения этой проблемы является создание люминесцентных скаффолдов. Анализ параметров излучения таких матриц, позволяет контролировать все интересующие исследователя параметры скаффолда и динамику его деградации. В настоящей работе методом электроспиннинга сформированы люминесцентные скаффолды на основе коллагеновых волокон.

На рисунке 1 (а) изображена схема установки электроспиннинга, состоящая из источника высокого напряжения, раствора полимера и электродов. Композиция полимера загружается в емкость, которая помещается в систему подачи раствора под давлением. Скорость его подачи может изменяться в диапазоне от 0,1 до 20 мл/ч, а напряжение между электродами от 5 до 30 кВ. Высокое напряжение индуцирует в растворе полимера одноименные электрические заряды, которые, в результате кулоновского электростатического взаимодействия формируют «конуса Тейлора» [3]. Это выступ на заряженной поверхности жидкости с вершины которого идет сброс избыточного заряда путем эмиссии высокодисперсных сильно заряженных капель [3]. В процессе электростатического вытягивания полимерная струя претерпевает ряд последовательных расщеплений на более тонкие струи. Их отверждение происходит за счет испарения растворителя, и затем превращаясь в волокна, они под действием электростатических сил дрейфуют на осадительный электрод. Расстояние от конца иглы до заземлённого коллектора может варьироваться в зависимости от вязкости полимера, напряжения и скорости подачи давления. Оптимизируя эти параметры, возможно управлять толщиной осаждаемых на катод волокон.

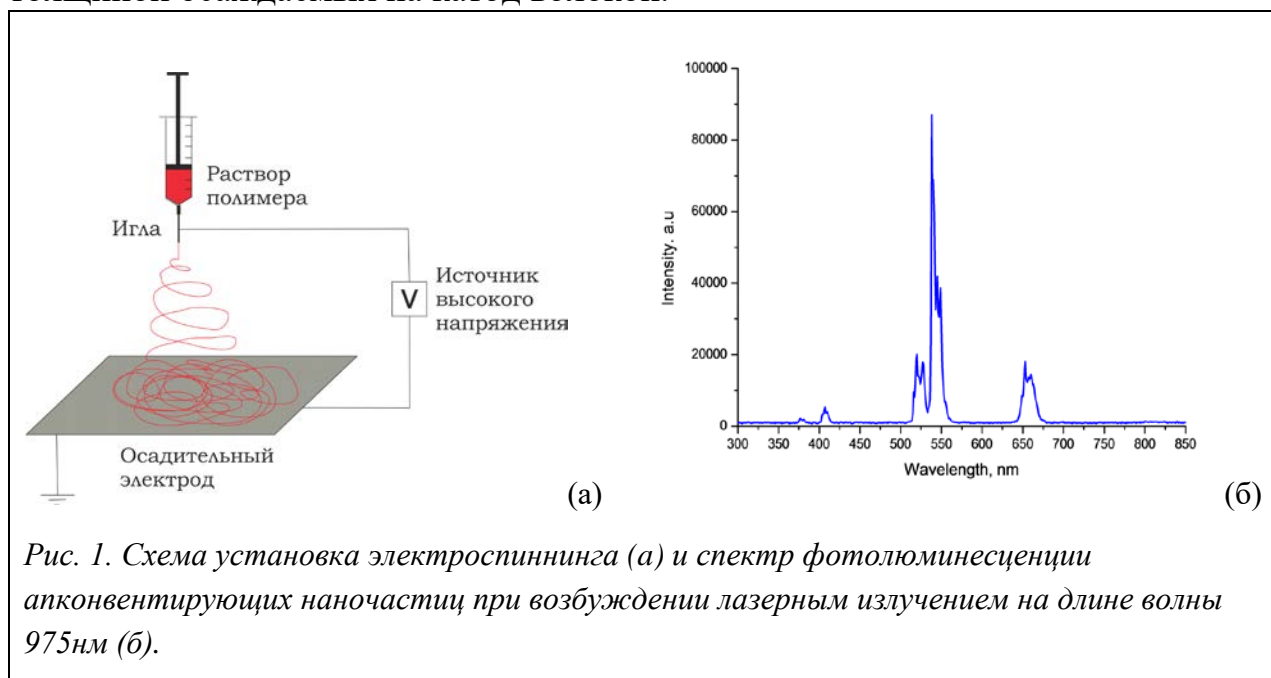
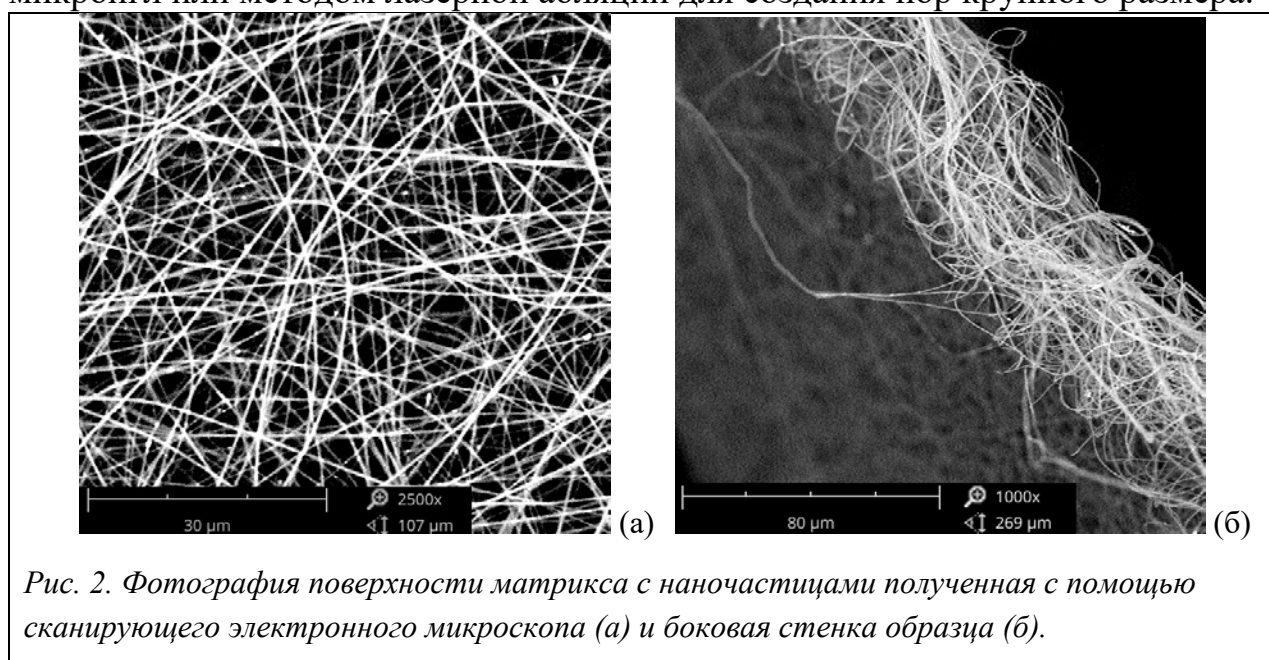


Рис. 1. Схема установка электроспиннинга (а) и спектр фотолюминесценции апконвентирующих наночастиц при возбуждении лазерным излучением на длине волны 975нм (б).

Для приготовления полимерного раствора использовался коллаген (ООО «Белкозин», Россия), предварительно очищенный с помощью диализа против воды в течение 96 часов. Очищенный полимер высушивался с помощью сублимационной сушки Freezone Freeze Dry (Labconco, США) в течение 24

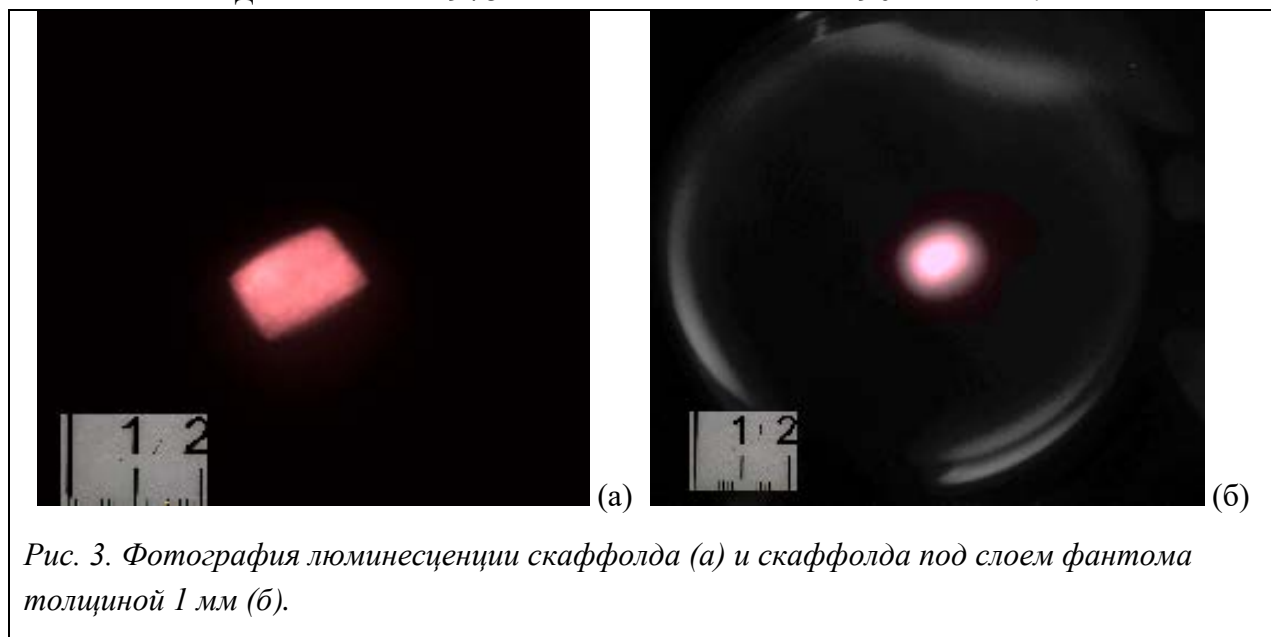
часов. Затем коллаген вместе с сшивающим агентом добавляли в гексафторизопропанол, смешанный с хлороформом в соотношении 10:1. Концентрация коллагена в полученном растворе составляла 8 масс. %, а сшиватель добавлялся в количестве 10 % от массы коллагена. Далее раствор ставился в ультразвуковую ванну до образования равномерной консистенции. В качестве люминесцентных наночастиц в полимерный раствор вводились апконвертирующие нанофосфоры, синтезированные по методу, аналогичному описанному в работе [4] Апконвертирующие наночастицы представляют собой кристаллическую матрицу  $\beta\text{-NaYF}_4$ , допированную редкоземельными ионами  $\text{Yb}^{3+}$  и  $\text{Er}^{3+}$ . Синтезированные наночастицы при возбуждении лазерным излучением на длине волны 975 нм обладают интенсивными линиями фотолюминесценции на длинах волн 520, 530, 540, 650 нм (рис.1 б).

На рисунке 2 представлены фотографии изготовленных матриц, полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа. На изображении видна волокнистая структура с средним размером волокон 0.5 мкм, способная служить скаффолдом для живых клеток. Структуры получены при следующих параметрах электроспиннинга: выдавливание полимерного раствора производилось через иглу диаметром 600 мкм, скорость подачи полимера составляла 1 мл/ч, расстояние между иглой и осадительным электродом 9,4 см, подаваемое напряжение 8,8-10 кВ. Дополнительно поверхность волокнистого скаффолда может перфорироваться с помощью микроигл или методом лазерной абляции для создания пор крупного размера.

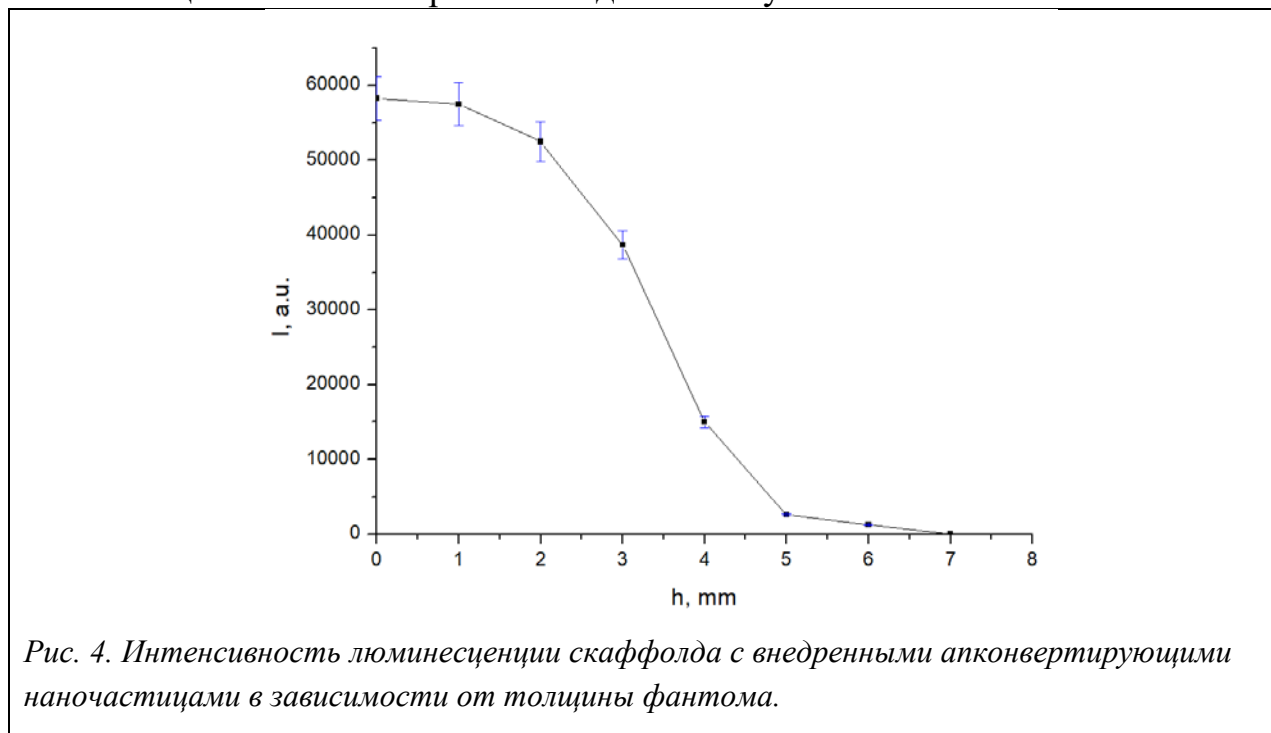


Исследование люминесцентных свойств матриц производилось с помощью имиджинговой системы, состоящей из полупроводникового лазера LDD-10 (АО "Полупроводниковые приборы", Россия), излучающего на длине волны 980 нм, и сканаторной головки (Raylase, Германия), способной отклонять лазерный луч по 2 осям. Регистрация сигнала люминесценции производилось с помощью высокочувствительной ПЗС-матрицы с электронным умножением Raptor (Raptor Photonics, Великобритания). На рисунке 3 представлены

фотографии люминесценции волокнистого матрикса, экспонируемого ближним ИК светом на длине волны 975 нм интенсивностью 190 мВт/см<sup>2</sup>.



Для имитации рассеяния биотканей был изготовлен фантом на основе молока. На рисунке 3 (б) показана люминесценция скаффолда под слоем фантома толщиной 1 мм. С увеличением толщины фантома прямых фотонов, регистрируемых камерой, становится меньше, и начинают преобладать диффузные, а интенсивность детектируемого сигнала люминесценции уменьшается. На рисунке 4 изображена зависимость интенсивности детектируемого люминесцентного сигнала от толщины фантома. Видно, что сигнал люминесценции матрикса с внедренными апконвертирующими наночастицами возможно различать даже на глубине 6 мм.



Полученные результаты могут найти применение в регенеративной медицине для реализации идеи создания "смарт" скаффолдов, которые

возможно визуализировать в глубине биоткани, контролируя их расположение и процесс биodeградации.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ No 18-315-20003 мол а вед.

1. A. Atala. "Regenerative medicine strategies". Journal of Pediatric Surgery. No. 47, pp. 17–28, 2012.
2. P. S. Timashev, N. N. Vorobieva, A. A. Akovantseva, N. V. Minaev, Yu. A. Piskun, S. V. Kostjuk, I. I. Selezneva, I. V. Vasilenko, O. L. Zakharkina, N. Yu. Ignatieva, R. K. Chailakhyan, V. V. Lunin, and V. N. Bagratashvili. "Biocompatibility and Degradation of Porous Matrixes from Lactide and  $\epsilon$ -Caprolactone Copolymers Formed in a Supercritical Carbon Dioxide Medium". Russian Journal of Physical Chemistry B. Vol. 11, No. 7, pp. 1095–1102, 2017.
3. N.M. Zubarev, O.V. Zubareva. "Equilibrium configurations of charged conducting fluid jets". Progress in Nonlinear Science. No. 5, pp 293–296, 2002.
4. S. Alyatkin, I. Asharchuk, K. Khaydukov, A. Nechaev, O. Lebedev, Y. Vainer, E. Khaydukov. "The influence of energy migration on luminescence kinetics parameters in upconversion nanoparticles". Nanotechnology. Vol. 28, No. 3, pp 1-10, 2017.



# ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМОНАПРЯЖЕНИЙ В КРИСТАЛЛАХ ТВЕРДОТЕЛЬНОГО ЛАЗЕРНОГО РЕЗОНАТОРА С СОЛНЕЧНОЙ НАКАЧКОЙ

М.Д. Хоменко

*Институт проблем лазерных и информационных технологий, филиал ФНИЦ  
"Кристаллография и Фотоника" РАН  
E-mail: [hmd@laser.ru](mailto:hmd@laser.ru)*

## Введение

В последнее время технологии накачки лазеров солнечным излучением привлекают все больше внимания [1]. Это связано с тем, что солнце является чистым возобновляемым источником энергии по сравнению с ископаемым топливом, загрязняющим окружающую среду [2]. Лазеры с солнечной накачкой имеют множество применений от космических исследований до лазерного создания топлива с замкнутым циклом. К проблемам таких лазеров можно отнести низкую эффективность сбора солнечной накачки [3] и низкую дифференциальную квантовую эффективность [2,4,5]. Для увеличения эффективности поглощения используют сенсibiliзирующее вещество, которое поглощает дополнительную часть энергии солнца и излучает в окне поглощения активной среды [2]. Помимо проблем создания цельных кристаллов с внедренными сенсibiliзаторами существует проблема дополнительной тепловой нагрузки на кристалл в таких спаренных системах. Недавно была предложена схема лазеров с солнечной накачкой и внешним сенсibiliзатором [6,5]. Применение такой схемы дает значительное увеличение дифференциальной эффективности лазера, при этом позволяет разделить кристалл активной среды и сенсibiliзатора для отдельного охлаждения.

Существует возможность создания лазеров с жидкой активной средой [4]. Такая схема частично решает вопрос перегрева циркулирующей активной среды и ее эффективным охлаждением. Не смотря на это, распространенной схемой использования солнечной накачки является твердотельный лазер. Свойственные ему проблемы перегрева активной среды все еще являются актуальными. Возникающие распределения температуры и поля напряжений приводят, например, к появлению термической линзы и не могут быть скомпенсированы простой одиночной линзой т.к. зависят от мощности накачки [7].

Целью данной работы является создание и тестирование программного кода для исследования тепловых полей в кристаллах твердотельного лазерного резонатора с солнечной накачкой и с внешним сенсibiliзатором.

## Постановка задачи и результаты.

Библиотека OpenFoam содержит модуль solidDisplacementFoam, для расчета напряжения в твердых телах с приложенной нагрузкой, имеющий модуль

расчета термонапряжений [8]. Этот модуль был адаптирован для расчета тепловых полей в областях с тепловыделением для использования его в расчетах термонапряжений в активной среде. Неоднородное тепловое поле получается вследствие объемного поглощения тепла и поверхностного охлаждения. В солнечных лазерах используются схемы накачки, предполагающие неравномерное тепловыделение в активной среде [3,5] поэтому используется обобщенная трехмерная формулировка. Время релаксации часто также бывает важным, поэтому используется нестационарное уравнение теплопроводности, которое можно представить в виде:

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + Q(x, y, z) \quad (1)$$

где  $c_p$ ,  $\rho$  и  $\lambda$  – теплоемкость, плотность и теплопроводность материала активной среды, а  $Q$  - источник тепла связанный с поглощением солнечной накачки. Моделируется цилиндрическая активная среда Nd:YAG лазера, по бокам которого осуществляется водяное охлаждение. Граничные условия на торцах активной среды зависят от конфигурации лазера, в данной работе мы задаем нулевой поток тепла. Граничные условия можно представить в виде:

$$\frac{\partial T}{\partial t} \Big|_{t=r_0} = \frac{h}{\lambda} (T_F - T), i=x,y$$

$$\frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0,z=l} = 0$$

где  $T_F$  – температура охлаждающей жидкости,  $h$  коэффициент конвективного теплообмена,  $r_0$  – радиус активной среды.

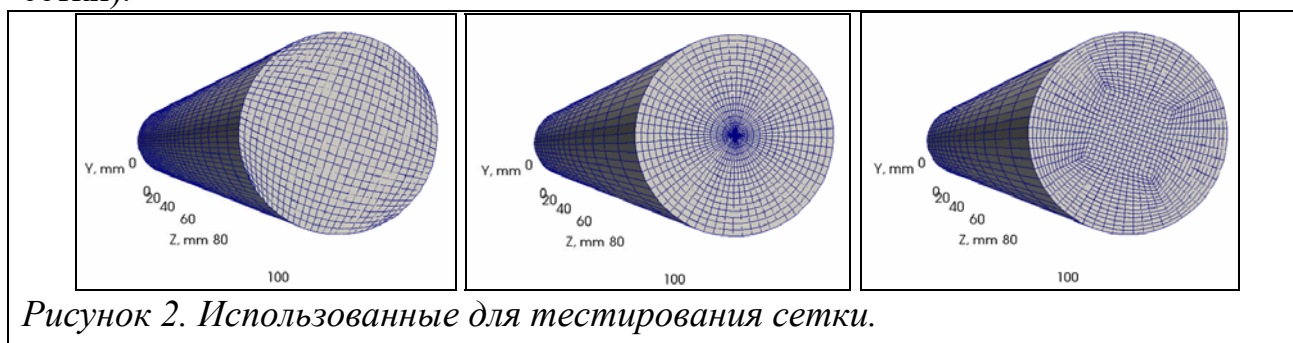
Программная реализация решения уравнения теплопроводности показана на рисунке 1. Этот пример кода демонстрирует прозрачность высокоуровневого программирования в среде OpenFoam т.к. код полностью соответствует использованному уравнению (1).

```
solve
(
    fvm::ddt(cpRho,T) == fvm::laplacian(heatConductionCoeff, T) + Qt
);
```

*Рисунок 1. Отрывок кода решения уравнения теплопроводности на языке Openfoam.*

Граничное условие третьего типа реализовано при помощи утилиты groovyBC [9]. Использованные сетки, показанные на рисунке 2, разработаны при помощи встроенной утилиты BlockMesh. Используется не ортогональная сетка, состоящая из одного блока (mesh1), сетка с цилиндрической симметрией из четырех блоков (mesh2) и пятиблочная цилиндрическая сетка с квадратом по центру на расстоянии половины радиуса (mesh3). В тестовых расчетах перечисленные сетки состоят из сравнимого количества ячеек (26\*26\*26, 4\*16\*16\*16 и 5\*15\*15\*15 для mesh1, mesh2 и mesh3 соответственно). Самое малое время расчета на одном ядре у сетки из одного блока - 22 секунд (несмотря на несколько большее количество ячеек), 30 секунд на второй и 26 секунд на третьей. Сетка, состоящая из одного блока, в отличие от остальных

показывает большие значения температуры в начале расчета. Это, по-видимому, связано с неточными граничными условиями в ячейках с большим соотношением сторон (о которых предупреждает утилита checkMesh для этой сетки).



Работа программы тестируется для случая равномерного выделения тепла описанного в работе [7]. Из этой же работы взяты все константы, использованные в расчетах. На рисунке показано радиальное распределение температуры. Рассчитанная максимальная температура распределение полностью совпадают с одномерным аналитическим решением [10, р. 428]:

$$T(r) = \frac{Q}{4\lambda} (r_0^2 - r^2) + \frac{r_0 Q}{2h} + T_F$$

где  $Q$  тепловыделение в активной среде.

Таблица 1. Полученные значения расчетных параметров

	Аналитика [10]:	Mesh1	Mesh2	Mesh3
Максимальная температура, К	639.1	638.8	638.2	638.0
Максимальные напряжения, Мпа	129.3	134.8	132.5	130.7

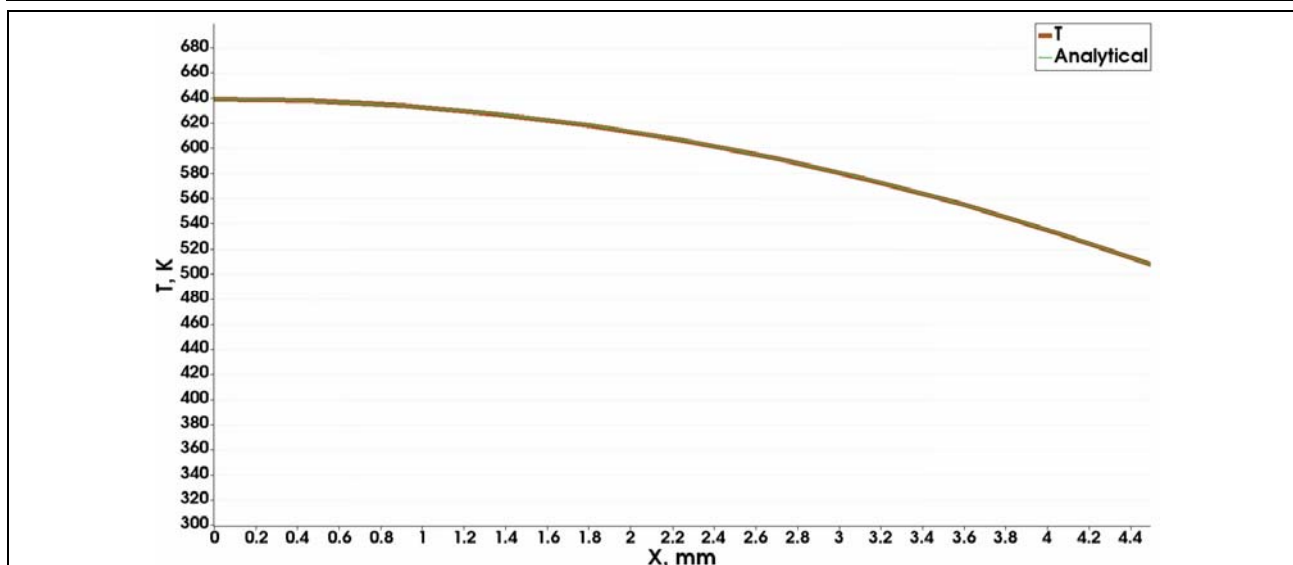


Рисунок 3. Радиальное распределение температуры в активной среде.

Все использованные сетки дают схожие результаты по температуре на стационаре. Также с использованием стоковых возможностей модуля [8] были рассчитаны максимальные эквивалентные напряжения (см. таблица 1). Это

также хорошо соответствует аналитическому значению 129.3 МПа [10, p. 437]. Можно отметить, что для заданной тепловой генерации напряжения получаются ниже предела прочности активной среды (200МПа). Но в работе [7] отмечено, что приложенное тепловыделение приводило к разрушению активной среды в экспериментах. Это говорит о том, что возможно реальное распределение поглощенного тепла отличается от равномерного.

## Выводы

Представлена разработанная программа для моделирования температурных полей и термонапряжений на основе пакета вычислительной гидродинамики Openfoam. Проведена верификация работы программы на различных сетках. Показано, что разработанная программа хорошо соответствуют аналитическому решению и может быть использована для расчета тепловых напряжений. В дальнейшем планируется провести расчеты с использованием реального распределения накачки в активной среде лазера с внешним сенсбилизатором, а так же учесть влияние генерации на тепловое распределение и возникающие напряжения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ грант № 18-52-41017  
Узб\_т

1. А.С. Сигов, В.Ф. Матюхин, И.Я. Редько, "Концепция поэтапного развития распределенной энергетики с использованием космических солнечных электростанций," СОК, Т. 10, 2016. С. 66-73.
2. S. Payziyev, K. Makhmudov, Y.A. Abdel-Hadi, "Simulation of a new solar Ce:Nd:YAG laser system," *Optik*, Vol. 156, 2018. pp. 891–895.
3. S. Mehellou, D. Liang, J. Almeida, R. Bouadjemine, C.R. Vistas, E. Guillot, and F. Rehouma, "Stable solar-pumped TEM00-mode 1064 nm laser emission by a monolithic fused silica twisted light guide," *Solar Energy*, Vol. 155, 2017. pp. 1059–1071.
4. S. Payziyev, S. Bakhramov, and F. Shayimov, "Enhancing of Solar Pumped Liquid Laser Efficiency," *Applied Solar Energy*, Vol. 52, No. 1, 2016. pp. 68–71.
5. S. Payziyev, K. Makhmudov, "Solar pumped Nd:YAG laser efficiency enhancement using Cr:LiCAF frequency down-shifter," *Optics Communications*, Vol. 380, 2016. pp. 57–60.
6. S. Payziyev, K. Makhmudov, "A new approach in solar-to-laser power conversion based on the use of external solar spectrum frequency converters," *Journal of renewable and sustainable energy*, Vol. 8, 2016. P. 015902.
7. B. Bagheri, S. Uchida, "Thermal analysis in a solar pumped laser for Mg energy cycle," *Proc. of SPIE*, Vol. 8485, 2012. P. 84850B.
8. OpenFOAM Foundation. The Open Source CFD Toolbox User Guide 2014. URL: <http://cfd.direct/openfoam/user-guide/>
9. R. Vilums, Implementation of Transient Robin Boundary Conditions in OpenFOAM, Workshop on Multiphysical Modelling in OpenFOAM, Riga. 2011. pp. 39-40.
10. W. Koechner Solid-State Laser Engineering, 5th edition. New York: Springer, 2006.

# **Определение оптимального количества интерфейсных элементов при конечно-элементном моделировании возникновения и развития межслоевой трещины в углепластике с помощью экспериментально определённых параметров длины когезионной зоны**

П.Г. Бабаевский, Н.В. Салиенко, Г.В. Новиков  
*Московский авиационный институт (НИУ «МАИ»)*  
E-mail: ngv92@mail.ru

Все более весомую роль в авиастроении занимают изделия из полимерных композиционных материалов (ПКМ). Обладая множеством преимуществ, в сравнении с традиционными материалами, по удельному весу и, соответственно, по удельной жесткости и прочности, а также стойкости к коррозии и др. ПКМ обладают серьезным недостатком – низкая межслоевая прочность и трещиностойкость. Поэтому необходимо правильно оценивать и прогнозировать устойчивость элементов конструкций, к росту существующих и инициированию новых межслоевых дефектов.

Для оценки и прогнозирования развития дефектов эффективно используется подход линейной упругой механики разрушения (ЛУМР). Методы ЛУМР лежат в основе аналитических расчетов и экспериментальных методов определения параметров межслоевой трещиностойкости слоистых углепластиков. Недостатки ЛУМР выявляются при анализе при сложной конфигурации материала и дефекта. В этом случае методы расчета и экспериментального определения параметров нагружения и условий роста трещин в рамках классической ЛУМР затруднены. Кроме того, методы ЛУМР позволяют анализировать начало (инициирование) критического роста существующих (заданных) трещин, но не позволяют определять условия зарождения трещины в местах концентрации напряжений при отсутствии свободных поверхностей.

Для решения этих проблем в настоящее время разрабатываются и широко используются численные методы моделирования инициирования и роста трещин, вкуче с микромеханическими аналитическими подходами, базирующимися на представлениях о локальных процессных зонах неупругого (пластического) деформирования (в модели Дагдейла) и упругого (хрупкого или псевдо хрупкого) повреждения (в модели Баренблатта) вблизи кончика трещины. Импантация микромеханических подходов в численные методы, а именно, в метод конечных элементов, позволяют решить вопросы роста трещин и возникновения дефектов в местах концентрации напряжений.

Важным фактором, определяющим эффективность и адекватность моделирования возникновения и роста трещины (точность расчетов при минимальном объеме вычислений) при импантации модели когезионной зоны (МКЗ) в численные модели МКЭ, является выбор длины и количества

когезионных конечных элементов, которые могут быть оптимизированы с помощью критической длины когезионной зоны.

Чтобы получить достоверные численные результаты с использованием МКЗ, напряжения в когезионной зоне должны быть точно представлены, конечно-элементной пространственной дискретизацией этой зоны. Определение подходящего размера ячейки конечно-элементной сетки зависит от количества элементов, требуемых в процессной зоне. Для угле- и стеклопластиков на основе эпоксидной матрицы длина когезионной зоны в большинстве случаев варьируется от одного до двух миллиметров. Моес и Беличко [1] для предсказания расслоения предложили использовать не менее 10 элементов. При этом необходимое количество элементов определяется отношением длины когезионной зоны к длине конечного когезионного элемента (интерфейсного элемента (ИЭ) в ANSYS). Исходя из этого длина конечного ИЭ в когезионной зоне, должна быть 0,1-0,2 миллиметра. При таких размерах когезионных элементов вычислительной мощности современных программных комплексов, необходимой для анализа отдельных крупных элементов или сложных частей конструкций из ПКМ может быть недостаточно, что делает большинство практических задач неразрешимыми. Следовательно, необходимо использовать минимально достаточное количество когезионных ИЭ, способное точно определить параметры трещиностойкости.

В литературы не существует единого подхода относительно определения необходимого количества элементов для успешного моделирования. Турон [2] представил краткий обзор численных исследований, в которых обосновывает необходимость минимального количества элементов в процессной зоне больше двух. В работе Давила [3] минимальная длина когезионного элемента для предсказания расслоения должен быть равен 1 мм и количество таких элементов не менее трёх. Фолк [4] предложил использовать от 2 до 5 элементов. Сравнение вышеизложенных результатов исследований затруднительно из-за различий в используемых ЗКЗ, настройках управления решением и длины КЗ. В настоящее время не выработана общая методика и в каждом конкретном случае требуется провести исследования по определению минимальное количество элементов. Однако очевидно, что минимальное число когезионных элементов в когезионной зоне  $N_e$  может быть рассчитана по формуле

$$N_e = l_{cz} / l_e$$

где  $l_{cz}$  – реальная длина когезионной зоны;

$l_e$  – оптимальная длина когезионного элемента.

Целью данной работы является расчет длины когезионной зоны по экспериментально определенным ее параметрам (когезионной прочности материала  $\sigma_{IC}$  и интенсивности высвобождения упругой энергии при распространении трещины  $G_{IC}$ ) и ее использование для повышения точности

оценки условий зарождения и развития межслоевой трещины на примере 3D-модели образца слоистого углепластика (УП) на эпоксидной матрице в виде ДКБ при нормальном отрыве. Объектом экспериментальных исследований служил ортотропный УП на основе углеродной ткани марки УРАЛ Т-1-22А и модельного эпоксидного связующего (эквимольной смеси эпоксидной смолы ЭД-20 и отвердителя диаминодифенилметана) с соотношением армирующей ткани и связующего 60:40 %.

Для определения  $G_{IC}$  использовали стандартную методику. Когезионная прочность материала  $\sigma_{IC}$  определялась с помощью нестандартной методики [5].

В результате проведенной работы рассчитаны параметры для определения длины когезионной зоны: коэффициент интенсивности напряжений  $G_{IC}$  ( $210 \text{ Дж/м}^2$ ), когезионная прочность  $\sigma_{IC}$  (10,7 МПа) и трансверсальный модуль упругости  $E$ , равный 5 ГПа. Все эти параметры использовались для расчета длины когезионной зоны  $l_{cz}$ , равной 3,6 мм.

С использованием полученных экспериментальных данных в программном комплексе ANSYS создана 3D модель образца ДКБ из эпоксидного УП, нагружаемого по моде I. По результатам анализа 3D модели построены расчётные зависимости нагрузки от раскрытия трещины с использованием различных размеров ИЭ и их числа, расположенных на длине КЗ: 2 мм и 1,8; 0,9 мм и 4; 0,5 мм и 7,2; 0,1 мм 36 соответственно, которые сравнивали с экспериментально полученной зависимостью.

При моделировании процесса расслоения ДКБ наиболее адекватные результаты получены при размере ИЭ 0,9 мм и их количестве в числовой КЗ, равном 4. При использовании ИЭ длиной менее 0,9 мм, резко возрастает их количество в КЗ и, следовательно, объем и длительность вычислений, причем это не приводит к повышению точности моделирования. Зависимости, полученные с использованием ИЭ длиной более 0,9 мм, существенно превышает экспериментально полученные данные.

Распределение напряжений по длине числовой когезионной зоны от вершины трещины при различной длине когезионных ИЭ представлено на рисунке 1. Наиболее близкое к экспериментально полученному значению  $\sigma_{IC}$  также даёт использование когезионных элементов длиной 0,9 мм.

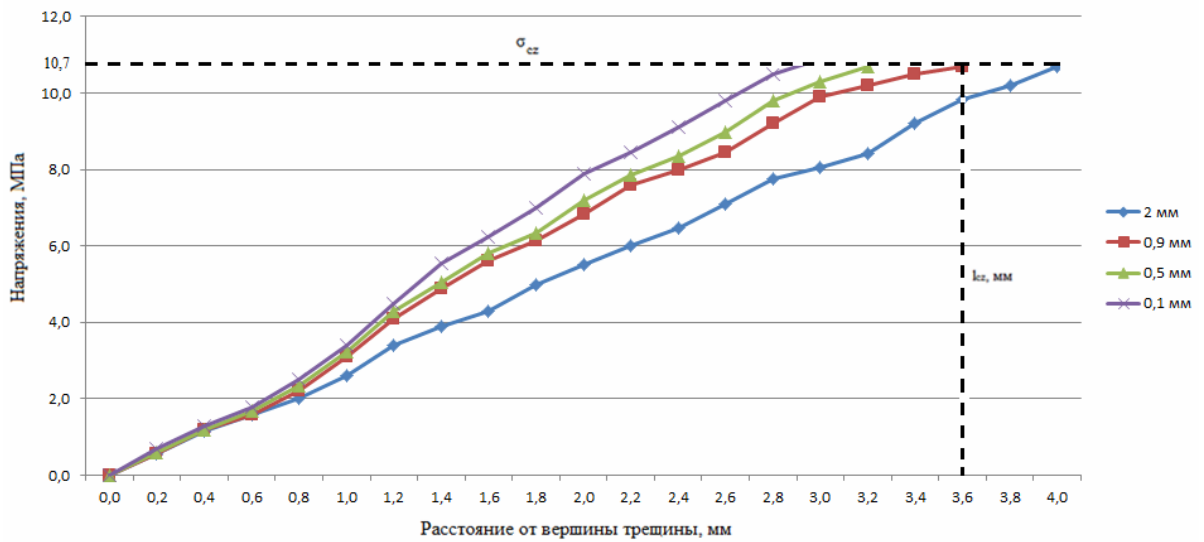


Рисунок 1 – Распределение напряжений по длине числовой когезионной зоны от вершины трещины при различной длине когезионных элементов (1- 2 мм; 2- 0,9 мм; 3 – 0,5 мм; 4- 0,1 мм)

Таким образом, для разработанной 3D модели образца ДКБ из углепластика и экспериментально определённой длиной физической КЗ  $l_{cz}$ , равной 3,6 мм, 4 ИЭ длиной 0,9 мм достаточно для численного определения нагрузки, приводящей к началу роста трещины с точностью 95%.

1. Moës, N., Belytschko, T. (2002). Extended finite element method for cohesive crack growth. *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 69, no. 7, p. 813-833.
2. Turon, A., Davila, C.G., Camanho, P.P., Costa, J. (2007). An engineering solution for mesh size effects in the simulation of delamination using cohesive zone models. *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 74, no. 10, p. 1665-1682.
3. Dávila, C.G., Camanho, P.P., de Moura, M. F. (2001). Mixed-mode decohesion elements for analyses of progressive delamination.
4. Falk, M.L., Needleman, A., Rice, J.R. (2001). A critical evaluation of cohesive zone models of dynamic fracture. *Le Journal de Physique IV*, 11(PR5), Pr5-43-Pr45-50.
5. Khoshravan, M.R., Moslemi, M. (2015). Cohesive zone parameters selection for mode-I prediction of interfacial delamination. *Engineering Fracture Mechanics*, p. 507-516.



# РАСПЫЛЕНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ИОНАМИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Б. Мерзук<sup>1</sup>, Д.К. Миннебаев<sup>1</sup>, А.А. Шемухин, Ю.В. Балакшин

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

E-mail: [mbarbara1996@mail.ru](mailto:mbarbara1996@mail.ru)

## 1. Введение

Первые упоминания о процессе распыления были в середине XIX века, в 1952 В. Р. Гроув [1] исследовал электролиз и увидел, что материал катода напыляется на окружающие стеклянные стенки. Со временем становилось ясно, что это напыление приводит к изменению многочисленных свойств поверхности. Далее было понятно, что при взаимодействии частиц с твердым телом возникает множество физических процессов, такие как: ионная имплантация, люминесценция, рентгеновское излучение, зарядовые обмены, которые оказывают большое влияние на вещество. В частности, возникает такое явление, как распыление – эмиссия атомов с поверхности твёрдого тела при его бомбардировке тяжёлыми заряженными или нейтральными частицами.

Распыление применяется:

- 1) в микроэлектронном производстве для напыления тонких пленок и травления рельефа;
- 2) в получении атомарно чистых поверхностей;
- 3) в методиках получения исследований тонких пленок;
- 4) для очистки поверхности;
- 5) для исследования поверхностей [2] (например, графена), которые обладают свойством самовосстановления [3].

Уже были проведены эксперименты по распылению германия, кремния,

Понимание фундаментальных процессов распыления при взаимодействии падающей частицы с образцом имеет ключевое значение для современных приложений.

## 2. Методы исследования и оборудование

Для того, чтобы вести разговор про основополагающую теорию распыления необходимо знать, что основной характеристикой распыления является коэффициент ионного распыления – отношение числа распыленных атомов к числу упавших на поверхность ионов:

$$Y = \frac{n_a}{n_i}.$$

Теория, о которой пойдет речь, называется теорией Зигмунда [4] и она построена на следующих постулатах [5], [6]:

- 1) каскад столкновений, возникающий в результате передачи энергии ионного пучка с атомом мишени является:
  - а) изотропным по направлениям;

- б) передвижение атомов первичных атомов и атомов отдачи – линейно (т.е. без рассеяния);
- в) столкновения упругие;
- г) столкновение первичного атома - происходит с каждым атомом по ходу его движения;
- д) столкновение происходит с неподвижными атомами (т.е. атомы мишени успевают релаксировать до прихода следующего первичного атома);

2) Каскад столкновений, рассматривается в среде, не имеющей строгой кристаллической структуры.

3) Рассматривается бесконечная мишень - не имеющая границу раздела сред.

И тогда в результате решения кинетического уравнения Больцмана, Зигмунд получил следующие результаты зависимости углового распределения частиц:

$$Y \sim \cos^n \theta$$

$$n = 1 + \frac{8}{3} N C_m^{3/2}$$

$$C_m = \frac{\pi}{2} \lambda_m a^2 \left( \frac{M_1}{M_2} \right)^m \left( \frac{2Z_1 Z_2 e^2}{a} \right)^{2m}$$

$$a = \frac{0.885 a_0}{\sqrt{Z_1^{\sqrt[3]{2}} + Z_2^{\sqrt[3]{2}}}}$$

где  $N$  - атомная концентрация,  $Z_i$   $M_i$  - заряды и массы ионов и атомов,  $\lambda_m$  - безразмерная функция от  $m$ ,  $e$  - заряд электрона,  $a$  - радиус экранирования,  $a_0 = 0,529 \text{ \AA}$ ,  $m$ -параметр экранировки в зависимости от энергии.

Многочисленные эксперименты показывали, что распыление подчиняется этому закону. Однако, все эти эксперименты были проведены при энергиях до 10 кэВ. Более того, в формуле, хоть и неявно, но очевидно присутствует зависимость от массы, что так или иначе должно влиять на результаты.

В данной работе целью было провести эксперименты путем распыления германия на алюминиевом коллекторе, снятия и обработки спектров обратного резерфордовского рассеяния при четырех энергиях: 80, 200, 250 и 300 кэВ, чтобы проверить выполнение этой теории на более высоких энергиях.

### 3. Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлен спектор РОР (был получен отдельный для каждой точки), после обработки которого были получены угловые распределения частиц германия (рис.2-5), осажденных на алюминиевый коллектор:

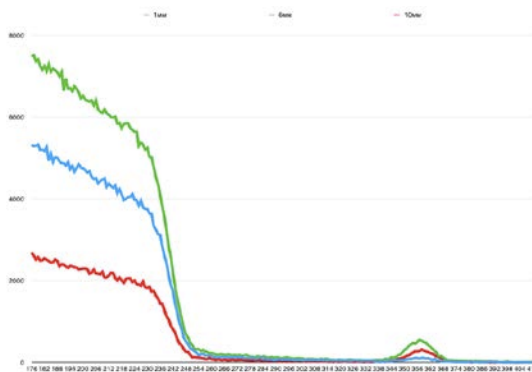


Рис. 5. Спектры Резерфордского обратного рассеяния при энергии 80 кэВ.

Затем спектры были обработаны и построены графики зависимости коэффициента распыления  $Y$  от угла  $\theta$ :

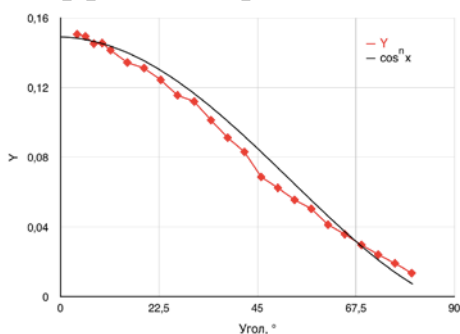


Рис. 2. Угловые распределения при энергии 80 кэВ :  $n = 1,61$ .

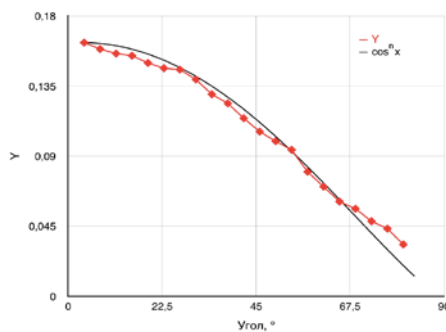


Рис. 3. Угловые распределения при энергии 200 кэВ :  $n = 1,215$ .

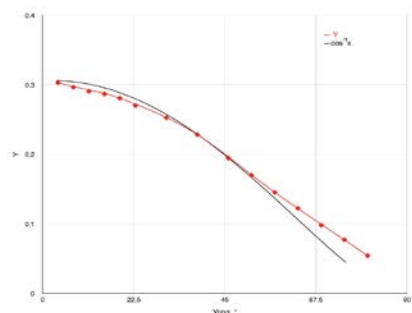


Рис. 4. Угловые распределения при энергии 250 кэВ :  $n = 1,23$ .

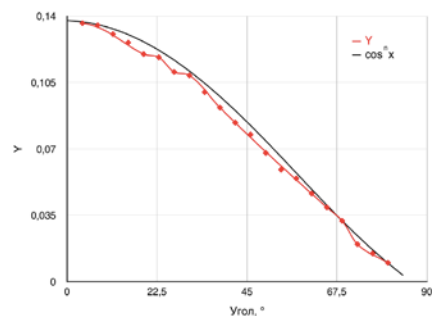


Рис. 5. Угловые распределения при энергии 300 кэВ :  $n = 1,47$ .

Далее было выполнено сравнение экспериментальных значений коэффициента  $n$  для Германия при энергиях выше 10 кэВ с другими экспериментами [9]:

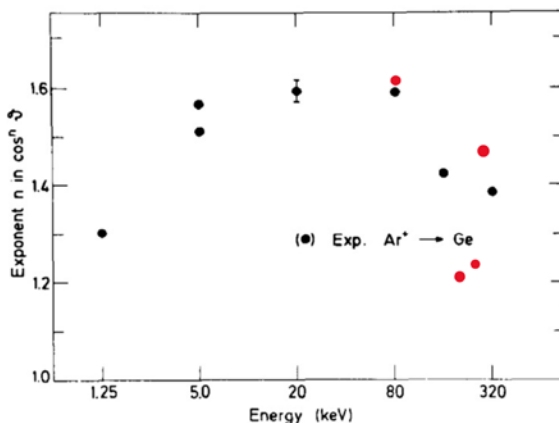


Рис.6. Экспериментальные значения  $n$  для германия при различных энергиях

Имеется резкий провал в обоих экспериментах и его величина не очевидна, так как нет предпосылок, чтобы величина  $n$  как-то уменьшалась. Природа этого провала пока не известна и, предположительно, она может быть связана с какими-то внутренними структурными преобразованиями. Соответственно, необходимо дальше исследовать эту область.

Метод атомно-силовой микроскопии [10], [11] показал, что в облученной области не развился существенный рельеф, который мог бы влиять на угловые распределения, так как средняя шероховатость составила 15 нм.

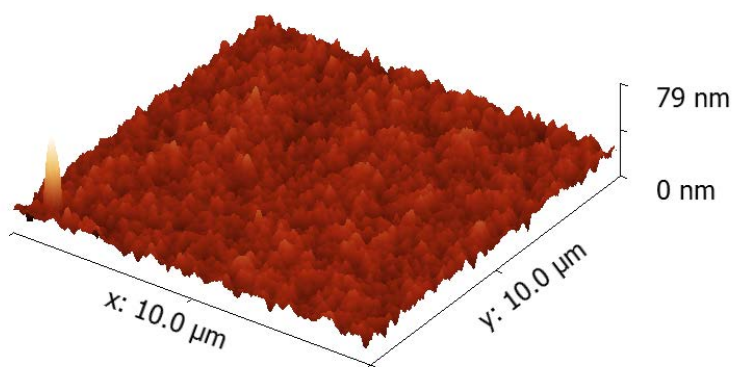


Рис. 7

#### 4. Заключение

В данной работе проверялось выполнение теории Зигмунда. На данный момент именно его теория считается самой важной в области распыления, так как она учитывает наибольшее количество нюансов ионного распыления.

1. В результате проделанной работы были получены и обработаны спектры резерфордовского обратного рассеяния и получены значения  $n$  при энергиях 80, 200, 250 и 300 кэВ.
2. Показано отклонение от теории Зигмунда. Так как согласно теории

Энергия, кэВ	Значения $n$ в степени косинуса
80	1,61
200	1,215
250	1,23
300	1,47

н

ной коэффициент  $n$  должен увеличиваться с ростом энергии, а на деле в области 200 кэВ образуется провал.

3. Метод АСМ показал, что существенный рельеф не возникает.

1. W. R. Grove//Trans. Roy. Soc. London. 1852. V. 142. P. 87.
2. Debasree Chowdhury, Debabrata Ghose. Fabrication of nanoscale topographies on Ge(100) surface by low energy  $Ar^+$  ion sputtering // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, Vol. 409, издательство Elsevier BV, Нидерланды, 2017

3. D.K.Minnebaev, Yu.V.Balakshin, A.V.Nazarov, I.D. Kharitonov, E.V. Zaitsev, A.D. Zabolotskiy, K.A. Bukunov, V.S. Chernysh, A.A.Skemukhin. Irradiation-induced defects in graphene on copper //
4. P. Sigmund. Six decades of atomic collisions in solids. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, издательство Elsevier BV, Нидерланды, 2016
5. Sigmund P., Phys. Rev., 184, 383 (1969); 187, 768 (1969).
6. Sigmund P. Mechanisms and theory of physical sputtering by particle impact // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B. – 1987. – V. 27. – P. 1-20
7. Распыление твёрдых тел ионной бомбардировкой. Физическое распыление одноэлементных твёрдых тел. / Под ред. Р. Бериша. - Москва: Мир, 1984, 336 с.
8. Распыление твёрдых тел ионной бомбардировкой. Физическое распыление одноэлементных твёрдых тел. Выпуск II/ Под ред. Р. Бериша. - Москва: Мир, 1986, 485 с.
9. T.K. Chini, M. Tanemura, F. Okuyama.- Angular distribution of sputtered Ge atoms by low keV Ar + and Ne+ ion bombardment.- Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 119 (I 996).- С.-389
10. Основы сканирующей зондовой микроскопии. Учебное пособие для студентов старших курсов высших учебных заведений. / В.Л.Миронов –Нижний Новгород: Российская Академия Наук институт физики микроструктур, 2004, 114с
11. Основы анализа поверхности и тонких пленок. / Фелдман Л., Майер Д.: Пер. с англ. – М.: Мир, 1989, 344с

# ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ НА ИЗОТОПАХ ИТТРИЯ И ИТТЕРБИЯ

А. Д. Федорова<sup>1</sup>, С. С. Бельшев<sup>1</sup>, А. А. Кузнецов<sup>1</sup>, А. Б. Присёлкова<sup>2</sup>  
<sup>1</sup> Физический факультет МГУ имени М. В. Ломоносова; <sup>2</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына МГУ имени М.В. Ломоносова  
E-mail: anna.fedorova@physics.msu.ru

## Цель работы

Целью настоящей работы является определение абсолютных выходов фотоядерных реакций на изотопах иттербия и иттрия.

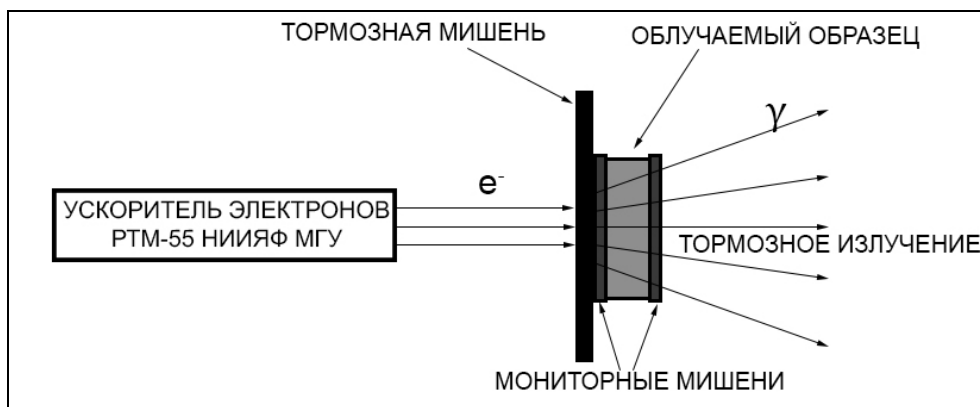
## Введение

Работа посвящена экспериментальному изучению фотоядерных реакций на изотопах иттербия и иттрия методом наведенной активности [1]. Результаты полезны с практической точки зрения, поскольку применение некоторых изотопов, образующихся в фотоядерных реакциях на исследуемой мишени (например,  $^{167}\text{Tm}$ ,  $^{166}\text{Yb}$ ,  $^{167}\text{Yb}$ ,  $^{175}\text{Yb}$ ), является перспективным в радиомедицине для диагностики и лечения раковых опухолей [2]. В работе был исследован метод получения этих изотопов в результате фотоядерных реакций на пучке тормозных  $\gamma$ -квантов. Данный метод имеет ряд преимуществ перед традиционным способом получения радиоизотопов в реакторах, так как на ускорителях производится гораздо меньше неиспользуемых радиоактивных отходов [3]. Метод уничтожения раковых клеток при помощи радионуклидов называется эндорadiотерапией. Особенность радионуклидов заключается в том, что они способны доставить цитотоксическое излучение к больному месту на клеточном или молекулярном уровне, при этом не повреждая здоровые клетки живой ткани. Группа радиолантаноидов уже несколько десятков лет используется для терапии рака, и в последнее время эндорadiотерапия кажется всё более и более перспективной [4].

## Методика проведения эксперимента

### Общая схема экспериментальной установки

Схема облучения мишени представлена на рисунке 1.



Экспериментальная установка для исследования фотоядерных реакций содержит:

1. Ускоритель электронов РТМ55 НИИЯФ МГУ (для ускорения электронов до энергий, необходимых для изучения исследуемых реакций. Энергия пучка электронов – 55.6 МэВ)
2. Тормозная мишень из вольфрама толщиной 0.2 мм (для превращения пучка электронов в фотоны)
3. Исследуемая мишень, представляющая собой полистироловый контейнер с диаметром 22.5 мм, в который была помещена смесь оксидов иттрия (82.5%), иттербия (15%) и эрбия (2.5%).
4. Гамма-спектрометр. После облучения исследуемый образец переносится на германиевый детектор, на котором измеряется энергетический спектр вторичного гамма излучения, образующегося в результате распадов радиоактивных ядер. Анализ максимумов в спектре позволяет рассчитать количество образовавшихся ядер в мишени [5].

### **Экспериментальная методика**

В данной работе для изучения ядерных реакций, происходящих в облучаемой мишени, использовался гамма-активационный анализ [6]. Суть метода заключается в том, что под действием фотонов в облучаемой мишени происходят ядерные реакции с образованием различных продуктов, в том числе и радиоактивных ядер. Каждое радиоактивное ядро распадается с испусканием излучения, уникального и характерного только для него, что позволяет качественно и количественно определить изотопный состав облученного образца [7]. Анализ этих данных позволяет рассчитать выходы исследуемых реакций.

Выведенный электронный пучок падал на тормозную мишень из вольфрама, генерируя тормозное гамма-излучение, сконцентрированное в направлении движения первичного пучка электронов. Далее тормозные фотоны падали на исследуемую мишень, вызывая в ней наведенную радиоактивность. Облучение длилось 10 минут. По окончании облучения мишень была помещена в детектор из сверхчистого германия, который работал при двух конфигурациях: 3 часа 23 минуты при расстоянии от мишени до детектора, равном 10 см, и 43 дня при расстоянии от мишени до детектора, равном 5 см. В автоматизированной системе анализа результатов эксперимента происходил анализ спектров и накопление полученных результатов. Затем система выводила энергетические спектры, по которым велась дальнейшая обработка.

### **Методика обработки данных**

#### **Выход ядерной реакции**

Выход ядерной реакции – величина, характеризующая среднее число реакций в

мишени, вызванных одним электроном ускорителя. Для нахождения выходов реакций решалось дифференциальное уравнение, характеризующее изменение количества ядер изотопа во время облучения:

$$\frac{dN(t)}{dt} = YI - \lambda N(t), \quad (1)$$

где  $N$  – количество ядер,  $t$  – момент времени, в который рассчитывается количество ядер,  $Y$  – выход ядерной реакции,  $I$  – средний ток ускорителя,  $\lambda$  – постоянная распада. Таким образом, выходы реакций вычислялись по формуле:

$$Y = \frac{\lambda N(t)}{I(1-e^{-\lambda t})} \quad (2)$$

Для нормировки среднего тока ускорителя измерялся выход реакции  $^{65}\text{Cu}(\gamma, n)^{64}\text{Cu}$ , который использовался в качестве эталонного при расчете абсолютных выходов реакций.

Введем следующие обозначения:  $t_0$  – время начала облучения,  $t_1$  – время окончания облучения,  $t_2$  – время начала измерения,  $t_3$  – время окончания измерения,  $S$  – площадь пика,  $\eta$  – квантовый выход (вероятность обнаружить фотон с данной энергией при одном распаде),  $N$  – число распавшихся во время измерения ядер,  $\varepsilon$  – эффективность детектора (отношение количества фотонов, зарегистрированных детектором, к количеству фотонов, попавших в детектор),  $N_1$  – число ядер в момент времени  $t_1$ ,  $N_2$  – число ядер в момент времени  $t_2$ ,  $N_3$  – число ядер в момент времени  $t_3$ ,  $T_L$  – живое время детектора,  $T_R$  – время измерения. Из закона радиоактивного распада получаем формулу:

$$N_1 = \frac{S \cdot T_R}{\eta \cdot \varepsilon \cdot (e^{-\lambda(t_2-t_1)} - e^{-\lambda(t_3-t_1)}) \cdot T_L} \quad (3)$$

Таким образом, после вычисления количества ядер в конце облучения, были рассчитаны выходы реакций по формуле (2).

### **Измерение гамма-спектров и идентификация линий в них**

Поиск максимумов в спектрах  $\gamma$ -квантов и расчет их интенсивностей проводился с помощью программы автоматической системы набора и анализа спектров. Она позволяет проводить визуализацию данных, разделение перекрывающихся пиков и их аппроксимацию гауссовскими кривыми методом наименьших квадратов с использованием стандартных алгоритмов. В спектрах  $\gamma$ -квантов было обнаружено около 100 максимумов, соответствующих образованию различных радиоактивных изотопов в облученной мишени. Образовавшиеся в результате фотоядерных реакций изотопы идентифицировались по энергии  $\gamma$ -квантов, интенсивности спектральных линий и периоду полураспада образовавшихся изотопов. После того, как все пики в энергетических спектрах были идентифицированы, был произведен расчет количества ядер каждого изотопа в конце облучения и выходов соответствующих реакций.

### **Цепочки радиоактивных распадов**

В некоторых случаях накопление исследуемых изотопов происходило не только



непосредственно в результате фотоядерных реакций, но и за счет цепочек радиоактивных распадов. Распад исходного ядра 1 в ядро 2, с последующим его распадом в ядро 3, описывается системой дифференциальных уравнений

$$\frac{dN_1(t)}{dt} = -\lambda_1 N_1(t),$$

$$\frac{dN_2(t)}{dt} = -\lambda_2 N_2(t) + \lambda_1 N_1(t),$$

где индексом 1 обозначено ядро 1, а индексом 2 – ядро 2.

Решение этой системы:

$$N_1(t) = N_1^0 e^{-\lambda_1 t},$$

$$N_2(t) = N_2^0 e^{-\lambda_2 t} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 e^{-\lambda_2 t} + \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1(t), \quad (4)$$

где  $N^0$  – число ядер в конце облучения.

Так, с помощью системы уравнений (4) были получены результаты для числа ядер  $^{167}\text{Tm}$ ,  $^{86}\text{Y}$ .

Также в эксперименте наблюдается цепочка радиоактивных распадов  $^{87\text{m}}\text{Y} \rightarrow ^{87}\text{Y} \rightarrow ^{87\text{m}}\text{Sr}$ ,  $^{87\text{m}}\text{Y} \rightarrow ^{87\text{m}}\text{Sr}$ . В данном случае была решена соответствующая система из трёх дифференциальных уравнений для корректного вычисления количества ядер  $^{87}\text{Y}$  и  $^{87\text{m}}\text{Sr}$ .

### Результаты работы

Таким образом, были идентифицированы все пики в спектре излучения иттербия и иттрия и определены средние выходы реакций для каждого изотопа. Результаты работы (значения активностей на момент окончания облучения и выходов реакций) представлены в таблице 1.

Табл.1. Идентифицированные изотопы, периоды их полураспада, основные каналы образования и значения активностей на момент окончания облучения и выходов реакций

Нуклид	Период полураспада	Основные каналы образования	Активность в конце облучения, Бк	Выход (ядер на электрон)
$^{167}\text{Yb}$	17.5 мин	$^{168}\text{Yb} (\gamma, n)$	$1532.5 \pm 22.4$	$(4.6 \pm 0.4) \cdot 10^{-9}$
$^{167}\text{Tm}$	9.25 дн	$^{167}\text{Yb} \beta+$ $^{168}\text{Yb} (\gamma, p)$	$1.2 \pm 0.5$	$(2.7 \pm 1.1) \cdot 10^{-9}$
$^{169}\text{Yb}$	32.026 дн	$^{170}\text{Yb} (\gamma, n)$	$9.8 \pm 0.2$	$(8.2 \pm 0.7) \cdot 10^{-8}$
$^{173}\text{Tm}$	8.24 ч	$^{173}\text{Yb} (\gamma, p)$	$58.9 \pm 1.5$	$(3.7 \pm 0.3) \cdot 10^{-9}$
$^{175}\text{Yb}$	4.185 дн	$^{176}\text{Yb} (\gamma, n)$	$327.4 \pm 25.9$	$(2.9 \pm 0.3) \cdot 10^{-7}$
$^{85}\text{Y}$	2.68 ч	$^{89}\text{Y} (\gamma, 4n)$	$248.0 \pm 57.5$	$(4.40 \pm 0.13) \cdot 10^{-9}$
$^{86\text{m}}\text{Y}$	48 мин	$^{89}\text{Y} (\gamma, 3n)$	$1378.5 \pm 19.5$	$(1.09 \pm 0.09) \cdot 10^{-8}$
$^{86}\text{Y}$	14.74 ч	$^{86\text{m}}\text{Y} \text{ IT}$ $^{89}\text{Y} (\gamma, 3n)$	$464.2 \pm 14.8$	$(6.0 \pm 0.6) \cdot 10^{-8}$
$^{87\text{m}}\text{Y}$	13.37 ч	$^{89}\text{Y} (\gamma, 2n)$	$1604.8 \pm 358$	$(2.11 \pm 0.17) \cdot 10^{-7}$
$^{87}\text{Y}$	79.8 ч	$^{87\text{m}}\text{Y} \text{ IT}$ $^{89}\text{Y} (\gamma, 2n)$	$769.9 \pm 5.8$	$(5.5 \pm 0.4) \cdot 10^{-7}$
$^{87\text{m}}\text{Sr}$	2.803 ч	$^{87\text{m}}\text{Y} \beta+$	$3621.4 \pm 16.3$	$(9.3 \pm 0.7) \cdot 10^{-8}$

		$^{87}\text{Y } \beta^+$ $^{89}\text{Y } (\gamma, p n)$		
$^{88}\text{Y}$	106.65 дн	$^{89}\text{Y } (\gamma, n)$	$242.0 \pm 53.5$	$(7.6 \pm 1.7) \cdot 10^{-6}$

1. Belyshev S.S., Ermakov A.N., Ishkhanov B.S. et al. Nucl. Instrum. Methods A 745, 133 (2014)
2. R. Aliev, «Non-conventional radionuclides for therapy: looking for new production routes», invited lecture at 9th International Conference on Nuclear and Radiochemistry, 2016
3. Seth A. Hoedl and W. Derek Updegraff. The Production of Medical Isotopes without Nuclear Reactors or Uranium Enrichment – Science and Global Security, 2015, Volume 23, pp. 121-153
4. F. Rosch, Radiolanthanides in endoradiotherapy: an overview. Radiochimica Acta 95 (6), 303–311, 2007.
5. Gordon R. Gilmore. Practical Gamma-ray Spectrometry, 2nd Edition – Warrington: John Wiley & Sons, Ltd., 2008
6. В.В. Варламов, Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов. Фотоядерные реакции. Современный статус экспериментальных данных: Учебное пособие – Москва: Университетская книга, 2008
7. В.И. Калашникова, М.С. Козодаев. Детекторы элементарных частиц – Москва: Наука, 1966.
8. Е.М. Базлева, С.С. Бельшев. «Определение выходов фотоядерных реакций на  $^{89}\text{Y}$  под действием тормозных фотонов с максимальной энергией 55 МэВ»: Материалы Международного молодежного научного форума «ЛОМОНОСОВ-2013» – М.: МАКС Пресс, 2013.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕТЕКТОРА ПОЛОЖЕНИЯ ПИКА БРЭГГА В РЕЖИМЕ РЕАЛЬНОГО ВРЕМЕНИ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В ПРОТОННОЙ ТЕРАПИИ

А.А. Пряничников<sup>1,2</sup>, М.А. Белихин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Физико-Технический Центр Физического Института им. П.Н. Лебедева РАН

<sup>2</sup> Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

E-mail: pryanichnikov.al@gmail.com

Одним из ключевых аспектом реализации эффективной протонной терапии глубокорасположенных опухолей, наряду с качественным планированием, является осуществление контроля корректности облучения. В настоящее время для контроля правильности облучения широко используется метод позитронно-эмиссионной томографии (ПЭТ), основанный на регистрации пары  $\gamma$ -квантов, рождающихся при аннигиляции позитронов от бета-распада радионуклидов, образованных в процессе облучения. Метод ПЭТ не является on-line методом: пространственные ПЭТ – распределения сравниваются с запланированными после проведения сеанса облучения. Новым перспективным методом on-line мониторинга облучения является метод, предложенный в работах [1-3], основанный на регистрации мгновенных  $\gamma$ -квантов, испускаемых в процессе облучения в ортогональном направлении (по отношению к направлению терапевтического пучка).

Целью данной работы являлось полномасштабное статистическое моделирование связанного переноса многокомпонентного излучения с использованием реалистичной 3D-модели прототипа клинической установки по on-line мониторингу положения пика Брэгга на комплексе протонной терапии “Прометеус” [4,5] и системы щелевых коллиматоров для определения достижимой точности детектирования и выбора ее оптимальных параметров. Моделирование производилось в рамках прецизионного комплекса RTS&T [6] с использованием файлов оцененных ядерных данных библиотек ENDF/B VII.1 и LA-150 [7].

## Описание программной части

Численное моделирование экспериментов производилось при помощи программного комплекса RTS&T на основе прямого использования нейтронной, протонной и фотоядерной частей библиотеки оцененных ядерных данных ENDF/B-VII.1 в диапазоне энергий частиц ниже 150 МэВ. В процессе моделирования траекторий использовалась вся информация об элементарных актах взаимодействия нуклонов с ядрами в данном энергетическом диапазоне, доступная в файлах оцененных ядерных данных и представленная в соответствии с законами ENDF-6-формата, без дополнительных приближений и огрублений. Рассматриваются следующие типы реакций с участием нуклонов: упругое рассеяние, поглощение, реакции с рождением одного нейтрона в выходном канале, поглощение с рождением иных типов частиц (с разделением по уровням возбуждения остаточного ядра), деление (с

моделированием мгновенных, запаздывающих нейтронов и осколков деления) и т.д. Во всех реакциях моделируются характеристики остаточных ядер с их последующим транспортом. В процессе подготовки сечений использованы стандартные процедуры пакета ENDF/B PREPROCESSING CODES (v. PREPRO 2017). Во всех реакциях моделируются характеристики остаточных ядер с их последующим транспортом. В сравнении с предыдущими версиями кода в пакет RTS&T-2017 был внесен ряд модификаций, касающихся учета константной ошибки моделирования, обусловленной неопределенностью ядерных данных, базирующихся на использовании ковариационных разделов библиотек оцененных ядерных констант. Для генерации выходных характеристик вторичных частиц в NA - взаимодействиях в области энергий, превышающей 150 МэВ, а также для моделирования актов неупругих AA – взаимодействий во всем диапазоне рассматриваемых энергий использовалась программная реализация модели JQMD (JAERI Quantum Molecular Dynamics). Моделирование связанного переноса  $e^{\pm}$  и  $\gamma$ -квантов производилось в рамках комплекса RTS&T на основе модели PENELOPE.

### Численное моделирование прототипа детектора

Рис. 1. иллюстрирует линейные потери энергии и рождение мгновенных гамма-квантов в неупругих ядерных взаимодействиях частиц первичного нитевидного пучка протонов в водном фантоме. Очевидно, что определение координаты  $Z_p$  положения пика Брэгга сводится к задаче определения координаты  $Z_{\gamma}$  точки, в которой плотность рождения мгновенных  $\gamma$ -квантов снижается практически до нуля:  $Z_p = Z_{\gamma} - \Delta Z$ , где  $\Delta Z$  есть расчетная разница.

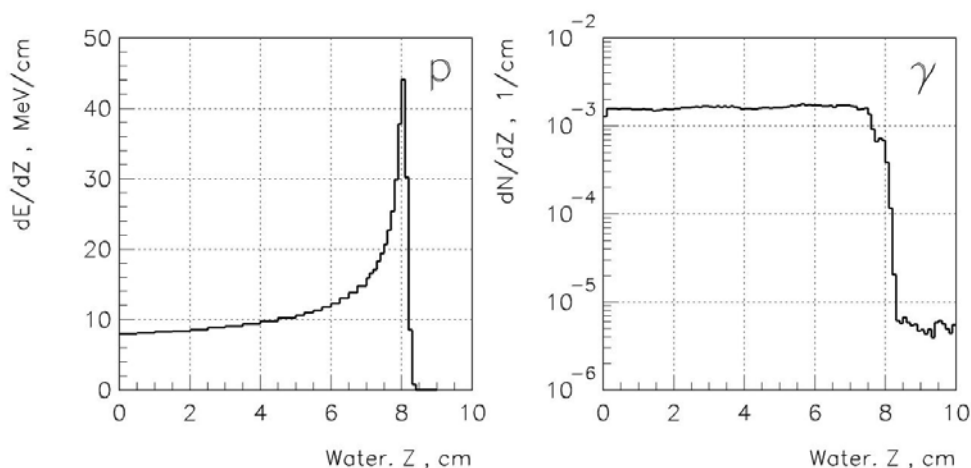


Рис. 1. Глубинное распределение энерговыделения и плотности рождения мгновенных  $\gamma$ -квантов от первичного протонного пучка с энергией 100 МэВ в водном фантоме

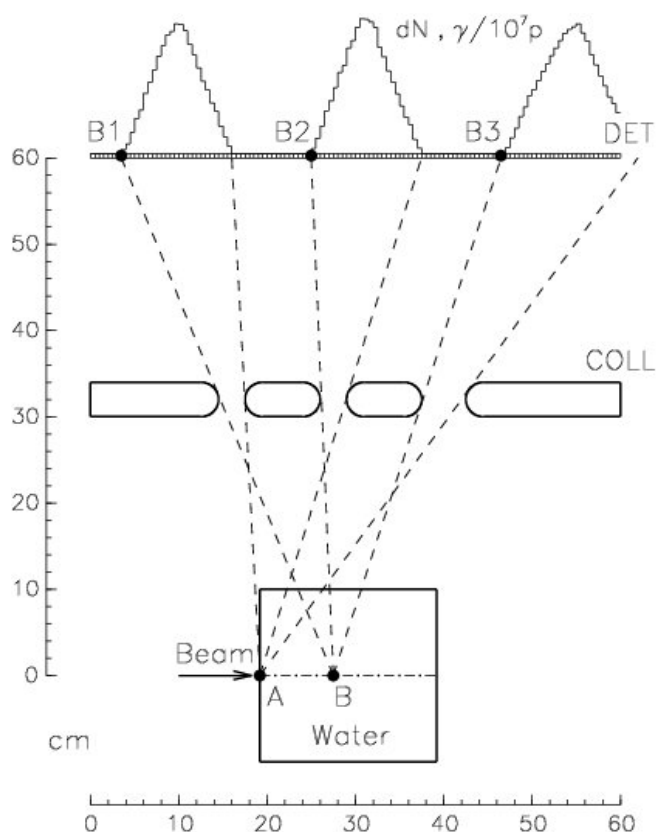


Рис. 2. Расчетная схема клинической установки (вид сбоку)

Принципиальная схема основных элементов расчетной системы (водный фантом, целевой коллиматор, выполненный из тяжёлых сплавов марок ВНЖ (вольфрам-никель-железо), и матрица сцинтилляционных детекторов) представлена на Рис. 2. Водный фантом представляет собой цилиндр длиной 20 см и радиусом 10 см, в центр которого сбрасывается протонный пучок с энергией 100 МэВ. Расстояние по пучку от передней кромки коллиматора до фантома составляет 19.2 см. Это расстояние было выбрано таким образом, чтобы продольная координата (8.3 см) точки, в которой расчётную плотность рождения мгновенных  $\gamma$ -квантов в воде можно было уже считать равной нулю (Рис. 1), находилась ровно в центре второй щели коллиматора. На расстоянии от 30 до 34 см от оси пучка расположен коллиматор толщиной 4 см и поперечными размерами  $60 \times 60$  см<sup>2</sup>. В коллиматоре есть поперечные щели с круглёнными краями. Ширина щелей по пучку составляет 3, 3 и 5 см. Расстояние по пучку от начала коллиматора до центра щелей составляет 16, 27.5 и 40 см соответственно. На расстоянии 60 см от оси пучка строго над коллиматором расположен детектор  $\gamma$ -квантов с поперечными размерами также  $60 \times 60$  см<sup>2</sup>. Детектор набран из сцинтилляционных пластин шириной 60 см, длиной по пучку 0.5 см и толщиной 5 см. Таким образом, детектор представляет собой решётку из 120 пластин с шагом 5 мм и не различает  $\gamma$ -кванты с разными поперечными координатами.

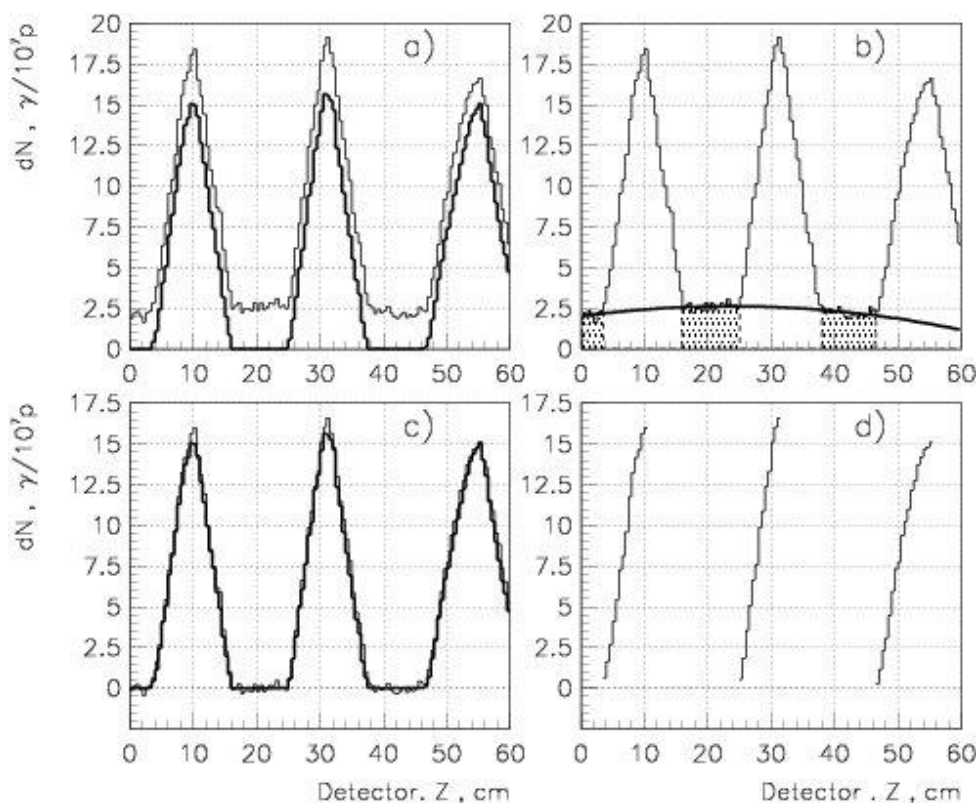


Рис. 3. Распределение по продольной координате интенсивности мгновенных  $\gamma$ -квантов на детекторе. Идеализированное распределение (толстая линия) - без учета вклада нейтронов с использованием абсолютно черных коллиматоров; реалистичное распределение (тонкая линия) - с учетом нейтронного фона и реалистичных ВНЖ-коллиматоров): а) - реалистичное и идеализированное распределения; б) - определение фона для реалистичного распределения; в) - реалистичное без фона и идеализированное распределения; д) - левые части пиков реалистичного распределения без фона

На Рис. 3 представлены энергетические распределения  $\gamma$ -квантов и нейтронов на детекторе. На Рис. 2 показан принцип формирования распределения  $\gamma$ -квантов на детекторе по продольной координате. В верхней части рисунка показано распределение мгновенных  $\gamma$ -квантов в случае использования абсолютно чёрного коллиматора и без учёта нейтронов (распределение на Рис. 3а). Мгновенные  $\gamma$ -кванты рождаются в водном фантоме в точках, продольные координаты которых находятся в интервале от нуля (точка А) до 8.3 см (точка В). Видно, что линии, проведенные из точек А и В к детектору и одновременно касательные к щекам коллиматора, определяют на детекторе три пика в распределении  $\gamma$ -квантов, левые края которых начинаются в точках В1, В2 и В3 соответственно. Для решения обратной задачи производятся следующие геометрические построения для каждого пика распределения мгновенных  $\gamma$ -квантов на детекторе: сначала определяется координата начала левого края пика (т.е. точка Vi), затем из этой точки проводится касательная к щеке коллиматора. Эта линия пересечёт ось протонного пучка в точке В, которая и будет искомой. Можно считать, что в этой точке плотность рождения мгновенных  $\gamma$ -квантов снижается до нуля.

В случае использования реалистичного ВНЖ-коллиматора и с учётом вклада нейтронов распределение  $\gamma$ -квантов на детекторе имеет похожий вид,

но с фоновой подложкой (Рис. 3а), которую необходимо вычестить из распределения. Фоновая подложка определяется фитированием части распределения вне пиков квадратичной функцией (Рис. 3б). Заметим, что полученное после вычитания фона реалистичное распределение становится подобным идеализированному (Рис. 3с). Левые части пиков реалистичного распределения после вычитания фона (Рис. 3d) фитировались квадратичными функциями, пересечения которых с осью абсцисс определяли координаты точек  $V_i$  для дальнейшего геометрического построения. Более подробно результаты моделирования представлены в работе [8].

### Результаты и текущий статус

Для определения погрешности мониторинга продольного пика Брэгга была проведена серия из 24 расчетов с использованием различных последовательностей псевдослучайных чисел для построения траекторий частиц в системе. При использовании 3 щелей RMS-ошибка определения продольной координаты составила 1.5 мм.

На текущий момент ведутся работы по проектированию полноценного прототипа будущего детектора. При получении достаточного финансирования проект может быть завершен в течение года.

1. C. Min, C.H. Kim, M. Youn, and J. Kim, "Prompt gamma measurements for locating the dose fall-off region in the proton therapy." Appl. Phys. Lett., vol. 89, no. 18, 2006.
2. E. Testa et al., "Dose profile monitoring with carbon ions by means of prompt-gamma measurements", Nuclear Instruments and Method, vol. 267, pp. 993-996, Mar. 2009.
3. C. Richter et al., "First clinical application of a prompt gamma based in vivo proton range verification system", Radiother Oncol. 2016 Feb; 118(2):232-7.
4. V.E. Balakin et al., Status of the proton therapy complex Prometheus, In.: RuPAC-2018, 2018.
5. A.A. Pryanichnikov, V.V. Sokunov, A.E. Shemyakov, "Some results of the clinical use of the proton therapy complex "Prometheus"", In.: 12th International Scientific Workshop in Memory of Professor V.P. Sarantsev "Problems of Colliders and Charged Particle Accelerators", 2017
6. I. Degtyarev et al., Nucl. Energy Technol. 1, 222 (2015).
7. A.A. Pryanichnikov et al., "Verification of the world evaluated nuclear data libraries on the basis of integral experiments using the RTS&T code system", Problems of Atomic Science and Technology. Series: Nuclear and Reactor Constants", 2018, issue 1, 1:13.
8. A.A. Pryanichnikov et al., "Numerical simulation of real-time Bragg peak position detection based on the registration of prompt gamma rays in the orthogonal direction for application in hadronic therapy", Problems of Atomic Science and Technology. Series: Nuclear and Reactor Constants", 2018, issue 1, 1:12

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫХОДА $^{89}\text{Zr}$ В ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ НА МОЛИБДЕНЕ

Г.С. Боровский, М.В. Желтоножская, П.Д. Ремизов, А.П. Черняев

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова*

*E-mail: [pd.remizov@physics.msu.ru](mailto:pd.remizov@physics.msu.ru)*

Позитронно-эмиссионная томография (ПЭТ) с радиоактивно мечеными моноклональными антителами (монАТ), на западе называемая Immuno-PET, является современным и актуальным методом для неинвазивного обнаружения опухоли, поскольку сочетает высокую чувствительность ПЭТ с высокой антигенной специфичностью монАТ. Эта технология используется как для обнаружения опухоли, так и для планирования лечения. Терапевтическая и диагностическая эффективность этого нового класса радиофармпрепаратов во многих случаях очень высока и обусловлена целенаправленной доставкой источника ионизирующего излучения в опухоль антителами, взаимодействующими с мишеневыми антигенами на клетках опухоли, которые позволяют постепенно накопить меченые антитела в различных опухолевых локализациях. Для получения изображений Immuno-PET с высоким разрешением подходящими характеристиками распада обладает  $^{89}\text{Zr}$ . Он представляет собой нейтронодефицитный изотоп циркония с 49 нейтронами и 40 протонами и распадается с периодом полураспада 3,27 дня до  $^{89}\text{Y}$ . Распад протекает посредством электронного захвата (77%) и эмиссии позитронов (23%).

При наработке этого нуклида, как правило, используется реакция (p,n) на естественном итрии. Однако, ускорители протонов довольно сложные и энергозатратные установки, требующие большого количества специалистов по их обслуживанию. В тоже время ускорители электронов, микротроны, являются более распространенным оборудованием и имеют неоспоримые преимущества и в простоте обслуживания, и в энергозатратах. Поэтому нами проводятся исследования по наработке  $^{89}\text{Zr}$  в различных фотоядерных реакциях. Одним из перспективных направлений является использование в качестве мишеней естественного молибдена. При облучении этих мишеней высокоэнергетическими гамма-квантами в реакции ( $\gamma,3n$ ) и ( $\gamma,p2n$ ) образуются короткоживущие нуклиды  $^{89}\text{Mo}$  ( $T_{1/2}= 2$  мин) и  $^{89}\text{Nb}$  ( $T_{1/2}= 2$  часа), которые распадаются на  $^{89}\text{Zr}$  ( $T_{1/2}= 3,3$  дня). Нами проведено облучение мишени из естественного молибдена на импульсном разрезном микротроне НИИЯФ МГУ. Облучалась мишень массой 50 мг, током 40-45 нА в течение 80 мин. Измерения проводились на полупроводниковом спектрометре с детектором из сверхчистого германия большого объема с энергетическим разрешением 1,8 кэВ по гамма-линии 1332 кэВ  $^{60}\text{Co}$ . Была получена активность  $240\pm 20$  Бк. В спектре наблюдались гамма-переходы  $^{89}\text{Mo}$ , нарабатываемого в реакции ( $\gamma,n$ )



на  $^{100}\text{Mo}$ . Было получено, что  $\sigma(\gamma,3n)=(1,71\pm 0,08)\cdot 10^{-2}\sigma(\gamma,n)$ . Проводится обсуждение полученных данных.

1. Nikunj B. Bhatt, Darpan N. Pandya and Thaddeus J. Wadas Recent. Advances in Zirconium-89 Chelator Development // MDPI Molecules. March, 12, 2018.
2. Melissa A. Deri<sup>1</sup>, Brian M. Zeglis<sup>1</sup>, Lynn C. Francesconi, and Jason S. Lewis. PET Imaging with  $^{89}\text{Zr}$ : From Radiochemistry to the Clinic. Nucl Med Biol. 2013 January ; 40(1).
3. Yin Zhanga, Hao Hongb, and Weibo Cai. PET Tracers Based on Zirconium-89. Curr Radiopharm. 2011 April 1; 4(2): 131–139.
4. G.W. Severin, J.W. Engle, R.J. Nickles, and T.E. Barnhart.  $^{89}\text{Zr}$  Radiochemistry for PET. Med Chem. 2011 September ; 7(5): 389–394.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ МЕДИЦИНСКОГО ИСТОЧНИКА $^{131}\text{Cs}$ В ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

А.В. Белоусов, М.В. Желтоножская, Е.Н. Лыкова, П.Д. Ремизов,  
А.П. Черняев

*Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова*

*E-mail: [pd.remizov@physics.msu.ru](mailto:pd.remizov@physics.msu.ru)*

Интенсивное развитие радионуклидной терапии, которая стала эффективным средством как самостоятельного, так и комбинированного лечения больных, привело к возрастающему числу потребителей и повышению требований к технологиям получения радионуклидов. В последние годы повсеместное признание в лечении рака предстательной железы, одного из наиболее распространённых злокачественных новообразований у мужчин, получил метод брахитерапии с применением  $^{125}\text{I}$  с периодом полураспада 59 суток и энергией излучения 28,5 кэВ. Уже с 2003 г. в США для клинического использования в лечении этого вида рака получили одобрение радиоимплантанты  $^{131}\text{Cs}$ . По результатам исследований пациентов, которым была произведена имплантация  $^{131}\text{Cs}$ , было получено, что уровень биохимической безрецидивной выживаемости составил 91-97%, что является хорошим показателем, свидетельствующим о высокой эффективности этого препарата. Средняя энергия излучения  $^{131}\text{Cs}$  составляет 31 кэВ, а период полураспада  $^{131}\text{Cs}$  равен 9,7 суток, поэтому 90% дозы в опухоли  $^{131}\text{Cs}$  обеспечивает за 30 дней, тогда как  $^{125}\text{I}$  - за 6 месяцев. Скорость репопуляции раковых клеток простаты составляет 1,5% в день, т.е. увеличение их количества в два раза происходит за 67 дней. Таким образом, скорость уничтожения раковых клеток при использовании  $^{131}\text{Cs}$  существенно выше скорости их репопуляции. В брахитерапии для курса лечения пациента обычно применяют от 10 до 60 микроисточников. Активность одного терапевтического микроисточника  $^{131}\text{Cs}$  составляет порядка  $10^{-3}$  Ки. [1-5].

Однако, в России этот эффективный медицинский источник до сих пор не нашел широкого применения. Возможным объяснением этого факта является сложность и дороговизна его получения традиционным способом в ядерных реакторах. Поэтому в настоящее время достаточно актуальными являются исследования альтернативных каналов получения  $^{131}\text{Cs}$  с помощью ускорителей электронов и оценка эффективности этого метода для получения этого источника.

Для решения этой задачи исследуется получение  $^{131}\text{Cs}$  на ускорителе электронов путем облучения тормозными гамма-квантами природного цезия, состоящего из единственного стабильного нуклида  $^{133}\text{Cs}$ . При поглощении гамма-кванта ядро  $^{133}\text{Cs}$  получает избыток энергии без изменения своего нуклонного состава и становится составным ядром, а так как переданная ядру энергия будет превосходить энергию связи нуклона в ядре, то распад образовавшегося составного ядра будет происходить с испусканием нейтрона и в реакции ( $\gamma, n$ ) будет образовываться  $^{132}\text{Cs}$  с периодом полураспада 6,5 суток. В

свою очередь, в реакции  $(\gamma, 2n)$  будет образовываться  $^{131}\text{Cs}$  с периодом полураспада 9,7 суток.

Облучение мишени из природного цезия проводилось на импульсном разрезном микротроне НИИЯФ МГУ. На выходе из микротрона пучок электронов имел энергию 55 МэВ, средний ток 40-45 нА и поперечные размеры  $8 \cdot 2 \text{ мм}^2$ . В качестве тормозной мишени использовали вольфрамовую мишень толщиной 2,1 мм.

Активация длилась 1 час 20 минут. Мишенью являлось 0.35 г хлорида цезия. После облучения мишень измерялась на полупроводниковом спектрометре Canberra с детектором из сверхчистого германия большого объема с энергетическим разрешением 1,8 кэВ по гамма-линии 1332 кэВ  $^{60}\text{Co}$ . Было записано 3 спектра: через 2,61, 9,8 и 21,73 суток после окончания облучения.

После обработки спектров с помощью параметров пучка и облучаемой мишени были оценены сечения реакций  $^{133}\text{Cs}(\gamma, 2n)^{131}\text{Cs}$  и  $^{133}\text{Cs}(\gamma, n)^{132}\text{Cs}$ :

$$\sigma_{131} = 8 \pm 2 \text{ мбн}$$

$$\sigma_{132} = 13 \pm 1 \text{ мбн}$$

Также были получены теоретические сечения реакций методом свёртки сечений на разных энергиях по тормозному спектру, полученному из моделирования эксперимента в программе GEANT-4.

$$\sigma_{131}^{\text{теор}} = 5 \pm 1 \text{ мбн}$$

$$\sigma_{132}^{\text{теор}} = 15 \pm 2 \text{ мбн}$$

Можно отметить, что теоретические значения для  $^{131}\text{Cs}$  оказались заниженными по сравнению с экспериментальными, а для  $^{132}\text{Cs}$  в пределах погрешности измерений и расчётов полученные данные о сечениях хорошо согласуются. Одним из возможных объяснений может быть то, что происходит реакция  $(\gamma, n)$  на образовавшемся  $^{132}\text{Cs}$ . Это приводит к уменьшению активности  $^{132}\text{Cs}$  и одновременно увеличивает активность  $^{131}\text{Cs}$ .

Полученная активность по  $^{131}\text{Cs}$  12,2 мкКи, то есть скорость активации  $^{131}\text{Cs}$  при таком режиме работы ускорителя, составила  $1,5 \cdot 10^{-7}$  Ки/мин. Для увеличения активности пробы можно увеличивать массу мишени, ток пучка либо время активации. Активация длилась 80 минут, а период полураспада  $^{131}\text{Cs}$  составляет 9,7 суток, что означает, что активность образца составила 0,006 активности насыщения даже при очень низком токе пучка ускорителя и небольшом времени активации.

В дальнейшем необходимо также исследовать активацию  $^{131}\text{Cs}$  в области энергий электронов 30-45 МэВ для выбора оптимального режима облучения.

Исследование наработки  $^{131}\text{Cs}$  предлагаемым методом при различных режимах и энергиях работы ускорителей электронов позволит разработать сравнительно простой и относительно экономичный метод получения этого источника, практически без образования значительного количества радиоактивных отходов.

1. Than S. Kehwar, Heather A. Jones, M. Saiful Huq, Ryan P. Smith Changes in radiobiological parameters in <sup>131</sup>Cs permanent prostate implants // *Journal of Radiotherapy in Practice*. v.12, 2013. p. 66-79.
2. Scott M. Glaser, Ronald M. Benoit, Ryan P. Smith, Sushil Beriwal, Long-Term Quality of Life in Prostate Cancer Patients Treated with Cesium-131// *Brachytherapy*. v. 15, 2016. p. 48.
3. Courtney Knaup, Panayiotis Mavroidis, Carlos Esquivel, Sotirios Stathakis, Gregory Swanson, Dimos Baltas, Nikos Papanikolaou Radiobiological comparison of single and dual-isotope prostate seed implants // *Journal of Radiotherapy in Practice*. v. 12, 2013. p. 154-162.
4. Menachem Z. Yondorf, Bhupesh Parashar, Albert Sabbas, Samuel Trichter, Lucy Nedialkova, Theodore H., Schwartz, John A. Boockvar, Phillip Stieg, Susan Pannullo, Dattatreya Nori, KS Clifford Chao, A.Gabriella Wernicke Radiation Exposure after Neurosurgical Resection and Permanent Intraoperative Cesium-131 Radio-isotope Brachytherapy in Patients with Brain Tumors // *Brachytherapy*. v.13, 2014. p. 109-110
5. Sergey Zlokazov, David J. Swanberg, Oleg Egorov, West Richland, Garrett N., Brown, E. Boyce, Method for large scale production of cesium-131 with low cesium-132 content //United states patent application publication. Jun. 7, 2012.

# ФОТОТЕРМИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ НАГРЕВА НАНОЧАСТИЦ В БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЯХ

Е. М. Касьяненко<sup>1,2</sup>, А. И. Омельченко<sup>2</sup>.

<sup>1</sup>МГУ им. М. В. Ломоносова, Физический Факультет, Кафедра Медицинской Физики;

<sup>2</sup>Институт фотонных технологий РАН, Федеральное государственное учреждение «Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук»

E-mail: ekkassianenko@gmail.com

Лазерная технология по изменению формы хрящевой ткани позволяет достичь устойчивой формы облучаемой поверхности хряща в узком диапазоне терапевтических параметров лазерного воздействия [1]. Данная методика применяется в лазерной септохондрокоррекции [2], а также прошла клинические испытания по трансплантации кроликам изогнутых ребер [3]. Важным параметром данных процедур является выживаемость клеток хрящевой ткани [4], поэтому уменьшение длительности и мощность лазерного воздействия является важной задачей для данных операций. Введение в ткань наночастиц обладающих фототермическим эффектом позволит использовать более щадящие режимы облучения.

В работе исследовались фототермические свойства наночастиц оксидных бронз полученных из продуктов самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС) [5]. В качестве биологического объекта использовались срезы реберного хряща свиньи, полученные с бойни. Образцы подготавливались при помощи специальных резакков, позволяющих получить образцы одинакового размера и массы.

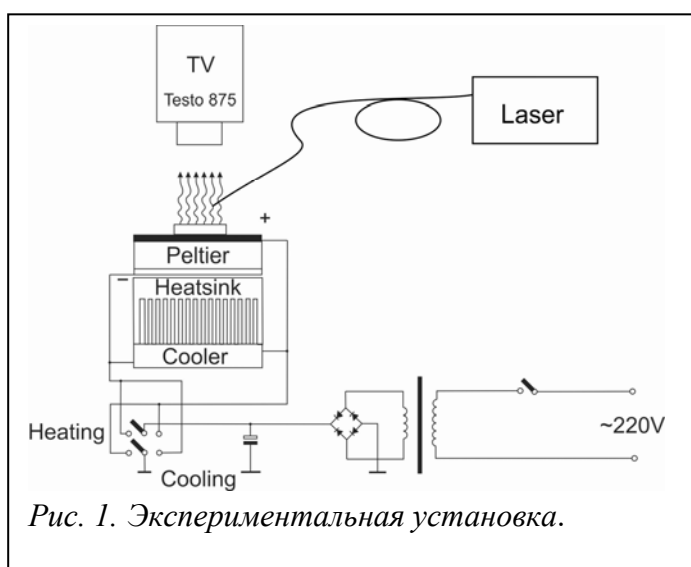


Рис. 1. Экспериментальная установка.

В экспериментальной установке “Рис. 1.” использовался модуль Пельтье ТЕС1-12705. Образцы тканей, охлаждались на поверхности модуля до температуры  $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Замороженные образцы тканей были подвергнуты воздействию импульсно-периодического излучения Эрбиевого волоконного лазера с длиной волны  $\lambda=1.56\text{ мкм}$ . Температура образцов контролировалась с

помощью тепловизора TESTO 875-1. Импрегнация наночастиц обладающих магнитными свойствами ( $\text{Na}_{0.2}\text{TiO}_2$ ) проводилась при воздействии постоянным градиентом магнитной индукции 5 Тл/м в течении 20 минут. Тогда как наночастицы не обладающие магнитными свойствами импрегнировались методом осаждения в течение 60 минут.

В результате работы было обнаружено, что импрегнация наночастиц  $\text{Na}_{0.2}\text{TiO}_2$ , увеличивает температуру нагрева ткани на 15%, а наночастицы  $\text{K}_x\text{MoO}_3$  на 30%. Так же наночастицы  $\text{K}_x\text{MoO}_2$  увеличивают продолжительность линейного нагрева образцов. Таким образом, данные наночастицы позволяют использовать щадящие, меньшие по интенсивности, режимы облучения для достижения необходимых целей при лазерном изменении формы и регенерации хрящевой ткани. А также использоваться для быстрого таяния замороженных имплантатов.

Благодарность:

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ«Кристаллография и фотоника» РАН

1. O. Baum, Yu. Soshnikova, E.N. Sobol, A.Y. Korneychuk, M.V. Obrezkova, V.M. Svistushkin, O.K. Timofeeva, V.V. Lunin, "Laser reshaping of costal cartilage for transplantation," *Las. Surg. Med* vol. 43(6), 511–515 (2011).
2. Transplantation of rib cartilage reshaped with 1.56  $\mu\text{m}$  laser radiation in rabbits. E Sobol, O Baum, Yu Alexandrovskaya, A Shekhter, L Selezneva, V Svistuskin *Proc. of SPIE Vol 10039, 100390U-1* (2017)
3. Bourolias, C., Prokopakis, E., Sobol, E., Moschandreas, J., Velegarakis, G. A., & Helidonis, E. (2008). Septal cartilage reshaping with the use of an Erbium doped glass fiber laser. Preliminary results. *Rhinology*, 46(1), 62.
4. Emil Sobol, Natalia Vorobieva, Olga Baum, Anatoly Shekhter, Anna Guller Is it possible to perform laser reshaping without dramatic effect on chondrocytes? *Lasers Surg. Med.* 43, 911-912 2011
5. Гуляев П. Ю., Котванова М. К., Омельченко А. И. Нанотехнологии обработки и получения сложных оксидов переходных металлов с высоким фототермическим эффектом // *Физика и химия обработки материалов*. – 2017. – №. 4. – С. 74-82.

# ВОЗДЕЙСТВИЕ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА КИНЕТИКУ ПРОРАСТАНИЯ КЛУБНЕЙ КАРТОФЕЛЯ И НА СОДЕРЖАНИЕ БЕЛКА И САХАРОВ В КАРТОФЕЛЬНЫХ КЛУБНЯХ

В.М. Авдюхина<sup>1</sup>, У.А. Близнюк<sup>1</sup>, А.В. Белоусов<sup>1</sup>, П.Ю. Борщеговская<sup>1</sup>, И.С. Левин<sup>1</sup>, В.С. Ипатов<sup>1</sup>, Ф.Р. Студеникин<sup>1</sup>, А.П. Черняев<sup>1,2</sup>, Д.С. Юров<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физики ускорителей и радиационной медицины, Россия, 119234, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр.2.

<sup>2</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Россия, 119234, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

E-mail: [f.studenikin@gmail.com](mailto:f.studenikin@gmail.com)

В России в среднем собирается 35 млн. тонн картофеля в год. При этом возникает необходимость в длительном хранении картофеля до следующего урожая. Одной из основных проблем хранения картофеля является его прорастание, в результате которого клубни теряют форму, влагу и питательные вещества. Обработка клубней картофеля ионизирующим излучением является эффективным методом ингибирования их прорастания. В мире широко применяется гамма-излучение для облучения различных видов овощей и фруктов с целью продления сроков хранения, в том числе и картофеля [1]. Существуют работы по исследованию воздействия гамма-излучения и рентгеновского излучения на биохимические, морфологические и структурные свойства картофеля [2,3]. В качестве альтернативы гамма-излучению применяют пучки электронов для остановки прорастания картофеля [4,5].

Целью данной работы была экспериментальная проверка эффективности использования рентгеновского излучения и направленного потока электронов для ингибирования прорастания клубней картофеля.

## 1. Рентгеновское излучение.

В качестве объекта исследования были выбраны клубни картофеля сорта «Жуковский ранний» в количестве 100 кг. Клубни картофеля облучали рентгеновским излучением в дозах от 2,5 Гр до 30 Гр в различные периоды хранения картофеля спустя два, три, четыре и пять месяцев после сбора урожая. Эксперименты и хранение картофеля происходили при температуре 12-15<sup>0</sup> С. Для контроля качества картофельных клубней в них ежемесячно измерялась концентрация восстанавливающих сахаров, которую определяли через 3-4 дня после облучения. Одновременно с этим измеряли концентрацию сахаров в клубнях, облученных ранее. Полученные данные сравнивались с концентрацией сахаров в контрольных необлученных образцах.

Клубни картофеля облучали рентгеновским излучением, источником которого служил источник питания ПУР5/50 с рентгеновской трубкой БСВ-23 с молибденовым анодом. Ток трубки во всех экспериментах составлял 20 мА,

пиковое напряжение - 50 кВ, рабочая мощность трубки составляла 1 кВт. Каждый клубень располагали на расстоянии 11 см от окна рентгеновской трубки. Все клубни облучались половину времени с одной стороны, затем их переворачивали и облучали с другой стороны для достижения равномерного облучения.

Для оценки поглощенной дозы в картофеле проводилось моделирование с использованием программного кода GEANT4 с учетом технических характеристик используемой трубки. Все параметры рентгеновской трубки были запрошены у производителя и воспроизведены в программе.

На рис. 1 представлена схема облучения водяной сферы рентгеновским излучением.

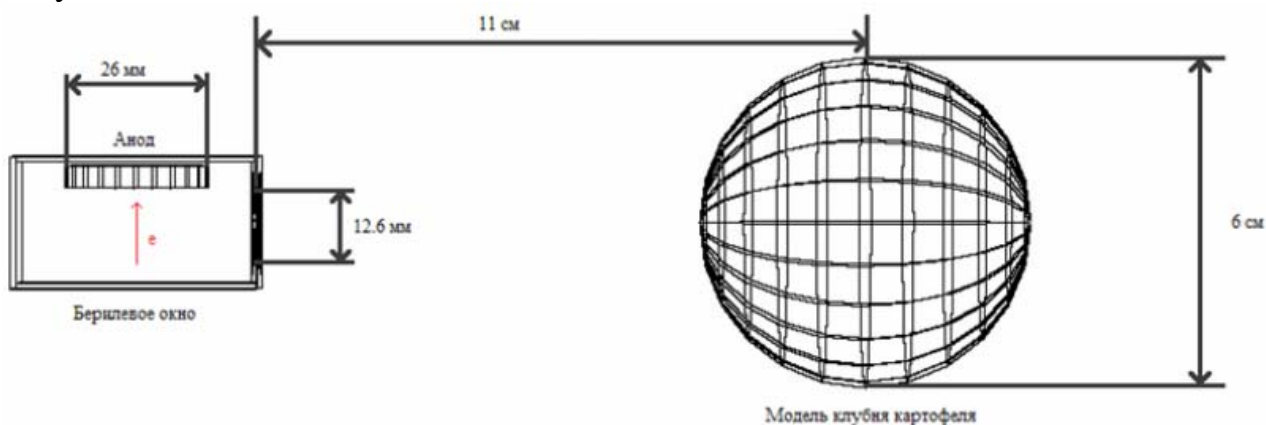


Рис. 1. Схема моделирования облучения водяной сферы радиусом 3 см рентгеновским излучением, полученным от трубки БСВ-23 Мо.

В результате моделирования было получено, что мощность поглощенной дозы в картофеле средней массой 120 г составляла примерно 0.01 Гр/с. Таким образом, при используемых экспозициях картофель облучали в дозах 2.4 Гр, 4.8 Гр, 9.6 Гр, 12 Гр, 14.4 Гр, 16.8 Гр, 19.2 Гр, 24 Гр, 30 Гр соответственно.

Для исследования кинетики прорастания картофеля ежемесячно измеряли длину проростков облученных и контрольных клубней в течение всего эксперимента. По полученным значениям строились зависимости средней суммарной длины проростков, приходящейся на один клубень измеренной в различные периоды времени после проведения облучения для каждого сеанса облучения, от дозы облучения  $D$ . На рис. 2 представлены зависимости суммарной длины проростков клубней, нормированных на количество клубней  $L/N$ , от дозы облучения  $D$  для всех четырех сеансов облучения обработки клубней рентгеновским излучением, измеренные через 7 месяцев после сбора урожая.



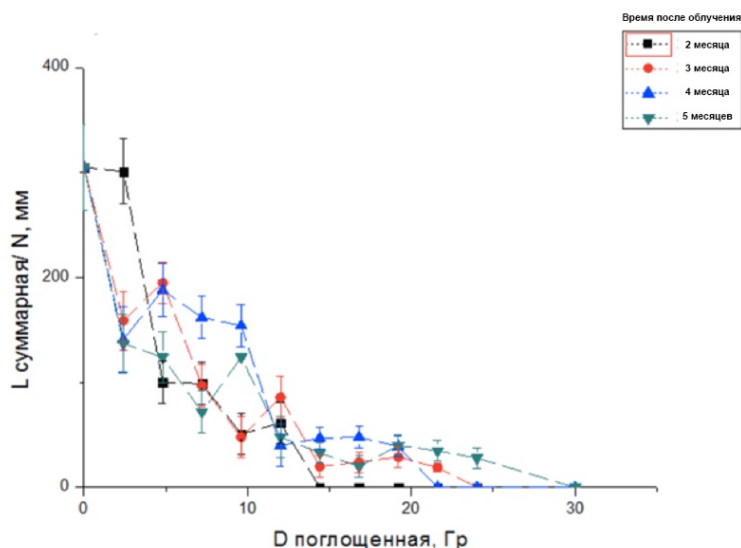


Рис. 2. Зависимость суммарной длины проростков, нормированных на количество клубней  $L/N$ , от дозы облучения  $D$  для всех четырех сеансов облучения клубней рентгеновским излучением через 7 месяцев после сбора урожая

Как видно из рис. 2, с увеличением дозы облучения суммарная длина проростков, приходящихся на один клубень, уменьшалась. После первого сеанса облучения, спустя два месяца после сбора урожая, полностью остановить прорастание удалось при облучении в дозе 14,4 Гр, после второго и третьего - в дозе от 15 до 20 Гр, для четвертого, самого позднего сеанса облучения – при 30 Гр. Таким образом, более ранняя обработка клубней рентгеновским излучением позволяет снизить дозовую нагрузку на облучаемый картофель.

На рис. 3 представлены зависимости концентрации восстанавливающих сахаров в клубнях, облученных спустя два, три, четыре и пять месяцев после сбора урожая.

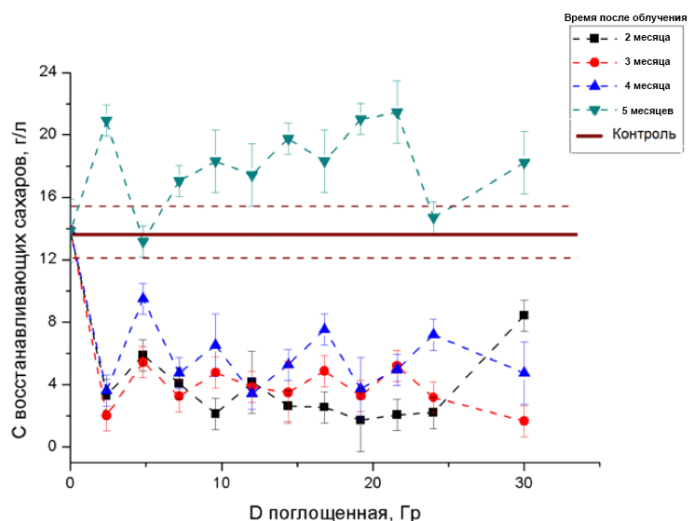


Рис. 3. Зависимости концентрации  $C$  восстанавливающих сахаров от поглощенной дозы  $D$  в клубнях, облученных в октябре, ноябре и декабре, измеренные в январе 2017 года.

Спустя пять месяцев хранения количество сахаров в контрольных образцах достигло максимального значения ( $14 \pm 1$ ) г/л за все время

наблюдения. Из рис. 3 видно, что количество сахаров в клубнях, облученных в это время, было в среднем выше, чем у контрольных значений и достигало ( $21 \pm 1$ ) г/л. В клубнях, облученных в первый и второй сеансы облучения, концентрация сахаров колебалась в диапазоне от 2 до 5 г/л, для облученных спустя четыре хранения – от 4 до 10 г/л. В феврале 2017 года концентрация сахаров в облученных клубнях не превышала ( $6.0 \pm 0.5$ ) г/л, т.е. для клубней, облученных позднее всего, максимум восстанавливающих сахаров наблюдался сразу после облучения.

## 2. Направленный поток электронов с энергией 1 МэВ

В качестве объекта исследования был выбран сорта «Невский». Сто клубней одинакового размера средней массой семь грамм произвольным образом были отобраны, вымыты и высушены. Десять клубней, не подверженных облучению, были оставлены в качестве контрольных образцов.

Клубни облучали пучком ускоренных электронов промышленного ускорителя электронов непрерывного действия УЭЛР-1-25-Т-001 на энергию 1 МэВ со средней мощностью пучка 25 кВт. Для каждой дозы облучения произвольным образом выбирали пять клубней, разрезали пополам и помещали на специальную пластину непосредственно перед пучком. Все эксперименты проводились при температуре  $20^\circ\text{C}$ , температура облучаемой пластины, на которую помещались образцы во время облучения, составляла  $12^\circ\text{C}$ . Дозу облучения варьировали путем изменения тока пучка и времени облучения.

Для оценки поглощенной дозы в картофеле, использовался программный код GEANT4. При моделировании учитывались технические характеристики ускорителя УЭЛР-1-25-Т-001, а также выбранная геометрия облучения картофеля. Радиус клубней варьировался и составлял от 2 до 3 см. На рис. 4 представлены расчеты поглощенной дозы, нормированной на флюенс пучка, от энергии электронов, для водных фантомов различного радиуса, моделирующих клубни картофеля различных размеров.

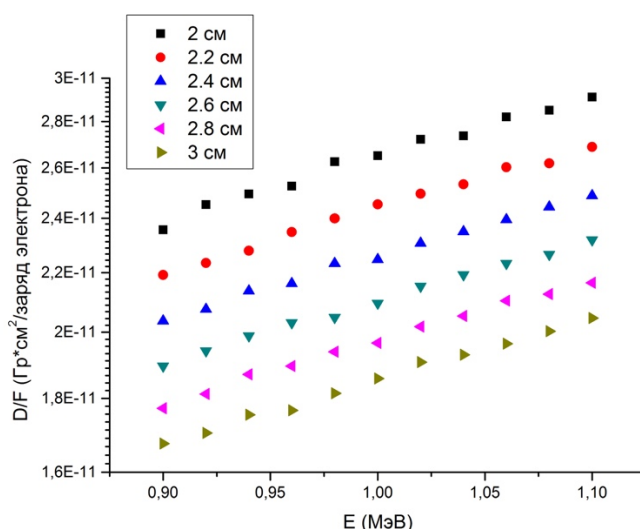


Рис. 4. Зависимости поглощенной дозы, нормированной на флюенс пучка  $D/F$ , от энергии электронов  $E$  (МэВ), для водных полусфер различного радиуса.

Как видно из рис. 4, доза зависит от радиуса клубней и от энергии электронов; чем меньше радиус сферы и чем больше энергия частиц, тем больше поглощенная доза в сфере. Итак, клубни картофеля среднего радиуса облучали дозами 16, 44, 90, 182, 459, 917, 1838, 4580 и 18383 Гр. После облучения клубни хранили при температуре 16-18°C. Контрольные образцы проросли, спустя 10 недель после облучения длина проростков варьировалась от 2 до 70 мм, средняя длина отростков составляла  $(22.6 \pm 7)$  мм. У образцов, облученных с дозой 16 Гр, также появились проростки, их длина варьировалась от 1 до 20 мм, средняя длина составила  $(5.8 \pm 3,7)$  мм. У клубней, облученных дозой 44 Гр и более, проростки отсутствовали. При этом кожура и мякоть образцов, облученных в дозах от 44 до 917 Гр, не изменились с момента облучения.

За все время наблюдения клубни, облученные дозами 44, 90, 182, 459 и 917 Гр, визуально не изменились; морфологические признаки мякоти и кожуры не отличались от признаков необлученных образцов картофеля. У кожуры образцов, облученных дозами 1838, 4580 и 18383 Гр, наблюдалась большая потеря влаги, а также потемнение и потеря влаги в мякоти.

Проведенная работа показала, что обработка клубней картофеля ионизирующим излучением позволяет эффективно подавлять их прорастание. Таким образом, обработка клубней при закладке на хранение низкими дозами ионизирующей радиации позволяет ингибировать их прорастание, практически не влияет на их биохимический состав и другие показатели клубней, в том числе на пригодность к промышленной переработке.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (номер проекта № 18-016-00198 А).

1. Инновационные подходы к развитию радиационных технологий обработки биообъектов / У. А. Близнюк, В. М. Авдюхина, П. Ю. Борщеговская и др. // *Известия Российской академии наук. Серия физическая.* — 2018. — Т. 82, № 6. — С. 824–828.
2. Rezaee M., Almassi M., Farahani A., Minaei S., Khodadadi M. Potato Sprout Inhibition and Tuber Quality after Post Harvest Treatment with Gamma Irradiation on Different Dates // *J. Agr. Sci. Tech.* — 2011. — V .13. — P. 829-842.
3. Исследование воздействия рентгеновского излучения на концентрацию восстанавливающих сахаров в картофеле и на его прорастание / В. М. Авдюхина, У. А. Близнюк, П. Ю. Борщеговская и др. // *Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия.* — 2018. — № 3. — С. 99–103.
4. Sprout inhibition of potatoes with soft-electron (low-energy electron beams)/ Todoriki S., Hayashi T. // *Journal of the Science of Food and Agriculture.* — 2004. — V .84(15). — P. 2010-2014.
5. Применение пучков ускоренных электронов для радиационной обработки продуктов питания и биоматериалов / А. С. Алимов, У. А. Близнюк, П. Ю. Борщеговская и др. // *Известия Российской академии наук. Серия физическая.* — 2017. — Т. 81, № 6. — С. 819–823.

# Исследование возможности использования СВСТ для проведения дозиметрического планирования лучевой терапии

Е.Н. Лыкова<sup>1</sup>, Е.П. Морозова<sup>1,b</sup>, С.С. Хромов<sup>2</sup>, А.П. Черняев<sup>1,a</sup>

<sup>1</sup> *Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физики ускорителей и радиационной медицины. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

<sup>2</sup> *Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный медицинский исследовательский центр онкологии имени Н.Н. Блохина» Министерства здравоохранения Российской Федерации (ФГБУ «НМИЦ онкологии им. Н.Н. Блохина» Минздрава России). Россия, 115478, г. Москва, Каширское шоссе 23*

E-mail: <sup>a</sup>[a.p.chernyaev@yandex.ru](mailto:a.p.chernyaev@yandex.ru), <sup>b</sup>[ep.morozova@physics.msu.ru](mailto:ep.morozova@physics.msu.ru)

## Введение

Основой лучевого лечения онкологических больных является правильное подведение заданной дозы к злокачественному очагу при минимальном облучении окружающих его здоровых органов и тканей. Определение размеров, площади, объема патологических образований, органов и анатомических структур, описание в количественных терминах их взаимного расположения (синтопии) у конкретного больного называется клинической топометрией.

Положение и размеры мишени (опухоли) и прилегающих структур определяют на рентгеновских симуляторах или при помощи, КТ- или МРТ-изображений (на сегодняшний день чаще всего используют данные КТ изображений). По данным снимков и при помощи стационарно установленной в кабинете лазерной системы центрации на теле пациента отмечают опорные точки (метки), по которым в будущем будет воспроизводиться укладка для проведения сеансов лучевой терапии. Необходимо, чтобы пациент находился в одинаковом положении во время топометрических исследований и разметки и в процессе радиотерапии, а также, чтобы разметочные отметки были максимально четкие. Для достижения этих целей применяют различные фиксирующие приспособления из термопластика, которые жестко крепятся как к лечебному столу, так и к деке диагностического аппарата. Они помогают избежать случайных движений во время разметки и лечения, дают возможность максимально идентично укладывать пациента в соответствии с планом лечения. Так же необходимо отметить, что метки, нанесенные на поверхность термопластического фиксатора, сохраняются значительно лучше, чем на коже.

После нанесения меток на тело, производится сканирование области расположения злокачественного очага, и полученные изображения загружаются в планирующую систему, где производится компьютерное планирование облучения.

В процессе последующего лечения данную процедуру проводят неоднократно, ввиду постоянного изменения размеров и формы опухоли. Поскольку «цель» облучения изменяет свои размеры и форму, необходимо корректировать план облучения и отметки на теле пациента.

Для оценки вызванных лечением анатомических изменений и их степени проводят томографию в коническом пучке (СВСТ). Ее получают с помощью визуализирующих систем, установленных на линейном ускорителе. Таким образом, в скане СВСТ содержится фактическая анатомия пациента. При сравнении СВСТ и КТ, выявляются анатомические изменения, и становится ясно, требуется ли новый план лечения.

Используя СВСТ, также можно оценить дозу, доставленную пациенту на ежедневной основе. Однако, есть некоторые проблемы при использовании СВСТ сканирования, такие как изменение единиц Хаунсфилда (НУ) и более низкое качество изображения в результате рассеяния.

Для визуальной и количественной оценки плотности визуализируемых методом компьютерной томографии структур используется шкала ослабления рентгеновского излучения, получившая название шкалы Хаунсфилда (её визуальным отражением на мониторе аппарата является чёрно-белый спектр изображения). Диапазон единиц шкалы («денситометрических показателей, англ. *Hounsfield units*»), соответствующих степени ослабления рентгеновского излучения анатомическими структурами организма, составляет в среднем от — 1024 до + 1024 (в практическом применении эти величины могут несколько отличаться на разных аппаратах). Средний показатель в шкале Хаунсфилда (0 НУ) соответствует плотности воды, отрицательные величины шкалы соответствуют воздуху и жировой ткани, положительные — мягким тканям, костной ткани и более плотному веществу (металл).

В данной работе исследовались соотношения между числами Хаунсфилда и относительной электронной плотностью с помощью калибровочного фантома Catphan 504 с различными параметрами сканирования. Далее полученные кривые сравнивались с кривой, полученной на КТ.

## Материалы и методы

Для исследования соотношения между числами Хаунсфилда и относительной электронной плотностью использовался фантом Catphan с известными значениями относительных электронных плотностей. Фантом электронной плотности Catphan состоит из материалов, заменяющих ткани, и имеет цилиндрическую форму, с диаметром 20 см и толщиной 20 см. Изображения в коническом пучке (СВСТ) были получены с помощью визуализирующих систем, установленных на линейном ускорителе VARIAN CLINAC 2300 cd (рис.1). А также были получены изображения фантома с помощью компьютерного томографа с использованием стандартного протокола сканирования (рис.2).



Рис. 1. Ускоритель Varian Clinac 2300 cd и фантом Catphan 504.

Предполагается изучить влияние напряжения (kV), тока (mA), толщины сканирующего слоя, а также различных протоколов сканирования на значение единиц Хаунсфилда. Также планируется изучить возможность использования томографии в коническом пучке для дозиметрического планирования лучевой терапии.

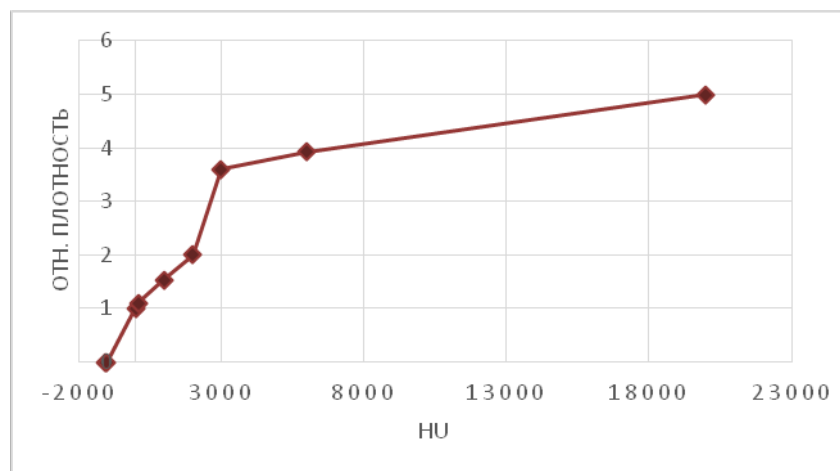


Рис. 2. Калибровочная кривая КТ.

1. E.K. Hansen, M.K. Bucci, J.M. Quivey, V. Weinberg, and P. Xia. Repeat ct imaging and replanning during the course of IMRT for head-and-neck cancer. *International Journal of Radiation Oncology\* Biology\* Physics*, 64(2):355-362, 2006.
2. J.C. O'Daniel, A.S. Garden, D.L. Schwartz, H. Wang, K.K. Ang, A. Ahamad, D.I. Rosenthal, W.H. Morrison, J.A. Asper, L. Zhang, et al. Parotid gland dose in intensity-modulated radiotherapy for head and neck cancer: is what you plan what you get? *International Journal of Radiation Oncology\* Biology\* Physics*, 69(4):1290-1296, 2007

# РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВКЛАДА ПРОДУКТОВ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ В ПОГЛОЩЕННУЮ ДОЗУ ПО ГЛУБИНЕ ПРОНИКНОВЕНИЯ

Г.А. Крусанов<sup>1</sup>, А.В. Белоусов<sup>2</sup>, А.П. Черняев<sup>1,2</sup>

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

E-mail: krusanov@physics.msu.ru

При прохождении фотонного излучения через вещество возникают потоки вторичных частиц различного типа. В случае, когда энергия фотонов превышает пороги фотоядерных реакций, становится возможным образование тяжелых заряженных частиц, нейтронов и ядер отдачи. Тип и энергия вторичных частиц зависит не только от спектрального состава первичного фотонного излучения, но и от характеристик среды, с которой эти фотоны взаимодействуют. Эти частицы являются источником дополнительной дозовой нагрузки и представляют значительную проблему для радиационной безопасности.

В работе проведено моделирование прохождения фотонного излучения через вещество, оценка глубинного распределения поглощенной дозы и вклада различных продуктов фотоядерных реакций в поглощенную дозу. Поскольку результаты работы в первую очередь востребованы для нужд радиационной безопасности, то в качестве объекта исследования выбран водный фантом, хорошо моделирующий биологические ткани.

Моделирование выполнено с помощью инструментария Geant4[1], реализующего метод Монте-Карло.

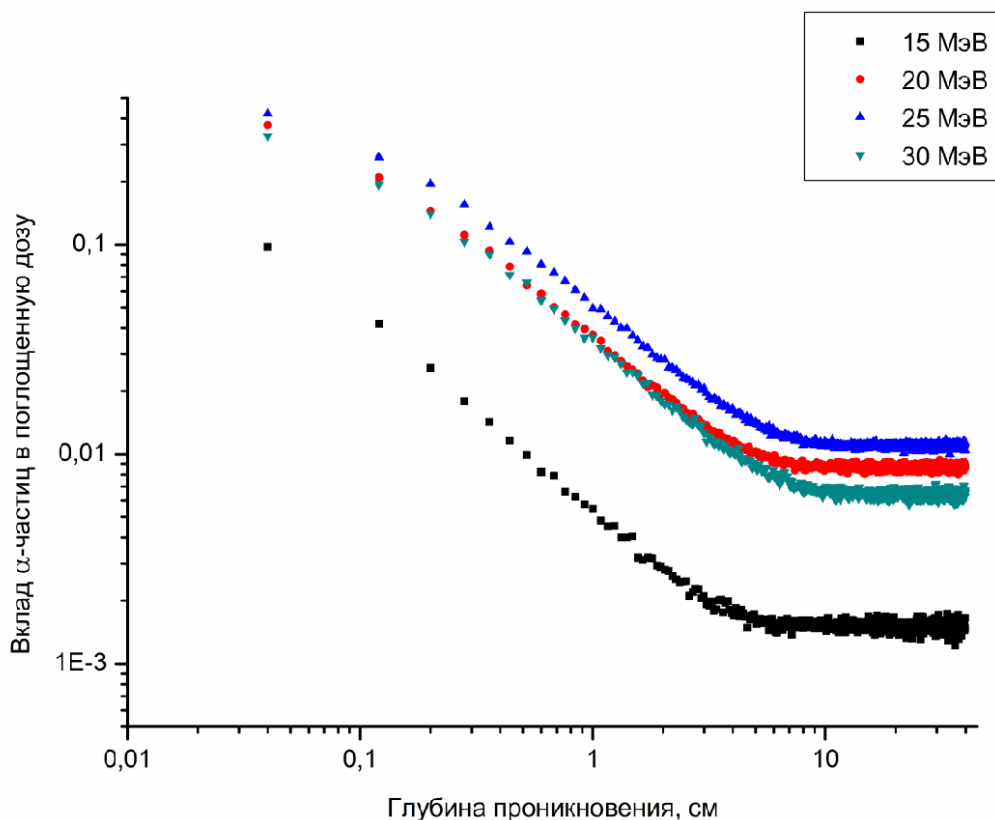


Рис. 1. Вклад альфа-частиц в поглощенную дозу

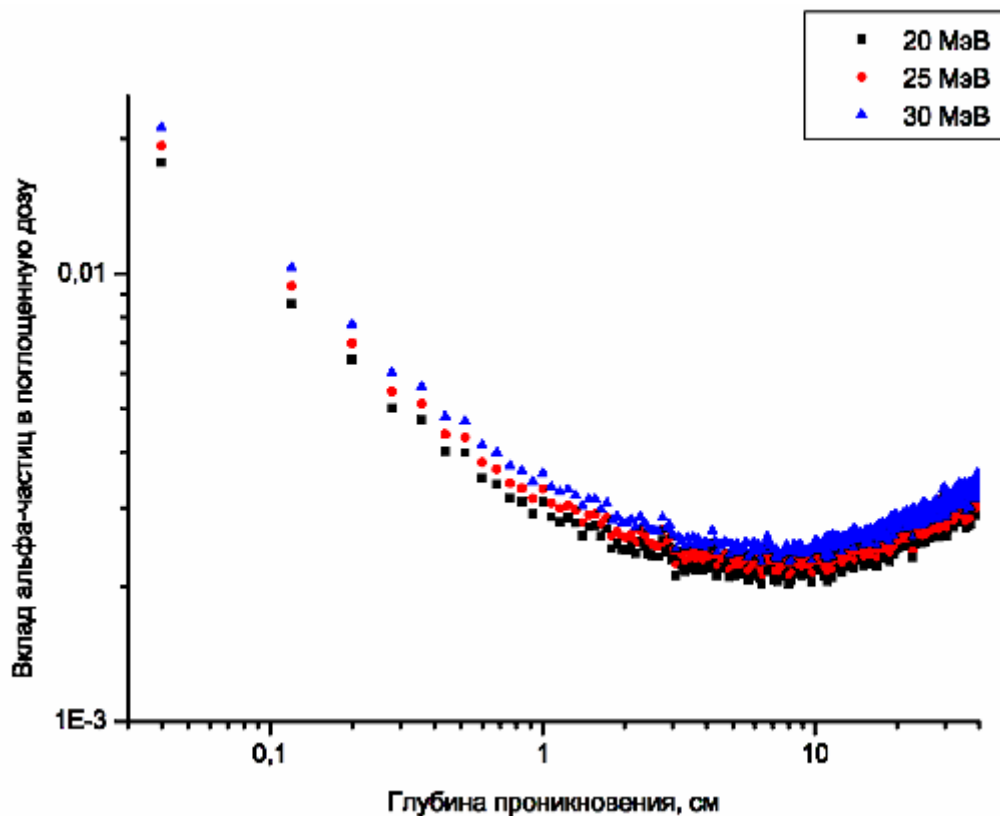


Рис. 2. Вклад альфа-частиц при облучении фотонами тормозного спектра

Сечение фотоядерных реакций с образованием альфа-частиц хотя и имеют примерно на порядок меньшее сечение, чем фотопротонные и фотонейтронные каналы, но порог реакции с вылетом альфа-частицы достаточно мал (7.2 МэВ) и, кроме того, достаточно много каналов реакций с образованием альфа-частиц в конечном состоянии. Поэтому основной вклад в поглощенную дозу среди продуктов фотоядерных реакций имеют протоны, альфа-частицы и ядра отдачи. Распределение вкладов альфа-частиц с глубиной представлено на рис. 1.

Глубинные распределения вкладов альфа-частиц для различных тормозных спектров представлены на рис. 2. После резкого снижения до глубин порядка 3 см вклады сначала слабо меняются и начинают возрастать на глубинах более 10 см. Для альфа-частиц их вклад в поглощенную дозу меняется от 2% до 0,2% в минимуме.

Показано, что наибольший вклад тяжелых заряженных частиц – продуктов фотоядерных реакций наблюдается в приповерхностных слоях. При этом из всех продуктов наибольший вклад (до 40% в случае монохроматических фотонов и до 2% в случае фотонов тормозного спектра) дают альфа-частицы. Данный факт необходимо учитывать при оценке рисков радиационного поражения при работе с источниками высокоэнергетичного фотонного излучения.

1. Allison J et al. Recent developments in Geant4. Nucl. Instrum. Meth. A. 2016. 835, 186-225



# СПОСОБ СНИЖЕНИЯ ДОЗОВОЙ НАГРУЗКИ В ПРОЦЕССЕ РАДИАЦИОННОЙ СТЕРИЛИЗАЦИИ КОСТНЫХ ИМПЛАНТАТОВ

В.В. Розанов<sup>1,2</sup>, А.А. Николаева<sup>1</sup>, И. В. Матвейчук<sup>2</sup>, А.П. Черняев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова;* <sup>2</sup> *ФГБНУ «Всероссийский научно-исследовательский институт ут лекарственных и ароматических растений»*

E-mail: aa.nikolaeva@physics.msu.ru

В настоящее время радиационные способы воздействия обретают все большую востребованность в различных отраслях – промышленности, медицине, сельском хозяйстве. Одно из важнейших условий развития современных медицинских технологий - тщательная стерилизация помещений, инструментария, шовного и пересадочного материала. Поскольку заболевания и повреждения костно-суставного аппарата вышли уже на четвертое по значимости место среди неинфекционных болезней, необходимость в качественном и стерильном пересадочном материале постоянно растет. [1] Радиационная обработка пучком гамма - квантов или быстрых электронов медицинских приборов и пересадочного материала позволяет обеспечить необходимый уровень стерильности. Такая обработка позволяет затем использовать их в практической медицине. Радиационная обработка на сегодняшний день является самой распространенной методикой стерилизации костных имплантатов и имеет значительное преимущество перед остальными – высокую эффективность и большую проникающую способность. [2,3]

Однако недостаток ее самостоятельного использования состоит в необходимости подведения высоких доз поглощения, что оказывает пагубное воздействие на структуру и пластические свойства костных имплантатов. В соответствии с рекомендациями МАГАТЭ в качестве стандартной дозы во многих странах принята величина дозы 25кГр [4,5].

Целью настоящего исследования явилась разработка уникальной, эффективной методики, объединяющей положительные стороны двух различных методик и позволяющей снизить побочные эффекты от каждой из них. В качестве таких методик была выбрана радиационная и озоновая.

Цикл исследований по комбинированной стерилизации был осуществлен в совместной (МГУ имени М.В. Ломоносова и ВИЛАР) лаборатории биомедицинских технологий. Эксперименты имели своей основной целью развитие подходов к развитию комбинированных технологий стерилизации, в основе которых лежит радиационная обработка с меньшими дозами поглощения. В этой связи необходимым являлось максимально точное определение реально поглощаемой дозы.

В экспериментах использовались образцы компактной костной ткани быка с размерами 18x8x6 мм со средним весом около 2 г. Образцы имели исходную контаминацию смешанной микрофлорой. Предварительно была осуществлена озоновая обработка озono-кислородной смесью с концентрацией (6-8) мг/л в течение (10-20) минут с последующей герметичной упаковкой в

стерилизованную той же озono-воздушной смесью термопленку. Для получения озono-воздушной смеси использовался промышленный генератор медицинского озона А-с-ГОКСф-5-02-ОЗОН (производство ОАО «Электромашиностроительный завод «Лепсе» (г. Киров, Россия), а также концентратор кислорода VisionAire (США). Для контроля реального текущего значения концентрации озона в смеси во время обработки костных образцов использовался Измеритель концентрации озона ИКО – 50 (производство ОАО «Электромашиностроительный завод «Лепсе», г. Киров, Россия). Радиационное облучение образцов проводилось на линейном ускорителе электронов непрерывного действия в Научно-исследовательском институте ядерной физики МГУ имени М.В. Ломоносова. Энергия пучка электронов составляла 1 МэВ, мощность пучка до 25 кВт. Дозиметрический контроль поглощенной дозы ионизирующего излучения выполнялся с помощью пленочного детектора-дозиметра СО ПД (Ф)Р-5/50.

Величина поглощаемой дозы в процессе радиационной стерилизации костных имплантатов зависит от многих параметров процесса радиационной обработки вплоть до характеристик и геометрии самих образцов. В связи с этим при выборе и реализации радиационного способа стерилизации очень важно правильно метрологически обеспечить получение облучаемыми образцами необходимой дозы как при промышленной обработке продукции тканевого банка, так и при проведении экспериментальных работ, направленных на развитие методики радиационной стерилизации.

На первом этапе метрологического контроля осуществлялась математическая оценка поглощенной дозы, основанная на расчете накопленного заряда на пластине, на которую помещались образцы. Оценка производится на основании параметров пучка, настраиваемых на ускорителе (ток пучка, время воздействия) и свойствах образца.

Вторым этапом является оценка величины поглощенной дозы во время эксперимента. На верхнюю и нижнюю часть образца приклеивается пленочный детектор-дозиметр, устанавливается ток пучка и проводится облучение в течение времени, необходимого для получения образцом установленной дозы. С помощью оптического спектрофотометра с пленочных детекторов считывается оптическая плотность и рассчитывается измеренная доза. В результате обеспечивается получение полной объективной картины параметров эксперимента. В настоящем эксперименте по оценке пленочных дозиметров поглощенные дозы составили 5, 11, 15, 23 и 27 кГр.

Третий этап состоит в построении модели эксперимента с помощью программного пакета GEANT4. В данной задаче произведено моделирование процесса запуска частиц (электронов) с заданной энергией 1 МэВ в соответствии с геометрией эксперимента. В результате моделирования физического эксперимента был получен массив данных, состоящий из значений поглощенной энергии в образце при разных значениях толщины, площади, а также при отклонениях по энергии электронов. После аппроксимации значений поглощенной энергии была произведена оценка

погрешности определения поглощенной дозы, которая составила в итоге 12%.

В ходе микробиологических исследований было установлено, что контрольные образцы, не прошедшие никакой обработки, а также образцы, подвергавшиеся только обработке озono-кислородной смесью, показали наличие обсеменения уже на 3 сутки культивирования на выбранных культуральных средах.

Экспериментальные образцы, не подвергавшиеся озонной обработке, но прошедшие процедуру радиационного облучения, показали наличие обсеменности на (6-14) сутки хотя бы на одной из культуральных сред.

Полную стерильность на обеих культуральных средах через 14 суток эксперимента продемонстрировали только образцы, подвергавшиеся комбинированному воздействию – последовательной обработке озono-воздушной смесью мин и радиационному облучению с величинами поглощенных доз – 11, 15 и 27 кГр.

Описанный эффективный и инновационный подход к комбинированной стерилизации гарантирует стерильность с одновременным сохранением биопластических свойств материала при длительном хранении. Такой технологический цикл может осуществляться в лаборатории с последующим предоставлением качественного и стерильного материала в тканевые банки или учреждения здравоохранения. Полученные в настоящем исследовании результаты с учетом данных проведенного патентного поиска подтвердили новизну и патентоспособность данной разработки и явились основанием для получения Патента Российской Федерации на «Комбинированный способ стерилизации костных имплантатов» [6].

1. И.В. Матвейчук, В.В. Розанов, Пантелеев, и др. Инновационные подходы к совершенствованию процесса стерилизации для решения задач биоимплантологии // Вопросы биологической, медицинской и фармацевтической химии. 2013, Т. 11, № 11, с. 92-97.
2. A. Dziedzic-Goclawska The effect of radiation sterilization on connective tissue allografts // Allograft against disability / Mat. 2 World Congress on Tissue Banking. – Warsaw, 1999.– P. 48.
3. R. Singh, D. Singh., A. Singh . Radiation sterilization of tissue allografts: A review // World J. Radiol. – 2016 – 8(4)., p. 355-369.
4. A. Tallentire . The spectrum of Microbial Radiation Sensitivity // Radiation Phys. Chem. 1980. 15. P. 83-89
5. В.В. Розанов, В.А. Быков, И.В. Матвейчук и др. Оптимизация технологий стерилизации и консервации костных имплантатов // Медицинский альманах. 2013. №3(27). С. 24-25.
6. Матвейчук И. В., Розанов В.В., Гордонова И.К. и др. - Комбинированный способ стерилизации костных имплантатов, Патент РФ № 2630464 от 08.09.2017, Бюл №25 с. 3.

# ТЕПЛОВАЯ МОДИФИКАЦИЯ ХРЯЩЕЙ И МОНИТОРИНГ С ПОМОЩЬЮ СПЕКЛ-МОДУЛИРОВАННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ.

М.Л. Новикова<sup>1,2</sup>, А.В. Южаков<sup>1</sup>, О.И. Баум<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт фотонных технологий РАН, Федеральное государственное учреждение «Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук»

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова»

E-mail: mashundran@ya.ru

Неразрушающее лазерное облучение хрящевой ткани, приводящее к возникновению неоднородного температурного поля, порождающему поле напряжений, широко используется для изменения формы хрящей и порообразования в них [1-3]. Для успешного изменения параметров хряща необходимо следить за температурой и процессами, происходящими в образце, чтобы не допустить необратимые изменения в нем – денатурацию белковых комплексов. Для этой цели был выбран метод спекл-контрастных изображений - оптический метод, основанный на вычислении контраста интегрированного шаблона спеклов, полученный в процессе облучения ткани монохроматическим светом [4]. Причина в непостоянстве коэффициента рассеяния биологических тканей из-за наличия в ней неоднородных оптических рассеивателей и перестройки ее структуры во время нагревания. Если связать температуру – главный параметр для контроля модификации хряща, и спекл-контрастность, то можно получить систему с обратной связью для контроля режима облучения хрящевой ткани в реальном времени.

В работе использовался предварительно размороженный свиной реберный хрящ, из которого были сделаны пластинки размером 10×10×2мм. Облучение проводилось с помощью лазера с излучением в 1.56 мкм и мощностью до 5 Вт, оптоволокно в диаметре составляло 600 мкм. Одновременно с нагревом образец облучался зондирующим излучением He-Ne лазера. Отражаясь от образца, зондирующее излучение попадало в камеру, расположенную перпендикулярно поверхности хряща, и создавало интерференционную картину в виде спеклов. Изменения спекловой картины, возникающие при изменении структуры ткани за счет нагрева, связывались с изменением статистических показателей контраста изображения и коэффициента корреляции Пирсона. Также, измеряя температуру поверхности в процессе нагрева с помощью ИК-камеры FLIR A615, можно было дополнительно отслеживать пороги появления структурных изменений.

Обработка тепловых картин и температурных профилей позволила получить временные и температурные зависимости контраста и коэффициента корреляции Пирсона (Рис.1).

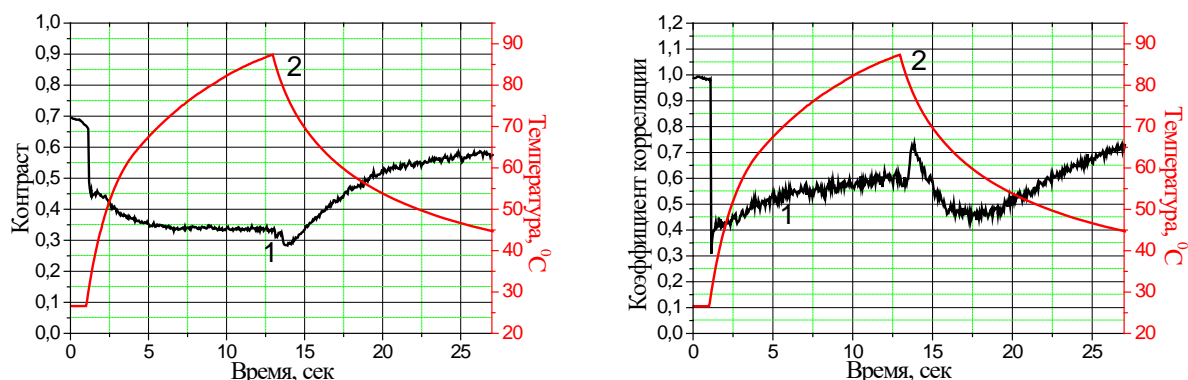


Рис.1: Временные зависимости контраста (а), кросс-корреляции (б) (1) и температуры (2) для непрерывного режима облучения

Наблюдалось резкое падение обоих параметров при включении излучения для обеих кривых. При дальнейшем нагревании для контраста следовало небольшое плато, затем дальнейшее падение, снова выход на плато. Для кривой коэффициента корреляции отмечалось замедляющееся возрастание. Затем скачкообразное изменение параметров при выключении лазера и последующее остывание.

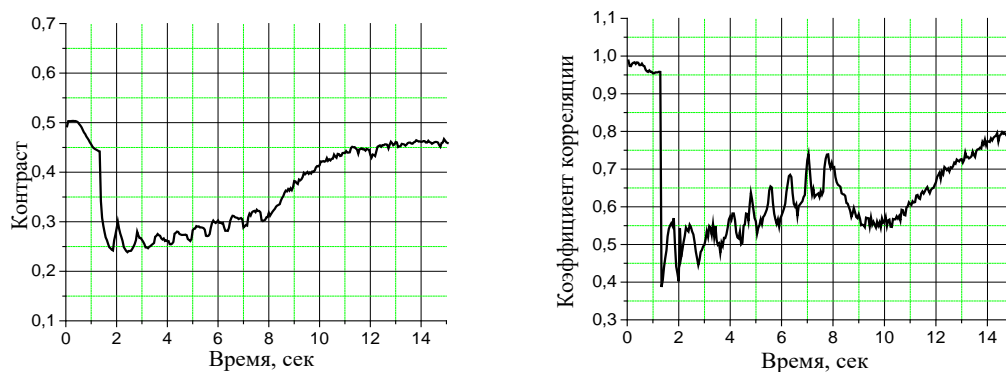


Рис 2: Временные зависимости контраста (а) и кросс-корреляции (б) для импульсно-периодического режима нагрева

Наблюдая импульсно-периодический нагрев были определены следующие зависимости контраста и коэффициента корреляции (рис 2). После первоначального падения на обеих кривых отмечался постепенный последующий рост на большом временном интервале в период нагрева. Остывание совпадает с зависимостями для непрерывного нагрева.

Полученные зависимости хорошо согласуются с известными данными о структурных изменениях в хряще при неабляционном лазерном воздействии. На основе исследования временных зависимостей был сделан вывод, что

метод спекл-интерферометрии может служить хорошим базисом для контрольной системы.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №18-29-02124\_мк в части «исследования импульсно-периодического режима облучения» и Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН в части «исследования непрерывного режима облучения»;

[1] B.J. Wong, T.E. Milner, H.K. Kim, J.S. Nelson, E.N. Sobol. “Stress relaxation of porcine septal cartilage during Nd:YAG laser irradiation: Mechanical, optical and thermal properties”, J. Biomed. Opt. 3(4), 409–414 (1998).

[2] E. Sobol, O. Baum, A. Shekhter, S. Wachsmann-Hogiu, A. Shnirelman, Yu. Alexandrovskaya, I. Sadovskyy, V. Vinokur., “Laser-induced micropore formation and modification of cartilage structure in osteoarthritis healing”, J. Biomed. Opt. 22(9), 091515 (2017).

[3] Yu.M. Soshnikova., O.I. Baum, E.M. Shcherbakov, A.I. Omelchenko, A.B. Shekhter, V.V. Lunin, E.N. Sobol, “Laser radiation effect on chondrocytes and intercellular matrix of costal and articular cartilage impregnated with magnetite nanoparticles”, Lasers Surg. Med. 47(3), 243-251 (2015).

[4] D.A. Zimnyakov, D.N. Agafonov, A.P. Sviridov, A.I. Omel'chenko, L.V. Kuznetsova, V.N. Bagratashvili, “Speckle-contrast monitoring of tissue thermal modification”, Applied Optics 41(28), 5984 – 5988 (2002).

# РАЗРАБОТКА МЕТОДА ОБРАБОТКИ И СРАВНЕНИЯ СИНОГРАММ С АППАРАТА ТОМОТHERAPY

Д.А. Товмасын<sup>1</sup>, А.А. Логинова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>МГУ им. М.В. Ломоносова; <sup>2</sup>НМИЦ ДГОИ им. Дмитрия Рогачева

E-mail: [da.tovmasyan@physics.msu.ru](mailto:da.tovmasyan@physics.msu.ru)

## Введение

Аппарат Tomotherapy, разработанный компанией Accuray, представляет из себя установку для облучения онкологических пациентов. Короткий линейный ускоритель с энергией 6 МэВ (Siemens Oncology Systems, Concord, CA) вращается на кольце-гантри при расстоянии источник–ось (SAD) 85 см, в то время как стол движется в Y-направлении через отверстие в гантри. Таким образом, в опорной системе отсчета пациента пучок движется вдоль спирали, а средняя точка веерного пучка проходит через центр отверстия. При этом пучок модулируется бинарным многолепестковым коллиматором (МЛК), который состоит из 64 лепестков, управляемых сжатым воздухом. В процессе облучения лепестки переходят между открытым и закрытым состояниями. Питч (определенный как расстояние, на которое переместился стол за одно вращение гантри, разделенное на ширину поля в y-направлении) обычно принимает значения от 0,2 до 0,5. Ширина в направлении y пучка определяется парой шторок и фиксируется для каждого конкретного пациента в одно из нескольких дискретных значений, например, 1; 2,5 или 5 см. Спиральная доставка дозы позволяет облучать мишени большой протяженности без использования дополнительных стыковок. Одними из типичных применений Tomotherapy является краниоспинальное облучение, тотальное облучение тела и костного мозга, а также тотальное лимфоидное облучение.

Модуляция интенсивности осуществляется путем изменения доли времени, за которое открываются различные лепестки. Для визуализации работы коллиматора в аппарате Tomotherapy используется понятие синограммы лепестков. Синограмма – это двумерное представление движения лепестков, необходимое для доставки задаваемой дозы в мишень. Она показывает, какое время лепесток был открыт в течение определенной проекции. Для опухоли в изоцентре синограмма представляет собой синусоиду. Лечебные синограммы, как правило, весьма сложные – все структуры (опухоли и критические органы) имеют свои синусоиды.

Матрица детекторов из ксенона в форме арки расположена напротив линейного ускорителя на вращающемся кольце гантри. Матрица детектора создана для сбора излучения, вышедшего из пациента для реконструкции МВКТ. Она также измеряет выходной поток в течение облучения – что может быть использовано для верификации доставки излучения.

Целью данной работы является разработка нового метода, который позволяет обрабатывать данные с встроенных детекторов аппарата Tomotherapy и сравнивать их с запланированной синограммой, полученной из системы планирования. В дальнейшем это даст возможность проведения верификации воспроизводимости и точности работы бинарного многолепесткового коллиматора в системе Tomotherapy.

## Материалы и методы

В процессе работы были использованы два типа данных:

1. Из системы планирования Tomotherapy TPS экспортировались планы пациентов в формате DICOM RT, из которых затем были извлечены синограммы времени открытия лепестков **T** для пациентов.
2. Из программного обеспечения Tomotherapy Quality Assurance (TQA) извлекались сырые данные с детекторов **M<sub>c</sub>**, а также данные с мониторинговых камер.

Синограмма с системы планирования представляет собой время открытия каждого лепестка за каждую проекцию. Данные с детекторов – накопленный ионизационными камерами заряд, который пришел к ним за время процедуры. Для анализа и сравнения запланированного и полученного флюенса необходимо привести эти данные к одному виду и учесть множество факторов, влияющих на их различие. Рассмотрим каждый из них.

### *1. Фоновое излучение*

Ионизационные камеры, являющиеся встроенными детекторами, всегда имеют определенный фоновый сигнал. Он складывается из электрических утечек (темновой ток), из утечек излучения через закрытые лепестки МЛК, а также из рассеянного излучения, приходящего из других частей аппарата Tomotherapy.

Для учета фонового излучения были сняты данные со встроенных детекторов при всех закрытых лепестках **V**. Полученные значения вычитались из снятых с детекторов синограмм пациентов.

### *2. Форма детектора*

Как уже было сказано, детектор имеет дугообразную форму, из-за чего при всех открытых лепестках значения на каждой камере зависят от её расположения (рис. 1а).

Однако синограмма, полученная с системы планирования, показывает время открытия лепестков во время одной проекции. Поэтому при всех открытых лепестках аналогичный рисунку 1а график будет выглядеть как прямая. Чтобы учесть данную особенность, данные с детектора были поделены на значения детектора при всех открытых лепестках **S**.

### *3. Влияние соседних лепестков*

При одном открытом лепестке излучение от него приходит на детекторы рассеянным и попадает на камеры, значение с которых можно отнести к соседним лепесткам. Для учета этого фактора требуется найти аппаратную функцию для встроенных детекторов.



Аппаратная функция  $\varepsilon$  – это характеристика устройства, которая устанавливает связь измеренной величины на выходе с истинным значением этой величины на его входе. В нашем случае величина на выходе – данные, снятые со встроенных детекторов, а величина на входе – преобразованная синограмма с СП. Математически аппаратная функция в данном случае будет определяться так:

$$f(p, x) = \varphi(p, x) \otimes \varepsilon(x); \quad (1)$$

Или по теореме о свёртке:

$$f(p, x) = \int \varphi(p, x') \varepsilon(x - x') dx'; \quad (2)$$

Для определения этой функции была проведена процедура, в которой 8 лепестков находились в открытом положении, а остальные 56 – в закрытом. На краю поля был построен график зависимости сигнала детектора от лепестков, отдаленных от первого закрытого (рис. 1б).

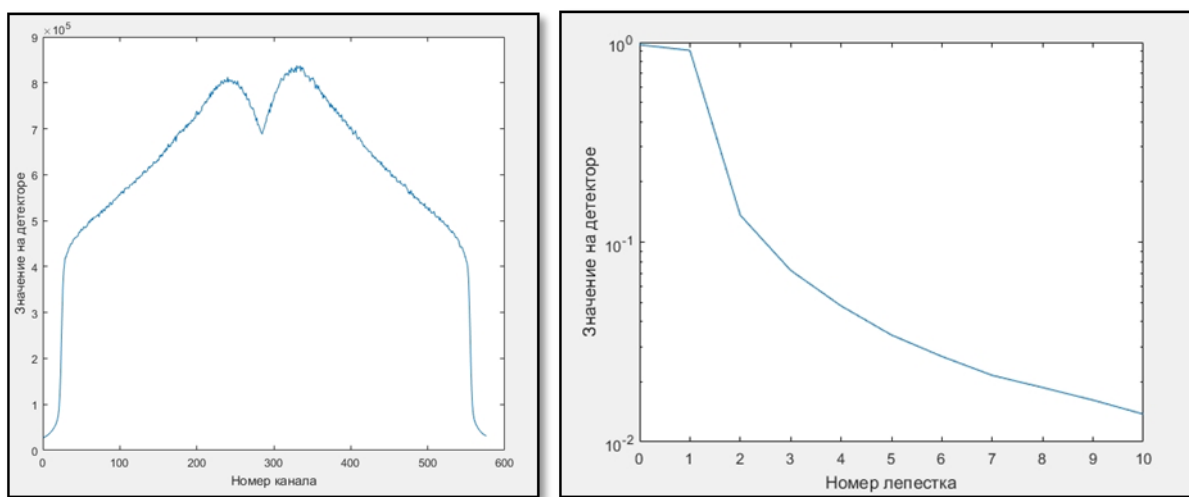


Рис. 1. а) Значения на детекторе при всех открытых лепестках на определенной проекции;  
б) График аппаратной функции

Интегральное представление (2) в случае дискретного распределения можно заменить суммой:

$$f(p, x) = \sum_{n=1}^N \varphi \quad (3)$$

### Полученные результаты

Разработана программа для обработки данных со встроенных детекторов и с системы планирования Tomotherapy. Интерфейс программы приведен на рисунке 2.

В программу входят следующие функции:

1. Вывод на экран двух обработанных распределений, полученных из DICOM RT файла и из сырых данных с детектора.
2. Сравнение этих данных с помощью одномерного гамма-индекса.
3. Сравнение профилей распределений на любой проекции.
4. Построение гистограммы, показывающей распределение гамма-индекса.

## 5. Значение гамма-индекса для любой выбранной области.

Используя разработанный код программы, в будущем будут созданы тесты, анализирующие работу бинарного многолепесткового коллиматора и его неисправности, если такие имеются. Также разрабатывается методика анализа воспроизводимости работы МЛК на примере реальных лечебных планов пациентов.

Данные разработки помогут следить за контролем качества работы МЛК во время облучения.

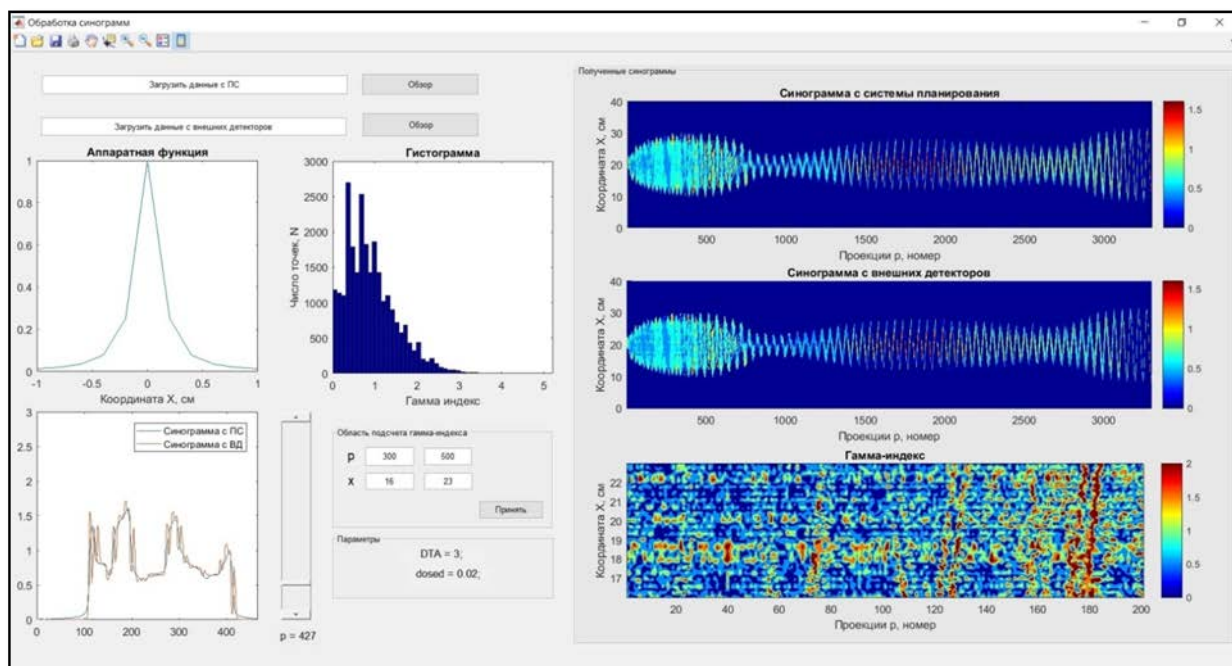


Рис. 2. Пример работы программы для краниостинального облучения

1. C.X.Yu. Intensity-modulated arc therapy with dynamic multileaf collimation: an alternative to tomotherapy //Physics in Medicine & Biology. – 1995. – Т. 40. – №. 9. – С. 1435.
2. J.Balog, G.Olivera, J.Kapatoes. Clinical helical tomotherapy commissioning dosimetry //Medical physics. – 2003. – Т. 30. – №. 12. – С. 3097-3106.
3. Q.Chen, D.Westerly, Z.Fang, K.Sheng, Y.Chen. TomoTherapy MLC verification using exit detector data //Med. Phys. 2012, 39 (1), 143-152.
4. J.M.Kapatoes, G.H.Olivera, P.J.Reckwerdt, E.E.Fitchard, E.A.Schloesser, T.R.Mackie. Delivery verification in sequential and helical tomotherapy //Phys. Med. Biol. 1999, 44, 1815-1841.
5. S.Lissner, K.Schubert, S.Klüter, D.Oetzel, J.Debus. A method for testing the performance and the accuracy of the binary MLC used in helical tomotherapy //Z. Med. Phys. 2013, 23, 153-161.
6. K. M.Langens, N.Papanikolaou, J.Balog, R.Crilly, D.Followill, S.M.Goddu, W.Grant, G.Olivera, C.Ramsey, C.Shi. QA for helical tomotherapy: Report of the AAPM Task Group 148 //Med. Phys. 2010, 37 (9), 4817-4853.

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

И.И. Банникова<sup>1,a</sup>, А.В. Далечина<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физики ускорителей и радиационной медицины. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

<sup>2</sup> *Центр Гамма-нож при ФГАУ НМИЦ Нейрохирургии им. акад. Н.Н. Бурденко Минздрава России. 125047, Россия, г. Москва, ул. 4-я Тверская-Ямская д.16, корп. 3 Деловой центр нейрохирургии.*

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

Зарождение стереотаксической радиохирургии (СРХ) и в целом стереотаксического облучения произошло одновременно в двух дисциплинах, в нейрохирургии и в терапевтической радиологии, более 100 лет назад. С момента появления СРХ эволюционировала от экспериментальной методики до одной из основных лечебных опций большинства первичных опухолей мозга, метастазов в головной мозг, церебральных мальформаций, тригеминальной невралгии и других функциональных патологий. СРХ - метод, позволяющий деструктивно воздействовать на патологические глубинно расположенные образования с помощью однократного облучения внешне сгенерированными пучками ионизирующего излучения с высокой степенью селективности и конформности, при этом используются стереотаксическая техника локализации очага и смежных с ним критических структур [1].

Первым и важнейшим клиническим инструментом в этой области стала установка Гамма - нож Лекселла (Leksell Gamma Knife), внедренный в медицинскую практику в 1967 г. На сегодняшний день в мире установлено более 330 аппаратов в 54 странах мира, большинство из которых модель Gamma Knife Perfexion. Радиационный модуль этой установки состоит из 192-х источников <sup>60</sup>Co, расположенных в 8-ми независимо двигающихся секторах, расположенных над поверхностью неподвижного коллиматора из вольфрама с коллимационными отверстиями различного диаметра (4,8,16 мм) [1]. Пучки ионизирующего излучения из источников фокусируются в изоцентре и создают дозовое распределение, согласно разработанному плану лечения.

Для обеспечения жесткой фиксации головы пациента, исключая малейшую возможность изменения ее положения в процессе лечения, используется стереотаксическая рама Лекселла. Рама является способом задания прямоугольной декартовой системы координат, в которой определяется положение патологического очага в пространстве. Фиксация стереотаксической рамы к костям черепа осуществляется с помощью специальных шипов под местной анестезией перед выполнением исследований (КТ, МРТ, ангиографии) в стереотаксическом режиме. Для задания стереотаксических координат на раму устанавливается локализационная коробочка с непрозрачными металлическими метками, которые видны на томограммах. Далее в системе планирования на основе меток локалайзера осуществляется привязка изображений к стереотаксической системе координат [1].

В системе планирования Leksell Gamma Plan происходит поиск мишеней по МРТ снимкам, сегментация патологических и критических структур, а также непосредственно

создание плана облучения. Процесс планирования заключается в подборе 3D координат изоцентров и их весов (относительного времени облучения) таким образом, чтобы предписанная изодоза как можно точнее совпадала с контуром мишени. Система планирования позволяет создать план облучения, при котором на окружающие здоровые ткани приходится минимальная дозовая нагрузка, что крайне важно при множественных очагах.

Leksell Gamma Knife Perfexion обеспечивает высокую точность облучения патологических очагов. Механическая погрешность установки изоцентра вместе с погрешностью подведения дозы составляет не более 0,5 мм. Мощность дозы на момент загрузки источников порядка 300 сГр/мин.

В 2014 году компанией Elekta была представлена модель Gamma Knife Icon. Основное отличие нового аппарата от модели Perfexion это возможность проведения радиохирургического лечения, как в стереотаксической раме, так и в индивидуальной термопластической маске, а также осуществление облучения за несколько фракций. Облучение в маске стало возможным благодаря оснащению Leksell Gamma Knife Icon конусно-лучевым компьютерным томографом (КЛКТ, англ. Cone Beam CT) и системой слежения за положением пациента в процессе лечения (ССПП, англ. high definition motion management) [2], [3].

Система ССПП способна контролировать смещения положения пациента во время лечения в 0,5 мм. ССПП состоит из инфракрасной стереоскопической камеры, непрерывно отслеживающий позиции четырех маркеров, расположенных на адаптере, и пятого маркера, прикрепленного к кончику носа пациента. Как только камера фиксирует смещение пятого маркера, система прекращает лечение [2].

КЛКТ - система рентгеновской компьютерной томографии, где рентгеновские лучи расходятся, образуя конус. КЛКТ представляет собой С - дугу (англ., C- arm), на которой расположены рентгеновская трубка и плоскопанельный детектор излучения. В процессе сканирования С - дуга вращается вокруг головы пациента в пределах 210 градусов. Данная система может быть использована для определения стереотаксического пространства вместо стереотаксической рамы (в этом случае КЛКТ считаются референсными), а также для верификации положения головы пациента и выявления поступательных и вращательных сдвигов относительно референсных снимков КЛКТ. Лечение пациента в маске допускает возможные изменения в положении пациента от фракции к фракции, поэтому после совмещения КЛКТ изображений, выполняемых при каждой укладке, с референсным КЛКТ, система автоматически корректирует расхождения в дозовых распределениях, наблюдаемые за счет погрешностей укладки [3].

Одной из важных задач, возникающих при работе с Leksell Gamma Knife Icon, является исследование расхождений в дозовых распределениях при КЛКТ верификации стереотаксического пространства, определенного с помощью рамы. Целью обзора является анализ литературных данных для выявления возможных причин наблюдаемых расхождений.

В работе [4] 150 пациентам была проведена радиохирургия в раме, при этом каждому перед процедурой было сделано КЛКТ. В день лечения после фиксации рамы было выполнено «классическое» стереотаксическое КТ в локализационном боксе, которое затем совмещалось с КЛКТ. Авторы [4] отмечают, что в большинстве случаев разница в стереотаксических координатах была менее 1 мм/1 градуса. Однако в нескольких случаях наблюдались смещения свыше 1 мм/1 градуса. Проведенный анализ показал, что это могло быть связано с низким функциональным статусом пациента. Гипотетически такие пациенты, возможно, нестрого следовали инструкциям медицинского персонала, избегали приема седативных препаратов при ощущении дискомфорта от рамы, поэтому могли применять силу для самостоятельного снятия рамы, что могло привести к нежесткой фиксации рамы к голове. Также одной из причин ротационных сдвигов согласно работе [4] может быть выбор более длинных шипов при фиксации рамы. Кроме этого авторы отмечают в качестве одной из причин- расположение шипов не перпендикулярно к поверхности черепа или на подвижных

костных лоскутах у пациентов с предшествующими краниотомиями. Другими теоретическими причинами возникновения расхождений могут быть погрешности при фиксации рамы, а именно механическое сгибание рамы и шипов, проскальзывание шипов из установленных положений.

В работе [5] авторы также провели подобную верификацию для 20 пациентов в раме, однако не отметили смещения более 1 мм. Кроме этого были исследованы смещения в процессе проведения радиохирургии. Для этого КЛКТ было выполнено перед лечением и после лечения. Были обнаружены незначительные расхождения не более чем на 0,05 мм и 0,05 градусов.

Одной из потенциальных причин возможных погрешностей при верификации стереотаксического пространства с помощью КЛКТ может быть некачественное совмещение МРТ и КЛКТ. По данным компании Elekta погрешность совмещения КЛКТ изображений с МРТ изображениями составляет 0,3 мм. В работе [6] авторы также оценили погрешность совмещения этих исследований и продемонстрировали различия в 0,2 мм. Однако было отмечено, что погрешность увеличивается до 0,8 при включении в область ко-регистрации нижней челюсти.

Также на точность совмещения изображений могут влиять такие ухудшающие эффекты как рассеяние и шум в изображениях КЛКТ. Кроме этого возможно существует влияние некоторых параметров алгоритма реконструкции 3D КЛКТ изображений, что приводит к появлению артефактов на изображениях. В публикации [3] сообщается о возникновении артефактов в верхней части головы, связанных с алгоритмом реконструкции КЛКТ. Также возможно уменьшение точности реконструкции на краях сканируемого объекта из-за наличия рассеяния. Распространенным методом уменьшения рассеяния излучения является перемещение детектора дальше от объекта. Но в связи с конструкционными особенностями Leksell Gamma Knife это невозможно сделать.

При исследовании зависимости области совмещения на точность в «медиальной» части головы ожидается минимальная ошибка, так как погрешность МРТ в центральной области меньше. В исследовании [6] средние ошибки МРТ составляли  $0,6 \pm 0,2$  мм,  $0,4 \pm 0,2$  мм и  $0,6 \pm 0,2$  мм в областях «Нижняя», «Медиальная» и «Верхняя» соответственно. Также средняя ошибка на МРТ-изображениях составляла 0,95 мм, но уменьшалась до 0,60 мм, когда рассматривались только точки в пределах 7 см от центра координат и до 0,47 мм при уменьшении расстояния до 5 см.

Анализ литературных данных показывает, что КЛКТ обеспечивает субмиллиметровую точность при определении стереотаксического пространства, однако отмечены факторы, влияющие на разницу между стереотаксическим пространством в раме и стереотаксическими координатами, определенными по КЛКТ. Появление возможности верификации радиохирургии в раме с помощью КЛКТ позволит выявить скрытые неопределенности при использовании рамы в качестве фиксирующего устройства.

Gamma Knife Icon может изменить привычную парадигму радиохирургического лечения, однако требуется детальное исследование возникающих неопределенностей. Дальнейший этап работы заключается в более подробном анализе параметров, являющихся причиной наблюдаемых расхождений в дозовых распределениях при разных способах определения стереотаксических координат.

[1] *Голанов А. В., Костюченко В. В.* Нейрорадиохирургия на Гамма-ноже. — ИП "Т.А. Алексеева" Москва, 2018. — 960 с.

[2] High Definition Motion Management - enabling stereotactic Gamma Knife® radiosurgery with non-rigid patient fixations, Elekta

[3] Design and performance characteristics of a Cone Beam CT system for Leksell Gamma Knife® Icon™, Elekta

[4] Sunil W. Dutta, Roman O. Kowalchuk, Daniel M. Trifiletti, M. Sean Peach, Jason P. Sheehan, James M. Lerner, David Schlesinger, Stereotactic Shifts During Frame-Based Image-Guided Stereotactic Radiosurgery: Clinical Measurements (2018)\

[5] Li W, Cho YB, Ansell S, et al. The use of cone beam computed tomography for image guided Gamma Knife stereotactic radiosurgery: Initial clinical evaluation. *Int J Radiat Oncol Biol Phys* 2016;96:214-220.

[6] Chung H-T, Kim JH, Kim JW, Paek SH, Kim DG, Chun KJ, et al. (2018) Assessment of image co-registration accuracy for frameless gamma knife surgery. *PLoS ONE* 13(3): e0193809. <https://doi.org/10.1371/journal.pone.0193809>

# ПРИМЕНЕНИЕ ПЕРФТОРДЕКАЛИНА В КАЧЕСТВЕ РЕПОРТЕРНОЙ МОЛЕКУЛЫ ДЛЯ МЕТОДА <sup>19</sup>F МРТ ОКСИМЕТРИИ

А.В. Кузнецова<sup>1</sup>, М.В. Гуляев<sup>1</sup>, Д.Н. Силачев<sup>1</sup>, Т.И. Данилина<sup>1</sup>, Л.Л.Гервиц<sup>2</sup>,  
Ю.А. Пирогов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> МГУ им. М.В. Ломоносова;

<sup>2</sup> ИНЭОС имени Несмеянова РАН

E-mail: av.kuznetsova@physics.msu.ru

## Введение

Способность перфторуглеродов (ПФУ) растворять большие объемы газов, в том числе кислород, а также их гидрофобность, стали основой для разработки метода <sup>19</sup>F МРТ оксиметрии.

Метод основан на линейной зависимости скорости продольной релаксации  $R_1$  ядер <sup>19</sup>F ПФУ от парциального давления кислорода  $pO_2$  в ПФУ:

$$R_1 = a \cdot pO_2 + b \quad (1)$$

где  $a$  – коэффициент, отражающий парамагнитный вклад кислорода, коэффициент  $b$  – диамагнитная скорость продольной релаксации  $R_{1d}$  [1]. Измеряя продольную скорость релаксации  $R_1$  ядер <sup>19</sup>F ПФУ при различных парциальных давлениях кислорода, можно построить калибровочные прямые.

Как правило, для метода <sup>19</sup>F МРТ оксиметрии используют перфтор-15-краун-5-эфир (ПФКЭ, C<sub>10</sub>F<sub>20</sub>O<sub>5</sub>) или гексафторбензол (ГФБ, C<sub>6</sub>F<sub>6</sub>) [2]. Они имеют большое количество магнитно-эквивалентных ядер <sup>19</sup>F, 20 и 6 соответственно, что на <sup>19</sup>F спектре ЯМР отражается как один интенсивный пик – синглет. Наличие только одного сигнала на спектре ЯМР значительно упрощает получение МРТ изображений. Однако их поведение в организме менее изучено и имеет некоторые недостатки – слишком большое время выведения из организма (ГФБ, ПФКЭ), способность образовывать токсичные соединения (ГФБ), высокая стоимость (ПФКЭ).

Перфтордекалин (ПФД, C<sub>10</sub>F<sub>18</sub>), в отличие от вышеупомянутых ПФУ, является доступным, безопасным и не дорогим. Он состоит из транс- и цис-изомеров, смешанных в соотношении 1:1, а также является одним из основных компонентов препарата Перфторан® – заменителя плазмы с функцией транспортировки газа. Поэтому с точки зрения клинического применения использование ПФД для метода <sup>19</sup>F МРТ оксиметрии выглядит весьма перспективным.

Однако, <sup>19</sup>F спектр ЯМР ПФД является довольно сложным – 5 сигналов, которые образованы магнитно-эквивалентными атомами <sup>19</sup>F пяти различных фторированных групп (четыре CF<sub>2</sub> группы и одна CF группа). Это подразумевает трудности в реализации метода <sup>19</sup>F МРТ оксиметрии с использованием ПФД.

Поэтому основной целью работы было изучение технических аспектов реализации метода <sup>19</sup>F МРТ оксиметрии с применением ПФД. *In vitro* МРТ

исследования проводили для определения наиболее чувствительных к парамагнитному влиянию кислорода магнитно-эквивалентных атомов  $^{19}\text{F}$  различных фторированных групп ПФД при комнатной температуре ( $\approx 21^\circ\text{C}$ ) и температуре тела ( $\approx 37^\circ\text{C}$ ) и для определения оптимального объема ПФД для получения надежных измерений значений  $T_1$  атомов  $^{19}\text{F}$  в *in vivo* МРТ исследованиях. *In vivo*  $^{19}\text{F}$  МРТ исследования проводили с целью определения содержания кислорода в опухоли головного мозга крыс глиоме С6.

## Материалы и методы

Работа выполнена на МР-томографе Bruker BioSpec 70/30 USR с постоянным магнитным полем 7.05 Тл. МРТ изображения и  $^{19}\text{F}$  спектры ЯМР получали с использованием двух радиочастотных (РЧ) катушек – в качестве передающей использовали объемный  $^1\text{H}/^{19}\text{F}$  резонатор с внутренним диаметром 72 мм, в качестве приемной катушки –  $^1\text{H}$  поверхностную катушку, предназначенную для исследования головного мозга мышей. Применение последней для регистрации сигналов  $^{19}\text{F}$  связано с отсутствием необходимой приемной  $^{19}\text{F}$  РЧ катушки.

*In vitro* и *in vivo*  $^{19}\text{F}$  МРТ исследования проводили с использованием импульсной последовательности (ИП) RAREVTR – последовательность RARE (быстрое накопление сигнала с усиленной релаксацией) с несколькими временами повторения  $TR$  (от 100 мс до 20 с).

## *In vitro* $^{19}\text{F}$ ЯМР и МРТ исследования

На рис. 1 представлены  $^{19}\text{F}$  спектры ЯМР ПФД, полученные при температуре  $\approx 21^\circ\text{C}$  и  $\approx 37^\circ\text{C}$ .

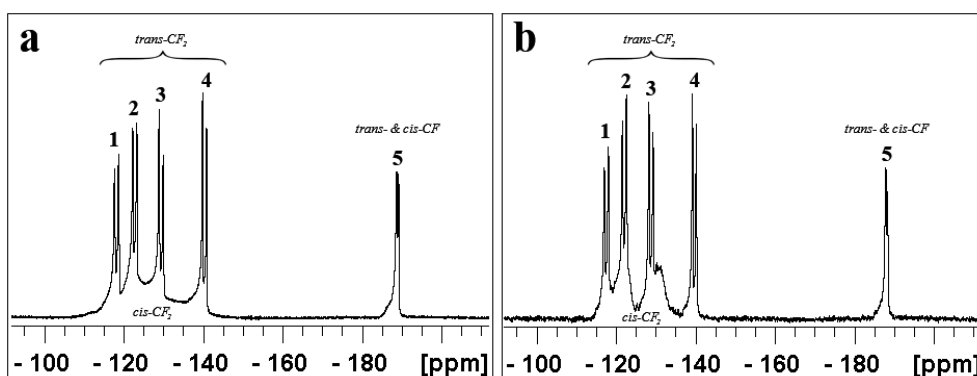


Рис. 1.  $^{19}\text{F}$  спектры ЯМР ПФД, полученные при температуре  $\approx 21^\circ\text{C}$  (а) и  $\approx 37^\circ\text{C}$  (б). Шкала нормирована по химическому сдвигу трифторуксусной кислоты ( $\delta = -76.55$  ppm). Цифрами обозначены сигналы, образованные различными магнитно-эквивалентными атомами  $^{19}\text{F}$  ПФД транс- и цис-изомеров.

Из рис.1 следует, что с технической точки зрения использование пика 5, образованного магнитно-эквивалентными атомами  $^{19}\text{F}$  транс- и цис-изомеров CF группы ПФД, для метода  $^{19}\text{F}$  МРТ оксиметрии является наиболее простым –



его сигнал отстоит от сигналов атомов  $^{19}\text{F}$   $\text{CF}_2$  групп (пик 1, пик 2, пик 3, пик 4) на  $\approx 50$  ppm. Однако, с другой стороны, его образуют всего 2 магнитно-эквивалентных атома  $^{19}\text{F}$ , поэтому регистрируемый сигнал на  $^{19}\text{F}$  МРТ изображениях будет слабым.

Также из рис.1 видно, что сигнал цис-изомера, образованный магнитно-эквивалентными атомами  $^{19}\text{F}$   $\text{CF}_2$  групп ПФД, является широким – наблюдается «пьедестал» всего  $^{19}\text{F}$  спектра ЯМР в области -110 ppm до -130 ppm (пик 1 – пик 3). Это связано с тем, что цис-изомер имеет две конформации «кресло», которые за время считывания сигнала переходят из одной конформации в другую. Это приводит к тому, что сигналы цис-изомера «размазываются». Также можно отметить, что при  $\approx 37^\circ\text{C}$  скорость конформационных переходов вырастает, что отражается на изменении спектра цис-изомера – имеется выраженный сигнал в области -130 ppm, а в области расположения пика 4 сигнал от цис-изомера не наблюдается. В свою очередь, транс-изомер является жесткой молекулой и имеет только одну конформацию «кресло», поэтому на  $^{19}\text{F}$  спектре ЯМР ПФД сигналы транс-изомера при различных температурах не изменяются.

Для метода  $^{19}\text{F}$  МРТ оксиметрии принципиально важно, чтобы вклад в регистрируемый сигнал давали только определенные магнитно-эквивалентные атомы  $^{19}\text{F}$ . Учитывая вышесказанное, отметим, что пик 4, образованный магнитно-эквивалентными атомами  $^{19}\text{F}$  одной из  $\text{CF}_2$  групп, является наиболее предпочтительным для метода  $^{19}\text{F}$  МРТ оксиметрии, однако, необходимо также, чтобы и чувствительность к парамагнитному влиянию кислорода была достаточной, во всяком случае, ненамного ниже, чем для других атомов  $^{19}\text{F}$ .

В связи с этим были проведены *in vitro*  $^{19}\text{F}$  МРТ исследования по определению чувствительности к парамагнитному влиянию кислорода атомов  $^{19}\text{F}$ , образующих пик 4 на  $^{19}\text{F}$  спектре ЯМР, а полученные значения сопоставлены с аналогичными для остальных магнитно-эквивалентных атомов  $^{19}\text{F}$ . Для проведения данных исследований использовали герметично закрытые стеклянные пузырьки емкостью 10 мл, заполненные ПФД с различным содержанием  $\text{O}_2$ :  $\approx 0\%$ ,  $\approx 21\%$  и  $\approx 100\%$ , соответственно.

На рис. 2 представлены калибровочные прямые зависимости значений скорости продольной релаксации  $R_1$  от парциального давления кислорода  $p\text{O}_2$  для магнитно-эквивалентных атомов  $^{19}\text{F}$  различных фторированных групп ПФД при различной температуре.

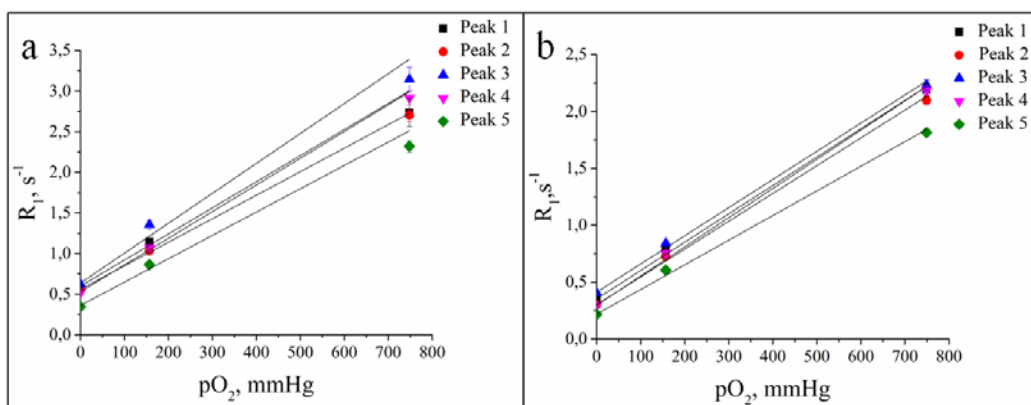


Рис. 2. Калибровочные прямые зависимости значений  $R_1$  ( $s^{-1}$ ) от  $pO_2$  (мм.рт.ст.) для магнитно-эквивалентных атомов  $^{19}F$  различных фторированных групп ПФД при температуре  $\approx 21^\circ C$  (a) и  $\approx 37^\circ C$  (b).

По данным зависимостям были определены коэффициенты наклона прямых (a) и их смещение (b) – таблица 1. Полученные значения хорошо коррелируют со значениями, представленными в литературе [3, 4].

Таблица 1. Коэффициенты наклона калибровочных прямых (a) и их смещение (b), для магнитно-эквивалентных атомов  $^{19}F$  различных фторированных групп ПФД при температуре  $\approx 21^\circ C$  и  $\approx 37^\circ C$ .

Фторированные группы ПФД	$a$ ( $s^{-1}mm.r.t.st.^{-1}$ )		$b$ ( $s^{-1}$ )	
	21 °C	37 °C	21 °C	37 °C
$CF_2$ (Peak 1)	$0.0028 \pm 0.0002$	$0.0024 \pm 0.0001$	$0.6278 \pm 0.0252$	$0.3679 \pm 0.0087$
$CF_2$ (Peak 2)	$0.0028 \pm 0.0001$	$0.0023 \pm 0.0001$	$0.5644 \pm 0.0232$	$0.3211 \pm 0.0058$
$CF_2$ (Peak 3)	$0.0032 \pm 0.0002$	$0.0024 \pm 0.0001$	$0.7180 \pm 0.0177$	$0.4291 \pm 0.0096$
$CF_2$ (Peak 4)	$0.0031 \pm 0.0001$	$0.0025 \pm 0.0001$	$0.5418 \pm 0.0160$	$0.3225 \pm 0.0057$
$CF$ (Peak 5)	$0.0026 \pm 0.0001$	$0.0021 \pm 0.0001$	$0.3937 \pm 0.0107$	$0.2408 \pm 0.0048$

Как следует из таблицы 1, значения наклона калибровочных кривых (a), которые отражают чувствительность к парамагнитному влиянию кислорода, для магнитно-эквивалентных атомов  $^{19}F$ , образующих на  $^{19}F$  спектре ЯМР пик 4, являются сопоставимыми со значениями для остальных атомов  $^{19}F$   $CF_2$  групп ПФД. В свою очередь, чувствительность к парамагнитному влиянию кислорода для атомов  $^{19}F$   $CF$  групп является самой низкой. Таким образом, в дальнейшей работе, для метода  $^{19}F$  МРТ оксиметрии *in vivo* мы использовали атомы  $^{19}F$ , образующие пик 4 на  $^{19}F$  спектре ЯМР.

Применительно к методу  $^{19}F$  МРТ оксиметрии *in vivo* важно определить оптимальный объем ПФД для введения и регистрации сигнала. В нашей работе мы исходили из двух главных критериев: 1) введение ПФД в опухоль должно сопровождаться минимальным механическим воздействием на

здоровые ткани мозга; 2) для получения надежных результатов погрешность значений  $T_1$  в каждом вокселе должна составлять не более 5%.

Проведенные дополнительные *in vitro*  $^{19}\text{F}$  МРТ исследования с использованием микрофантомов малой емкости (200 мкл) показали, что погрешность значений  $T_1$  составляет не более 5% при объеме ПФД в 30 мкл и выше. Таким образом, учитывая вышесказанное, объем ПФД в 30 мкл является оптимальным для проведения *in vivo*  $^{19}\text{F}$  МРТ исследований.

### ***In vivo* $^{19}\text{F}$ МРТ исследования**

*In vivo*  $^{19}\text{F}$  МРТ исследования проводили в соответствии с директивами Совета Европейского сообщества 86/609/ЕЕС на зрелых самцах крысах Wistar весом 250-300 г.

Для введения ПФД в область расположения глиомы С6 головного мозга крыс животных сначала анестезировали и размещали на стереотаксической установке Neurostar, после чего делали разрез в области головы и вводили ПФД с помощью Гамильтоновского микрошприца на глубину  $\approx 5$  мм. После введения ПФД шприц вытаскивали постепенно в течение 10 мин для снижения риска повреждения ткани и утечки ПФД.

*In vivo*  $^{19}\text{F}$  МРТ исследования сопровождали  $^1\text{H}$  МРТ исследованиями головного мозга крыс с целью совмещения  $^{19}\text{F}$  МРТ изображений ПФД с анатомическими структурами. Для получения  $^1\text{H}$  МРТ изображений использовали ИП RARE с параметрами, аналогичными для ИП RAREVTR, но с одним  $TR=5500$  мс.

Протокол *in vivo* МРТ исследований включал в себя следующие шаги: получение  $^1\text{H}$  МРТ изображений головного мозга животных спустя 14 дней после привития опухоли – до введения ПФД в опухоль; введение ПФД в опухоль; получение  $^1\text{H}$  и  $^{19}\text{F}$  МРТ изображений головного мозга спустя 60 минут (время установления газового равновесия в тканях), 7 дней и 14 дней после введения ПФД в опухоль.

На основе полученных  $^{19}\text{F}$  МРТ изображений ПФД были построены  $T_1$ -карты и  $pO_2$ -карты, демонстрирующие детальную картину распределения значений  $T_1$  и  $pO_2$  в области расположения глиомы С6. На рис. 3 представлены соответствующие карты, полученные для одной из подопытных крыс спустя 1 час (a, b), 7 дней (c, d) и 14 дней (e, f) после введения ПФД в область расположения опухоли, соответственно.

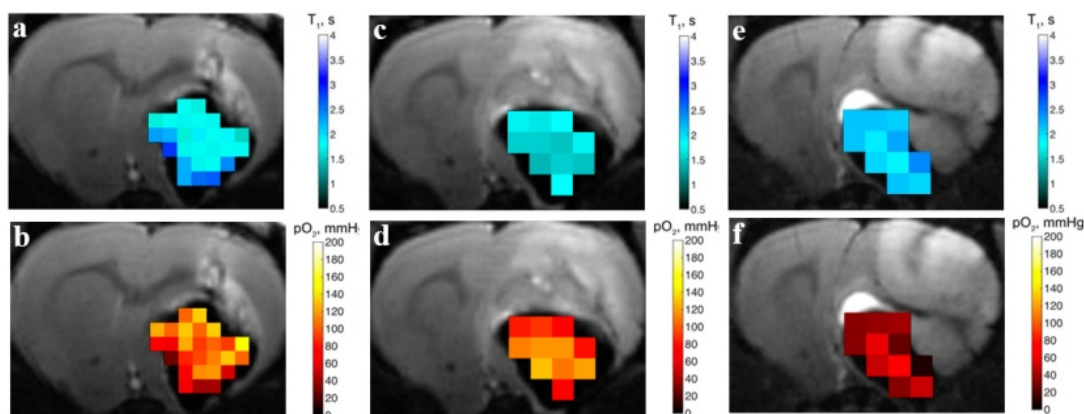


Рис. 3.  $T_1$ -карты (a, c, e) и  $pO_2$ -карты (b, d, f) регионального распределения значений  $T_1$  и  $pO_2$  в области расположения глиомы головного мозга С6 спустя 1 час (a, b), 7 дней (c, d) и 14 дней (e, f) после введения ПФД.

Анализ полученных  $pO_2$ -карт, показал, что спустя 14 дней после привития опухоли в большинстве вокселей значения  $pO_2$  находятся в области пониженного давления (меньше 30 мм.рт.ст.) за исключением нескольких вокселей, которые, охватывают область здоровых тканей мозга ( $\approx 30-40$  мм.рт.ст.). С ростом опухоли значения  $pO_2$  в области ее расположения уменьшаются, что свидетельствует о наличии гипоксических условий.

## Выводы

В работе продемонстрирована возможность реализации метода  $^{19}\text{F}$  МРТ оксиметрии с применением перфтордекалина (ПФД) в качестве репортерной молекулы для определения регионального распределения значений  $T_1$  и  $pO_2$  в области расположения глиомы С6 головного мозга крыс.

Показано, что магнитно-эквивалентные атомы  $^{19}\text{F}$ , образующие пик 4 на  $^{19}\text{F}$  спектре ЯМР, который имеет химический сдвиг около -140 ppm по отношению к химическому сдвигу трифторуксусной кислоты  $\delta = -76.55$  ppm, являются наиболее подходящими для метода  $^{19}\text{F}$  МРТ оксиметрии. Получено, что объем ПФД в 30 мкл является оптимальным для получения достоверных данных об измерении парциального давления кислорода в области расположения опухоли. Продemonстрировано, что с ростом опухоли значения  $pO_2$  в ней уменьшаются – за две недели давление кислорода в опухоли падает более чем в 4 раза, что объясняет прогрессирующее развитие в ней гипоксии.

Применяя ПФД в качестве репортерной молекулы, можно повысить диагностические возможности метода МРТ. Представляется перспективным использование только транс-изомера ПФД для метода  $^{19}\text{F}$  МРТ оксиметрии.

1. Kodibagkar V.D., Wang X., Mason R.P. (2008) Physical principles of quantitative nuclear magnetic resonance oximetry. *Front Biosci* 13:1371-1384.
2. Mignon L., Magat J., Schakman O., Marbaix E., Gallez B., Jordan B.F. (2013) Hexafluorobenzene in comparison with perfluoro-15-crown-5-ether for repeated monitoring of oxygenation using  $^{19}\text{F}$  MRI in a mouse model. *Magn Reson Med* 69(1):248-254.
3. Parhami P., Fung B.M. (1983) Fluorine-19 relaxation study of perfluoro chemicals as oxygen carriers. *J Phys Chem* 87:1928-1931.
4. Shukla H.P., Mason R.P., Woessner D.E., Antich P.P. (1995) A comparison of three commercial perfluorocarbon emulsions as high field NMR probes of oxygen tension and temperature. *J Magn Reson* 106:131-141.

# КОНТРОЛЬ МИКРОБИОЛОГИЧЕСКИХ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ОХЛАЖДЕННОЙ ФОРЕЛИ ПОСЛЕ РАДИАЦИОННОЙ ОБРАБОТКИ ЭЛЕКТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 1 МЭВ

У.А. Близнюк<sup>1</sup>, П.Ю. Борщеговская<sup>1</sup>, В.С. Ипатова<sup>1</sup>, З. К. Никитина<sup>3</sup>,  
И. К. Гордонова<sup>3</sup>, Ф.Р. Студеникин<sup>1</sup>, А.П. Черняев<sup>1,2</sup>, Д.С. Юров<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,  
физический факультет, кафедра физики ускорителей и радиационной медицины,  
Россия, 119234, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр.2.*

<sup>2</sup> *Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына,  
Россия, 119234, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

<sup>3</sup> *Всероссийский научно-исследовательский институт лекарственных и ароматических  
растений,  
Россия, 117216, Москва, ул. Грина, д. 7.*

E-mail: [vikipatova@gmail.com](mailto:vikipatova@gmail.com)

## Введение

На сегодняшний день в задачи продления сроков хранения продуктов питания входят: сохранение пищевой ценности продукции, а так же сохранение органолептических и физико-химических свойств, для обеспечения здоровья и жизнедеятельности людей по всему миру. Существует четыре основных метода обработки сельскохозяйственного сырья и пищевых продуктов: термический, плазменный, химический и радиационный. Преимущества последнего заключаются в следующем: метод не оставляет токсичных веществ и не приводит к повышению температуры обрабатываемого объекта, таким образом, возможно облучение уже упакованного продукта, что существенно уменьшает риск его повторного загрязнения при транспортировке [1, 2].

В качестве излучателей для радиационно-технологических установок используют ускорители электронов с энергией до 10 МэВ, гамма-излучение радиоизотопов <sup>60</sup>Со и <sup>137</sup>Сs, а также тормозное излучение с энергией не более 5 МэВ, генерируемое ускорителями электронов [3].

В настоящий момент на кафедре физики ускорителей и радиационной медицины физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова в содружестве с НИИЯФ МГУ имени Д.В. Скобельцына, а также ФГБНУ ВИЛАР ведутся исследования по радиационной обработке продуктов питания [4, 5], в том числе рыбной продукции. Известно, что допустимые поглощенные дозы для обработки рыбы, морепродуктов (свежих или замороженных) и продуктов их переработки следующие: 10 кГр (снижение количества определенных патогенных микроорганизмов), 3 кГр (увеличение срока хранения), 2,0 кГр (контроль за заражением паразитами); в свою очередь минимальная доза не менее 0,15 кГр [2, 6]. Однако, в зависимости от дозы облучения происходит изменение органолептических свойств мяса рыбы, таких как цвет, запах, вкус и т.д. Это объясняется наличием в рыбе аминокислот, жирных кислот, аминов, амидов и глицерина, части которых под действием ионизирующего излучения

распадаются на аммиак, сероводород, триметиламин, меркаптаны и другие летучие вещества [6].

В рыбе, как и в других продуктах мясного и растительного происхождения, содержатся микроорганизмы, которые в большинстве своем представлены вегетативными бактериями, такими как *Escherichia coli* и *Salmonella enteritidis*, некоторые штаммы которых являются опасными для здоровья человека. С целью уничтожения патогенных и условно патогенных микроорганизмов на них воздействуют ионизирующим излучением. У различных микроорганизмов устойчивость к воздействию ионизирующего излучения неодинакова. Так, наиболее чувствительны грамотрицательные бактерии, такие как *E.coli* [7]. Данные бактерии широко встречаются в нижней части кишечника теплокровных организмов и могут попасть в организм человека как напрямую, через мясо, молоко и молочные продукты, так и косвенно, с помощью загрязнения фекалиями воды и других пищевых продуктов. Предельно допустимое количество мезофильных аэробных и факультативно-анаэробных микроорганизмов в охлажденной и замороженной рыбной продукции составляет  $1 \cdot 10^5$  КОЕ/г.

Целью настоящей работы являлось экспериментальное исследование воздействия ускоренных электронов с энергией 1 МэВ на обсемененность и на микробиологические показатели охлажденной рыбной продукции, в том числе на бактерии *Escherichia coli*, предварительно заселенных в измельченное мясо форели.

### **1. Исследование воздействия пучка ускоренных электронов с энергией 1 МэВ на обсемененность охлажденной форели.**

В качестве объекта исследования была выбрана охлажденная потрошенная форель. Непосредственно перед радиационной обработкой в стерильных условиях рыбу нарежали кусками массой 50 г, длиной 20 см, шириной 3 см, толщиной 0,8 см. Куски охлажденной рыбы облучались поочередно с двух сторон пучком ускоренных электронов, получаемых от промышленного ускорителя электронов непрерывного действия УЭЛР-1-25-Т-001 с энергией 1 МэВ со средней мощностью пучка 25 кВт, разработанного в НИИЯФ МГУ им. Д.В. Скобельцына.

Для каждой дозы облучения куски рыбы в полиэтиленовой упаковке помещались на специальную дюралюминиевую пластину непосредственно перед пучком, на расстоянии 12 см от выхода ускорителя (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. Дозу, поглощенную образцами, рассчитывали с помощью программного кода GEANT4 с учетом значений заряда, упавшего на дюралюминиевую пластину.



Рисунок 1. Фото образца и схема облучения куска форели пучком ускоренных электронов с использованием ускорителя УЭЛР-1-25-Т001 с энергией 1 МэВ

## Результаты

На рисунке 2а представлены фотографии облученных в различных дозах кусков рыбы, а также контрольного необлученного образца. При облучении в дозах до 2 кГр структура и органолептические свойства форели не изменялись, при этом после облучения форели в дозах 6 кГр и 21 кГр наблюдались существенные изменения цвета и консистенции продукта, по сравнению с контрольным необлученным образцом.

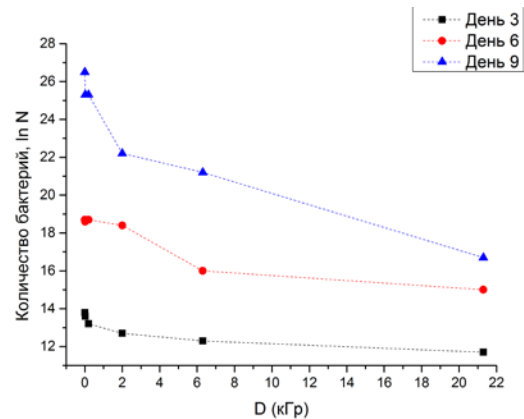
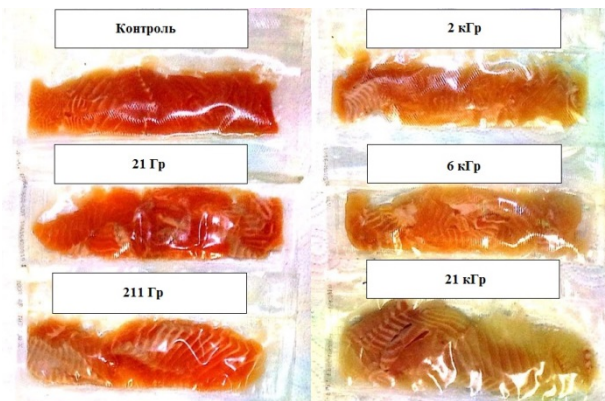


Рисунок 2. а) Куски охлажденной форели, облученные в полиэтиленовой упаковке в различных дозах и необлученный контрольный образец; б) Зависимости количества бактерий КМАФАнМ ( $\ln N$ ) в образцах от дозы облучения (кГр), измеренные на 3, 6 и 9 сутки после облучения.

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 от 21 Гр до 21 кГр (рис. 2б). При этом остаточные радионуклиды и патогенные микроорганизмы после облучения обнаружены не были.

## 2. Исследование воздействия пучка ускоренных электронов с энергией 1 МэВ на выживаемость бактерий *Escherichia coli* в фарше форели.

В качестве объектов исследования возможности ингибирования бактерий в рыбной продукции была выбрана форель радужная охлажденная, а также



условно-патогенные бактерии *Escherichia coli* (референтный штамм Американской коллекции типовых культур (АТСС) - *E. coli* АТСС 25922).

Все эксперименты проводили в стерильных условиях. К измельченному мясу форели добавляли физиологический раствор в соотношении 1:3. По 0.25 мл гомогената вносили в стерильные пластиковые пробирки объемом 2 мл и добавляли 0.25 мл физиологического раствора. Культуру *E. coli* АТСС 25922 выращивали на мясо-пептонном агаре в течение суток при 37°C. По 0.25 мл бактериальной суспензии вносили в стерильные пробирки объемом 2 мл и добавляли к ним по 0.25 мл физиологического раствора. Для изучения выживаемости бактерий, заселенных в измельченную форель, после проведения облучения 0.25 мл гомогената мяса форели помещали в стерильные пробирки объемом 2 мл и добавляли 0.25 мл суспензии бактерий (концентрация  $10^6$  КОЕ/мл). Для облучения в 3 различных дозах и сравнения с контрольными необлученными образцами были подготовлены три комплекта пробирок: с рыбным фаршем; с фаршем и бактериями *E. Coli*; с бактериями в физиологическом растворе.

Облучение образцов так же проводилось на ускорителе электронов УЭЛР-1-25-Т-001 с энергией 1 МэВ, контрольные образцы находились в тех же условиях, что и образцы, подвергавшиеся воздействию ионизирующего излучения. Образцы облучались в дозах 150 Гр, 1 и 5 кГр.

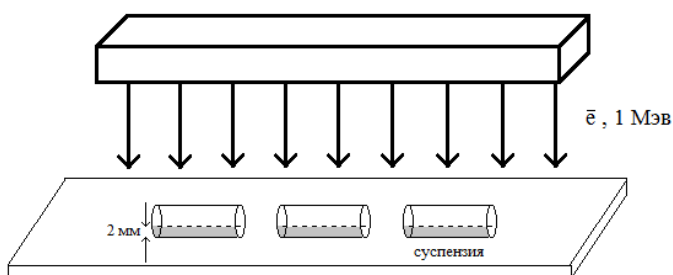


Рисунок 3. Схема облучения образцов пучком ускоренных электронов и фото образцов, подвергшихся воздействию ионизирующего излучения.

После проведения облучения делались последовательные разведения суспензий опытных и контрольных образцов от 1:4 до 1:40000, далее путем высева на твердую тиогликолевую среду, определялось количество жизнеспособных клеток в образцах, подвергавшихся воздействию ускоренных электронов, а также в контрольных необлученных образцах.

### Результаты

В работе исследовалось общее количество бактерий и патогенных микроорганизмов в суспензии с рыбой в зависимости от дозы облучения. Изначально общее количество жизнеспособных бактерий и микроорганизмов в охлажденной форели составляло примерно  $1,23 \cdot 10^4$  КОЕ/г, что ниже предельно допустимого уровня обсемененности охлажденной рыбной продукции.

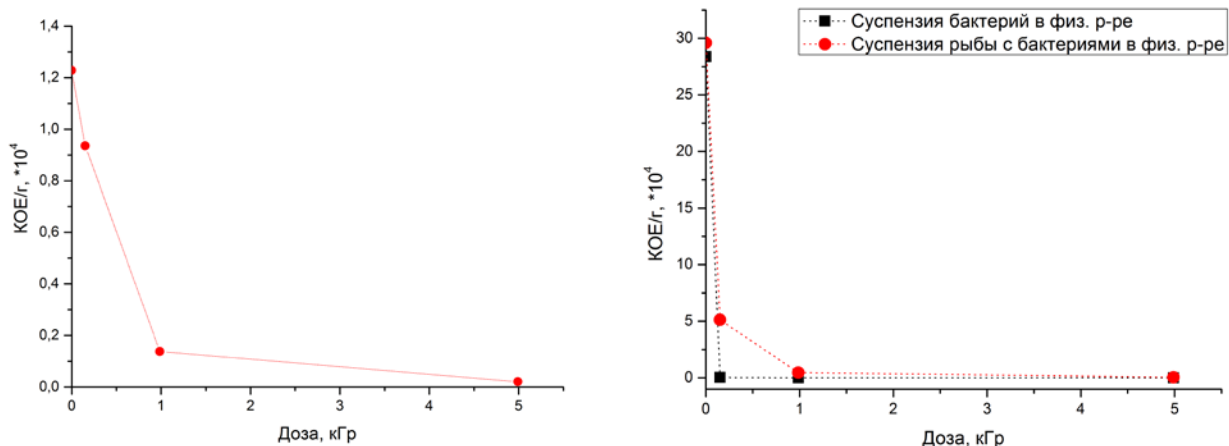


Рисунок 4. График а) зависимости количества жизнеспособных клеток в образцах с измельченной форелью от дозы облучения; б) зависимости количества жизнеспособных бактерий в суспензии бактерий *E.coli* в физиологическом растворе и в гомогенате форели с засеянными в него бактериями *E.coli*.

Как видно из рис.4а, общее количество бактерий в суспензии с форелью уменьшалось с увеличением дозы облучения. Так при дозе 150 Гр их количество уменьшилось в 1.3 раза по сравнению с контрольной суспензией, при дозе 1 кГр в 9 раз. Дальнейшее увеличение дозы в 5 раз приводило к снижению жизнеспособных бактериальных клеток в 6.75 раза.

В свою очередь, для сравнения выживаемости бактерий *E. coli* в различных условиях в зависимости от дозы облучения, представлен график 4б. С ростом дозы облучения количество бактерий *E. coli* как в суспензии, так в гомогенате, уменьшалось. Однако при дозе 150 Гр количество бактерий в физ. растворе уменьшилось в 730 раз, а общее количество жизнеспособных клеток, в том числе *E. coli*, в суспензии с гомогенатом форели уменьшилось всего в 6 раз. При дозе 1 и 5 кГр бактерии в физ. растворе полностью отсутствовали жизнеспособные клетки, а в суспензии с рыбой уменьшилось в 64 раза и в 10 раз, соответственно, по сравнению с контрольным образцом.

Таким образом, можно говорить о том, что при облучении выживаемость бактерий в суспензии с гомогенатом рыбы выше, по сравнению с выживаемостью бактерий в физиологическом растворе. Следовательно, бактерии, находящиеся в продуктах питания, становятся более радиоустойчивыми к воздействию ионизирующего излучения по сравнению с бактериями, находящимися без питательной среды.

### Список литературы

1. Р.М. Алексахин, Н.И. Санжарова и др. // Вестник РАЕН. 2014. № 1. С. 78.
2. IAEA. 2002. V. 409. P. 161.
3. Кодекс Алиментариус. Облученные продукты питания. Совместная программа ФАО/ВОЗ по стандартам на пищевые продукты. (Весь Мир, Москва, 2007).
4. U.A. Bliznyuk, V.M. Avdyukhina et al. // Mosc. Univ. Phys. Bull. 2018. V. 73. № 3. P. 334.
5. U.A. Bliznyuk, V.M. Avdyukhina et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. № 6. P. 740.
6. А.В. Кардашев, Ю.А. Коржова // Труды ВНИРО. 1963. Т. 45. С. 15.
7. Т.В. Чиж, Г.В. Козьмин и др.// Вестник РАЕН. 2011. № 4. С. 44.

# **ВЛИЯНИЕ ТОЧНОСТИ ПОЗИЦИОНИРОВАНИЯ ПАЦИЕНТА НА ГОМОГЕННОСТЬ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДОЗЫ В ОБЛАСТИ СТЫКОВКИ ПОЛЕЙ ПРИ ПРОВЕДЕНИИ ТОТАЛЬНОГО ОБЛУЧЕНИЯ ТЕЛА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ VMAT (VOLUMETRIC MODULATED ARC THERAPY).**

А.А. Логинова<sup>1</sup>, С.М. Варзарь<sup>2</sup>, А.П. Черняев<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Национальный медицинский исследовательский центр детской гематологии, онкологии и иммунологии им. Дмитрия Рогачева;* <sup>2</sup> *Федеральное государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова*  
E-mail: aloginovaa@gmail.com

## **Введение**

Тотальное облучение тела (ТОТ) и тотальное облучение костного мозга (ТОКМ) широко используется при лечении заболеваний онкогематологической природы и отличается от обычных процедур лучевой терапии тем, что требуется облучить мишень больших размеров, имеющую нерегулярную форму и толщину, гетерогенную по своему составу. При этом необходимо обеспечить как можно более однородное распределение дозы в мишени и, при необходимости, снизить до заданных уровней дозу в органах риска.

Классические методики ТОТ основаны на облучении тела пациента одним или двумя встречными полями, при большом расстоянии от источника излучения до поверхности тела [1]. Другой подход предполагает применение нескольких полей, перекрывающих друг друга и охватывающих мишень, в данном случае все тела пациента. Сложность заключается в том, что при наложении полей друг на друга, максимальные и минимальные значения доз в области их перекрытия (стыковки) могут значительно отличаться от предписанной дозы. Решить эту проблему помогает применение современных методов лучевой терапии, в частности лучевой терапии с модуляцией интенсивности (IMRT, Intensity Modulated Radiation Therapy).

В ряде работ была исследована применимость методов ТОТ и ТОКМ, основанных на IMRT, как с помощью классических линейных ускорителей с использованием мультилепестковых коллиматоров [2-8], так и с помощью Tomotherapy [9-15]. Однако известно, что существуют практические аспекты, влияющие на итоговое распределение дозы внутри пациента, одним из которых является точность его позиционирования в процессе подведения дозы.

## **Цель работы**

Целью работы является исследование дозиметрических последствий неточного позиционирования пациента относительно запланированного положения изоцентра при проведении процедуры ТОТ с использованием технологии технологии ротационной лучевой терапии, модулированной по объему VMAT (Volumetric Modulated Arc Therapy). Данный тип ошибки позиционирования весьма вероятен при сбоях калибровки перемещения стола

ускорителя. При корректной калибровке производитель гарантирует перемещение стола с точностью  $\pm 1\text{mm}$ . Особый интерес представляют области стыковки перекрывающихся полей, и последствия ошибок позиционирования с точки зрения нагрузки на органы риска. Предварительная оценка процедур гарантии качества не была целью этого исследования.

### **Материалы и методы**

В данной работе рассмотрено ТОТ, выполненное на ускорителе Synergy производства компании Elekta, снабженном мультилепестковым коллиматором Agility (160 лепестков, шириной 5 мм на изоцентре, максимальный размер поля на изоцентре 40x40 см, коэффициент трансмиссии лепестков не превышает 0,5%).

Для обеспечения воспроизводимости укладки были использованы вакуумные матрасы и термопластическая маски. Для топометрической разметки был использован 16 срезовый компьютерный томограф GE LightSpeedRT-16 в режиме свободного дыхания. Параметры сканирования-напряжение на трубке 120 кV, толщина среза 5-7 мм, размер поля зрения FOV (Field Of View) -65 см

Оконтуривание органов риска- легкие, почки, хрусталики (передняя камера глаза) выполнялось при помощи системы MonacoSim 5.10. Мишень (PTV - planning target volume) – тело пациента за исключением органов риска.

Предписанная доза на PTV – 12,0 Гр. Средняя доза в PTV не должна превышать 12,5 Гр, минимальная доза в PTV не должна опускаться ниже 10 Гр, максимальная доза в PTV не должна превышать 14 Гр, средняя доза в почках и легких не должна превышать 8 Гр, воксель глобального максимума плана должен располагаться все органов риска.

Расчет лечебных планов проводился в планирующей системе Monaco 5.10 (Elekta) с использованием алгоритма расчета Monte-Carlo, статистическая неопределенность расчета каждого плана не превышала 1%, размер расчетного вокселя 2mm. Для получения заданного распределения дозы использовалось несколько перекрывающихся друг с другом VMAT полей. Расположение изоцентров выбиралось таким образом, чтобы их координаты отличались только в продольном- кранио-каудальном направлении, а область перекрытия (стыковки) соседних полей не содержала органы риска и составляла от 3 до 6 см в продольном направлении на уровне изоцентра. Области перекрытия полей располагались в шее, на уровне диафрагмы и в абдоминальной области (ниже почек и выше тазовых костей). Использовалось одновременная оптимизация полных (360°) VMAT-арок с энергией пучков 6 и 10 MV с 5 изоцентрами, положение коллиматора 90 градусов, ассиметричное положение шторок коллиматора выбиралось в соответствии с индивидуальной анатомией пациента таким образом, чтобы покрыть всю мишень и максимизировать свободу движения лепестков коллиматора.

Для имитации ошибок наиболее вероятных ошибок позиционирования, был произведен перерасчет случайно выбранного из 22 существующих планов ТОТ путем смещения изоцентров полей относительно пациента.

## Результаты

В таблице №1 представлены результаты пересчета планов для трех вариантов позиционирования пациента в продольном направлении, имитирующих ошибку перемещения стола ускорителя:  $\Delta y=0$  mm (ошибка отсутствует),  $\Delta y=-2$  mm (стол систематически перемещается на 2 мм меньше, чем запланировано),  $\Delta y=2$  mm (стол систематически перемещается на 2 мм больше, чем запланировано).

**Таблица 1.** Статистика распределения дозы внутри оконтуренных структур при систематической ошибке позиционирования пациента в продольном направлении

Структура	Объем, см <sup>3</sup>	D <sub>mean</sub> , Гр			D <sub>max</sub> , Гр			D <sub>min</sub> , Гр		
		0 mm	-2 mm	2 mm	0 mm	-2 mm	2 mm	0 mm	-2 mm	2 mm
Шея (область стыковки)	461	12,3	12,6	11,8	13,3	13,6	12,9	11,4	11,7	10,9
Живот (область стыковки)	1441	12,2	12,3	11,8	13,0	13,3	12,9	11,6	11,0	10,7
Таз (область стыковки)	1537	12,0	12,3	11,7	13,2	13,5	13,2	11,2	11,0	10,4
Легкие	1727	7,7	7,7	7,6	11,4	11,7	11,2	5,0	5,0	4,9
Почки	262	7,7	7,8	7,6	10,5	11,1	10,7	5,4	5,4	5,4
PTV	26235	12,3	12,4	12,3	13,7	13,8	13,7	10,6	11,2	10,5

Согласно представленным результатам систематическая ошибка позиционирования пациента относительно изоцентров полей при данной методике ТОТ не приводит к значимым дозиметрическим последствиям. При систематической ошибке перемещения стола  $\Delta y=-2$  mm значения средней дозы в органах риска и PTV не превышают предписанных, максимальные значения доз в рассматриваемых структурах увеличились, однако не превысили предписанных ограничений. Очевидно, что рассмотренные ошибки позиционирования также не повлияли на расположение вокселя глобального максимума плана, который остался внутри PTV и не превысил максимумы в стыковочных структурах. Появление зон недооблучения в PTV и стыковочных структурах ассоциировано с ошибкой позиционирования  $\Delta y=2$  mm, однако значения минимальных доз не выходит за заданный предел, равный 10 Гр.

## Заключение

Рассмотренные в работе ошибки позиционирования пациента относительно запланированного положения изоцентров пучков не приводят к значимым дозиметрическим последствиям с точки зрения предписанных средних, максимальных и минимальных значений доз в PTV и органах риска при проведении ТОТ в рамках описанной методики.

1. Khan FM. Total body irradiation // *The physics of radiation therapy*, 4th ed. New York: Lippincott Williams & Wilkins. 2009. P. 405–412.
2. Aydogan B., Kavak G., Koshy M. at al. Initial Clinical Experience with Linac-based Intensity Modulated Total Marrow Irradiation (IM-TMI) // *J. Radiation Oncology. Biology. Physics*. 2011. V. 81, N. 2. P. S200.
3. Patel P., Aydogan B., Koshy M. at al. Combination of Linear Accelerator-Based Intensity-Modulated Total Marrow Irradiation and Myeloablative Fludarabine/Busulfan: A Phase I Study // *Biol. Blood Marrow Transplant*. 2014. V. 20, N. 12, P. 2034-2041.
4. Chunhui Han, Timothy E. Schultheiss, Jeffrey Y.C. Wong VMAT in total marrow irradiation Dosimetric study of volumetric modulated arc therapy fields for total marrow irradiation // *Radiotherapy and Oncology*. 2012. V. 102. P. 315–320
5. Antonella Fogliata, Luca Cozzi, Alessandro Clivio, Preclinical assessment of volumetric modulated arc therapy for total marrow irradiation // *Int. J. Radiation Oncology Biol. Phys.* 2011. V. 80. N. 2. P. 628–636.
6. Jeffrey Y. C. Wong, An Liu, Timothy Schultheiss at al. Total Marrow Irradiation Using Three-Dimensional Image-Guided Tomographic Intensity-Modulated Radiation Therapy: An Alternative to Standard Total Body Irradiation. // *Biology of Blood and Marrow Transplantation*. 2012. V. 12. P. 306-315.
7. Springer A., Hammer J., Winkler E. at al. Total body irradiation with volumetric modulated arc therapy: Dosimetric data and first clinical experience // *Int. J. of Radiation Oncology* 2016. V. 11, P. 46.
8. Santam Chakraborty, Suja Cheruliyil, Reshmi K Bharthan, Geetha Muttath. Total body irradiation using VMAT (RapidArc): A planning study of a novel treatment delivery method // *International Journal of Cancer Therapy and Oncology*, 2015. V. 3. N. 2.
9. Hui SK, Kapatoes J, Fowler J, at al. Feasibility study of helical tomotherapy for total body or total marrow irradiation // *Med Phys*. 2005 Oct; 32(10). P. 3214–3224.
10. Peñagaricano JA, Chao M, Van Rhee F, at al. Clinical feasibility of TBI with helical tomotherapy // *Bone Marrow Transplant*. 2011 Jul. 46(7). P. 929–935.
11. Gruen A, Ebell W, Wlodarczyk W, at al. Total Body Irradiation (TBI) using Helical Tomotherapy in children and young adults undergoing stem cell transplantation // *BioMed Central Radiation Oncology*. 2013 Apr 15. P. 8–92.
12. Jeffrey Y. Wong C., Rosenthal J., An Lui at al. Image-guided total-marrow irradiation using helical Tomotherapy in patients with multiple myeloma and acute leukemia undergoing hematopoietic cell transplantation // *Int. J. Radiation Oncology Biol. Phys.*, 2009. V. 73, N. 1, P. 273–279.
13. Кобызева Д.А., Масчан М.А., Виллих Н.А., и соавт. Первый российский опыт применения томотерапии для проведения тотального облучения тела у детей // *Российский Журнал детской гематологии и онкологии*, 2016. Т.3. Вып. 2. С. 64-67.
14. Corvò R., Zeverino M., Vagge S. at al. Helical tomotherapy targeting total bone marrow after total body irradiation for patients with relapsed acute leukemia undergoing an allogeneic stem cell transplant // *Radiotherapy and Oncology*. 2011. V. 98, N. 3, P. 382–386.
15. Логинова А.А., Кобызева Д.А. Дозиметрическая оценка методики тотального облучения тела пациентов детского возраста с онкогематологической патологией. *Медицинская физика*. 2017. № 3 (75). С. 17-23.

## ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ПРИМЕНЕНИЮ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ПРОДЛЕНИЯ СРОКОВ ХРАНЕНИЯ СЕЛЬСКОХОЗЯЙСТВЕННОЙ ПРОДУКЦИИ

У.А. Близнюк<sup>1</sup>, П.Ю. Борщеговская<sup>1</sup>, В.С. Ипатова<sup>1</sup>, В.А.Леонтьев<sup>1</sup>, М.Н. Семенова<sup>1</sup>, Ф.Р. Студеникин<sup>1</sup>, А.П. Черняев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> *Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физики ускорителей и радиационной медицины, Россия, 119234, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр.2.*

<sup>2</sup> *Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Россия, 119234, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

E-mail: [vleon-98@yandex.ru](mailto:vleon-98@yandex.ru)

На сегодняшний день в сельском хозяйстве и розничной торговле продуктами питания достаточно остро стоит проблема повышения качества и безопасности данной продукции [1]. По данным ВОЗ, смертность от заболеваний ЖКТ составляет порядка 2 млн человек ежегодно. Таким образом, помимо проблемы продления сроков хранения пищевой продукции, существует задача снижения уровня общей обсемененности патогенными и условно патогенными микроорганизмами продуктов питания при длительном хранении.

Для решения данной задачи применяют различные методы обработки сельскохозяйственного сырья и продуктов питания, такие как: термообработка, химическая обработка, обработка плазмой и радиационная обработка. При этом возникает необходимость сохранения в течение как можно более длительного срока пищевой ценности продуктов, а также органолептических (внешний вид) и физико-химических свойств (нетоксичность). В наибольшей степени это касается скоропортящихся продуктов, требующих особых условий хранения и имеющих при этом значительный (в количественном и финансовом выражении) рынок сбыта – таких, как мясная, рыбная продукция, отдельные виды овощей.

На данный момент наиболее широко распространена химическая обработка [1], имеющая очевидный недостаток: в продуктах питания могут оставаться, пусть и в небольших дозах, токсичные (опасные для человека) соединения. Также существуют проблемы хранения и транспортировки токсикантов в промышленных масштабах. В связи с чем в последние годы активно внедряется радиационный метод обработки, имеющий ряд преимуществ. Он не оставляет токсичных веществ в обрабатываемой продукции, что способно положительно сказываться на здоровье потребителя; не приводит к повышению температуры обрабатываемого объекта, что даёт возможность произвести облучение уже упакованного продукта, а значит, уменьшает риск его повторного загрязнения при последующей упаковке и транспортировке [2-4].

Действительно под влиянием воздействия ионизирующего излучения в продуктах уменьшается количество микроорганизмов, приводящих к

заболеваниям и ранней порче продуктов животного происхождения [2] и ингибируется фитопатогенная микрофлора продуктов растительного происхождения [3,4]. А в комплексе с использованием полимерных упаковок, дающих возможность избежать повторного обсеменения, и создающих условия измененного дыхательного газообмена, эффективность применения радиационной обработки значительно увеличивает сроки хранения, повышает качество и безопасность продуктов.

Осознание перспективности ионизирующего излучения как способа воздействия на продукты питания появилось достаточно давно – в середине прошлого века. Уже к 60-м годам XX столетия в Советском Союзе, США, некоторых странах Европы (прежде всего, Великобритании) были сформированы специальные национальные программы радиационной обработки пищевой продукции. В США и Великобритании они так и назывались – «Полезные аспекты программы <страны> по облучению еды» [2].

С самого начала разработки радиационных технологий особое внимание уделялось вопросу их безопасности. В 1970 г. в Париже представители 19 стран подписали соглашение о создании Международного проекта по оценке безопасности облученных пищевых продуктов. В 1981 г. ВОЗ был опубликован доклад «Польза облученной еды: сообщение Объединенного комитета экспертов ФАО, МАГАТЭ и ВОЗ». По результатам многолетних масштабных исследований в ведущих мировых научных центрах мира Комитет пришел к выводу, что облучение любого пищевого продукта с дозами, не превышающими 10 кГр, не вызывает токсического действия и не требует дальнейших токсикологических исследований обработанной продукции. В 1984 г. под эгидой тех же трёх мировых организаций появилась Международная консультативная группа по облучению пищи (ICGFI). Её эксперты на рубеже тысячелетий разработали 23 кодекса облучения различных видов продукции. В 2011 г. эффективность и перспективность радиационных технологий обработки пищевой продукции была подтверждена в очередной раз - Комиссией Европейского Управления по безопасности пищевых продуктов (EFSA). На данный момент аспекты безопасности при облучении продуктов питания изучены очень хорошо. Множество свидетельств, собранных за время порядка 70 лет, прошедших с момента начала масштабного изучения рассматриваемого вопроса, позволяют сделать вывод: облучение пищевых продуктов - эффективный и безопасный процесс [2].

Таким образом, можно говорить о том, что радиационная обработка пищевой продукции представляет большой интерес как для сельскохозяйственной промышленности, так и для научных исследований [4-6]. На сегодня более чем в 60 странах мира разрешено обрабатывать ионизирующим излучением более 80 видов пищевой и сельскохозяйственной продукции. На постоянной основе работают более 200 специализированных центров по облучению этой продукции и продуктов питания [7].



Этот интерес подтверждается и объемами ежегодной обработки соответствующих продуктов. Ежегодно в мире посредством ионизирующего излучения обрабатывается около 1,3 млн. тонн сельскохозяйственной и пищевой продукции (при этом почти две трети – в Китае, и еще почти четверть – в США; на эти две страны суммарно приходится около 85% суммарного объема обработки). Мировой рынок услуг по обработке сельскохозяйственной, пищевой продукции облучением в 2010 г. составлял около 2,3 млрд. долл. США. Согласно прогнозам экспертов, уже к 2020 г. он должен вырасти более чем вдвое, до 4,8, а к 2030 г. – ещё в 2 раза до 10,9 млрд. долл. США [2].

Долгое время в Российской Федерации не существовало официальных разрешений по радиационной обработке пищевой продукции [7]. Однако в соответствии с Техническим регламентом Таможенного союза «О безопасности пищевой продукции» на таможенной территории Таможенного союза к обращению не допускались только некоторые виды продуктов питания: мясо птицы, мясо домашних кроликов, яичный порошок, меланж и альбумин. То есть вся остальная пищевая продукция могла быть реализована после обработки облучением [8]. А с 2017 года радиационная обработка пищевых продуктов законодательно разрешена и в России [9].

Тем не менее, несмотря на значительность указанных выше показателей, в абсолютном отношении эти объемы невелики. Например, одной только рыбы в 2016 году было произведено 171 млн. тонн [7]. Исходя из этого, можно сделать вывод о том, что есть препятствия для более массового внедрения радиационного метода обработки продуктов в промышленном масштабе. Как было указано выше, на сегодня безопасность метода для операторов и конечного потребителя подтверждена большим количеством различных исследований, но все же у мирового сообщества остаются вопросы в отношении определения оптимальных доз ионизирующего излучения для обработки каждого конкретного продукта.

Например, в работе [10] показано, что при обработке мяса косули наблюдается зависимость между концентрацией антиоксидантов и дозой облучения, при увеличении дозы облучения с 3 до 12 кГр антиоксидантная активность уменьшалась на 30,9 %. Аналогичная зависимость наблюдалась при облучении свежих яблок [11]. Обнаружено, что при увеличении дозы облучения с 3 кГр до 12 кГр антиоксидантная активность уменьшалась на 62,4%. В работе [12] сравнивались спектры ЭПР сигнала, полученные до и после облучения мяса кур. Выявлено, что после облучения в дозе 12 кГр наблюдается пятикратное возрастание амплитуды ЭПР сигнала в мясе и появляются еще два сигнала с малой амплитудой.

Одним из основных факторов, сдерживающих распространение радиационной обработки в более широком масштабе, является возможное изменение органолептических свойств продукции – и, как следствие, проблема сохранения товарного вида, который напрямую влияет на реализацию.

Так, в результате обработки овощей и фруктов  $\gamma$ -лучами и ускоренными электронами в дозах 2-3 кГр отмечается пострadiационное размягчение их тканей [3].

Результаты исследований сенсорных свойств фарша из мяса птицы в результате обработки ионизирующим излучением показали значительные изменения в органолептических свойствах продукта при облучении в 30 кГр и возможность сохранения сенсорных свойств при облучении дозой в 12 кГр [9].

В России на данный момент величина доз для конкретных продуктов питания не регламентирована. В США максимально допустимая доза облучения составляет 30 кГр, в Бельгии и Голландии – 10 кГр, во Франции – 11 кГр [9]. И вопрос определения допустимых доз облучения является собой актуальную задачу научных исследований.

На кафедре физики ускорителей и радиационной медицины физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова проводится ряд экспериментальных исследований по обработке продуктов растительного происхождения (клубней картофеля), рыбной (форели) и мясной продукции [2,13,14]. В частности, изучается воздействие радиации на органолептические свойства продуктов питания.

В задачи исследований входит определение параметров и доз пучков ускоренных электронов и рентгеновского излучения, достаточных для подавления патогенной микрофлоры, но не оказывающих значительного влияния на биохимические показатели продуктов с целью максимального удлинения сроков хранения продуктов и безопасности применения данной технологии.

Работа выполняется при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (номер проекта № 18-016-00198 А).

1. Н.И. Санжарова, Г.В. Козьмин, А.Н. Павлов, В.О. Кобялко, Н.Н. Лой, П.Н. Цыгвинцев. Радиационные технологии в сельском хозяйстве и пищевой промышленности: история, современное состояние и перспективы. Радиационные технологии в сельском хозяйстве и пищевой промышленности: состояние и перспективы: Сб. докл. Международной науч-практ. конференции. Обнинск, с. 32-35, 2018.
2. У.А. Близнюк, П.Ю. Борщеговская, В.С. Ипатова, Ф.Р. Студеникин, А.П. Черняев, Д.С. Юров. Воздействие пучка ускоренных электронов с энергией 1 МэВ на жизнеспособность бактерий в рыбной продукции. Радиационные технологии в сельском хозяйстве и пищевой промышленности: состояние и перспективы: Сб. докл. Международной науч-практ. конференции. Обнинск, с. 176-177, 2018.
3. В. В. Кондратенко и др. Эффективность обработки листовых овощей ионизирующими излучениями. Холодильная техника: теорет. и науч.-практ. журн. N 12. с. 38-42, 2017.
4. Н.С. Шишкина, О.В. Карастоянова, Н.И. Шаталова, Л.А. Борченкова, Н.М. Степанищева, С.В. Глазков. Исследование и разработка комплексной технологии холодильного хранения овощей и фруктов с применением физических методов антисептирования. Материалы Международной научно-практической конференции «Инновационные исследования и разработки для научного обеспечения

- производства и хранения экологически безопасной сельскохозяйственной и пищевой продукции», г. Краснодар, с. 474 – 478, 2017.
5. Д.В. Чередниченко, В.А. Савилов, Р.В. Федосенко, Н.В. Вишнева. Основные тренды на международном рынке радиационных технологий. Радиационные технологии в сельском хозяйстве и пищевой промышленности: состояние и перспективы: Сб. докл. Международной науч-практ. конференции. Обнинск, с. 28-31, 2018.
  6. А.А. Молин. Развитие нормативного регулирования и популяризация применений радиационных технологий в области пищевой промышленности. Презентация. ООО «Объединенная инновационная корпорация». Предприятие Госкорпорации «Росатом». 20 с. 2012.
  7. С.В. Будник, О.А. Шилов. Антимикробная обработка ускоренными электронами рыбы и морепродуктов. Радиационные технологии в сельском хозяйстве и пищевой промышленности: состояние и перспективы: Сб. докл. Международной науч-практ. конференции. Обнинск, с. 178-180, 2018.
  8. А.А. Громов, А.П. Жанжора, О.И. Коваленко, В.П. Тенишев. Обработка пищевых продуктов ионизирующим излучением в Российской Федерации. Радиационные технологии в сельском хозяйстве и пищевой промышленности: состояние и перспективы: Сб. докл. Международной науч-практ. конференции. Обнинск, с. 151-154, 2018.
  9. Донскова Л.А., Беляев Н.М. Современные пищевые технологии и их влияние на потребительские свойства мясных продуктов. Новые технологии, № 4. с. 30-36, 2017.
  10. Р.Т. Тимакова, С.Л. Тихонов, Н.В. Тихонова, Л.С. Кудряшов, О.А. Кудряшова, Н.Ю. Стожко, Р.В. Ильяхин. Влияние ионизирующего излучения на антиоксидантную активность мяса косули. Вестник ЮУрГУ. Серия «Пищевые и биотехнологии». Т. 5, № 2. с. 25–30, 2017.
  11. Р. Т. Тимакова, С. Л. Тихонов, Н. В. Тихонова. Исследование антиоксидантной активности свежих яблок, обработанных разными дозами ионизирующего излучения. Известия вузов. Пищевая технология. № 5/6. с.84-87, 2017.
  12. Р.Т. Тимакова, С.Л. Тихонов, А.Н. Тарарков, Л.С. Кудряшов. Оценка радиационной безопасности охлажденного мяса с использованием метода электронного парамагнитного резонанса. Теория и практика переработки мяса. 1(3). с.57-65, 2016.
  13. В.М. Авдюхина, У.А. Близнюк, П.Ю. Борщеговская и др. Исследование воздействия рентгеновского излучения на концентрацию восстанавливающих сахаров в картофеле и на его прорастание. Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. № 3. с. 99–103, 2018.
  14. У.А. Близнюк, В.М. Авдюхина, П.Ю. Борщеговская и др. Инновационные подходы к развитию радиационных технологий обработки биообъектов. Известия Российской академии наук. Серия физическая. Т. 82, № 6. с. 824–828, 2018.

# ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДИФФУЗИОННЫХ ДАННЫХ МАГНИТНО-РЕЗОНАНСНОЙ ТОМОГРАФИИ В ЗАДАЧАХ РАДИОТЕРАПИИ

К.А. Уразова<sup>1</sup>, А.П. Черняев<sup>2</sup>, Г.Е. Горлачев<sup>3</sup>, А.В. Голанов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФГАУ "НМИЦ нейрохирургии им. акад. Н.Н. Бурденко" Министерства здравоохранения РФ, Москва; <sup>2</sup>ФГБОУ ВПО «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова», Москва; <sup>3</sup>ФГБУ «НМИЦ онкологии им. Н.Н. Блохина» Минздрава России, Москва.

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

Возможности современной стереотаксической лучевой терапии обеспечивают осуществление лучевого лечения различных интракраниальных патологий с высокой степенью конформности, покрытия и градиента дозы. Медицинские линейные ускорители обладают микро-мультилепестковыми коллиматорами для создания сложной формы радиационного поля, возможностью реализации современных техник облучения, таких как лучевая терапия с поперечной модуляцией интенсивности (IMRT) и объёмно-модулированная терапия арками (VMAT), а также стереотаксической системой навигации. Подобные достижения позволяют реализовывать радиохирургическое лечение, подразумевающее однократное подведение высокой дозы (до 160 Гр на край мишени при функциональной радиохирургии). Одним из важнейших этапов планирования облучения является визуализация патологического очага и окружающих его здоровых тканей. Для определения контуров мишени и критических структур используются, как правило, T1, T1 с контрастным усилением, T2 последовательности магнитно-резонансной томографии (МРТ), компьютерная томография (КТ). Но следует отметить, что в случаях, когда критические структуры вплотную прилегают к опухоли, находятся внутри патологического очага полностью или частично (например, аденомы гипофиза, кранифарингиомы, глиомы зрительного нерва) определение контуров критических структур по стандартному набору изображений затруднено.

В данном случае для исследования структуры белого вещества головного мозга может быть использована ещё одна модальность МРТ, называемая диффузионно-взвешенной (ДВТ) [1, 2], которая позволяет получать изображения головного мозга *in-vivo*, основываясь на информации о диффузии воды. Дополнением к ДВТ является диффузионно-тензорная томография (ДТТ), способная создавать количественные карты микроскопических смещений молекул воды, происходящих в биологических тканях за счёт физической диффузии.

О диффузии можно говорить, как о явлении, проявляющим себя на макроскопическом уровне как следствие микроскопического Броуновского движения. Обобщая уравнение Эйнштейна на случай анизотропной среды, получаем:

$$D = \frac{1}{6\tau} \langle R^T \cdot R \rangle = \begin{bmatrix} D_{xx} & D_{xy} & D_{xz} \\ D_{yx} & D_{yy} & D_{yz} \\ D_{zx} & D_{zy} & D_{zz} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

где  $D$  - тензор диффузии, где вектор  $\vec{R} = \vec{r} - \vec{r}_0$  показывает перемещение частицы. Можно показать, что этот тензор второго ранга является симметричным и положительно определенным, а также то, что его собственные значения вещественны.

Для вычисления тензора диффузии  $D(\mathbf{r})$  необходимо получить несколько ДВИ в различных неколлинеарных направлениях градиента  $\mathbf{g}_k$  ( $k = 1, \dots, N$ ). Поскольку тензор является симметричным, а значит, он обладает шестью независимыми компонентами. Поэтому, нужно произвести как минимум шесть ДВ измерений  $S_k(\mathbf{r})$  ( $N = 6$ ), а также одно невзвешенное изображение  $S_0(\mathbf{r})$ . В общем, тензор диффузии может быть рассчитан путем решения следующей системы уравнений,

$$S_k(\mathbf{r}) = S_0(\mathbf{r}) e^{-b \hat{\mathbf{g}}_k^T \cdot D(\mathbf{r}) \cdot \hat{\mathbf{g}}_k}, \text{ где } \hat{\mathbf{g}}_k = \frac{\mathbf{g}_k}{\|\mathbf{g}_k\|} \quad (2)$$

Плотность распределения  $p(\mathbf{r}|\mathbf{r}_0, \tau)$  для анизотропной среды:

$$p(\mathbf{r}|\mathbf{r}_0, \tau) = \frac{1}{\sqrt{(4\pi\tau)^3 |D|}} e^{-\frac{(\mathbf{r}-\mathbf{r}_0)^T \cdot D^{-1} \cdot (\mathbf{r}-\mathbf{r}_0)}{4\tau}} \quad (3)$$

Также, поскольку  $\|\mathbf{g}_k\|$  различны, то  $b$ -фактор можно выразить следующим образом,

$$b_k = \gamma^2 \cdot \delta^2 \cdot \left(\Delta - \frac{\delta}{3}\right) \cdot \|\mathbf{g}_k\|^2 \quad (4)$$

Систему уравнений (2) удобнее переписать хоть и в громоздком, но в более легком для понимания в виде:

$$\underbrace{\begin{bmatrix} (\hat{\mathbf{g}}_{1x})^2 & 2\hat{\mathbf{g}}_{1x}\hat{\mathbf{g}}_{1y} & 2\hat{\mathbf{g}}_{1x}\hat{\mathbf{g}}_{1z} & (\hat{\mathbf{g}}_{1y})^2 & 2\hat{\mathbf{g}}_{1y}\hat{\mathbf{g}}_{1z} & (\hat{\mathbf{g}}_{1z})^2 \\ (\hat{\mathbf{g}}_{2x})^2 & 2\hat{\mathbf{g}}_{2x}\hat{\mathbf{g}}_{2y} & 2\hat{\mathbf{g}}_{2x}\hat{\mathbf{g}}_{2z} & (\hat{\mathbf{g}}_{2y})^2 & 2\hat{\mathbf{g}}_{2y}\hat{\mathbf{g}}_{2z} & (\hat{\mathbf{g}}_{2z})^2 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ (\hat{\mathbf{g}}_{Nx})^2 & 2\hat{\mathbf{g}}_{Nx}\hat{\mathbf{g}}_{Ny} & 2\hat{\mathbf{g}}_{Nx}\hat{\mathbf{g}}_{Nz} & (\hat{\mathbf{g}}_{Ny})^2 & 2\hat{\mathbf{g}}_{Ny}\hat{\mathbf{g}}_{Nz} & (\hat{\mathbf{g}}_{Nz})^2 \end{bmatrix}}_G \underbrace{\begin{bmatrix} D_{xx}(\mathbf{r}) \\ D_{xy}(\mathbf{r}) \\ D_{xz}(\mathbf{r}) \\ D_{yy}(\mathbf{r}) \\ D_{yz}(\mathbf{r}) \\ D_{zz}(\mathbf{r}) \end{bmatrix}}_{\tilde{D}(\mathbf{r})} = \underbrace{\begin{bmatrix} \frac{1}{b} \ln \left( \frac{S_0(\mathbf{r})}{S_1(\mathbf{r})} \right) \\ \frac{1}{b} \ln \left( \frac{S_0(\mathbf{r})}{S_2(\mathbf{r})} \right) \\ \vdots \\ \frac{1}{b} \ln \left( \frac{S_0(\mathbf{r})}{S_N(\mathbf{r})} \right) \end{bmatrix}}_{B(\mathbf{r})} \quad (5)$$

Для случая, когда измеряем всего 6 направлений, ( $N = 6$ )  $\tilde{D}(\mathbf{r})$  может быть легко получено как:

$$\tilde{D}(\mathbf{r}) = G^{-1} \cdot B(\mathbf{r}) \quad (6)$$

Если же получено больше чем 6 направлений, то систему уравнений можно решить, используя приближение наименьших квадратов. К примеру, если использовать линейное невзвешенное приближение наименьших квадратов, то:

$$\tilde{D}(\mathbf{r}) = (G^T \cdot G)^{-1} \cdot G^T \cdot B(\mathbf{r}) \quad (7)$$

$D$  есть ковариационная матрица, описывающая поступательное смещение молекулы, подверженной диффузии. Таким образом,  $D$  может быть связан с эллипсоидом, который является изоповерхностью плотности вероятности диффузии молекулы. В виду того, что  $D$  симметричный положительно

определенный тензор второго ранга, он может быть разложен на собственные вектора (которые образуют ортогональный базис) и на вещественные собственные значения:

$$D = E \cdot \Lambda \cdot E^{-1}, \quad (8)$$

$$E = [e_1 \ e_2 \ e_3] \text{ и } \Lambda = \begin{bmatrix} \lambda_1 & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_2 & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_3 \end{bmatrix} \quad (9)$$

ДВТ является крайне необходимой в планировании лучевой терапии [3] дополнительной модальностью МРТ, позволяющей получить важнейшую информацию о структуре волокон белого вещества, для минимизации приходящейся на них лучевой нагрузки. В некоторых случаях ДВТ является единственной модальностью, способной обеспечить специалиста данными о реальном нахождении критической структуры. Однако, несмотря на интегрирование алгоритмов анализа диффузионных данных в системы планирования, использование этого исследования в рутинной практике затруднено.

Целью доклада является анализ основных алгоритмов, использующихся для построения трактов, и сравнение программных пакетов, работающих на их основе, для выявления необходимого функционала для создания полноценного программного обеспечения, удовлетворяющего потребностям лучевой терапии.

С момента появления ДТТ её обработка и анализ стали основными направлениями исследований в области медицинской визуализации. Ввиду этого в последнее время появилось большое многообразие моделей диффузии (диффузионно-тензорный подход, мульти-тензорные модели, модель на основе функции распределения ориентации волокон (ODF), Q-ball), алгоритмов трактографии (детерминированные и вероятностные), и соответственно, программных пакетов (ExploreDTI, 3D Slicer, MRTrix, FSL, AFNI, Camino, TORTOISE, TrackVis, MedINRIA и т.д.), работающих на их основе.

Исследование [4] на основе синтетического фантома (с заранее известной геометрией связей) показывает, что большинство алгоритмов может воспроизвести до 90 % референсных волокон, однако, несмотря на такой впечатляющий результат, они также генерируют большое количество ложноположительных трактов.

Каждый метод имеет свои преимущества и недостатки. Так, например, глобальная трактография наилучшим образом справляется с задачей реконструкции в условиях зашумлённых ДВТ [5]. В глобальной трактографии каждый сегмент волокна (например, ориентацию в точке) является параметром, который оптимизируется. Оптимизация выполняется так, что каждый сегмент пытается связаться с соседними, чтобы сформировать наиболее длинные волокна с низкой кривизной. Каждый сегмент волокна вносится в качестве одиночной изотропной гауссовой модели, что в конечном итоге приводит к смеси Гауссов в каждом вокселе. Эти методы гораздо более затратные, чем детерминированные. Другие подходы (например, одно-

тензорные методы) используют меньшее количество ресурсов, однако при этом в зоне пересечения разрешают задачу путем оконтуривания перекрестия, а не самих пересекающихся волокон.

Можно выделить три основные проблемы, препятствующие применению ДВТ клиницистами: 1) сложности с достоверным отображением пересекающихся, соприкасающихся и сливающихся волокон; 2) вероятность появления ложноположительных результатов, что дезориентирует специалистов; 3) невозможность отображения трактов небольшой длины; 4) отсутствие воспроизводимости результата от итерации к итерации, зависимость от пользователя.

Одним из интересных и перспективных направлений в анализе диффузионных данных и извлечения из них информации является подход на основе машинного обучения, заключающийся в использовании полностью свёрточной нейронной сети для изучения карт ориентации волокон. По сравнению с предыдущими концепциями реконструкции конкретных пучков представленный вариант позволяет избегать различных громоздких этапов обработки, таких как построение трактов всего головного мозга, регистрации атласа или кластеризации.

Кроме непосредственно визуальной информации о структуре диффузионные исследования обладают огромным потенциалом для получения данных для прогнозирования клинического ответа опухолей и появления эффектов со стороны критических структур, так как на их основе возможно построение различных карт распределения коэффициентов диффузии. В частности, исследование [6] показало, что наилучшим образом на проведенное лучевое лечение реагировали менингиомы с низкими значениями фракционной анизотропии (FA).

Заключение. Неоспоримо диффузионные данные несут большой потенциал для целей лучевой терапии, и помимо возможностей, отмеченных ранее, могут стать ещё одним важным инструментом создания прогностических моделей клинического ответа на проведенное лучевое лечение (радиобиологическое моделирование). Однако на данный момент методика имеет определённые ограничения. Одним из возможных подходов, на который стоит обратить внимание в целях усовершенствования результатов, может стать машинное обучение.

1. P. J. Basser, J. Mattiello, and D. Le Bihan. MR diffusion tensor spectroscopy and imaging. *Biophysical journal*, 66(1): 259–67, 1994.
2. P. J. Basser, J. Mattiello, and D. Le Bihan. Estimation of the effective selfdiffusion tensor from the NMR spin echo. *Journal of magnetic resonance Series B*, 103(3):247–254, 1994.
3. C.G. Gavin, H. Ian Sabin. Stereotactic diffusion tensor imaging tractography for Gamma Knife radiosurgery. *J Neurosurgery*, 125 (Suppl 1):139-146, 2016;

4. Klaus H. Maier-Hein, Peter F. Neher, Maxime Descoteaux et al. The challenge of mapping the human connectome based on diffusion tractography. *Nature Communications*, volume 8, Article number: 1349, 2017.
5. P. Fillard P, M. Descoteaux M, A. Goh et al. Quantitative evaluation of 10 tractography algorithms on a realistic diffusion MR phantom. *Neuroimage*, 56(1):220-34, 2011.
6. H. Speckter, J. Bido, G. Hernandez et al. Prognostic value of diffusion tensor imaging parameters for Gamma Knife radiosurgery in meningiomas. *J Neurosurgery*, 125 (Suppl 1):83-88, 2016;



# ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРСПЕКТИВ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ АННИГИЛЯЦИОННЫХ ФОТОНОВ В МЕДИЦИНСКИХ ЦЕЛЯХ

А.П. Черняев<sup>1,a</sup>, А.Г. Синельников<sup>1,b</sup>, Е.П. Морозова<sup>1,c</sup>

<sup>1</sup> *Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физики ускорителей и радиационной медицины. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

E-mail: <sup>a</sup>[a.p.chernyaev@yandex.ru](mailto:a.p.chernyaev@yandex.ru), <sup>b</sup>[varzar@physics.msu.ru](mailto:varzar@physics.msu.ru), <sup>c</sup>[ep.morozova@physics.msu.ru](mailto:ep.morozova@physics.msu.ru)

## Введение

В настоящее время для лечения онкологических заболеваний применяют различные виды ионизирующих излучений. Для повышения контроля качества облучения все более значимую роль играют методы, совмещающие в себе лучевую терапию и диагностику. Примером подобного метода служит установка под названием Tomotherapy, в которой встроенное устройство визуализации определяет локализацию опухолевой ткани, которую затем подвергают высокоточному облучению.

Вызывает интерес использование аннигиляционных фотонов. При прохождении тормозного фотонного излучения через вещество одним из процессов, который происходит при взаимодействии с веществом фотонов с энергией более 1,22 МэВ, является рождение электрон-позитронных пар. В дальнейшем позитрон взаимодействует со средой, в результате чего аннигилирует с электроном, испуская два фотона под углом  $180^\circ$ . Еще больше аннигиляционных фотонов можно получить, если облучать пациента не тормозными фотонами, а пучком позитронов. В таком случае позитроны, попадая в ткань, начинают тормозиться и аннигилировать с электронами, в результате чего вылетает большое количество аннигиляционных фотонов.

В работе предлагается развить метод, который может стать способом оценки распределения дозы в теле пациента при облучении. Метод аналогичен тому, который используется в ПЭТ-томографии [1], и основан на регистрации аннигиляционных фотонов системой детекторов, подключенных по схеме совпадений [2].

## Материалы и методы

Проведено моделирование процесса получения позитронов посредством прохождения электронов через вольфрамовую или платиновую пластинки (рис. 1 а)). Моделирование проводилось с использованием пакета Geant4, основанного на методе Монте-Карло.

В качестве начального пучка был взят пучок электронов с квадратным поперечным сечением,  $2\text{см} \times 2\text{см}$ . В процессе моделирования эксперимента энергия варьировалась от 20 до 65 МэВ с шагом в 1 МэВ. Высота и ширина

пластины равнялись 10 см, а толщина менялась от 0.1 см до 2 см. Пространство вне мишени было заполнено воздухом.

В первом компьютерном эксперименте мишень состояла из вольфрама, а во втором из платины. В каждом эксперименте запускалось порядка  $10^6$  электронов. Энергия начального пучка электронов имела равномерное распределение.

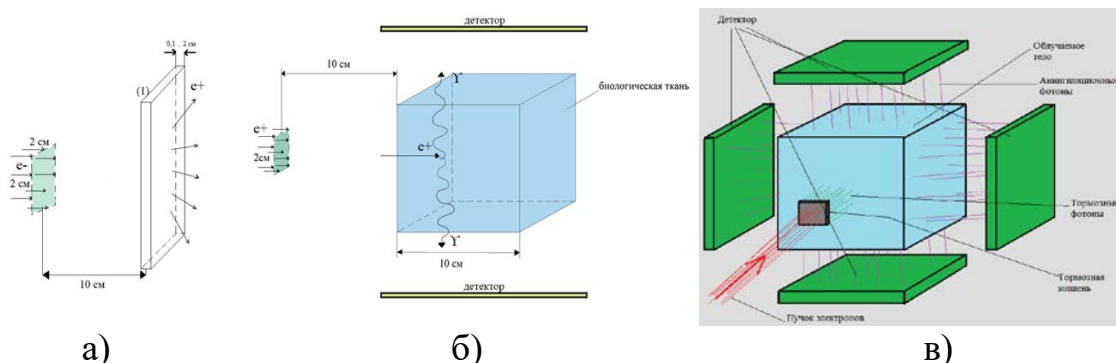


Рис. 1. а) Общая картина первого компьютерного эксперимента. (1) пластина из  $^{78}\text{Pt}$  или  $^{74}\text{W}$ . б) Общая картина второго компьютерного эксперимента. в) Общая картина третьего компьютерного эксперимента.

Для исследования количества родившихся аннигиляционных и тормозных фотонов было смоделировано два эксперимента облучения куба  $10\text{см} \times 10\text{см} \times 10\text{см}$ , состоящего из биологической ткани плотностью  $1\text{ г/см}^3$ , пучком позитронов (рис 1 б) и тормозных фотонов (рис. 1 в).

## Полученные результаты

При облучении пластины электронами, в ней рождаются тормозные фотоны. На  $10^6$  электронов с энергией 20 МэВ образуется  $\approx 6 \cdot 10^6$  фотонов с энергией от 0 до 19.5 МэВ, из которых  $10^6$  имеют энергию выше 2 МэВ.

На рис. 2а) показана зависимость числа позитронов, вылетевших из мишени, на один первичный электрон от толщины мишени и начальной энергии электронов для материала пластины из вольфрама ( $^{74}\text{W}$ ). При увеличении энергии начального пучка электронов число вылетевших позитронов возрастает. Наибольшее число позитронов покидает пластину при толщине 0.3-0.5 см.

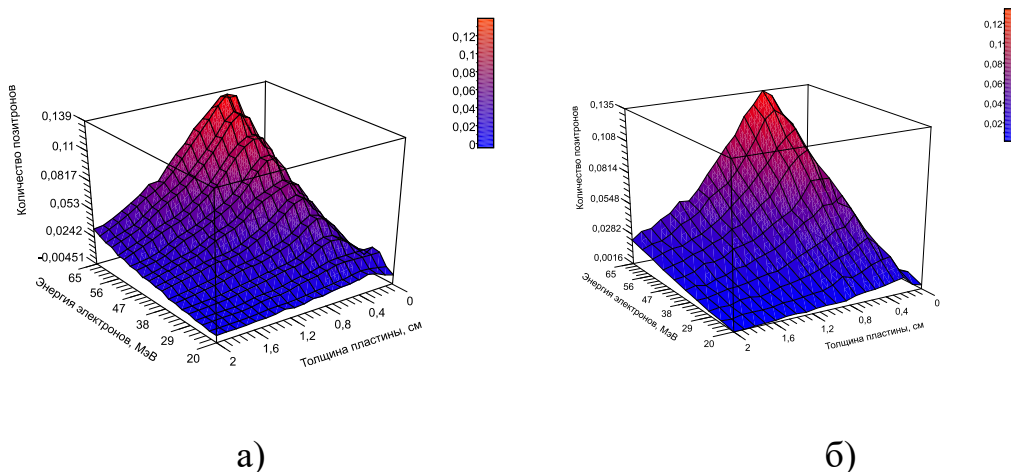


Рис. 2. Зависимость числа позитронов от толщины пластины и энергии начального пучка электронов. Материал мишени – а)  $^{74}\text{W}$ , б)  $^{78}\text{Pt}$ .

В таблице 1 представлены средние значения энергии позитронов, полученных при облучении пластины электронами различных энергий. Из таблицы видно, что такие энергии позитронов могут использоваться в интраоперационной лучевой терапии.

Таблица 1. Средние значения энергии позитронов для различных энергий начального пучка электронов

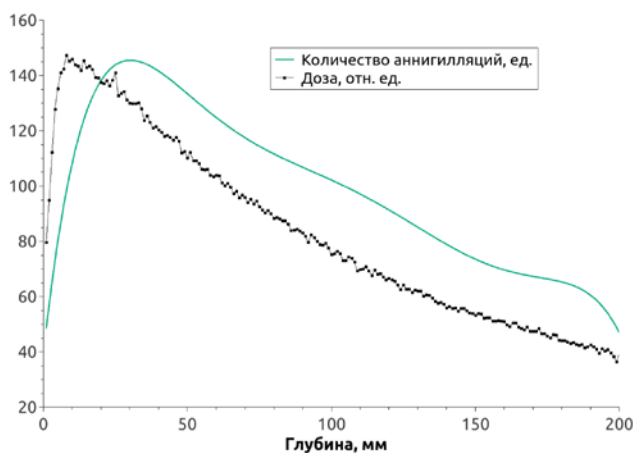
Энергия электронов, МэВ	20	30	40	50
Средняя энергия позитронов, МэВ	3	4.4	5.6	6.8

Значения положения максимумов дозы и числа аннигиляции приведены в таблице 2. Из таблицы видно, что с увеличением энергии пучка, расстояние между максимумами увеличивается. В дальнейшем представляется возможным создание математического аппарата, который позволит получать из распределения числа аннигиляций дозовое распределение.

Таблица 3. Значения положения максимумов дозы и числа аннигиляций для различных энергий первичного пучка позитронов

Энергия первичного пучка позитронов	Положение максимума дозы, мм	Положение максимума числа аннигиляций, мм
10 МэВ	27	40
15 МэВ	43	60
20 МэВ	55	83

На рисунке 3 представлены полученное глубинное распределения дозы и глубинное распределение количества актов аннигиляции для энергии первичного пучка 20 МэВ.



*Рис. 3. Глубинное распределение дозы и количества аннигиляций для энергии первичных электронов 20 МэВ.*

## Выводы

В ходе работы смоделирован процесс получения пучка позитронов при облучении пластины электронами. В результате установлено, что максимальное число позитронов образуется при толщине пластины порядка 0.3-0.5 см. Значения оптимальной толщины пластины, при которой происходит наибольший выход позитронов, в зависимости от энергии начального пучка электронов представлены в таблице 1.

Также были получены и сравнены дозовое глубинное распределение и глубинное распределение количества актов аннигиляции. Обнаружено, что координаты максимумов дозы и количества аннигиляций близки. В будущем планируется более детальное исследование зависимости дозового распределения от распределения количества аннигиляций, а также разработка математического аппарата, позволяющего преобразовывать распределение количества аннигиляций в дозовое распределение.

## Список литературы

1. Visvikis D., Cheze-Le Rest C., Jarritt P., “PET technology: current trends and future developments”, *British J. Radiology*, 77:923 (2004), 906–910.
2. Гольданский В. И., Куценко А. В., Подгорецкий М. И., *Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц*, М., 1959

# ОЦЕНКА ВКЛАДА ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ ПРИ РАБОТЕ МЕДИЦИНСКОГО УСКОРИТЕЛЯ

М.В. Желтоножская<sup>1</sup>, А.Г. Зон<sup>1,a</sup>, Е.Н. Лыкова<sup>1,b</sup>,  
А.П. Черняев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физики ускорителей и радиационной медицины. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

E-mail: <sup>a</sup> idaszon@yandex.ru, <sup>b</sup> iv-kate@yandex.ru

Целью данной работы была оценка вклада потока вторичных нейтронов в общий поток излучения при работе линейных медицинских ускорителей Trilogy и Clinac 2100 фирмы Varian для учета их влияния на здоровье пациентов и медицинского персонала. Развитие современных методов лечения с использованием линейных ускорителей электронов привело к широкому распространению и внедрению в лечебных онкологических учреждениях высокотехнологичных установок лучевой терапии. Несмотря на то, что новые технологии облучения пациентов реализуют существенное снижение поглощённой дозы от тормозных фотонов в нормальных тканях и критических органах, окружающих опухолевые очаги-мишени, любое сложное оборудование требует максимально тщательного контроля качества работы, особенно в условиях его многолетней эксплуатации.

Высокоэнергетические линейные ускорители электронов для лечения пациентов, работающие на энергиях выше, чем 8 МэВ, побочно генерируют потоки нейтронов при взаимодействии с элементами ускорителя и с конструкционными материалами помещения. Нейтроны могут образовываться в головке ускорителя (мишень, коллиматоры, сглаживающий фильтр и т.д.), процедурном кабинете, и непосредственно в теле пациента.

Из-за высокой радиобиологической опасности нейтронного излучения, их вклад в общий поток излучения даже на уровне нескольких процентов существенно увеличивает дозу, получаемую пациентом.

В данной работе исследовались потоки вторичных нейтронов из линейных медицинских ускорителей Trilogy и Clinac 2100 фирмы Varian.

Ускоритель VarianTrilogy оснащен двумя режимами для тормозных фотонных пучков 6 МэВ и 20 МэВ с диапазоном мощности дозы от 100 МЕ/мин до 600 МЕ/мин. Ускоритель оснащен встроенным 120-лепестковым коллиматором с шириной центрального лепестка 2,5 мм, для формирования терапевтических полей от 0,5×0,5 см до 40×40 см.

Ускоритель VarianClinac 2100 также оснащен двумя режимами для тормозных фотонных пучков 6 МэВ и 18 МэВ с диапазоном мощности дозы от 100 МЕ/мин до 600 МЕ/мин. Также данный ускоритель оснащен встроенным 120-лепестковым коллиматором с шириной центрального лепестка 2,5 мм, для формирования терапевтических полей от 0,5×0,5 см<sup>2</sup> до 40×40 см<sup>2</sup>.

На рис.1 представлен схематический вид помещения для проведения радиотерапии с ускорителем VarianTrilogy.

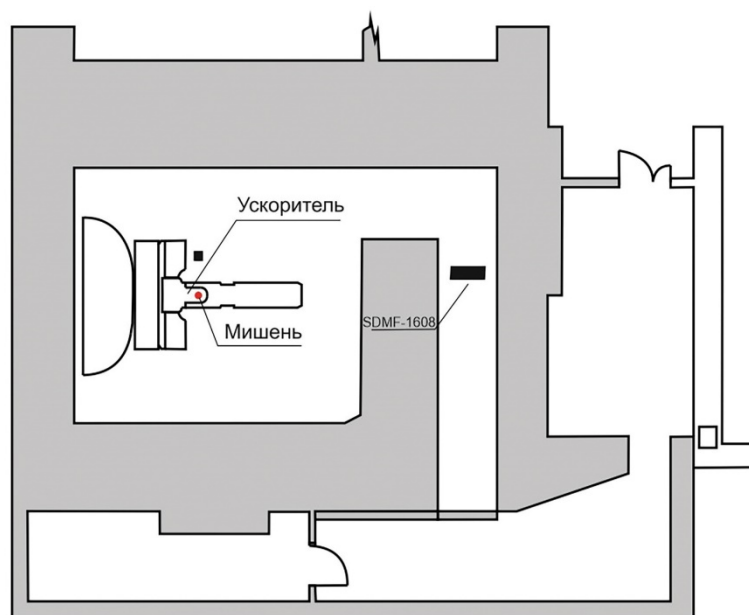


Рис.1. Схематический вид помещения для проведения радиотерапии с ускорителем VarianTrilogy

Линейные ускорители работали в режиме тормозного излучения с граничными энергиями 20 МэВ и 18 МэВ. Оба ускорителя были ориентированы вертикально вниз на пол с углом поворота гантри и коллиматора равным  $0^{\circ}$ . Принципиальная схема облучения представлена на рис. 2. В экспериментах с использованием активационного анализа использовалась максимальная установленная мощность дозы равная 600 МЕ/мин. Для создания возможности сравнения разных моделей ускорителей они были откалиброваны медицинскими физиками в соответствии с действующим протоколом TRS-398. Калибровка была сделана так, чтобы осуществить доставку дозы 1 сГр/МЕ на глубину максимальной дозы для поля  $10 \times 10 \text{ см}^2$  на расстоянии источник-ось 1 м.

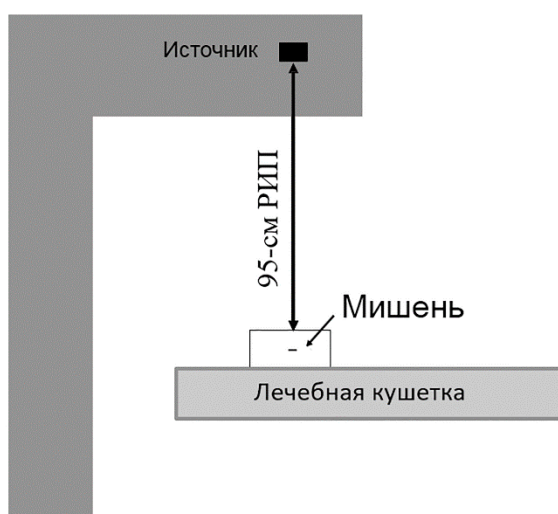


Рис.2. Принципиальная схема облучения

В изоцентре позиционируется полистереновый пластинчатый твердотельный фантом (RW3). Размеры фантома составляли  $40 \times 40 \times 10 \text{ см}^3$ . Танталовые фольги диаметром 24 мм и толщиной 10 мкм помещались в фантом на глубину 5 см на расстоянии источник-поверхность 95 см. Стандартный фантом RW3 считается водно-эквивалентным в диапазонах энергий 1,17 и 1,33 МэВ ( $^{60}\text{Co}$ ) до 25 МэВ для фотонов и электронов с энергиями 4-25 МэВ [1]. Доза на глубине 5 см была измерена и составила  $60,5 \pm 0,7 \text{ Гр}$  в фантоме для размера поля  $20 \times 20 \text{ см}^2$  с использованием ионизационной камеры. Облучение фольг проводилось в точке на глубине 5 см  $\sim 60,4 \text{ Гр}$  (5310 ME), накопленной за один сеанс облучения. Время облучения составило 8,85 минут на ускорителе VarianClinac 2100 и 8,88 минуты на ускорителе VarianTrilogy.

После облучения танталовые фольги измерялись на полупроводниковом спектрометре Canberra с детектором из сверхчистого германия большого объема с энергетическим разрешением 1,8кэВ по гамма-линии 1332 кэВ  $^{60}\text{Co}$ .

Регистрация тормозных гамма-квантов и нейтронов проводилась с использованием  $(\gamma, n)$  и  $(n, \gamma)$ -реакций. В качестве детектирующей мишени использовался естественный тантал  $^{181}\text{Ta}$ , который является одним из наиболее изученных ядер и в фотоядерных реакциях, и в реакциях с нейтронами в широком диапазоне энергий.

После эксперимента облученные мишени тантала измерялись на полупроводниковом спектрометре с детектором из сверхчистого германия. Общий вид полученного спектра облученной мишени приведен на рис. 3.

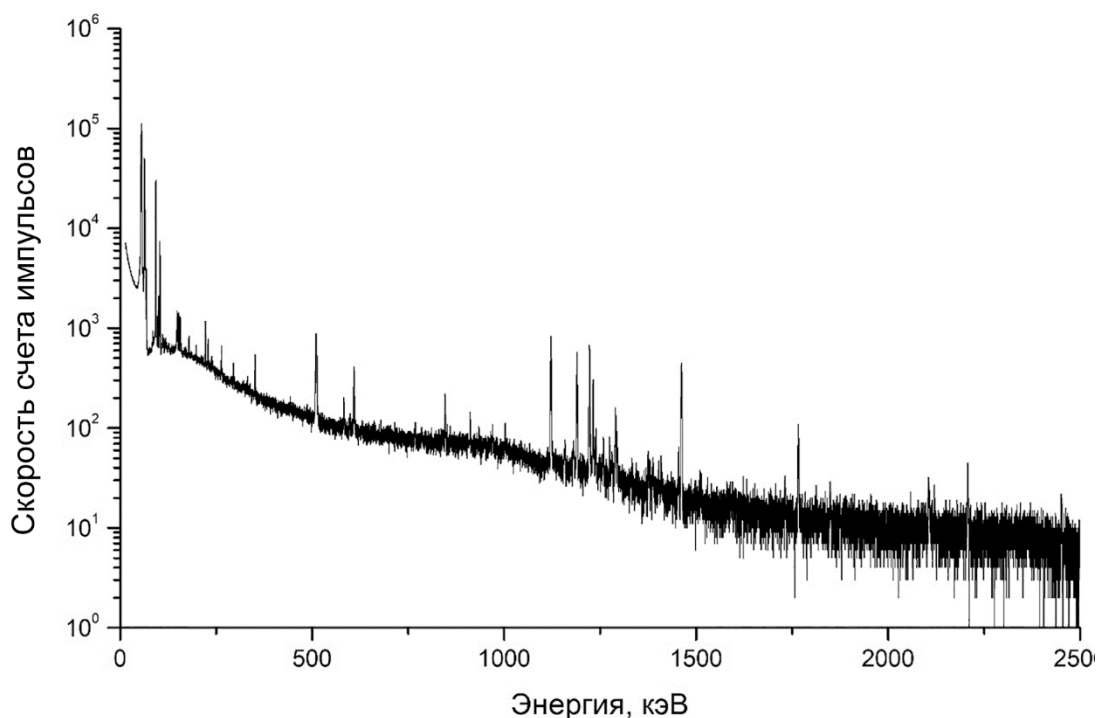


Рис.3. Общий вид спектра облученной мишени

В измеренных спектрах надежно выделялись гамма-кванты радионуклида  $^{180}\text{Ta}$  с периодом полураспада  $T_{1/2}=8,15$  часов, образующиеся в  $(\gamma,n)$ -реакции и радионуклида  $^{182}\text{Ta}$  с периодом полураспада  $T_{1/2}=115$  дней, образующихся в  $(n,\gamma)$ -реакции (см. рис. 4). Активность  $^{180}\text{Ta}$  составила 220 Бк для облученной мишени при энергии 18 МэВ и 1540 Бк для облученной мишени при энергии 20 МэВ. Активность  $^{182}\text{Ta}$  составила 2,6 Бк и 34 Бк для мишеней, облученных при энергиях 18 МэВ и 20 МэВ, соответственно.

1. PTW Freiburg GmbH, Germany. URL: [http://www.ptw.de/acrylic\\_and\\_rw3\\_slab\\_phantoms0.html](http://www.ptw.de/acrylic_and_rw3_slab_phantoms0.html). (дата обращения 11.08.2018).
2. H.R. Carrillo, B.H. Almaraz, V.M. Dávila, A.O. Hernández Neutron spectrum and doses in a 18 MV Linac // J. Radioanal. Nucl. Chem. 2010. No 283. P. 261-5.
3. A. Zanini, E. Durisi, F. Fasolo, C. Ongaro, L. Visca, U. Nastasi et al. Monte Carlo simulation of the photoneutron field in linac radiotherapy treatments with different collimation systems // Phys. Med. Biol. 2004. No. 49. P. 571-82.
4. J. Pena, L. Franco, F. Gómez, A. Iglesias, J. Pardo, M. Pombar Monte Carlo study of Siemens PRIMUS photoneutron production // Phys. Med. Biol. 2005. No. 50 P. 5921-33.



## ОПРЕДЕЛЕНИЯ АКТИВНОСТИ $^{10}\text{Be}$ В КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛАХ АЭС ФОТОАКТИВАЦИОННЫМ МЕТОДОМ

М.В.Желтоножская, П. Шустов, А.П.Черняев

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова*

Проблемы обращения с радиоактивными отходами (РАО) в отрасли ядерной энергетики занимает сегодня одно из центральных мест, так как характеристика, включающая соответствующее описание, классификацию и декларирование РАО, необходима для передачи их на последующую переработку и захоронение. Учитывая огромный объем нарабатываемых РАО на атомных станциях, для их выявления и контроля, согласно рекомендациям МАГАТЭ, используются не прямые методы, основанные, как правило, на существовании корреляций между содержанием определенных изотопов-маркеров в РАО.

Как известно бериллий обладает уникальным сочетанием двух ядерных характеристик: наименьшее эффективное поперечное сечение захвата тепловых нейтронов и высокий коэффициент рассеяния нейтронов. Благодаря этим свойствам и с учетом его химической инертности, высокой жаростойкости и теплоемкости, стабильный бериллий  $^9\text{Be}$  используется и в конструкционных материалах отражателей, и в оболочках ТВЭЛов на АЭС. Однако, после длительной эксплуатации станции в конструкционных материалах активной зоны реактора и прилегающих помещениях обнаруживается  $^{10}\text{Be}$  с периодом полураспада  $T_{1/2}=1,6 \times 10^6$  лет. Ввиду его токсичности, ярко выраженного канцерогенного действия и высокой радиобиологической опасности необходим тщательный оперативный контроль за его содержанием в отходах, конструкционных материалах и помещениях атомных станций. Этот изотоп является чистым бета-излучателем с испусканием электронов с граничной энергией 555 кэВ, поэтому традиционными методами обнаружения и измерения его концентрации являются методически сложные и дорогостоящие радиохимические процедуры выделения  $^{10}\text{Be}$ .

Нами для решения этой проблемы предлагается фотоактивационная методика, основанная на определении концентрации  $^9\text{Be}$  и  $^{10}\text{B}$  с последующим перерасчетом активности  $^{10}\text{Be}$ , образующегося в  $(n,\gamma)$  и  $(n,p)$ -реакциях при работе реактора. Для определения концентрации  $^9\text{Be}$  и  $^{10}\text{B}$  в образцах РАО предлагается провести их активацию путем облучения на линейном ускорителе электронов и исследовать реакции  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 2np)$ , приводящие к образованию легко регистрируемого гамма-спектрометрами  $^7\text{Be}$  с периодом полураспада  $T_{1/2}=53$  дня. В реакциях  $(\gamma, np)$ ,  $(\gamma, n)$  на основных элементах изучаемых образцов РАО также образуются различные гамма-нуклиды, измерения этих изотопов, как и  $^7\text{Be}$ , проводятся на обычных гамма-спектрометрах. В конструкционных материалах основным

распространенным химическим элементом является железо, его часто используют как изотоп-маркер, поэтому для исключения методических погрешностей проводятся относительные измерения, сравнивая выход  $\gamma$ -линий  ${}^7\text{Fe}$  и  ${}^{54}\text{Mn}$  (реакция  ${}^{56}\text{Fe}(\gamma, pn)$ ).

Для перерасчета содержания  ${}^{10}\text{Be}$  в образцах РАО необходимо определить количество атомов  ${}^9\text{Be}$  и  ${}^{10}\text{B}$ . Поэтому необходимы достоверные данные о флюенсе нейтронов, который привел к наработке  ${}^{10}\text{Be}$ . Можно использовать при исследовании образцов для оценки реального флюенса нейтронов  ${}^{94}\text{Nb}$  с  $T_{1/2}=2,03 \times 10^4$  лет. Этот элемент используется в легировании уранового топлива. При ранее проводившихся исследованиях была обнаружена его достаточно широкая распространенность в конструкционных материалах и различных типах РАО, отобранных на АЭС. Этот изотоп распадается с испусканием двух гамма-квантов, которые можно легко регистрировать на гамма-спектрометрах. В тоже время, как и в случае с  ${}^{10}\text{Be}$ , также можно с помощью фотоактивационного метода определить  ${}^{94}\text{Nb}$  через исследование  $(\gamma, n)$ -реакции на  ${}^{93}\text{Nb}$  с последующим перерасчетом активности  ${}^{94}\text{Nb}$ .

Таким образом для определения и последующего расчета активности  ${}^{10}\text{Be}$  и  ${}^{94}\text{Nb}$  нами были проведено облучение четырех образцов различного состава и консистенции конструкционных материалов и некоторых видов РАО АЭС. Облучение проводилось потоком тормозных  $\gamma$ -квантов с граничной энергией 37 МэВ на линейном ускорителе электронов. Облучались все образцы одновременно в течение 3,5 часов. Измерения проводились на полупроводниковом спектрометре с детектором из сверхчистого германия большого объема с эффективностью регистрации 1,8 кэВ по линии  ${}^{60}\text{Co}$ . В спектрах надежно выделены гамма-переходы, сопровождающие распад  ${}^7\text{Be}$ ,  ${}^{54}\text{Mn}$ ,  ${}^{92m}\text{Nb}$  и  ${}^{94}\text{Nb}$ . Из полученных данных об активности  ${}^{94}\text{Nb}$  было получено, что флюенс нейтронов составил  $7,5 \times 10^{20}$  н/с. Максимальная примесь  ${}^9\text{Be}$  и  ${}^{10}\text{B}$  составляла  $5 \times 10^{-4}$  от полной массы. С учетом всего вышеизложенного была рассчитана активность  ${}^{10}\text{Be}$  в исследуемых образцах (см. таблицу).

*Таблица*

**Активности  ${}^{10}\text{Be}$  (Бк/г) в некоторых исследованных образцах конструкционных материалов и РАО АЭС**

Образец (Ж)	Образец (К)	Образец (MN)	Образец (Т)
0,09	0,03	<0,01	0,04

Погрешность для образца (Ж) составила 10%, для остальных — 20 %.

# КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЛОКАЛИЗАЦИИ НАНОЧАСТИЦ- РАДИОСЕНСИБИЛИЗАТОРОВ НА ДОЗОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ В ЧАСТИЦЕ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ДИСПЕРСИИ ДНК

К.В. Морозов<sup>1</sup>, А.В. Белоусов<sup>1,2</sup>, Г.А. Крусанов<sup>2,3</sup>, В.Н. Морозов<sup>2,4</sup>,  
М.А. Колыванова<sup>2</sup>, А.П. Черняев<sup>1,3</sup>, А.А. Штиль<sup>5</sup>

<sup>1</sup> МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва; <sup>2</sup> ФГБУ ГНЦ ФМБЦ им. А.И. Бурназяна ФМБА России, Москва; <sup>3</sup> НИИЯФ им. Д.В. Скобельцина МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва; <sup>4</sup> ИБХФРАН им. Н.М. Эмануэля, Москва; <sup>5</sup> ФГБУ «Национальный медицинский исследовательский центр имени Н.Н. Блохина» Минздрава России, Москва  
E-mail: morozov.kv15@physics.msu.ru

Лучевая терапия (ЛТ) является вторым по значимости способом лечения злокачественных новообразований после хирургического метода. Для повышения эффективности ЛТ при меньшей дозовой нагрузке на здоровые ткани разрабатываются химические радиомодификаторы различной природы. Поскольку наиболее распространенным в ЛТ видом ионизирующего излучения являются пучки фотонов различных энергий, создаваемые при помощи рентгеновских трубок, изотопных источников и линейных ускорителей, исследуются агенты, чья активность обусловлена взаимодействием с фотонами. К таким агентам относятся наночастицы металлов с высоким зарядовым числом, в особенности наночастицы золота (ЗНЧ). ЗНЧ способны преодолевать сложный каскад биологических барьеров, избирательно накапливаться в опухолевых клетках, а также обладают способностью эффективно преобразовывать энергию первичного излучения в кинетическую энергию вторичного излучения. Важным параметром, определяющим величину эффекта в присутствии ЗНЧ, является их внутриклеточная локализация. Основной целью ЛТ является ядерная ДНК, однако закономерности проникновения ЗНЧ внутрь клеточного ядра и их внутриядерного распределения представляются недостаточно изученными. Некоторые представления об этом можно получить в экспериментах с модельными системами, например жидкокристаллическими дисперсиями (ЖКД) ДНК, плотная упаковка молекул в которых позволяет до известной степени воспроизводить организацию ДНК в некоторых биологических системах. Исследования показали, что в частицах ЖКД ДНК пространственное распределение ЗНЧ определяется главным образом размером наночастиц.

Целью данной работы является расчет методом Монте-Карло поглощенной внутри частицы ЖКД ДНК дозы в присутствии 2 и 32 нм ЗНЧ. Значения поглощенной дозы в трех моделях (Рис.1) были рассчитаны с применением программного кода Geant4: модель А, 1 мкм частица ЖКД ДНК, равномерно заполненная ДНК (без ЗНЧ); модель Б, 2 нм ЗНЧ, равномерно распределенные внутри частицы ЖКД ДНК; модель В, 2/32 нм ЗНЧ, расположенные на границе частицы ЖКД ДНК. Модели размещались в водном фантоме.

Источник излучения представляет собой пучок фотонов квадратного сечения шириной 2 мкм (20-600 кэВ). Фактор увеличения дозы (ФУД) был рассчитан как отношение доз, поглощенных частицей ЖКД ДНК в моделях Б и В, к дозе, поглощенной в модели А.

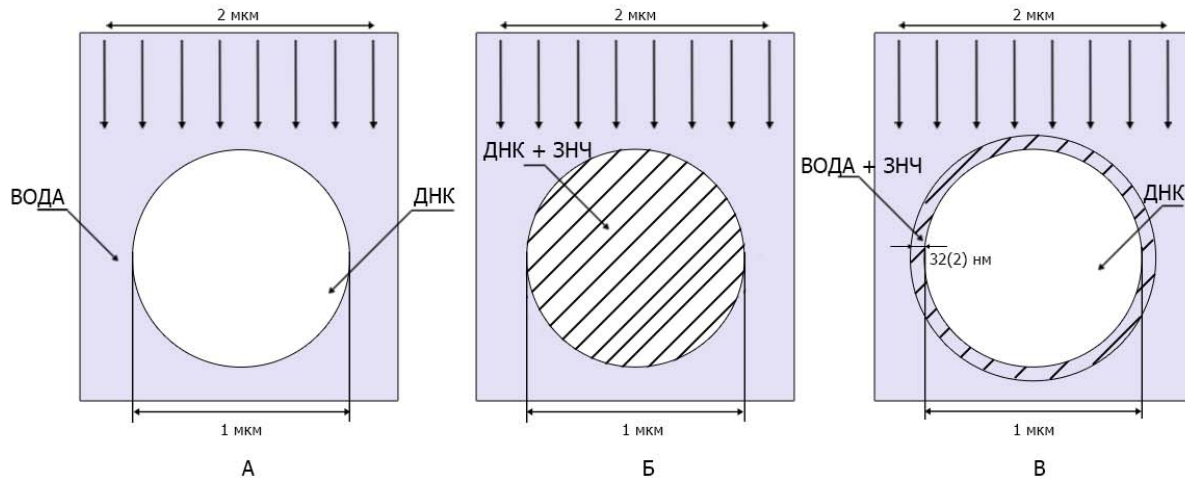


Рис. 1. Схема моделирования методом Монте-Карло.

Наибольший ФУД (от 13.2 до 1.1 в зависимости от энергии первичных фотонов) был получен для модели Б. Значения ФУД в модели Б были в 1.1-7.6 раза больше, чем в модели В. Для модели В ФУД слабо зависит от размера ЗНЧ. Эти результаты показывают важность пространственного распределения ЗНЧ для увеличения поглощенной дозы в критических мишенях, включая клеточные ядра.

## Фоторасщепление лёгких изотопов $^{102,104}\text{Pd}$

Белышев С.С., Ишханов Б.С., Кузнецов А.А., Просняков А.А., Фурсова Н.Ю.,  
Ханкин В.В.

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет,  
кафедра общей ядерной физики*

E-mail: aa.prosnyakov@physics.msu.ru

Палладий имеет шесть стабильных изотопов  $^{102, 104-106, 108, 110}\text{Pd}$ . Особый интерес представляет исследование фотоядерных реакций на лёгких изотопах  $^{102,104}\text{Pd}$ .  $^{102}\text{Pd}$  является одним из обойдённых изотопов и не может образовываться в результате астрофизического s-процесса в звёздах, что объясняет его малое содержание в естественной смеси изотопов Pd. На рис. 1. показана траектория образования изотопов  $Z=44-47$ .

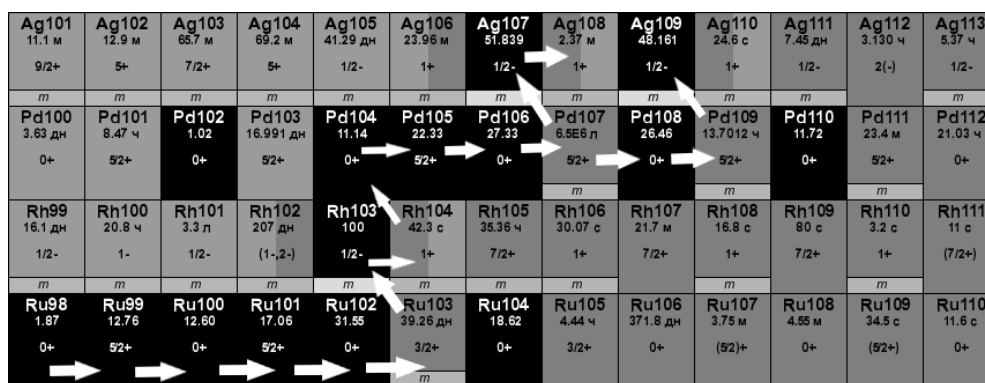


Рис. 1. Траектория образования изотопов  $Z=44-47$ .

Основными каналами s-процесса распада ГДР изотопов  $^{102,104}\text{Pd}$  являются распады с испусканием 1-3 нейтронов и протона. В таблице 1 приведены основные характеристики этих реакций, рассчитанные на основе модели TALYS.

Таблица 1. Основные характеристики реакций  $(\gamma, Xn)$ ,  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$  и  $(\gamma, p)$  на изотопах  $^{102,104}\text{Pd}$ .

Изотоп	Реакция											
	$\gamma, 1n$			$\gamma, 2n$			$\gamma, 3n$			$\gamma, p$		
	$E_m,$ МэВ	$\sigma_m,$ мб	$\sigma_{int},$ МэВ·мб	$E_m,$ МэВ	$\sigma_m,$ мб	$\sigma_{int},$ МэВ·мб	$E_m,$ МэВ	$\sigma_m,$ мб	$\sigma_{int},$ МэВ·мб	$E_m,$ МэВ	$\sigma_m,$ мб	$\sigma_{int},$ МэВ·мб
$^{102}\text{Pd}$	16.2	208.3	1225.8	21.1	34.2	291.3	36.5	2.8	45.1	16.9	10.8	80.1
$^{104}\text{Pd}$	16.1	222.9	1195.8	19.5	55.2	443.8	35.4	6.5	97.4	17.1	1.8	21.2

На рис. 2. приведены сечения реакций  $\sigma(\gamma, Xn) = \sigma(\gamma, n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n)$ ,  $\sigma(\gamma, n)$ ,  $\sigma(\gamma, 2n)$ ,  $\sigma(\gamma, 3n)$  и  $\sigma(\gamma, p)$  на изотопах  $^{102,104}\text{Pd}$ .

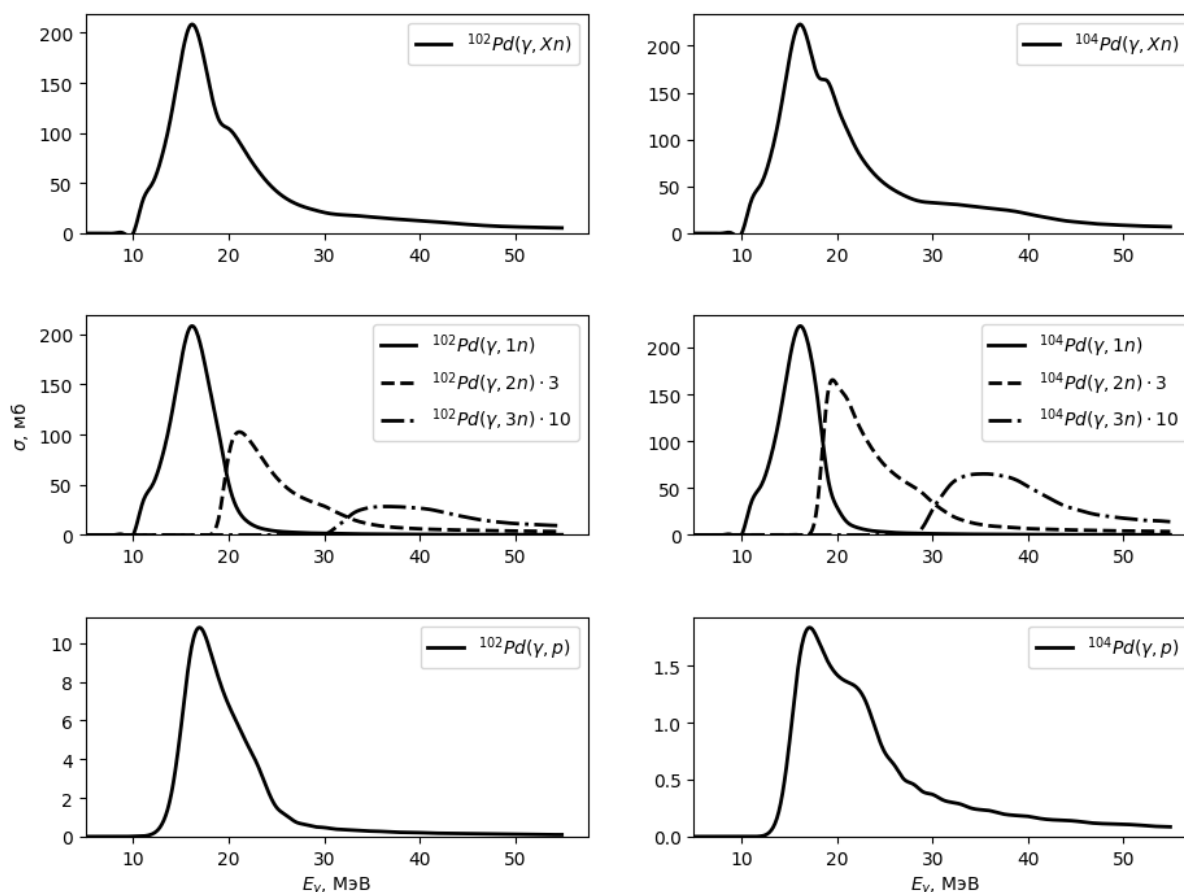


Рис. 2. Сечения реакций  $(\gamma, Xn)$ ,  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$  и  $(\gamma, p)$  на изотопах  $^{102,104}\text{Pd}$ .

Выходы различных изотопов Pd были измерены  $\gamma$ -активационной методикой после облучения естественной смеси изотопов Pd тормозным спектром  $\gamma$ -квантов с верхней границей  $E_\gamma=55.6$  МэВ. Сравнение экспериментальных выходов и расчётов по программе TALYS приведены в таблице 2.

Таблица 2. Сравнение экспериментальных и теоретических выходов фотонейтронных реакций на изотопах палладия.

Изотоп	$Y_{\text{эксп}}, 1/e$	$Y_{\text{теор}}, 1/e$ (сумм)	Реакции	$Y_{\text{теор}}, 1/e$
$^{103}\text{Pd}$	$(2.08 \pm 0.11) \cdot 10^{-6}$	$2.29 \cdot 10^{-6}$	$^{104}\text{Pd}(\gamma, 1n)^{103}\text{Pd}$	$1.49 \cdot 10^{-6}$
			$^{105}\text{Pd}(\gamma, 2n)^{103}\text{Pd}$	$0.697 \cdot 10^{-6}$
			$^{106}\text{Pd}(\gamma, 2n)^{103}\text{Pd}$	$0.110 \cdot 10^{-6}$
$^{101}\text{Pd}$	$(1.38 \pm 0.07) \cdot 10^{-7}$	$1.84 \cdot 10^{-7}$	$^{102}\text{Pd}(\gamma, 1n)^{101}\text{Pd}$	$1.31 \cdot 10^{-7}$
			$^{104}\text{Pd}(\gamma, 3n)^{101}\text{Pd}$	$0.316 \cdot 10^{-7}$
			$^{105}\text{Pd}(\gamma, 4n)^{101}\text{Pd}$	$0.197 \cdot 10^{-7}$
			$^{106}\text{Pd}(\gamma, 5n)^{101}\text{Pd}$	$0.018 \cdot 10^{-7}$
$^{100}\text{Pd}$	$(3.03 \pm 0.59) \cdot 10^{-8}$	$2.38 \cdot 10^{-8}$	$^{102}\text{Pd}(\gamma, 2n)^{100}\text{Pd}$	$1.66 \cdot 10^{-8}$
			$^{104}\text{Pd}(\gamma, 4n)^{100}\text{Pd}$	$0.607 \cdot 10^{-8}$
			$^{105}\text{Pd}(\gamma, 5n)^{100}\text{Pd}$	$0.114 \cdot 10^{-8}$
$^{99}\text{Pd}$	$(0.913 \pm 0.044) \cdot 10^{-9}$	$1.18 \cdot 10^{-9}$	$^{102}\text{Pd}(\gamma, 3n)^{99}\text{Pd}$	$1.12 \cdot 10^{-9}$
			$^{104}\text{Pd}(\gamma, 5n)^{99}\text{Pd}$	$0.065 \cdot 10^{-9}$

## Алфавитный указатель авторов

Chiarusi T.	40	Касьяненко Е.М.	85
Kulikovskiy V.	40	Козлов Н.А.	46
Sanguineti M.	40	Кольванова М.А.	147
Versari F.	40	Копач Ю.Н.	29
Авдюхина В.М.	87	Крусанов Г.А.	95, 147
Агапов И.Г.	35	Крылов И.В.	3, 52
Ашарчук И.М.	3	Кузнецов А.А.	70, 149
Бабаевский П.Г.	35, 46, 61	Кузнецова А.В.	111
Балакшин Ю.В.	65	Куров Е.А.	42
Банникова И.И.	107	Левин И.С.	87
Баум О.И.	100	Леонтьев В.А.	127
Белихин М.А.	75	Логинова А.А.	103, 123
Белоусов А.В.	82, 87, 95, 147	Лотин А.А.	43
Бельшев С.С.	70, 149	Лыкова Е.Н.	82, 92, 107, 141
Близнюк У.А.	87, 118, 127	Лялина Е.М.	52
Боровский Г.С.	80	Мамедова В.Н.	52
Борщеговская П.Ю.	87, 118, 127	Маслаков К.И.	43
Варзарь С.М.	123	Матвейчук И.В.	97
Владимирова Е.В.	17	Мерзук Б.	65
Волков И.О.	11	Мешков О.В.	15
Генералова А.Н.	52	Миннебаев Д.К.	65
Гервиц Л.Л.	111	Михалевский В.А.	43
Голанов А.В.	132	Морозов В.Н.	147
Гордонова И.К.	118	Морозов К.В.	147
Гореликов А.В.	29	Морозова Е.П.	92, 137
Горлачев Г.Е.	132	Нечаев А.В.	52
Горячук И.О.	3	Никитина З.К.	118, 127
Грозданов Д.Н.	29	Николаев С.Н.	43
Грызлова Е.В.	7	Николаева А.А.	97
Гуляев М.В.	111	Новиков Г.В.	61
Гусев Д.С.	43	Новикова М.Л.	100
Далечина А.В.	107	Новодворский О.А.	43
Данилина Т.И.	111	Омельченко А.И.	85
Джигоев А.А.	23	Пирогов Ю.А.	111
Дровосеков А.Б.	43	Паршина Л.С.	43
Дьячков И.С.	11	Попова М.М.	7
Желтоножская М.В.	80, 82, 141, 145	Присёлкова А.Б.	70
Заборов Д.Н.	42	Просняков А.А.	149
Зон А.Г.	141	Пряничников А.А.	75
Ипатова В.С.	87, 118, 127	Резниченко Г.М.	35
Ишханов Б.С.	149	Ремизов П.Д.	80, 82

Розанов В.В.	97	Фёдоров Н.А.	29
Романов А.Н.	40	Федорова А.Д.	70
Рыльков В.В.	43	Фурсова Н.Ю.	149
Савельев А.Г.	52	Хайдуков Е.В.	52
Салиенко Н.В.	46	Хайдуков К.В.	52
Семенова М.Н.	127	Хоменко М.Д.	57
Сидоров С.В.	23	Храмова О.Д.	43
Силачев Д.Н.	111	Хромов С.С.	92
Симонов М.В.	17	Черобыло Е.А.	43
Синельников А.Г.	137	Черноглазов К.Ю.	43
Слюсарев А.А.	35	Черняев А.П.	80, 82, 87, 92, 95, 97, 107, 118, 123, 127, 132, 137, 141, 145, 147
Смирнова Л.Н.	11	Шемухин А.А.	65
Соколов В.И.	3	Широков Е.В.	42
Сочилина А.В.	52	Шоркин Р.А.	11
Студеникин Ф.Р.	87, 118, 127	Штиль А.А.	147
Товмасын Д.А.	103	Шустов П.	145
Третьякова Т.Ю.	17, 23	Южаков А.В.	100
Уразова К.А.	132	Юров Д.С.	87, 118
Устинов А.А.	46		



## СОДЕРЖАНИЕ

И.В. Крылов, И.М. Ашарчук, И.О. Горячук, В.И. Соколов. Измерение показателя преломления электрооптических полимерных материалов.....	3
Е.В. Грызлова, М.М. Попова. Управление угловым распределением фотоэлектронов при ионизации неона циркулярно поляризованными основной и второй гармониками высокочастотного лазера.....	7
И.О. Волков, И.С. Дьячков, Л.Н. Смирнова, Р.А. Шоркин. Характеристики событий соударений протонов в открытых данных эксперимента ATLAS.....	11
О.В. Мешков. Системы мониторинга триггера В-физики в эксперименте ATLAS Большого адронного коллайдера.....	15
М.В. Симонов, Е.В. Владимирова, Т.Ю. Третьякова. Предсказание характеристик изотопов 102-106 элементов на основе массовых соотношений.....	17
С.В. Сидоров, А.А. Джигоев, Т.Ю. Третьякова. Скорости бета-распада и е-захвата в нагретых ядрах $^{56}\text{Ni}$ .....	23
А.В. Гореликов, Д.Н. Грозданов, Ю.Н. Копач, Н.А. Фёдоров. Построение функции отклика детектора гамма квантов для реакции неупругого рассеяния нейтронов с энергией 14 МэВ в проекте TANGRA.....	29
А.А. Слюсарев, П.Г. Бабаевский, Г.М. Резниченко, И.Г. Агапов. Методика ускоренной оценки температурно-временных и деформационно-силовых параметров термостимулируемого эффекта памяти формы в полимерных композитах методом динамического механического анализа.....	35
А.Н. Романов, Т. Chiarusi, V. Kulikovskiy, M. Sanguineti, F. Versari. Наблюдение тени Солнца в потоке мюонов и ее применение для калибровки нейтринного телескопа ANTARES.....	40
Д.Н. Заборов, Е.А. Куров, Е.В. Широков. Возможности проекта (Protvino-to-ORCA) для широкого спектра задач в физике нейтрино.....	42
О.А. Новодворский, В.А. Михалевский, Д.С. Гусев, А.А. Лотин, Л.С. Паршина, О.Д. Храмова, Е.А. Черобыло, А.Б. Дровосеков, В.В. Рыльков, С.Н. Николаев, К.Ю. Черноглазов, К.И. Маслаков. Ферромагнетизм тонких пленок $\text{Si}_{1-x}\text{Mn}_x$ ( $x \approx 0.5$ ), синтезируемых методом импульсного лазерного осаждения.....	43
А.А. Устинов, П.Г. Бабаевский, Н.А. Козлов, Н.В. Салиенко. Использование метода конечных элементов и модели когезионной зоны для анализа трещиностойкости клеевых соединений.....	46
В.Н. Мамедова, Е.М. Лялина, И.В. Крылов, К.В. Хайдуков, А.В. Сочилина, А.В. Нечаев, А.Н. Генералова, А.Г. Савельев, Е.В. Хайдуков. Создание люминисцентного скаффолда из коллагена методом электроспиннинга	52
М.Д. Хоменко. Численное моделирование термонапряжений в кристаллах твердотельного лазерного резонатора с солнечной накачкой.....	57
П.Г. Бабаевский, Н.В. Салиенко, Г.В. Новиков. Определение оптимального количества интерфейсных элементов при конечно-элементном моделировании возникновения и развития межслоевой трещины в углепластике с помощью экспериментально определённых параметров длины когезионной зоны.....	61
Б. Мерзук, Д.К. Миннебаев, А.А. Шемухин, Ю.В. Балакшин. Распыление полупроводников ионами высоких энергий.....	65
А.Д. Федорова, С.С. Бельшев, А.А. Кузнецов, А.Б. Присёлкова. Исследование фотоядерных реакций на изотопах иттрия и иттербия.....	70
А.А. Пряничников, М.А. Белихин. Моделирование детектора положения пика Брэгга в режиме реального времени для применения в протонной терапии.....	75
Г.С. Боровский, М.В. Желтоножская, П.Д. Ремизов, А.П. Черняев. Исследование выхода $^{89}\text{Zr}$ в фотоядерных реакциях на молибдене.....	80

А.В. Белоусов, М.В. Желтоножская, Е.Н. Лыкова, П.Д. Ремизов, А.П. Черняев. Исследование возможности получения медицинского источника $^{131}\text{Cs}$ в фотоядерных реакциях.....	82
Е.М. Касьяненко, А.И. Омельченко. Фототермический эффект нагрева наночастиц в биологических тканях.....	85
В.М. Авдюхина, У.А. Близнюк, А.В. Белоусов, П.Ю. Борщеговская, И.С. Левин, В.С. Ипатова, Ф.Р. Студеникин, А.П. Черняев, Д.С. Юров. Воздействие ионизирующего излучения на кинетику прорастания клубней картофеля и на содержание белка и сахаров в картофельных клубнях.....	87
Е.Н. Лыкова, Е.П. Морозова, С.С. Хромов, А.П. Черняев. Исследование возможности использования СВСТ для проведения дозиметрического планирования лучевой терапии.....	92
Г.А. Крусанов, А.В. Белоусов, А.П. Черняев. Распределение вклада продуктов фотоядерных реакций в поглощенную дозу по глубине проникновения.....	95
В.В. Розанов, А.А. Николаева, И. В. Матвейчук, А.П. Черняев. Способ снижения дозовой нагрузки в процессе радиационной стерилизации костных имплантатов.....	97
М.Л. Новикова, А.В. Южаков, О.И. Баум. Тепловая модификация хрящей и мониторинг с помощью спекл-модулированных изображений.....	100
Д.А. Товмасын, А.А. Логинова. Разработка метода обработки и сравнения синопграмм с аппарата Tomotherapy.....	103
И.И. Банникова, А.В. Далечина, Е.Н. Лыкова, А.П. Черняев. Использование томографии в коническом пучке для верификации стереотаксического пространства при радиохирургии на аппарате Leksell Gamma Knife Icon.....	107
А.В. Кузнецова, М.В. Гуляев, Д.Н. Силачев, Т.И. Данилина, Л.Л. Гервиц, Ю.А. Пирогов. Применение перфтордекалина в качестве реперной молекулы для метода $^{19}\text{F}$ МРТ оксиметрии.....	111
У.А. Близнюк, П.Ю. Борщеговская, В.С. Ипатова, З.К. Никитина, И.К. Гордонова, Ф.Р. Студеникин, А.П. Черняев, Д.С. Юров. Контроль микробиологических показателей охлажденной форели после радиационной обработки электронами с энергией 1 МэВ.....	118
А.А. Логинова, С.М. Варзарь, А.П. Черняев. Влияние точности позиционирования пациента на однородность распределения дозы в области стыковки полей при проведении тотального облучения тела с использованием VMAT (Volumetric modulated arc therapy).....	123
У.А. Близнюк, П.Ю. Борщеговская, В.С. Ипатова, В.А. Леонтьев, М.Н. Семенова, Ф.Р. Студеникин, А.П. Черняев. Исследования по применению ионизирующего излучения для продления сроков хранения сельскохозяйственной продукции.....	127
К.А. Уразова, А.П. Черняев, Г.Е. Горлачев, А.В. Голанов. Использование диффузионных данных магнитно-резонансной томографии в задачах радиотерапии	132
А.П. Черняев, А.Г. Синельников, Е.П. Морозова. Исследование перспектив использования аннигиляционных фотонов в медицинских целях.....	137
М.В. Желтоножская, А.Г. Зон, Е.Н. Лыкова, А.П. Черняев. Оценка вклада вторичных частиц при работе медицинского ускорителя.....	141
М.В. Желтоножская, П. Шустов, А.П. Черняев. Определение активности $^{10}\text{Be}$ в конструкционных материалах АЭС фотоактивным методом.....	145
К.В. Морозов, А.В. Белоусов, Г.А. Крусанов, В.Н. Морозов, М.А. Колыванова, А.П. Черняев, А.А. Штиль. Компьютерное моделирование влияния локализации наночастиц-радиосенсибилизаторов на дозовое распределение в частице жидкокристаллической дисперсии ДНК.....	147
Белышев С.С., Ишханов Б.С., Кузнецов А.А., Просняков А.А., Фурсова Н.Ю., Ханкин В.В. Фоторасщепление лёгких изотопов $^{102,104}\text{Pd}$ .....	149
Алфавитный указатель авторов.....	151

ТРУДЫ  
XIX МЕЖВУЗОВСКОЙ НАУЧНОЙ ШКОЛЫ  
МОЛОДЫХ СПЕЦИАЛИСТОВ  
"КОНЦЕНТРИРОВАННЫЕ ПОТОКИ ЭНЕРГИИ  
В КОСМИЧЕСКОЙ ТЕХНИКЕ  
ЭЛЕКТРОНИКЕ, ЭКОЛОГИИ И МЕДИЦИНЕ"

26-27 ноября 2018 г.

*Под редакцией  
Профессора Б.С. Ииханова и профессора Л.С. Новикова*

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

*Работа поступила в ОНИ 08.11.2018 г.*

Подписано в печать 14.11.2018  
Заказ № Т-1873. Бумага офсетная.  
Печать цифровая. Формат 60×90/16. Печ. л. 9,75.  
Тираж 70 экз.

Издательство «КДУ»  
Тел.: (495) 638-57-34  
[www.kdu.ru](http://www.kdu.ru)