\_

-

# Том 85, номер 10, 2021

÷

Ядерная физика и физика элементарных частиц. Ядерно-физические технологии	
Изучение возможности нейтронно-активационного определения содержания рения в радиоактивных породах	
А. А. Афонин, Ю. М. Бурмистров, И. В. Викентьев, С. В. Зуев, П. Э. Кайлачаков, Е. С. Конобеевский, М. В. Мордовской, В. Н. Пономарев, Г. В. Солодухов	1374
Зависимость пространственного положения и размеров нейтронного потока от максимальной энергии нейтронов	
И. В. Мешков, С. И. Поташев, С. Х. Караевский, Ю. М. Бурмистров, Г. В. Солодухов, В. Н. Пономарев, А. И. Драчев	1381
О возможности контроля максимальной энергии быстрых нейтронов по амплитудным спектрам от <sup>10</sup> В-детектора	
С. И. Поташев, А. А. Афонин, Ю. М. Бурмистров, А. И. Драчев, Е. С. Конобеевский, В. Н. Марин, И. В. Мешков, С. Х. Караевский, А. А. Каспаров, В. Н. Пономарев, Г. В. Солодухов, С. В. Зуев	1385
Изучение спектра тепловых нейтронов W–Ве фотонейтронного источника	
А. А. Афонин, Ю. М. Бурмистров, С. В. Зуев, Е. С. Конобеевский, М. В. Мордовской	1389
Временная шкала процесса тепловой мультифрагментации при взаимодействии ядер углерода с энергией 22 ГэВ с золотой мишенью	
С. П. Авдеев, В. Карч, В. В. Киракосян, П. А. Рукояткин, В. И. Стегайлов, А. С. Ботвина	1395
Исследование бинарных процессов в реакциях <sup>36</sup> Ar + <sup>144, 154</sup> Sm и <sup>68</sup> Zn + <sup>112</sup> Sn, ведущих к образованию нейтронодефицитных составных ядер <sup>180, 190</sup> Hg	
А. А. Богачев, Э. М. Козулин, Г. Н. Княжева, Ю. М. Иткис, К. В. Новиков, Т. Банерджи, М. Чералу, М. Г. Иткис, Е. Мухамеджанов, Д. Кумар, А. Н. Пан, И. В. Пчелинцев, И. В. Воробьев, В. Х. Трзаска, Э. Вардачи, А. Ди Нитто, С. В. Хлебников, Ю. Харка, А. Андреев	1399
Изучение массово-энергетических распределений фрагментов, образованных в реакции <sup>32</sup> S + <sup>232</sup> Th → <sup>264</sup> Sg при энергиях вблизи кулоновского барьера	
Е.И.Галкина, Е.М.Козулин, Г.Н.Княжева, И.М.Иткис, А.А.Богачев, И.Н.Дятлов, М.Чералу, Д.Кумар, Н.И.Козулина, К.В.Новиков, А.Н.Пан, И.В.Пчелинцев, И.В.Воробьев, Х.Х.Трзаска, С.Хеинц, Б.Ломел, И.Вардачи, С.Спиноса, А.Ди Нитто, А.Пулчини, С.Борчеа, И.Харка	1405
Измерение выходов и угловых распределений γ-квантов, образующихся при взаимодействии нейтронов с энергией 14.1 МэВ с ядрами натрия и хлора	
С. Б. Дабылова, Ю. Н. Копач, Н. А. Федоров, Д. Н. Грозданов, И. Н. Русков, В. Р. Ской, К. Храмко, Т. Ю. Третьякова, С. К. Сахиев, Р. Б. Маржохов, Е. П. Боголюбов, В. И. Зверев, Ю. Н. Бармаков	1410
Характеристики дозовых распределений электронных пучков, используемых при радиационной обработке пищевой продукции	
У. А. Близнюк, Ф. Р. Студеникин, П. Ю. Борщеговская, Г. А. Крусанов, В. С. Ипатова, А. П. Черняев	1418
Электрические свойства ротационных состояний ядра <sup>156</sup> Gd	
П. Н. Усманов, А. И. Вдовин, Э. К. Юсупов	1423
Оценка точности реконструкции бихроматических спектров пучков электронов по глубинным дозовым распределениям	
У. А. Близнюк, В. М. Авдюхина, П. Ю. Борщеговская, В. С. Ипатова, А. Д. Никитченко, Ф. Р. Студеникин, А. П. Черняев	1430

Моделирование рассеяния нейтронов с энергией 14 МэВ на ядрах титана, хрома и железа с помощью программы TALYS	
И. Д. Дашков, Н. А. Федоров, Д. Н. Грозданов, Ю. Н. Копач, Т. Ю. Третьякова, И. Н. Русков, В. Р. Ской, С. Дабылова, Ф. А. Алиев, К. Храмко, Н. А. Гундорин, Р. Б. Маржохов, Ю. Н. Бармаков, Е. П. Боголюбов, В. И. Зверев	1436
Разработка метода обработки сложных рентгеновских и гамма-спектров в низкоэнергетической области	
М. В. Желтоножская, В. А. Желтоножский, Д. Е. Мызников, А. Н. Никитин, Н. В. Стрильчук, В. П. Хоменков	1446
Новые радионуклиды для персонализированной медицины	
В. И. Жеребчевский, И. Е. Алексеев, Т. В. Лазарева, Н. А. Мальцев, Д. К. Наурузбаев, Д. Г. Нестеров, Н. А. Прокофьев, А. Р. Рахматуллина, С. Ю. Торилов	1452
Оптико-модельный анализ упругого рассеяния протона на ядре <sup>6</sup> Li с учетом резонансного вклада	
Л. Н. Генералов, В. А. Жеребцов, С. М. Селянкина	1461
О реакторной наработке изомера <sup>178m2</sup> Hf	
В. В. Афанасьев, М. О. Громов, А. Л. Ижутов, В. В. Кольцов, А. Л. Петелин, В. В. Пименов, С. А. Сазонтов	1472
Влияние нуклонной динамики на скалярный кварковый конденсат в ядерной материи	
Е. Г. Друкарев, М. Г. Рыскин, В. А. Садовникова	1477
Структурные функции, отвечающие нульзвуковым возбуждениям	
В. А. Садовникова	1482
Механизм формирования <i>P</i> -четных <i>T</i> -нечетных асимметрий в реакциях тройного деления ядер холодными поляризованными нейтронами с вылетом альфа-частиц	
С. Г. Кадменский, Д. Е. Любашевский	1487
Спектроскопия свойств распада трансфермиевых изотопов в Дубне	
М. С. Тезекбаева, А. В. Еремин, О. Н. Малышев, А. В. Исаев, Р. С. Мухин, А. А. Кузнецова, А. Г. Попеко, Ю. А. Попов, А. И. Свирихин, Е. А. Сокол, М. Л. Челноков, В. И. Чепигин, А. Лопез-Мартенс, К. Хошильд, О. Дорво, Б. Галл, Б. С. Сайлаубеков	1495
Описание статистических процессов в ядерном реакторе в формализме теории когерентных состояний	
М. О. Кравченко, Э. А. Рудак, Т. Н. Корбут, М. В. Бобкова	1501
Структура гелиосферного магнитного поля и модуляция галактических космических лучеи	1506
<i>М.</i> С. Калинин, Т. А. Базилевская, М. Б. Краинев, А. К. Свиржевская, Н. С. Свиржевский	1500
О солнечных минимумах 20/21–24/25 и зависимости максимальной интенсивности галактических космических лучей от гелиосферных факторов	
М. Б. Крайнев, М. С. Калинин, О. П. М. Аслам, М. Д. Нгобени, М. С. Потгитер	1509
Модуляционная эффективность корональных выбросов с различной структурой магнитного поля	
А. В. Белов, М. А. Абунина, Е. А. Ерошенко, А. А. Абунин, А. Папаиоанноу, Х. Мавромичалаки	1513
Исследование влияния метеопараметров на концентрацию тепловых нейтронов по данным установки "Нейтрон"	
Л. Бушама, Ф. А. Богданов, Д. М. Громушкин, А. Н. Дмитриева, З. Т. Ижбулякова, П. С. Кузьменкова, С. Мешрауи	1517

\_\_\_\_\_

\_

# Vol. 85, No. 10, 2021

-

Nuclear physics and elementary particle physics. Nuclear physics technologies	
On the possibility of neutron-activation determination of rhenium content in radioactive rocks	
A. A. Afonin, Yu. M. Burmistrov, I. V. Vikentyev, S. V. Zuyev, P. E. Kailachakov, E. S. Konobeevski, M. V. Mordovskoy, V. N. Ponomarev, G. V. Solodukhov	1374
The dependence of spatial location and size of neutron flux on the maximum neutron energy	
I. V. Meshkov, S. I. Potashev, S. Kh. Karaevsky, Yu. M. Burmistrov, G. V. Soloduhov, V. N. Ponomarev, A. I. Drachev	1381
On the possibility of control the maximum energy of fast neutrons by the pulse height spectra of the ${}^{10}B$ -detector	
S. I. Potashev, A. A. Afonin, Yu. M. Burmistrov, A. I. Drachev, E. S. Konobeevski, V. N. Marin, I. V. Meshkov, S. Kh. Karaevsky, A. A. Kasparov, V. N. Ponomarev, G. V. Solodukhov, S. V. Zuyev	1385
Studying the thermal neutron spectrum of the W–Be photoneutron source	
A. A. Afonin, Yu. M. Burmistrov, S. V. Zuyev, E. S. Konobeevski, M. V. Mordovskoy	1389
Expansion time of the thermal multifragmentation in ${}^{12}C(22 \text{ GeV}) + Au$ interactions	
S. P. Avdeyev, W. Karcz, V. V. Kirakosyan, P. A. Rukoyatkin, V. I. Stegaylov, A. S. Botvina	1395
Investigation of binary processes in reactions ${}^{36}Ar + {}^{144, 154}Sm$ and ${}^{68}Zn + {}^{112}Sn$ leading to the formation of neutron-deficient ${}^{180, 190}Hg$ composite systems	
A. A. Bogachev, E. M. Kozulin, G. N. Knyazheva, I. M. Itkis, K. V. Novikov, T. Banerjee, M. Cheralu, M. G. Itkis, E. Mukhamedzhanov, D. Kumar, A. Pan, I. V. Pchelintsev, I. V. Vorob'ev, W. H. Trzaska, E. Vardaci, A. di Nitto, S. V. Khlebnikov, I. Harka, A. Andreyev	1399
Investigation of mass-energy distributions of fragments formed in the ${}^{32}S + {}^{232}Th \rightarrow {}^{264}Sg$ reaction at energies bellow and near the Coulomb barrier	
E. I. Galkina, E. M. Kozulin, G. N. Knyazheva, I. M. Itkis, A. A. Bogachev, I. N. Diatlov, M. Cheralu, D. Kumar, N. I. Kozulina, K. V. Novikov, A. N. Pan, I. V. Pchelintsev, I. V. Vorobiev, W. H. Trzaska, S. Heinz, B. Lommel, E. Vardaci, S. Spinosa, A. Di Nitto, A. Pulcini, C. Borcea, I. Harca	1405
Measurement of yields and angular distributions of $\gamma$ -quanta from the interaction of 14.1 MeV neutrons with sodium and chlorine nuclei	
S. B. Dabylova, Yu. N. Kopach, N. A. Fedorov, D. N. Grozdanov, I. N. Ruskov, V. R. Skoy, C. Hramco, T.Yu. Tretyakova, S. K. Sakhiyev, R. B. Marzhokhov, E. P. Bogolyubov, V. I. Zverev, Yu. N. Barmakov	1410
Characteristics of dose distributions of electron beams used in radiation processing of food products	
U. A. Bliznyuk, P. Yu. Borshchegovskaya, F. R. Studenikin, G. A. Krusanov, V. S. Ipatova, A. P. Chernyaev	1418
Electric properties of rotation states in <sup>156</sup> Gd	
P. N. Usmanov, A. I. Vdovin, E. K. Yusupov	1423
Estimation of the accuracy of reconstruction of bichromatic spectra of electron beams from depth dose distributions	
U. A. Bliznyuk, V. M. Avdyukhina, P. Yu. Borshchegovskaya, V. S. Ipatova, A. D. Nikitchenko, F. R. Studenikin, A. P. Chernyaev	1430
Simulation of 14 MeV neutron scattering by titanium, chrome, and iron using the TALYS code	
I. D. Dashkov, N. A. Fedorov, D. N. Grozdanov, Yu. N. Kopach, T.Yu. Tretyakova, I. N. Ruskov, V. R. Skoy, S. Dabylova, F. A. Aliev, C. Hramco, N. A. Gundorin, R. B. Marzhokhov, Yu. N. Barmakov, E. P. Bogolyubov, V. I. Zverev	1436

Development of method for processing complex X-ray and gamma spectra in low energy area	
M. V. Zheltonozhskaya, V. A. Zheltonozhsky, D. E. Myznikov, A. N. Nikitin, N. V. Strilchuk, V. P. Khomenkov	1446
New radionuclides for personalized medicine	
V. I. Zherebchevsky, I. E. Alekseev, T. V. Lazareva, N. A. Maltsev, D. K. Nauruzbayev, D. G. Nesterov, N. A. Prokofiev, A. R. Rahmatullina, S. Yu. Torilov	1452
Optical-model analysis of proton elastic scattering on <sup>6</sup> Li nuclei with resonance part	
L. N. Generalov, V. A. Zherebtsov, S. M. Selyankina	1461
Production of the <sup>178m2</sup> Hf isomer in nuclear reactor	
V. V. Afanasiev, M. O. Gromov, A. L. Izhutov, V. V. Koltsov, A. L. Petelin, V. V. Pimenov, S. A. Sazontov	1472
Influence of nucleon dynamics on the scalar quark condensate in nuclear matter	
E. G. Drukarev, M. G. Ryskin, V. A. Sadovnikova	1477
Structure functions generated by zero sound excitations	
V. A. Sadovnikova	1482
The mechanism of <i>P</i> -even <i>T</i> -odd asymmetries formation in the reactions of ternary nuclear fission by cold polarized neutrons with the emission of alpha particles	
S. G. Kadmensky, D. E. Lyubashevsky	1487
Spectroscopic study of decay properties of transfermium isotopes in Dubna	
M. S. Tezekbayeva, A. V. Yeremin, O. N. Malyshev, A. V. Isaev, R. S. Mukhin, A. A. Kuznetsova, A. G. Popeko, Yu. A. Popov, A. I. Svirikhin, E. A. Sokol, M. L. Chelnokov, V. I. Chepigin, A. Lopez-Martens, K. Hauschild, O. Dorvaux, B. Gall, B. S. Sailaubekov	1495
Nuclear reactor statistical processes description within coherent states notions	
M. O. Kravchenko, Ed. A. Rudak, T. N. Korbut, M. V. Bobkova	1501
Structure of the holicon have recorded field and medulation of calcutic accusic mark	
M S. Kalinin, C. A. Parilayakaya, M. P. Kuainay, A. K. Svimhavakaya, N. S. Svimhavakaya	1506
M. S. Kalinin, G. A. Bazilevskaya, M. B. Krainev, A. K. Svirznevskaya, N. S. Svirznevsky	1500
intensity on the heliosphere factors $20/21-24/25$ and the dependence of maximum galactic cosmic ray	
M. B. Krainev, M. S. Kalinin, O. P. M. Aslam, D. Ngobeni, M. S. Potgieter	1509
Modulation efficiency of interplanetary coronal mass ejections with different structure of the magnetic field	
A. V. Belov, M. A. Abunina, E. A. Eroshenko, A. A. Abunin, A. Papaioannou, H. Mavromichalaki	1513
Study of the influence of meteoparameters on the concentration of thermal neutrons by the "Neutron" setup data	
L. Bouchama, F. A Bogdanov, D. M. Gromushkin, A. N. Dmitrieva, Z. T. Izhbulyakova, P. S. Kuzmenkova, S. Mechraoui	1517

# Ядерная физика и физика элементарных частиц. Ядерно-физические технологии

Редакторы тематического выпуска: канд. физ.-мат. наук А. К. Власников канд. физ.-мат. наук К. А. Стопани УДК 546.719:553.493.58:553.495:539.125.5:621.039.555:543.522

# ИЗУЧЕНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ НЕЙТРОННО-АКТИВАЦИОННОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ СОДЕРЖАНИЯ РЕНИЯ В РАДИОАКТИВНЫХ ПОРОДАХ

© 2021 г. А. А. Афонин<sup>1, \*</sup>, Ю. М. Бурмистров<sup>1</sup>, И. В. Викентьев<sup>2</sup>, С. В. Зуев<sup>1</sup>, П. Э. Кайлачаков<sup>2</sup>, Е. С. Конобеевский<sup>1</sup>, М. В. Мордовской<sup>1</sup>, В. Н. Пономарев<sup>1</sup>, Г. В. Солодухов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки "Институт ядерных исследований Российской академии наук", Москва, Россия <sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки "Институт геологии рудных месторождений, петрографии, минералогии и геохимии Российской академии наук", Москва, Россия

> \**E-mail: afonin@inr.ru* Поступила в редакцию 24.05.2021 г. После доработки 01.06.2021 г. Принята к публикации 28.06.2021 г.

Существующие химические методики характеризуются неоднозначностью в определении содержания рения из-за конкурирующих с ним проявлений других элементов. Имеется необходимость в разработке независимых методов анализа ренийсодержащих пород. Отработана методика измерения содержаний рения в радиоактивных рудных породах. Пробы ренийсодержащих пород облучались нейтронами фотонейтронного источника. Анализ активационных гамма-спектров указывает на возможность однозначного определения рения на фоне сопутствующих элементов, что делает нейтронноактивационный анализ конкурентноспособным для определения содержания рения.

DOI: 10.31857/S0367676521100045

#### введение

Рений — редкий рассеянный элемент (кларк  $Re = 1 \text{ мr} \cdot T^{-1}$ ). Важнейшим свойством рения является очень высокая температура плавления — 3180°C, что обуславливает его применение в высокотехнологических отраслях промышленности. Также рений обладает высокой коррозионной стойкостью и относительной химической инертностью: в обычных условиях он почти не растворим в соляной, серной и плавиковой кислотах [1].

Определение рения, в связи с его крайне низкими концентрациями в земном веществе и особенностями его геохимии [2] представляет нетривиальную аналитическую задачу. В настоящее время используются три методики анализа рения: рентгенофлуоресцентный анализ (XRF), массспектрометрия с индуктивно связанной плазмой (ICP-MS), кинетический анализ (Re). Каждая из них имеет свои ограничения (обсуждены в следующем разделе). В связи с этим, наряду с указанными авторами была опробована методика нейтронно-активационного анализа (HAA) [3], на чувствительность которого мало влияют поликомпонентность состава урановых руд гидрогенного типа, а также угленасыщенность проб.

#### БРИКЕТНО-ЖЕЛТУХИНСКОЕ МЕСТОРОЖДЕНИЕ

Основными мировыми продуцентами рения являются Чили (Чукикамата и др., более 50% от мирового производства) и США (Бингхем и др.), где рений добывается из медно-молибденовых руд медно-порфировых месторождений [4]. Вторым промышленным источником Re являются месторождения медистых песчаников в Польше и некоторых других странах. Для Российской Федерации запасы аналогичных месторождений невелики (порфировый тип) или не добываются (медистые песчаники Удокана), и получение рения из них маловероятно. В то же время, в связи с подъемом авиационной и космической промышленности спрос на рений значительно вырос и продолжает расти. В 1992 г. повышенные концентрации Re были установлены в газовых эманациях вулкана Кудрявый на о. Итуруп (Южно-Курильские острова), где рений приурочен к высокотемпературному фумарольному полю, а его источником являются глубинные флюиды [5].

Оценка минерально-сырьевой базы рения Российской Федерации показала, что наибольшим ресурсным потенциалом из основных рудно-формационных типов месторожлений обладает инфильтрационно-полиметальный (гидрогенный), гле рений добывается попутно с ураном методом скважинного подземного вышелачивания [6]. Выделяются три Re-содержащие урановые провинции: Подмосковная, Зауральская и Забайкальская. Наиболее перспективной (~80% Re от ресурсов данного типа) является Подмосковная провинция [7], где в ходе оценочных работ в период с 2013-2015 гг. было разведано и в 2016 году поставлено на государственный баланс U-Mo-Re Брикетно-Желтухинское месторождение указанного типа [8]. В настоящее время проводятся подготовительные работы по освоению этого месторождения.

Брикетно-Желтухинское месторождение расположено на территории Скопинского района Рязанской области, в 254 км от г. Москвы (рис. 1, врезка). По результатам бурения было выделено единое рудное тело, характеризующееся содержанием Re > 0.1 г · т<sup>-1</sup>, площадная продуктивность Re достигает 57 г · м<sup>-2</sup> (рис. 1). Мощность лентовидной рудной залежи, ореол которой оконтурен по бортовой концентрации  $C_{\text{Re}} = 0.5 \text{ г} \cdot \text{т}^{-1}$  достигает 42 м, а поперечный размер – 500 м [8, 9].

Рениевое оруденение на данном месторождении локализовано в палеорусловых отложениях бобриковского горизонта, представленных мелко-среднезернистыми песками от светло-серого до темно-серого цвета с различными оттенками [8, 9]. Природа преобладающей серой и темно серой окраски обусловлена их высокой насыщенностью углистым материалом и обилием дисульфидов железа [10].

Установлено два типа рудоносных пород, содержащих Re оруденение: первый тип — алевропесчанные разности, обогащенные сульфидами, второй тип — углистый детрит, также содержащий сульфиды. Образцы руд П9-50 и Д5-6 (табл. 1) характеризуются как пески (SiO<sub>2</sub> более 95 мас. %) коричневато-серые до темно-серых от мелко- до крупнозернистых с углистым детритом и сульфидной минерализацией. Их отличительной особенностью являются повышенные содержания Fe, S, U, Mo, Re, связанные с зонами пиритизации и наличием углистого материала. Проба Г1-47 представлена серым среднезернистый песком с редкими прослоями темно-серого мелкозернистого песка и содержит  $1.85 \, r \cdot r^{-1}$  Re.

Каменные материалы были получены в ходе оценочных работ на рений и попутные компоненты, когда была пробурена серия профилей колонковых скважин до глубины ~90–100 м со сплошным отбором керна. Последовательно были вскрыты горизонтально залегающие неогенчетвертичные отложения и продуктивные гори-



Рис. 1. Позиция месторождения (на врезке) и изолинии продуктивности рениевого оруденения в бобриковской свите Брикетно-Желтухинского месторождения на литолого-фациальной схеме (в плане) [8, 9]: *1* — Брикетно-Желтухинское месторождение (на врезке); *2* — пески с прослоями и линзами углистых глин, углей, алевритов; *3* — пески разнозернистые с гравием, с редкими прослоями глин; *4* — границы преобладания фаций русловых (неугленосных) или пойменных, старичных, лагунных (угленосных); *5* — номера скважин, пробы керна которых использовались.

зонты песков визейского яруса нижнего карбона с углублением на 1–2 метра в подстилающие фаменские известняки [11].

#### ВОЗМОЖНЫЕ МЕТОДИКИ АНАЛИЗА СОСТАВА И ИХ СОПОСТАВЛЕНИЕ

Детальное изучение минерального состава руд проводилось методами электронной микроскопии в ИГЕМ РАН [10]. Было установлено, что уран в рудах представлен оксидной формой — уранинит (настуран), который в виде редких микронных включений содержится в пиритовой массе, присутствует в углистых частицах. Молибден в рудах представлен аморфным сульфидом Мо с примесью Fe и диагностирован как иордизит ( $MoS_2$ ), также молибден был установлен в кристаллической форме как молибденит ( $MoS_2$ ); рений установлен в составе микронных частиц Мо(Fe)-сульфидного состава (иордизитовая масса) и в частицах молибденита (до 1 мас. % Re).

После дробления и истирания изучен химический состав проб: XRF (аналитик Набелкин О.А.

№ скважины	№ пробы	Глубина отбора, м	Литологическая характеристика	Цвет	
П-9	П9-50	77.2	Переслаивание угля и разнозернистого песка (от мелко- до крупнозернистого) темно-серого с сульфидной минерализа- цией, прослои до 1 см	Темно-серый до черного	
Д-5	Д5-6	50.7	Песок среднезернистый коричневато- серый с обломками угля крупнозерни- стой размерности; тонкое переслаивание угля и сульфидных прослоев	Коричневато-серый	
Γ-1	Γ1-47	55.4	Песок серый среднезернистый с редкими прослойками темно-серого мелкозерни- стого песка	Серый	

Таблица 1. Характеристика изученных проб руд Брикетно-Желтухинского месторождения

ИМГРЭ, Якушев А.И. ИГЕМ РАН), ICP-MS (аналитик Пичугин И.А. ИМГРЭ) и кинетический анализ (на Re) (аналитик Лебедева Г.Г. ИМГРЭ).

Методом ICP-MS установлены концентрации следующих элементов – Re, Mo, U, V, Cr, Co, Ni, Cu, Zn, As, Se, Ag, Cd, Sb, Tl, Pb, Bi, Th, Mn. Количественный химический (кинетический) анализ содержания рения в горных породах и сульфидсодержащих рудах выполнен фотометрическим методом. Методика основана на каталитическом действии рения на реакцию, протекающую между теллуратом натрия и хлористым оловом, и аттестована в соответствии с ГОСТ 8.563-2009 и ОСТ 41-08-205-04. Масса пробы растертого до пудры образца 0.5–2 г. Методика позволяет определять содержания рения от 0.002 до 200 г  $\cdot$  т<sup>-1</sup> в горных породах и сульфидных рудах [12].

Определение рения методами кинетического анализа, ICP-MS и XRF имеет ряд ограничений. В первом случае, наряду с трудностями определения рения, связанными с его склонностью к гидролизу и диспропорционированию и многообразием образующихся ионных форм, влиянием мешающих химических элементов, всегда присутствующих в значительных количествах в ренийсодержащих рудах (молибден, вольфрам, ванадий), предъявляются высокие требования к условиям проведения анализа (например, к термостатированию раствора) и применяемой аппаратуре, в связи с чем требуется высокая квалификация химика-аналитика.

При ICP-MS анализе, как правило, проводится пробоподготовка с применением микроволнового разложения пробы в автоклаве в смеси двух кислот (азотной и плавиковой) с добавлением перекиси водорода. Метод достаточно прост, однако, требует значительного времени пробоподготовки. Ограничения его применения в случае богатых руд, насыщенных углеродистым веществом ( $C_{\rm opr}$  до 10 мас. %), обусловлены неконтролируемыми потерями Re (также, как и платиноидов) в процессе пробоподготовки, связанными с его удалением с газовой фазой.

Хотя пробоподготовка для проведения прямого рентгенофлуоресцентного анализа предельно проста, метод обладает плохой чувствительностью (нижний предел 50–100 г · т<sup>-1</sup> Re) из-за сильного наложения на аналитическую линию ReL $\alpha$ мешающей линии цинка Zn $K\alpha$ , а аналитическая линия ReL $\beta_1$  сильно поглощается *K*-краем цинка, которого в рениеносных рудах, как правило, на 2–3 порядка больше.

## НЕЙТРОННО-АКТИВАЦИОННЫЙ АНАЛИЗ СОСТАВА ОБРАЗЦОВ

Нейтронно-активационный анализ [13], особенно с использованием тепловых нейтронов фотонейтронного источника, по сравнению с рассмотренными выше методами обладает рядом существенных преимуществ. Как уже указывалось, на его чувствительность мало влияют поликомпонентность состава урановых рул. а также угленасыщенность проб. При проведении анализа нет необходимости в специальных мерах пробоподготовки. Важным является и тот факт, что при облучении объемных проб потоками нейтронов  $10^7 - 10^8$  нейтрон/см<sup>2</sup> · с. большая часть проб через 1-2 недели может быть использована в неизмененном виле для дальнейших исследований. Особенно это важно для уникальных, либо дорогостоящих проб. При этом радиоактивность проб будет столь низкой, что облученный материал может быть отнесен к категории нерадиоактивных отходов и захоронения таких проб не потребуется. Это обстоятельство делает предложенную процедуру неразрушающего анализа неизмеримо более радиационно-безопасной, чем анализ с использованием ядерного реактора.

Нейтронно-активационный анализ проб проводился с использованием активационно-измерительного комплекса ИЯИ РАН [3], включающего фотонейтронный W–Ве-источник ИН-ЛУЭ на базе линейного ускорителя электронов ЛУЭ-8-5 и низкофоновый гамма-спектрометр [14]. Образцы массой ~2 г активировались потоком тепловых нейтронов ~10<sup>7</sup> нейтрон/см<sup>2</sup> · с в течение ~1-3 ч и выдерживались перед измерением 10– 30 мин. Время измерения активационных γ-спектров составляло ~20–44 ч. В качестве образцов сравнения одновременно с пробами облучались образцы чистого рения массой 0.1–0.25 г.

Набор активационных спектров осуществлялся с помощью программы SpectraLineGP [15] в режиме последовательной записи спектров на диск компьютера каждые 100 с. Специальной программойконвертором спектры из полубинарного формата преобразовывались в текстовой формат и затем использовались в программе определения периода полураспада нуклидов по заданному пику. Идентификация пиков в спектрах осуществлялась с помощью программы, содержащей базу данных по нуклидам, активируемым при облучении нейтронами в реакциях  $(n, \gamma)$ ,  $(n, n'\gamma)$  и (n, p). По заданным пикам в спектре программа находила с заданной точностью соответствующие им варианты линий нуклидов с указанием периода полураспада и интенсивности. По полученным при обработке спектров данным по периоду полурас-



1377

Рис. 2. Активационные гамма-спектры образцов П9 (1), Д5 (2) и Г1 (3) после облучения тепловыми нейтронами (приведены к одному времени измерений 44 ч и массе образца 1 г), время облучения -1-3 ч, выдержки -10-30 мин (*a*). Тот же спектр в другом масштабе в области энергий рениевых изотопов ( $\delta$ ).

пада происходила окончательная идентификация пиков.

Активационные спектры образцов после облучения тепловыми нейтронам представлены на рис. 2*a* и 2*б*. Для идентификации рения нас интересует энергетический диапазон до 750 кэВ. На рис. 2*б* представлены спектры образцов после активации нейтронами в интересующем нас энергетическом диапазоне, где могут проявляться пики от состояний рения.

На всех спектрах образцов наблюдаются множественные пики, соответствующие активированным состояниям породообразующих элементов. Но в то же время явно видны пики, соответствующие изотопам рения. Для того, чтобы считать их пригодными для аналитических целей, необходи-



**Рис. 3.** Сравнение активационных спектров для пробы П9: активационный спектр П9 (a), спектр Re образца-сравнения ( $\delta$ ), спектр естественной активности П9 (b).

мо убедиться, что они не перекрываются фоновыми линиями от естественной радиоактивности, а также от линий других элементов, содержащихся в этих рудных породах.

Анализ естественной радиоактивности образцов проводился также на базе активационно-измерительного комплекса ИЯИ РАН. Предоставленные пробы помещались в низкофоновый гамма-спектрометр [14]. Набор данных осуществлялся при помощи программы SpectraLineGP [15]. Измерение естественного фона образцов происходило в течение 10–20 ч. Спектры естественной радиоактивности проб в области энергий рениевых изотопов представлены на рисунках 3*в*, 4*в* и 5*в*. Наблюдаются основные пики изотопов U–Th рядов.

Гамма-спектры образцов рения представлены на рис. 36, 46 и 56. В природе рений встречается в виде двух изотопов: <sup>185</sup>Re (37.4%) и <sup>187</sup>Re (62.6%). При взаимодействии с нейтронами в реакциях (n,  $\gamma$ ) могут образоваться изотопы рения: <sup>186</sup>Re (основные линии — 122 и 137 кэВ; период полураспада



**Рис. 4.** Сравнение активационных спектров для пробы Д5: активационный спектр Д5 (*a*), спектр Re образца-сравнения ( $\delta$ ), спектр естественной активности Д5 (*в*).

89.24 ч), <sup>188</sup>Re (155, 478 и 633 кэВ; 17 ч) и <sup>188m</sup>Re (92, 106 кэВ; 18.6 м), γ-пики от распада которых и наблюдаются в спектрах на рис. 3*6*, 4*6* и 5*6*.

Сравнительный анализ спектров рис. 3–5 в интервале энергий 50–200 кэВ показал, что в интервале до 200 кэВ они имеют более простой вид, чем на рис. 2. Имеется в наличии заметный пик 155 кэВ, соответствующий изотопу <sup>188</sup>Re с периодом полураспада 17 ч, который не перекрывается с фоновыми пиками и пиками от других элементов и который поэтому может быть выбран в качестве аналитического пика.

Из-за того, что пробы взяты из разных скважин и горизонтов и представляют собой породы с разным элементным составом, можно сказать, что наличие хорошо выделяемой линии 155 кэВ от <sup>188</sup>Re является характерной особенностью пород Брикетно-Желтухинского месторождения, а нейтронно-активационный анализ является конкурентноспособным для определения содержания рения.



**Рис. 5.** Сравнение активационных спектров для пробы  $\Gamma$ 1: активационный спектр  $\Gamma$ 1 (*a*), спектр Re образцасравнения (*б*), спектр естественной активности  $\Gamma$ 1 (*в*).

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрен состав пород Брикетно-Желтухинского месторождения рения, который характеризуется наличием повышенной естественной радиоактивности из-за присутствия урана и сложным минеральным составом с повышенные содержания Fe, S, Se и Mo.

Проведено сравнение нескольких методик анализа рения: рентгенофлуоресцентного анализа, масс-спектрометрии с индуктивно связанной плазмой и кинетического анализа. Также была опробована методика нейтронно-активационного анализа.

С помощью активационно-измерительного комплекса, включающего W—Ве-фотонейтронный источник нейтронов и низкофоновый гамма-спектрометр, проведены измерения с использованием нейтронно-активационного анализа. Проводилась отработка методики измерения содержаний рения в радиоактивных рудных породах на примере проб Брикетно-Желтухинского рениевого месторождения. Пробы ренийсодержащих пород облучались нейтронами фотонейтронного источника. Анализ активационных гамма-спектров указывает на возможность однозначного определения рения на фоне сопутствующих элементов, что делает нейтронно-активационный анализ конкурентноспособным для определения содержания рения.

Авторы выражают благодарность руководству ФГУП "ИМГРЭ" за предоставление каменного материала для прецизионных исследований, за всестороннюю помощь и признательность работникам аналитических лабораторий (О.А. Набелкину, В.А. Иванову, И.А. Пичугину, Г.Г. Лебедевой), а также А.И. Якушеву (ИГЕМ РАН) – за выполнение химических анализов.

Работа выполнена по государственному заданию ИГЕМ РАН при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-35-90095-Аспиранты).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Лебедев К.Б. Рений. М.: Металлургиздат, 1963. 208 с.
- 2. Иванов В.В., Поплавко Е.М., Горохова В.Н. Геохимия рения. М.: Наука, 1969. 160 с.
- Андреев А.В., Бурмистров Ю.М., Зуев С.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 6. С. 824; Andreev A.V., Burmistrov Yu.M., Zuyev S.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 6. Р. 748.
- Кременецкий А.А., Лунева Н.В., Куликова И.М. // Разв. и охр. недр. 2011. № 6. С. 33.
- Знаменский В.С., Коржинский М.А., Штейнберг Г.С. и др. // Зап. Росс. минерал. общ. 2005. Т. 134. № 5. С. 32.
- Культин Ю.В., Новгородцев А.А., Фоменко А.Е. и др. // Горн. журн. 2007. № 6. С. 19.
- 7. *Трач Г.Н., Бескин С.М.* // Разв. и охр. недр. 2011. № 6. С. 26.
- Карась С.А., Кременецкий А.А., Орлов С.Ю. и др. // Разв. и охр. недр. 2017. № 8. С. 20.
- 9. Викентьев И.В., Кайлачаков П.Э. // Литол. и пол. иск. 2020. № 3. С. 209; Vikentyev I.V., Kailachakov P.E. // Lithol. Miner. Resour. 2020. V. 55. No. 3. P. 177.
- Кайлачаков П.Э., Дойникова О.А., Белоусов П.Э., Викентьев И.В. // Литол. и пол. иск. 2020. № 4. С. 337; Kailachakov P.E., Doynikova O.A., Belousov P.E., Vikentyev I.V. // Lithol. Miner. Resour. 2020. V. 55. No. 4. P. 286.
- Кайлачаков П.Э. // Вест. РУДН. Сер. Инж. иссл. 2017. № 3. С. 353.
- Методика количественного химического анализа. Рений. Определение массовых долей рения в горных породах и сульфидных рудах фотометрическим методом. М.: ИМГРЭ, 2015. 29 с.
- Гутько В.И. Активационный анализ. Минск: МГЭУ им. А.Д. Сахарова, 2008. 74 с.
- Андреев А.В., Бурмистров Ю.М., Зуев С. В. и др. // Ядерн. физ. и инж. 2013. Т. 4. № 9–10. С. 879.
- 15. http://lsrm.ru/products/detail.php?ELEMENT\_CODE= SpectraLineGP.

#### АФОНИН и др.

# On the possibility of neutron-activation determination of rhenium content in radioactive rocks

A. A. Afonin<sup>*a*, \*</sup>, Yu. M. Burmistrov<sup>*a*</sup>, I. V. Vikentyev<sup>*b*</sup>, S. V. Zuyev<sup>*a*</sup>, P. E. Kailachakov<sup>*b*</sup>, [E. S. Konobeevski<sup>*a*</sup>, M. V. Mordovskoy<sup>*a*</sup>, V. N. Ponomarev<sup>*a*</sup>, G. V. Solodukhov<sup>*a*</sup>

<sup>a</sup>Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia <sup>b</sup>Institute of Geology of Ore Deposits, Petrography, Mineralogy and Geochemistry of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119017 Russia

\*e-mail: afonin@inr.ru

The existing chemical methods are characterized by ambiguity in determining the rhenium content due to the manifestations of other elements competing with it. There is a need to develop independent methods for the analysis of rhenium-containing rocks. The technique of measuring the rhenium content in radioactive ore rocks was being worked out. Samples of rhenium-containing rocks were irradiated with neutrons from a photoneutron source. Analysis of activation gamma spectra indicates an unambiguous determination of the rhenium on the background of accompanying elements, which makes neutron activation analysis competitive for determination of rhenium content.

УДК 539.1.074.823

# ЗАВИСИМОСТЬ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ПОЛОЖЕНИЯ И РАЗМЕРОВ НЕЙТРОННОГО ПОТОКА ОТ МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ

© 2021 г. И. В. Мешков<sup>1, \*</sup>, С. И. Поташев<sup>1, 2</sup>, С. Х. Караевский<sup>2</sup>, Ю. М. Бурмистров<sup>2</sup>, Г. В. Солодухов<sup>2</sup>, В. Н. Пономарев<sup>2</sup>, А. И. Драчев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки "Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук", Москва, Россия <sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки "Институт ядерных исследований Российской академии наук", Москва, Россия \*E-mail: meshkoviv@lebedev.ru

Поступила в редакцию 24.05.2021 г. После доработки 01.06.2021 г. Принята к публикации 28.06.2021 г.

Пространственное распределение нейтронного потока с максимальными энергиями  $E_n^{max}$  от 3.3 до 5.1 МэВ из выводного канала фотонейтронного источника исследовано с помощью двухкоординатного <sup>10</sup>В-детектора. Найдено, что максимум в интенсивности нейтронного потока, измеренного вдоль горизонтальной оси, смещается назад относительно направления первичного электронного – max

пучка с увеличением  $E_n^{max}$ .

DOI: 10.31857/S0367676521100215

### **ВВЕДЕНИЕ**

При подготовке и проведении нейтронно-физических экспериментов с быстрыми нейтронами на ускорителях возникает необходимость контролировать направление и распределение их потока. Чаще всего для этой цели используются активационные, а также ионизационные или сцинтилляционные детекторы с применением метода протонов отдачи [1, 2]. Метод времени пролета позволяет определить энергию нейтрона, но при этом необходимо удаление детектора на большое расстояние и требование малого джиттера импульса ускорителя. Все эти детекторы помимо потока нейтронов из канала источника регистрируют также фон рассеянных нейтронов. Сцинтилляционные детекторы также очень чувствительны к гаммаи рентгеновскому излучению и в случае высокой его интенсивности могут испытывать перегрузку. Газовые пропорциональные и коронные счетчики, а также пропорциональные и ионизационные камеры, наполненные <sup>3</sup>Не или  ${}^{10}BF_3$ , не обладают достаточной чувствительностью к быстрым нейтронам, и поэтому используются только в счетном режиме после термализации нейтронов. Новым решение является использование для регистрации слоя твердого <sup>10</sup>В, который обладает достаточно большим сечением поглощения  $\sigma_a \sim 1$  барн при энергиях в несколько МэВ.

## ПОЗИЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ДЕТЕКТОР НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ СЛОЯ <sup>10</sup>В И ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ

Новый позиционно-чувствительный детектор  $(\Pi \Psi \Pi)$  нейтронов на основе слоя <sup>10</sup>В и ионизационной камеры продемонстрировал в эксперименте чувствительность к углу падения быстрых нейтронов, попадающих в камеру приблизительно перпендикулярно к плоскости детектора [3]. Описываемый прибор имеет свойство направленного детектирования также и для тепловых нейтронов, как и недавно предложенная детекторная система из <sup>3</sup>Не-счетчиков [4]. Пропорциональность амплитуды сигнала величине энергии ионизации позволяет судить об энергии вторичного ядра <sup>4</sup>Не или <sup>7</sup>Li и, как следствие, энергии нейтрона  $E_n$  при энергиях свыше 1 МэВ. Наличие в конструкции детектора двух чувствительных зазоров, следующих один за другим и работающих в режиме совпадения, позволяет существенно подавить влияние фона. Было показано также, что, анализируя амплитуды сигналов этого детектора, можно определить  $E_n^{max}$  в потоке [5]. Существенным достоинством его является и чрезвычайно низкая чувствительность к ү-квантам и рентгеновскому излучению из-за отсутствия конкурирующих реакций фотонов с ядром  $^{10}$ В.



Рис. 1. Схема экспериментальной установки: *1* – пучок электронов; *2* – W-мишень; *3* – Ве-мишень; *4* – полиэтиленовый замедлитель, окруженный защитой; *5* – коллиматор; *6* – Сd-фильтр; *7* – ПЧД; *8* – <sup>3</sup>Не-счетчик.

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В экспериментальной установке, которая показана на рис. 1, использовался источник нейтронов на базе линейного ускорителя электронов ЛУЭ-8. Падающий пучок 1 с фиксированными энергиями электронов  $E_{\rm e}$  в трех экспериментах 5, 6 и 7 МэВ производил в вольфрамовой мишени 2 тормозной спектр фотонов с такими же граничными энергиями. Фотоны на бериллиевой мишени 3 за счет реакции <sup>9</sup>Be ( $\gamma$ , n) <sup>8</sup>Be создавали поток нейтронов с интенсивностью до 10<sup>7</sup> см<sup>-2</sup> · с<sup>-1</sup>. Часть нейтронов замедлялась в 100 см кубе из чистого полиэтилена марки "С0", окруженного защитой из борированного полиэтилена "С3" 4, а часть нейтронов через коллиматор 5 диаметром 3 см и длиной 45 см и кадмиевый фильтр 6 толщиной 0.5 см, направлялась на ПЧД 7 на основе слоя <sup>10</sup>В и ионизационной камеры. Монитором, контролирующим поток медленных нейтронов, служил пропорциональный <sup>3</sup>Не-счетчик 8. Пространственное распределение быстрых нейтронов регистрировалось ПЧД. В системе считывания использовалась цепь последовательных сопротивлений, подключенных к проволочкам или полоскам детектора. Координаты точки регистрации нейтрона определялись по методу деления заряда из амплитуд сигналов, как это было описано в [7, 8].

## ЗАВИСИМОСТЬ МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ ОТ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ

Моделирование кинематики реакции  ${}^{9}$ Be( $\gamma$ , n) ${}^{8}$ Be показало, что под углом оси коллиматора к оси электронного пучка 67°, увеличение граничной энергии ү-квантов на 1 МэВ приводит к увеличению  $E_n^{max}$  в потоке на 0.9 МэВ. С учетом порога данной реакции 1.67 МэВ при  $E_e$  5, 6 и 7 МэВ  $E_n^{max}$  составляла 3.3, 4.2 и 5,1 МэВ, соответственно. Несмотря на то, что Сd-фильтр ограничивает *E*<sub>n</sub> величиной около 0.55 эВ, нижняя граница Е<sub>n</sub> определяется установленным порогом регистрации вторичного ядра во втором чувствительном зазоре детектора. Он составлял от 0.1 до 0.2 МэВ. Это означает, что энергия ядра  ${}^{4}$ He или  ${}^{7}$ Li с vчетом потери в первом азоре составляла не менее 0.5 МэВ. Как было показано ранее, энергетические потери ядра <sup>4</sup>Не для тепловых нейтронов составляют 0.43 МэВ [6]. Это приводит к существенному подавлению вклада событий с вылетом ядра <sup>4</sup>He.

#### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 2 показаны корреляции амплитуд сигналов  $A_1$  от 1-го и  $A_2$  от 2-го зазоров ПЧД, полу-

ченные при трех значениях  $E_n^{max}$  3.3, 4.2 и 5.1 МэВ. В эксперименте обнаружена прямая зависимость амплитуды сигналов от  $E_n$ , поскольку нейтрон сообщает дополнительную кинетическую энергию вторичному ядру. При этом большая часть энергии выделяется в первом зазоре детектора. В то же время, как видно из рисунка, с ростом  $E_n$  диапазон амплитуд сигналов от второго зазора детектора расширяется.

На рис. 3 показаны полученные в экспериментах двумерные пространственные распределения потока нейтронов для трех величин  $E_n^{max}$ : 3.3, 4.2 и 5.1 МэВ. На графиках видно, что положение максимума с увеличением  $E_n^{max}$  на каждые 0.9 МэВ смещается назад по отношению к пучку электронов на 2 см вдоль горизонтальной оси Х. Это можно объяснить более глубоким проникновением ү-квантов в Ве-мишень с ростом энергии и, как следствие, смещения видимого через коллиматор святящегося излучателя нейтронов вперед по пучку электронов. Это и приводит к изменению геометрии потока нейтронов на месте размещения ПЧД. При этом полная ширина на половине высоты распределения меняется от 4.5 до 6 см при увеличении  $E_n^{max}$  от 3.3 до 5.1 МэВ. Последний факт может объясняться увеличением диапазона энергий регистрируемых нейтронов с ростом  $E_n^{max}$ . В то же





время положение максимума распределения вдоль вертикальной оси *Y* и его ширина на половине высоты не изменяется.



**Рис. 3.** Распределение нейтронов в пучке для различных  $E_n^{max}$ : 3.3 (*a*); 4.2 (*б*) и 5.1 МэВ (*в*).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью двухкоординатного <sup>10</sup>В-детектора было исследовано пространственное распределение пучка быстрых нейтронов из канала нейтронного источника с максимальными энергиями от 3.3 до 5.1 МэВ.

Увеличение  $E_n^{max}$  пучка нейтронов на 0.9 МэВ соответствует смещению на 2 см максимума рас-

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 10 2021

МЕШКОВ и др.

пределения, измеренного на расстоянии 120 см от центра Ве-мишени.

Перемещение положения максимума в горизонтальном распределении нейтронов с увеличе-

нием  $E_n^{max}$  дает возможность определять и контролировать эту энергию в режиме реального времени.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФИАН по теме № 4 "Физика конденсированного состояния: новых материалов, молекулярных и твердотельных структур нанофотоники, наноэлектроники и спинтроники"

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

 Dreyzin V.T., Grimov A.A., Logvinov D.I. // J. Appl. Spectrosc. 2016. V. 83. No. 3. P. 454.

- Thomas D.J., Alevra A.V. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2002. V. 476. P. 12.
- Мешков И.В., Поташев С.И., Афонин А.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 4. С. 497; Meshkov I.V., Potashev S.I., Afonin A.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 4. P. 382.
- Bedogni R., Gomez-Ros G.M., Lega A. et al. // NIMA. 2020. V. 983. Art. No. 164595.
- Potashev S., Drachev A., Burmistrov Yu. et al. // EPJ Web Conf. 2020. V. 231. Art. No. 05010.
- 6. Potashev S, Burmistrov Yu., Drachev A. et al. // Proc. 3rd ICCPA. V. 2018. (Moscow, 2017). P. 115.
- Караевский С.К., Поташев С.И., Драчев А.И., Бурмистров Ю.М. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 6. С. 832; Karaevsky S.K., Potashev S.I., Drachev A.I., Burmistrov Yu.M. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No. 6. P. 748.
- Karaevsky S.K., Potashev S.I., Drachev A.I. et al. // Phys. Atom. Nuclei. 2019. V. 82. No. 12. P. 1686.

## The dependence of spatial location and size of neutron flux on the maximum neutron energy

# I. V. Meshkov<sup>*a*, \*</sup>, S. I. Potashev<sup>*a*, *b*</sup>, S. Kh. Karaevsky<sup>*b*</sup>, Yu. M. Burmistrov<sup>*b*</sup>, G. V. Soloduhov<sup>*b*</sup>, V. N. Ponomarev<sup>*b*</sup>, A. I. Drachev<sup>*b*</sup>

<sup>a</sup>Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow 119991 Russia <sup>b</sup>Institute for Nuclear Research of Russian Academy of Sciences, Moscow 117312 Russia \*e-mail: meshkoviv@lebedev.ru

The spatial distribution of the neutron flux with maximum energies from 3.3 to 5.1 MeV from the outlet channel of the photoneutron source was studied using a two-coordinate <sup>10</sup>B detector. It was found that the maximum in the intensity of the neutron flux measured along the horizontal axis shifts back relative to the direction of the primary electron beam with an increase in the maximum neutron energy. УДК 539.1.074.823

# О ВОЗМОЖНОСТИ КОНТРОЛЯ МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ ПО АМПЛИТУДНЫМ СПЕКТРАМ ОТ <sup>10</sup>В-ДЕТЕКТОРА

© 2021 г. С. И. Поташев<sup>1, 2, \*</sup>, А. А. Афонин<sup>1</sup>, Ю. М. Бурмистров<sup>1</sup>, А. И. Драчев<sup>1</sup>, Е. С. Конобеевский<sup>1</sup>, В. Н. Марин<sup>1</sup>, И. В. Мешков<sup>2</sup>, С. Х. Караевский<sup>1</sup>, А. А. Каспаров<sup>1</sup>, В. Н. Пономарев<sup>1</sup>, Г. В. Солодухов<sup>1</sup>, [С. В. Зуев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки "Институт ядерных исследований Российской академии наук", Москва, Россия <sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки "Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук", Москва, Россия *\*E-mail: potashev@inr.ru* Поступила в редакцию 24.05.2021 г. После доработки 01.06.2021 г. Принята к публикации 28.06.2021 г.

Исследована возможность контроля максимальной энергии нейтронов  $E_n^{max}$  в потоке путем анализа амплитудных спектров от <sup>10</sup>В-детектора. Моделируются ионизационные потери ядер <sup>4</sup>Не и <sup>7</sup>Li в двух зазорах детектора. Обнаруженная однозначная экспериментальная зависимость положения

максимума и формы этих спектров от  $E_n^{max}$  и согласующиеся с ней расчеты могут быть использованы для контроля максимальной энергии нейтронов.

DOI: 10.31857/S0367676521100227

## введение

Измерение энергии в интенсивном потоке быстрых нейтронов из источника на основе реакторов и ускорителей – важная, но очень сложная задача. Использование активационных детекторов дает только общую картину нейтронного поля, требует использования дорогостоящего германиевого детектора и сложного вычислительного анализа, проводимого после завершения эксперимента. Сцинтилляционные нейтронные детекторы обладают высокой чувствительностью к гамма- и рентгеновским квантам, интенсивность которых в экспериментах значительно превышает поток нейтронов. Кроме того, большая масса материала сцинтиллятора вносит искажение в измеряемое нейтронное поле. Пропорциональные и ионизационные газовые камеры и счетчики, заполненные газами <sup>3</sup>Не или <sup>10</sup>ВF<sub>3</sub>, обладают высокой эффективностью только для медленных и эпитепловых нейтронов. Все вышеперечисленные детекторы измеряют поток нейтронов на высоком фоне рассеянных нейтронов и не обладают избирательной чувствительностью к направлению нейтронного потока. При измерении энергии нейтронов сцинтилляционными детекторами используются методы протонов отдачи

и времени пролета. При использовании сцинтилляционных детекторов отсутствует однозначная зависимость между ионизационными потерями и амплитудой сигнала [1]. При измерении энергии по методу времени пролета необходимо большое пролетное расстояние для получения достаточного разрешения. При этом поток нейтронов значительно уменьшается, что делает затруднительным постановку экспериментов. Многих из этих недостатков лишен новый позиционно-чувствительный детектор (ПЧД) на основе слоя <sup>10</sup>В и ионизационной камеры [2]. Его применение для оценки

 $E_n^{max}$  потока нейтронов из канала источника рассматривается в настоящей работе.

## ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Поток нейтронов создавался в фотонейтронном источнике на базе линейного ускорителя электронов ЛУЭ-8 с энергией  $E_e$  до 9 МэВ [3]. Для генерации нейтронов тормозной спектр гаммаквантов падал на мишень из бериллия. Учитывая, что порог рождения нейтронов в фотонейтронной реакции на бериллии составляет 1.67 МэВ максимальная энергия ( $E_n^{max}$ ) вылетающих нейтронов может быть до 7.33 МэВ. Нейтроны выво-



**Рис. 1.** Упрощенная схема детектора: (1) передний катод со слоем <sup>10</sup>В; (2) анод; (3) задний катод.

дились из коллимированного канала под углом 67°. Медленные нейтроны задерживались кадмиевой пластиной, а оставшийся поток быстрых нейтронов падал на ПЧД.

#### ПОЗИЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ГИБРИДНЫЙ ДЕТЕКТОР

Данный детектор представляет собой гибрид слоя изотопа <sup>10</sup>В и многопроволочной и многостриповой газовой камеры, работающей в ионизационном или пропорциональном режиме [4]. Из слоя <sup>10</sup>В под действием нейтрона в результате двух ядерных реакций

$$n + {}^{10}\text{B} \rightarrow {}^{4}\text{He} + {}^{7}\text{Li}$$
$$u \quad n + {}^{10}\text{B} \rightarrow {}^{11}\text{B}^* \rightarrow {}^{4}\text{He} + {}^{7}\text{Li} + \gamma (0.47 \text{ M} \ni \text{B}).$$

вылетают ядра <sup>4</sup>Не и <sup>7</sup>Li. Эти ядра затем регистрируются в ионизационной камере с измерением амплитуд ионизации в двух ее последовательных чувствительных зазорах [5]. Детектор успешно применялся в экспериментах [6] для измерения распределения нейтронов и имеет следующие преимущества перед другими детекторами:

а) он подходит для работы в потоках быстрых нейтронов до  $10^{11}$  см<sup>-2</sup> · c<sup>-1</sup>;

б) он имеет чрезвычайно низкую чувствительность к  $\gamma$ -квантам и рентгеновскому излучению менее  $10^{-8}$  по сравнению с нейтронами; в) двумерные данные о координатах и амплитудах накапливаются и отображаются в режиме on-line;

г) низкое сечение взаимодействия нейтронов с газом и материалами детектора слабо искажает измеряемое нейтронное поле;

д) детектор обладает избирательностью к направлению потока нейтронов за счет тонкого слоя  ${}^{10}$ В и его планарной внутренней структуры;

е) линейное соотношение амплитуд сигналов и ионизационных потерь;

ж) достаточное сечение реакции ~1 барн для регистрации нейтронов с  $E_n$  от 1 до 7 МэВ;

з) амплитуды сигналов зависят от  $E_n$  при энергии свыше 1 МэВ;

и) возможны также регистрация медленных нейтронов и измерение по времени пролета.

#### МОДЕЛИРОВАНИЕ АМПЛИТУДНЫХ СПЕКТРОВ ОТ ПЕРВОГО ЗАЗОРА

Пучок электронов производит тормозное излучение в вольфрамовой мишени. Образование нейтронов в источнике происходит под действием тормозного излучения в результате реакции  ${}^{9}\text{Be}(\gamma, n){}^{8}\text{Be}$  на бериллиевой мишени. Спектр тормозного излучения имеет экспоненциальный спад с резким падением в его конце. В работе [7] был рассчитан спектр нейтронов. Кадмиевый фильтр толшиной 5 мм. установленный перед детектором. снизил общую загрузку, подавляя большую часть нейтронов с энергией менее 0.55 эВ. Упрощенная схема детектора приведена на рис. 1. Нейтроны в переднем катоде 1 со слоем <sup>10</sup>В вызывают ядерную реакцию, в результате которой вылетают ядра <sup>4</sup>Не и <sup>7</sup>Li. Нейтрон будет зарегистрирован, если одно из этих ядер в первом газовом зазоре между катодом 1 и анодом 2 и во втором газовом зазоре между анодом 2 и задним катодом 3 вызовут сигналы ионизации, превышающие порог. Несмотря на то, что медленные и промежуточные нейтроны доминируют в этом спектре, при выбранном высоком пороге регистрации во втором зазоре детектора вторичные ядра не имеют достаточной энергии, чтобы вызвать триггер. Расчет показал, что триггер запускается для нейтронов с энергией *E<sub>n</sub>* > 0.5 МэВ. Поэтому при моделировании мы рассматривали только нейтроны с энергией  $E_n > 0.5$  МэВ.

Результаты моделирования ионизационных потерь ядер в первом зазоре ПЧД для одной из двух реакций  $n + {}^{10}\text{B} \rightarrow {}^{4}\text{He} + {}^{7}\text{Li}$  с вычисленным спектром нейтронов представлено на рис. 2. Приведены расчетные спектры ионизационных потерь в первом зазоре с установленным порогом регистрации во втором зазоре 0.1 МэВ. Увеличивая порог регистрации во втором зазоре детектора, сиг-



**Рис. 2.** Расчетные спектры ионизационных потерь в первом зазоре детектора. Сплошная линия соответствует  $E_e = 5$  МэВ, пунктирная линия – 6 МэВ, точечная линия – 7 МэВ, широкая серая линия – 8 МэВ, широкая линия из кружков – 9 МэВ.

нал которого служил триггером, можно подавить вклад событий с ядром <sup>4</sup>Не по сравнению с вкладом событий с ядром <sup>7</sup>Li. Из рис. 2 видно, что с ростом энергии электронов, а значит и максимальной энергии нейтронов ожидается увеличение амплитуды сигналов ионизационных потерь.

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ СПЕКТРЫ ОТ ПЕРВОГО ЗАЗОРА

Коллимированный поток нейтронов из канала нейтронного источника направлялся через 5-мм фильтр из кадмия на <sup>10</sup>В-детектор. Энергия электронов в различных экспериментах устанавливалась от 5 до 9 МэВ. На рис. 3 приведены экспериментальные амплитудные спектры от первого зазора ПЧД для энергий электронов от 5 до 9 МэВ с шагом 1 МэВ. Сигнал от второго зазора служил триггером. Как было установлено после калибровки на тепловых нейтронах, в спектрах амплитуд от второго зазора отсутствовали сигналы, соответствующие потерь энергии ядер менее 0.45 МэВ. Это значение потерь находится вблизи максимума для тепловых нейтронов, то есть регистрация медленных и надтепловых нейтронов была существенно подавлена. Также оказалась существенно подавленной регистрация событий с вылетом ядра <sup>4</sup>Не. Ядра <sup>7</sup>Li, которые образовались от нейтронов с энергией меньшей, чем  $E_n^{max} = 5.1 \text{ МэВ}$  (при  $E_e = 7 \text{ МэВ}$ ) практически полностью теряют свою энергию в детекторе. Ядра <sup>4</sup>Не и <sup>7</sup>Li проходят через оба зазора ПЧД, если  $E_n^{max} = 6$  МэВ ( $E_e = 8$  МэВ) и  $E_n^{max} = 6.9 \text{ МэВ} (E_e = 9 \text{ МэВ}), и они не полностью$ теряют свою энергию в детекторе. На рис. 4а представлены экспериментальные спектры для  $E_n^{max} = 3.3$  МэВ (при  $E_e = 5$  МэВ) и расчетные спектры при средней энергии  $E_n = 1$  МэВ для событий с вылетом ядра <sup>7</sup>Li. Мы предположили, что



**Рис. 3.** Экспериментальный спектр амплитуд сигналов от первого зазора детектора. Сплошная линия соответствует  $E_e = 5$  МэВ, пунктирная линия – 6 МэВ, точечная линия – 7 МэВ, кружки – 8 МэВ, точки – 9 МэВ.



**Рис. 4.** Спектры амплитуд от 1-го зазора детектора (точки со статистическими ошибками) и модельные спектры энергии ядер из реакции без гамма-кванта (линии): экспериментальная  $E_n^{max} = 3.3$  МэВ и расчетная средняя энергия  $E_n = 1$  МэВ (*a*); такие же спектры для  $E_n^{max} = 4.2$  МэВ и  $E_n = 3$  МэВ (*b*).

средняя энергия в потоке нейтронов находится в области энергий 0.5–1.5 МэВ. Расчетные и экспериментальные спектры хорошо согласуются друг с другом. Пик слева, по-видимому, связан с ионизационными потерями ядер из реакции с возбуждением ядра <sup>11</sup>В\*, которая не была учтена в расчетах. На рис. 46 представлены экспериментальные спек-

тры для  $E_n^{max} = 4.2 \text{ МэВ}$  при  $E_e = 6 \text{ МэВ}$  и расчетные спектры при  $E_n = 3 \text{ МэВ}$  для событий с вылетом ядра <sup>7</sup>Li. Мы предположили, что средняя энергия в потоке нейтронов для этой энергии электронов находится в области энергий 1.5–3 МэВ. Расчетные и экспериментальные спектры также хорошо согласуются друг с другом. Таким образом положение максимума в спектре ионизационных потерь ядер

увеличивается с величиной  $E_n^{max}$  в потоке.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследована возможность контролирования максимальной энергии нейтронного потока путем анализа амплитудных спектров от <sup>10</sup>В-детектора. Проведено моделирование реакции взаимодействия нейтронов с ядром <sup>10</sup>В с образованием ядер <sup>4</sup>Не и <sup>7</sup>Li. Рассчитаны ионизационные потери ядер в двух зазорах детектора. Обнаружена однозначная зависимость ионизационных потерь как экспериментальных, так и модельных спектров в зависимости от максимальной энергии нейтронов. Работа выполнена в рамках государственного задания ФИАН по теме № 4 "Физика конденсированного состояния: новых материалов, молекулярных и твердотельных структур нанофотоники, наноэлектроники и спинтроники".

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Афанасьев С.В., Вишневский А.В., Вишневский Д.А. и др. // Письма в ЭЧАЯ. 2018. Т. 14. № 3(208). С. 299.
- Potashev S., Drachev A., Burmistrov Yu. et al. // EPJ Web Conf. 2020. V. 231. Art. No. 05010.
- 3. Андреев А.В., Бурмистров Ю.М., Зуев С.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 6. С. 824; Andreev A.V., Burmistrov Yu.M., Zuyev S.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 6. P. 748.
- Поташев С.И., Бурмистров Ю.М., Драчев А.И. и др. // Поверхн. Рент., синхротр. и нейтрон. иссл. 2018. № 10. С. 108; Potashev S.I., Burmistrov Yu.M., Drachev A.I. et al. // J. Surf. Invest. X-ray. Synchrotron Neutron Tech. 2018. V. 12. P. 627.
- Potashev S., Burmistrov Y., Drachev A. et al. // Proc. 3rd ICPPA. V. 2018. (Moscow, 2017). P. 115.
- Мешков И.В., Поташев С.И., Афонин А.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 4. Р. 497; Meshkov I.V., Potashev S.I., Afonin A.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 4. Р. 382.
- Мордовской М.В., Зуев С.В., Конобеевский Е.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 6. С. 829; Mordovskoy M.V., Zuyev S.V., Konobeevski E.S. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No. 6. P. 745.

# On the possibility of control the maximum energy of fast neutrons by the pulse height spectra of the <sup>10</sup>B-detector

S. I. Potashev<sup>*a*, *b*, \*, A. A. Afonin<sup>*a*</sup>, Yu. M. Burmistrov<sup>*a*</sup>, A. I. Drachev<sup>*a*</sup>, E. S. Konobeevski<sup>*a*</sup>, V. N. Marin<sup>*a*</sup>, I. V. Meshkov<sup>*b*</sup>, S. Kh. Karaevsky<sup>*a*</sup>, A. A. Kasparov<sup>*a*</sup>, V. N. Ponomarev<sup>*a*</sup>, G. V. Solodukhov<sup>*b*</sup>, S. V. Zuyev<sup>*a*</sup></sup>

<sup>a</sup>Institute for Nuclear Research of Russian Academy of Sciences, Moscow 119991 Russia <sup>b</sup>Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow 117312 Russia \*e-mail: potashev@inr.ru

The possibility of controlling the maximum energy in the neutron flux from the source by analyzing the pulse height spectra from the <sup>10</sup>B detector is investigated. Ionization losses of <sup>4</sup>He and <sup>7</sup>Li nuclei in two detector gaps are simulated. The founded unambiguous experimental dependence of the maximum position and the shape of these spectra on  $E_n^{max}$  and the simulation which is in agreement with it can be used to monitoring  $E_n^{max}$ .

УДК 539.125.5:539.12:621.039.556:543.522

# ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ W–Ве ФОТОНЕЙТРОННОГО ИСТОЧНИКА

© 2021 г. А. А. Афонин<sup>1, \*</sup>, Ю. М. Бурмистров<sup>1</sup>, С. В. Зуев<sup>1</sup>, Е. С. Конобеевский<sup>1</sup>, М. В. Мордовской <sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия \*E-mail: afonin@inr.ru

> Поступила в редакцию 24.05.2021 г. После доработки 01.06.2021 г. Принята к публикации 28.06.2021 г.

Рассмотрена возможность восстановления спектра нейтронов фотонейтронного источника с использованием активационных детекторов. Проведен выбор активирующих реакций пригодных для восстановления нейтронных спектров. Восстановление проводилось с использованием программы LOUHI из банка программ Агентства по атомной энергии (OECD NEA). Подбор оптимальных весовых параметров членов в минимизируемом функционале проводился по данным, полученным с использованием модельного спектра нейтронов.

DOI: 10.31857/S0367676521100057

## введение

Созданный на базе линейного ускорителя электронов W-Ве-фотонейтронный источник нейтронов [1] позволяет проводить облучение различных образцов во внутренней полости источника при плотности потока тепловых нейтронов  $10^{7}-10^{8}$  см<sup>-2</sup> · с<sup>-1</sup>. Ранее в работе [2] нами была описана методика проведения измерений и изложено описание метода нейтронно-активационного анализа. Также в работе [2] описан метод обработки полученных экспериментальных данных и авторская методика восстановления спектра. Целью настоящей работы является исследование полученных экспериментальных данных независимым программным продуктом LOUHI из банка программ OECD Nuclear Energy Agency (OECD NEA) [3].

### НЕЙТРОННО-АКТИВАЦИОННЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЙ

Для определения плотности потока нейтронов использовался метод нейтронно-активационного анализа (НАА) [4]. Измерения плотности потока тепловых нейтронов внутри и вне источника проводились методом НАА с использованием активационных детекторов из материалов с известными сечениями активации  $(n, \gamma)$ -реакций. Все измерения основаны на определении активности, наведенной нейтронами в веществе детектора. Подробно метод описан в [2, 5]. Кратко отме-

тим, что в рамках НАА измеряемая площадь аналитического пика радионуклида в гамма-спектре *i*-го активированного детектора представляется в виде:

$$S_i = \frac{m_i g_i N_A p_i \varepsilon}{A_i \lambda_i} K_i J_i, \tag{1}$$

где  $S_i$  — число отсчетов в аналитическом пике изотопа *i*-го элемента (без фона);  $m_i$  — масса *i*-го элемента в детекторе;  $g_i$  — содержание аналитического изотопа *i*-го элемента в естественной смеси изотопов;  $N_A$  — число Авогадро;  $p_i$  — выход гаммаквантов на один распад образовавшегося радиоактивного изотопа;  $\varepsilon$  — эффективность регистрации излучения наведенной активности;  $A_i$  — атомный вес *i*-го элемента;  $\lambda$  — постоянная радиоактивного распада;

$$K_{i} = (1 - e^{-\lambda_{i}t_{a}})e^{-\lambda_{i}t_{a}}(1 - e^{-\lambda_{i}t_{a}})$$
(2)

и  $t_{\rm a}$  — время активации;  $t_{\rm B}$  — время выдержки после облучения;  $t_{\rm u}$  — время измерения.

В формуле (1)  $J_i$  — скорость *i*-ой реакции или интеграл свертки, который представляют в виде суммы свертки по *m* энергетическим точкам спектра:

$$J_{i} = \int_{0}^{\infty} \sigma_{i}(E) \varphi(E) dE \rightarrow \sum_{j=0}^{m} \sigma_{j}(E_{j}) \Phi(E_{j}), \qquad (3)$$

 $\sigma_i(E)$  – сечение активирующей ядерной реакции в зависимости от энергии нейтронов E;  $\phi(E)$  –



**Рис. 1.** Энергетическая зависимость сечения реакции захвата <sup>55</sup>Mn (n,  $\gamma$ )<sup>56</sup>Mn [6] (a); модельный энергетический спектр (плотность потока  $\Phi$ ) нейтронов [7] внутри фотонейтронного источника и разбивка его на три области: область тепловых (1), промежуточных (2) и быстрых нейтронов (3) ( $\delta$ ); суммы сечения (e) и интегралы свертки (e) для областей 1-3 спектра на рис. 1 $\delta$ .

спектральная плотность потока нейтронов и  $\Phi(E)$  – плотность потока нейтронов.

Суммарный интеграл свертки (3) по всем аналитическим реакциям детекторов в программе LOUHI представляется в виде функционала для минимизации:

$$Q = Q_0 + \gamma \sum_{k=1}^{5} W_k Q_k.$$
<sup>(4)</sup>

Здесь члены  $Q_k$  имеют различные физические смыслы и позволяют использовать различные подходы к восстановлению спектров. В данной работе мы использовали некоторые из них:  $Q_0$  – взвешенную квадратную сумму разностей измеренных и рассчитанных решений, т.е. это фактически стандартный  $\chi^2$ ,  $Q_3$  – взвешенную сумму квадратов первых производных решения и  $Q_4$  – взвешенную сумму квадратов вторых производных решения. Весовые коэффициенты  $\gamma$  и  $W_k$  позволяют задавать дополнительный вклад различных членов в общую сумму для минимизации. Подробное описание используемого математического аппарата представлено в описании программы [3].

При выборе активационного детектора мы воспользовались методикой, изложенной нами в работе [5]. Она заключается в том, что для НАА используются детекторы, имеющие избирательную чувствительность к нейтронам различных энергий с учетом характерных особенностей исследуемого спектра.

На рис. 1 показано: энергетическая зависимость сечения реакции захвата (n,  $\gamma$ ) на ядре <sup>55</sup>Мn [6] (рис. 1а) и модельный энергетический спектр нейтронов (рис. 16), полученный в результате моделирования источника [7]. Спектр на рис. 16 можно условно разбить на три области: 1 – "тепловых" (10<sup>-2</sup>-1 эВ), 2- "промежуточных" (1 эВ-10 кэВ) и 3- "быстрых" (более 10 кэВ) нейтронов. Здесь обозначение областей условное. Видно, что и сечение, и спектр имеют характерные особенности в разных участках энергетической зависимости. На рис. 1 также показаны суммы сечения (рис. 1в) и свертки (3) (рис. 1г) для областей 1-3 спектра на рис. 16. Для <sup>55</sup>Мп видно, что, хотя вклады в сечение тепловой и промежуточных частей спектра существенны, но в сумму свертки дает вклад только тепловая область.

Анализ для реакций захвата на разных ядрах показал, что можно подобрать ряд элементов для использования в качестве материалов активационных детекторов, которые будут чувствительны в основном к нейтронам из тепловой области.

Поскольку нас интересует именно тепловая и промежуточная области спектра и плотность потока тепловых нейтронов, то для удобства проведения измерений в качестве материалов активационных детекторов выбраны элементы Ag. Mg. Mn. Sb. Ті, As, Ga из-за достаточных больших значений сечения активации и удобного для измерений периода полураспада. На рис. 2 показаны суммы свертки (3) для областей 1-3 спектра на рис. 1б. Для <sup>26</sup>Mg, <sup>55</sup>Mn, <sup>50</sup>Ti, <sup>107</sup>Ag видно, что в измеряемую сумму свертки (3) дает вклад только тепловая область спектра нейтронов, а для <sup>69</sup>Ga, <sup>71</sup>Ga, <sup>75</sup>As и <sup>121</sup>Sb сумма свертки чувствительна также и к промежуточной части спектра. Следует отметить также слабую чувствительность измеряемых данных для этих изотопов к нейтронам из "быстрой" части спектра. Измеренные данные J<sub>i</sub> для указанных 8 образцов использовались далее в программе LOUHI при восстановлении спектра нейтронов.

## ВОССТАНОВЛЕНИЕ СПЕКТРА ПРОГРАММОЙ LOUHI

Как было сказано выше, функционал для минимизации в программе представлен в виде (4). Свободными параметрами при восстановлении являются весовые параметры  $\gamma$  перед  $Q_k$  при минимизации функционала Q.

Для выбора оптимальных значений у при восстановлении нами сначала использовались в качестве "измеренных" значений активностей детекторов на основе Ag, Mn, Ti, Mg, Sb, As и Ga значения, рассчитанные с использованием спектра, полученного в результате моделирования. Весовые параметры γ подбирались таким образом, чтобы получить восстановленный спектр наиболее близким к модельному и с наименьшими ошибками. Программа LOUHI позволяет использовать при восстановлении различные члены в минимизируемом функционале Q. Были рассмотрены варианты минимизации функционалов  $Q_0$  (рис. 3),  $Q_0 + Q_3$ (рис. 4) и  $Q_0 + Q_4$ . Результат восстановления модельного спектра при минимизации функционала  $Q_0 + Q_4$  схож с результатами минимизации  $Q_0 + Q_3$  (рис. 4). При этом рассматривалось также влияние количества экспериментальных величин (числа используемых детекторов) на качество восстановления. На рис. 3-4 приведены результаты восстановления модельного спектра с использованием от 5 (Ag, Mn, Mg, Ti, Sb) до всех 8 (Ag, Mn, Mg, Ti, Sb, As, <sup>69</sup>Ga, <sup>71</sup>Ga) детекторов. Полученные результаты показывают хорошее воспроизведение модельного спектра в области чувствительности до 3 кэВ и уменьшение коридора ошибок и осцилляций в решении при увеличении числа детекторов. Минимизация также вкладов от первых ( $Q_3$ ) или вторых производных ( $Q_4$ ) приводит к сглаживанию и уменьшению осцилляций восстановленного спектра, а также к сужению коридора ошибок. Аналогичное поведение наблюдается и при увеличении участвующих в восстановлении экспериментальных данных. Минимизация одного функционала  $Q_0$  не обеспечивает получение результата с приемлемой гладкостью решения и коридором ошибок. При этом использование варианта минимизации  $Q_0 + Q_3$  дает результат с меньшим числом осцилляций, а  $Q_0 + Q_4$  обеспечивает более узкий коридор ошибок. Следует отметить, что для обеспечения удовлетворительного восстановления спектра в области чувствительности до 3 кэВ достаточно использовать до 7 детекторов.

К сожалению, программа LOUHI не обеспечивает в достаточной степени получение абсолютных значений получаемых плотностей потока тепловых нейтронов из-за используемых в качестве свободных параметров различных весовых



**Рис. 2.** Суммы свертки (3) для областей *1*–*3* спектра на рис. *16*: для реакции <sup>26</sup>Mg(*n*,  $\gamma$ )<sup>27</sup>Mg (*a*), <sup>55</sup>Mn(*n*,  $\gamma$ )<sup>56</sup>Mn ( $\delta$ ), <sup>50</sup>Ti(*n*,  $\gamma$ )<sup>51</sup>Ti ( $\delta$ ), <sup>107</sup>Ag(*n*,  $\gamma$ )<sup>108</sup>Ag ( $\epsilon$ ), <sup>69</sup>Ga(*n*,  $\gamma$ )<sup>70</sup>Ga ( $\delta$ ), <sup>71</sup>Ga(*n*,  $\gamma$ )<sup>72</sup>Ga (*e*), <sup>75</sup>As(*n*,  $\gamma$ )<sup>76</sup>As ( $\infty$ ) и <sup>121</sup>Sb(*n*,  $\gamma$ )<sup>122</sup>Sb ( $\beta$ ).

факторов. При этом форма модельного спектра восстанавливается достаточно хорошо.

Полученные при восстановлении модельного спектра параметры  $\gamma$  использовались далее для восстановления спектра нейтронов по реальным экспериментальным данным. На рис. 5–6 приведены результаты восстановления экспериментального спектра с использованием, как различного числа экспериментальных данных (детекторов), так и различных вариантов функционалов минимизации при восстановлении спектра.

Полученные результаты также показывают уменьшение коридора ошибок в области чувствительности до 3 кэВ и числа осцилляций в решении при увеличении числа детекторов. Минимизация вкладов от первых ( $Q_3$ ) или вторых производных ( $Q_4$ ) также приводит к сглаживанию и уменьшению осцилляций восстановленного спектра и к сужению коридора ошибок. Аналогичное поведение наблюдается и при увеличении участвующих в восстановлении экспериментальных данных. Минимизация одного



**Рис. 3.** Результат восстановления модельного спектра при минимизации функционала  $Q_0$  при использовании: a - 5 (Ag, Mn, Mg, Ti, Sb),  $\delta - 6$  (Ag, Mn, Mg, Ti, Sb, As), e - 7 (Ag, Mn, Mg, Ti, Sb, As,  $^{69}$ Ga), e - 8 (Ag, Mn, Mg, Ti, Sb, As,  $^{69}$ Ga) deтекторов. Штриховая линия – модельный спектр, сплошная – результат восстановления модельного спектра. Закрашенные области – коридор ошибок.



**Рис. 4.** Результат восстановления модельного спектра при минимизации функционала  $Q_0 + Q_3$ . Обозначения, как на рис. 3.

функционала  $Q_0$  также не обеспечивает получение результата с приемлемой гладкостью решения и коридором ошибок. При этом использование варианта минимизации  $Q_0 + Q_3$  также дает результат с меньшим числом осцилляций, а  $Q_0 + Q_4$  обеспечивает более узкий коридор ошибок. Следует отметить, что для обеспечения удовлетворительного восстановления спектра в области чувствительности до 3 кэВ достаточно использовать 5–6 детекторов.



**Рис. 5.** Результат восстановления экспериментального спектра при минимизации функционала  $Q_0$ . Обозначения, как на рис. 3. Сплошная линия – результат восстановления экспериментального спектра.



**Рис. 6.** Результат восстановления экспериментального спектра при минимизации функционала  $Q_0 + Q_3$ . Обозначения, как на рис. 3 и 5.

В целом программа LOUHI обеспечивает приемлемое качество и коридор ошибок восстановления формы спектра нейтронов фотонейтронного источника с использованием данных с активационных детекторов.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена возможность восстановления спектра нейтронов фотонейтронного источника с использованием активационных детекторов. Проведен отбор активирующих реакций пригодных для

1393

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 10 2021

восстановления нейтронных спектров. Восстановление проводилось с использованием программы LOUHI из банка программ Агентства по атомной энергии (OECD NEA). Подбор оптимальных весовых параметров членов в минимизируемом функционале проводился по данным, полученным с использованием молельного спектра нейтронов. Модельный спектр воспроизводится достаточно хорошо в области чувствительности реакций от 0.01 эВ до 3 кэВ. С увеличением количества данных, используемых при восстановлении, уменьшаются осцилляции спектра и сужается коридор ошибок в области энергий выше 3 кэВ. Восстановленный спектр по экспериментальным данным достаточно хорошо воспроизводит форму модельного спектра. С увеличением количества данных, используемых при восстановлении. также сужается коридор ошибок и уменьшаются осцилляции спектра в области энергий выше 3 кэВ. Показано, что минимизация одного функционала  $Q_0$ , т.е. использование только минимизации  $\chi^2$  не обеспечивает получение результата с приемлемой гладкостью решения и коридором ошибок. Результат улучшается при дополнительной минимизации взвешенной суммы квадратов первых или вторых производных от решения. При этом достигается меньшее число осцилляций и более узкий коридор ошибок в решении.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Андреев А.В., Бурмистров Ю.М., Зуев С.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 6. С. 824; Andreev A.V., Burmistrov Yu.M., Zuyev S.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 6. P. 748.
- Афонин А.А., Зуев С.В., Конобеевский Е.С. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 6. С. 814; Afonin А.А., Zuyev S.V., Konobeevski E.S. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No. 6. Р. 731.
- 3. http://www.oecd-nea.org/tools/abstract/detail/nea-1026/.
- 4. *Гутько В.И*. Активационный анализ. Минск: МГЭУ, 2008. 74 с.
- Афонин А.А., Зуев С.В., Конобеевский Е.С и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 8. С. 1075; Аfonin А.А., Zuyev S.V., Konobeevski E.S. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. Р. 884.
- 6. http://www-nds.iaea.org/ngatlas2/.
- 7. Andreev A., Burmistrov Yu., Gromov A. et al. // Proc. of the NUFRA2015. (Kemer, 2015).

## Studying the thermal neutron spectrum of the W–Be photoneutron source

A. A. Afonin<sup>a</sup>, \*, Yu. M. Burmistrov<sup>a</sup>, S. V. Zuyev<sup>a</sup>, E. S. Konobeevski<sup>a</sup>, M. V. Mordovskoy<sup>a</sup> <sup>a</sup>Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia \*e-mail: afonin@inr.ru

The possibility of reconstructing the neutron spectrum of a photoneutron source using activation detectors is considered. The choice of activating reactions suitable for the reconstruction of neutron spectra was carried out. The reconstruction was carried out using the LOUHI program from the Nuclear Energy Agency (NEA) program bank. The selection of the optimal weight parameters of the terms in the minimized functional was carried out according to the data obtained using the model neutron spectrum.

УДК 539.172.1

# ВРЕМЕННАЯ ШКАЛА ПРОЦЕССА ТЕПЛОВОЙ МУЛЬТИФРАГМЕНТАЦИИ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЯДЕР УГЛЕРОДА С ЭНЕРГИЕЙ 22 ГэВ С ЗОЛОТОЙ МИШЕНЬЮ

© 2021 г. С. П. Авдеев<sup>1,</sup> \*, В. Карч<sup>1</sup>, В. В. Киракосян<sup>1</sup>, П. А. Рукояткин<sup>1</sup>, В. И. Стегайлов<sup>1</sup>, А. С. Ботвина<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Международная межправительственная организация Объединенный институт ядерных исследований,

Дубна, Россия

<sup>2</sup>Институт перспективных исследований во Франкфурте, Франкфуртский университет имени Иоганна Вольфганга,

Франкфурт-на-Майне, Германия \*E-mail: avdevev@aol.com

Поступила в редакцию 24.05.2021 г. После доработки 01.06.2021 г. Принята к публикации 28.06.2021 г.

Исследованы корреляции фрагментов промежуточной массы по относительным углам для взаимодействия  $^{12}$ C + Au с энергией пучка 22 ГэВ. Установлено наличие сильного подавления событий с малыми относительными углами, обусловленного кулоновским отталкиванием фрагментов. Проведено сравнение экспериментальной корреляционной функции с результатами расчетов кулоновских траекторий многотельной системы с разным временем жизни системы. Получено значение среднего времени жизни фрагментирующей системы менее  $59 \pm 11 \, \text{фм} \cdot \text{c}^{-1}$ .

DOI: 10.31857/S0367676521100069

#### введение

Изучение процесса мультифрагментации дает экспериментальную информацию о ядерной спинодальной области. Распад с испусканием фрагментов промежуточной массы IMF, фрагменты с зарядами от 3 до 20 трактуется как фазовый переход "жидкость-газ", происходящий при температуре 5–7 МэВ [1]. Для исследования процесса мультифрагментации были созданы многодетекторные  $4\pi$ -установки, такие как ALADIN [2, 3] и FOPI [4] (GSI), INDRA [5] (GANIL), Miniball [6] (MSU), ISiS [7] (Bloomington, IN),  $\Phi$ A3A [8, 9], (ОИЯИ), NIMROD [10, 11] (ТАМU), FIASCO [12, 13] (INFN). Изучение временной шкалы процесса множественного образования фрагментов является ключевым моментом в понимании способа распада сильно возбужденных ядер. Это последовательный процесс независимого испарения IMF или это новый многотельный способ распада с одновременной эмиссией фрагментов, регулируемый полным доступным фазовым объемом? В работе [14] было предположено, что одновременная эмиссия IMF происходит в объеме freeze-out за время меньшее, чем время кулоновского взаимодействия  $\tau_c \approx 300-400$  фм  $\cdot$  с<sup>-1</sup>. В этом случае испускание фрагментов не является независимым т.к. происходит кулоновское взаимодействие при ускорении в общем электрическом поле. Таким образом, измерение временных интервалов  $\tau_{em}$  между последовательно испущенными фрагментами или измерение времени жизни  $\tau$  фрагментирующей системы является прямым способом ответа на вопрос о природе множественного образования фрагментов. Есть простое соотношение между этими величинами через среднюю множественность IMF [15, 16].

Для экспериментального определения временной шкалы процесса используются две процедуры: анализ корреляционной функции IMF-IMF для относительных углов между фрагментами или для относительных скоростей между фрагментами. Корреляционная функция претерпевает минимум при уменьшении относительного угла (или относительной скорости) между фрагментами в силу кулоновского отталкивания между совпадающими фрагментами. Величина этого эффекта сильно зависит от среднего времени эмиссии фрагментов, т.к. чем больше по времени разделены фрагменты, тем больше они разделены в пространстве и тем слабее кулоновское отталкивание. Временная шкала эмиссии фрагментов определяется из сравнения измеренной корреляционной функции и расчетной корреляционной функции, полученной для многотельных кулоновских траекторий. Время жизни системы  $\tau$  (или  $\tau_{em}$ ) в расчетах было параметром. Использовалось следующее выражение для построения корреляционной функции в относительных углах

$$1 + R(\Theta_{rel}) = C \frac{N_{cor}(\Theta_{rel})}{N_{uncor}(\Theta_{rel})},$$
(1)

где  $N_{cor}(\Theta)$  — выход в зависимости от относительных углов для совпадающих IMF,  $N_{uncor}(\Theta)$  — выход в зависимости от относительных углов для пар IMF из разных событий. C — нормировочная константа.

Первые измерения временной шкалы тепловой мультифрагментации были выполнены в работах [15, 16] для взаимодействия <sup>4</sup>He(14.6 ГэВ) + Au из анализа относительных угловых корреляций IMF-IMF. Было получено время жизни системы меньше 75 фм  $\cdot$  c<sup>-1</sup>. Позднее, анализ относительных угловых корреляций для взаимодействия <sup>3</sup>He(4.8 ГэВ) + Au [17] позволил определить время жизни этой системы, равное  $20-50 \text{ фм} \cdot \text{c}^{-1}$ . В работе [18] было показано, что при взаимодействии релятивистских протонов с золотой мишенью происходит переход от последовательной эмиссии фрагментов (при энергии протонов 2.1 ГэВ) к одновременному многотельному распаду горячей, расширенной системы (при энергии протонов 8.1 ГэВ). В этой работе определена временная шкала множественной эмиссии фрагментов для взаимодействия <sup>12</sup>С(22 ГэВ) + Аu. Энергия возбуждения для этого взаимодействия является полностью тепловой, отсутствует сжатие и вращение.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Экспериментальные измерения выполнялись на  $4\pi$ -установке ФАЗА [19, 20], расположенной на выведенном пучке сверхпроводящего ускорителя НУКЛОТРОН в Дубне. Установка состоит из двух основных частей:

1) Тридцать телескопов  $\Delta E - E$ , которые измеряют заряд фрагмента и его кинетическую энергию, и используются в качестве триггеров для чтения информации со всех детекторов установки. Ионизационные камеры и Si(Au)-детекторы использовались в качестве  $\Delta E$  и *E* счетчиков.

2) Детектор множественности фрагментов (FMD) состоящий из 58 CsI(Tl) счетчиков (средняя толщина сцинтиллятора 35 мг  $\cdot$  см<sup>-2</sup>), который покрывает 81% от полного телесного угла 4 $\pi$ . FMD дает число IMF в событии и их угловое распределение.

Использовалась золотая мишень толщиной  $1.0-1.5 \text{ мг} \cdot \text{см}^{-2}$ , которая располагалась в центре вакуумной камеры установки ФАЗА. Интенсивность пучка составляла  $10^9$  частиц в сбросе (продолжительность сброса — 300 мс, период сброса — 10 с).

Стартовые условия для расчета многотельных кулоновских траекторий всех фрагментов генерировались внутриядерным каскадом (INC) [9] и статистической моделью мультифрагментации (SMM) [10] (использовалась платформа HybriLIT, ЛИТ, ОИЯИ). Модель INC использовалась для получения распределения ядра-остатка по энергии возбуждения. SMM описывает снятие возбуждения пре-фрагментов и получение холодных IMF в объеме freeze-out с плотностью в три раза меньшей, чем нормальная ядерная плотность. Для оценки неопределенности в теоретических результатах в определении среднего времени жизни фрагментирующей системы были выполнены два варианта расчетов: с предравновесной эмиссией легких частиц и без предравновесной эмиссии. В расчете без предравновесной эмиссии энергия возбуждения ядра-остатка после каскада уменьшалась для получения согласия с экспериментальными данными для средней множественности IMF. В расчете с предравновесной эмиссией такая поправка была не нужна.

Расчеты корреляционных функций проводились для множественности IMF в событии больше единицы и заряда хотя бы одного из фрагментов в событии больше пяти. Начальное время движения вдоль Кулоновской траектории для каждого фрагмента выбиралось в соответствии с вероятностью распада системы:  $P(t) \sim \exp(-t/\tau)$ . Были выполнены расчеты с использованием платформы HybriLIT, ЛИТ ОИЯИ для мгновенного распада системы и для системы с временем жизни  $\tau = 200 \text{ фм} \cdot \text{c}^{-1}$ . На рис. 1 показана измеренная корреляционные функции (точки) и расчетные корреляционные функции для freeze-out объема  $V_f = 3V_0$ .

Для измерения величины отталкивания фрагментов в событии использовались значения корреляционной функции для относительного угла  $\theta_{rel} = 26^{\circ}$ . Эти значения в функции  $\tau$  (среднего времени жизни системы) показаны на рис. 2. Линия - расчетное значение корреляционной функции для относительного угла  $\theta_{rel} = 26^{\circ}$ . Расчет выполнялся для freeze-out объема  $V_f = 3V_0$ . Пересечение расчетной линии с горизонтальной полосой (соответствующей экспериментальному значению с ошибкой  $\pm 3\sigma$ ) определяет среднее время жизни фрагментирующей системы, образующейся в реакции  ${}^{12}C$  (22 ГэВ) + Аи. Получено, что среднее время жизни фрагментирующей системы меньше 70 фм · с<sup>-1</sup> для расчета с предравновесной эмиссией и меньше 48  $\phi$ м · с<sup>-1</sup> для расчета без предравновесной эмиссии. Следовательно, можно заключить, что среднее время жизни фрагментирующей системы меньше  $\tau = 59 \pm 11 \text{ фм} \cdot \text{c}^{-1}$ .



Рис. 1. Корреляционная функция для относительных углов IMF образованных при взаимодействии <sup>12</sup>С(22 ГэВ) + Аи. Точки – экспериментальные данные. Сплошная линия – расчет INC + SMM с предравновесием для мгновенного распада спектатора мишени. Штриховая линия - расчет INC + SMM без предравновесия для мгновенного распада спектатора мишени. Пунктирная линия соответствует расчету INC + SMM без предравновесия со средним временем распада системы  $200 \, \phi \text{M} \cdot \text{c}^{-1}$ . Штрих-пунктирная линия соответствует расчету INC + SMM с предравновесием со средним временем распада  $200 \text{ dm} \cdot \text{c}^{-1}$ .

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнен сравнительный анализ корреляционной функции для относительных углов между фрагментами промежуточной массы, образованными в процессе тепловой мультифрагментации при взаимодействии ядер углерода с энергией 22 ГэВ и золотой мишени. Анализ был выполнен в по-событийном режиме. Стартовые условия для расчета многотельных кулоновских траекторий задавались внутриядерным каскадом и статистической моделью мультифрагментации. Измеренная корреляционная функция сравнивалась с расчетной для измерения временной шкалы эмиссии IMF. Расчет выполнялся для разного времени жизни системы  $\tau$  и freeze-out объема  $V_f = 3V_0$ , когда плотность системы в три раза меньше нормальной.

Получено хорошее согласие измеренной корреляционной функции и расчетной для мгновенного распада системы. Получено, что процесс мультифрагментации при взаимодействии <sup>12</sup>С(22 ГэВ) + + Au происходит за время меньше, чем  $\tau = 59 \pm$  $\pm 11 \, \phi M \cdot c^{-1}$ , что соответствует одновременному



Рис. 2. Значение корреляционной функции при относительном угле  $\theta_{rel} = 26^\circ$  в зависимости от среднего времени жизни системы. Эксперимент представлен в виде горизонтальной полосы. Сплошная линия расчет INC + SMM без предравновесия. Штрихованная линия – расчет INC + SMM с предравновесием.

многотельному распаду горячей и расширенной системы.

Авторы благодарны А.И. Малахову и В.Д. Кекелидзе за поддержку этой работы, В.В. Коренькову за возможность использования платформы HvbriLIT. ЛИТ ОИЯИ. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 19-02-00499а).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Karnaukhov V.A. // Phys. Atom. Nucl. 2014. V. 77. № 1. P. 117.
- 2. Schuttauf A., Kunze W.D., Worner A. et al. // Nucl. Phys. A. 1996. V. 607. P. 457.
- 3. Brzychczyk J., Pietrzak T., Wieloch A. et al. // Phys. Rev. C. 2018. V. 98. Art. No. 054606.
- 4. Gobi A., Alard J.P., Augustinski G. et al. // Nucl. Instrum. Meth. A. 1993. V. 324. P. 156.
- 5. Pouthas J., Borderie B., Dayras R. et al. // Nucl. Instrum. Meth. A. 1995. V. 357. P. 418.
- 6. De Souza R.T., Carlin N., Kim Y.D. et al. // Nucl. Instrum. Meth. A. 1990. V. 295. P. 109.
- 7. Kwiatkowski K., Bracken D.S., Morley K.B. et al. // Nucl. Instrum. Meth. A. 1995. V. 360. P. 571.
- 8. Avdeyev S.P., Karnaukhov V.A., Kuznetsov W.D. et al. // Nucl. Instrum. Meth. A. 1993. V. 332. P. 149.
- 9. Kirakosyan V.V., Simonenko A.V., Avdeev S.P. et al. // Instrum. Exp. Tech. 2008. V. 51. No. 2. P. 159.

- 10. Wuenschel S., Hagel K., Wada R. et al. // Nucl. Instrum. Meth. A. 2009. V. 604. P. 578.
- Wada R., Lin W., Ren P. et al. // Phys. Rev. C. 2019. V. 99. Art. No. 024616.
- 12. *Bini M., Casini G., Olmi A. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. A. 2003. V. 515. P. 497.
- Piantelli S., Olmi A., Maurenzig P.R. et al. // Phys. Rev. C. 2019. V. 99. Art. No. 064616.
- 14. *Shapiro O., Gross D.H.E.* // Nucl. Phys. A. 1994. V. 573. P. 143.
- 15. Lips V., Barth R., Oeschler H. et al. // Phys. Lett. B. 1994. V. 338. P. 141.
- 16. *Shmakov S.Yu., Avdeyev S.P., Karnaukhov V.A. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 1995. V. 58. No. 10. P. 1735.

- 17. Wang G., Kwiatkowski K., Bracken D.S. et al. // Phys. Rev. C. 1998. V. 57. No. 6. Art. No. R2786.
- Avdeyev S.P., Karnaukhov V.A., Oeschler H. et al. // J. Mod. Phys. 2013. V. 4. P. 1504.
- 19. Avdeyev S.P., Karnaukhov V.A., Kuznetsov W.D. et al. // Nucl. Instrum. Meth. A. 1993. V. 332. P. 149.
- 20. Kirakosyan V.V., Simonenko A.V., Avdeyev S.P. et al. // Instrum. Exp. Tech. 2008. V. 51. No. 2. P. 159.
- 21. Toneev V.D., Amelin N.S., Gudima K.K. et al. // Nucl. Phys. A. 1990. V. 519. P. 463.
- 22. Bondorf J., Botvina A.S., Iljinov A.S. et al. // Phys. Rep. 1995. V. 257. P. 133.

# Expansion time of the thermal multifragmentation in ${}^{12}C(22 \text{ GeV}) + \text{Au}$ interactions

## S. P. Avdeyev<sup>a, \*</sup>, W. Karcz<sup>a</sup>, V. V. Kirakosyan<sup>a</sup>, P. A. Rukoyatkin<sup>a</sup>, V. I. Stegaylov<sup>a</sup>, A. S. Botvina<sup>b</sup>

<sup>a</sup>Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia

<sup>b</sup>Frankfurt Institute for Advanced Studies, Johann Wolfgang Goethe University, Frankfurt am Main, 60438 Germany \*e-mail: avdevev@aol.com

The relative angle correlation of intermediate mass fragments has been studied for  $^{12}C$  + Au collisions at 22 GeV. Strong suppression at small angles is observed which is due to the Coulomb repulsion of fragments. The experimental correlation function was compared to that obtained by the multibody Coulomb trajectory calculations with the various decay time of fragmenting system. It is found that the average decay time of fragmenting system is less than 59 ± 11 fm  $\cdot$  s<sup>-1</sup>.

УДК 539.173

# ИССЛЕДОВАНИЕ БИНАРНЫХ ПРОЦЕССОВ В РЕАКЦИЯХ <sup>36</sup>Ar + <sup>144, 154</sup>Sm И <sup>68</sup>Zn + <sup>112</sup>Sn, ВЕДУЩИХ К ОБРАЗОВАНИЮ НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ СОСТАВНЫХ ЯДЕР <sup>180, 190</sup>Hg

© 2021 г. А. А. Богачев<sup>1, \*</sup>, Э. М. Козулин<sup>1</sup>, Г. Н. Княжева<sup>1</sup>, Ю. М. Иткис<sup>1</sup>, К. В. Новиков<sup>1</sup>, Т. Банерджи<sup>1</sup>, М. Чералу<sup>1</sup>, М. Г. Иткис<sup>1</sup>, Е. Мухамеджанов<sup>1</sup>, Д. Кумар<sup>1</sup>, А. Н. Пан<sup>1</sup>, И. В. Пчелинцев<sup>1</sup>, И. В. Воробьев<sup>1</sup>, В. Х. Трзаска<sup>2</sup>, Э. Вардачи<sup>3, 4</sup>, А. Ди Нитто<sup>3, 4</sup>, С. В. Хлебников<sup>5</sup>, Ю. Харка<sup>6</sup>, А. Андреев<sup>7</sup>

<sup>1</sup> Международная межправительственная организация Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория ядерных реакций имени Г.Н. Флерова, Дубна, Россия

<sup>2</sup>Университет Ювяскюля, Физический факультет, Ювяскюля, Финляндия

<sup>3</sup>Университет Неаполя "Федерико II", Факультет физики "Е. Панчини", Неаполь, Италия

<sup>4</sup>Национальный институт ядерной физики, Неапольский филиал, Неаполь, Италия

 ${}^{5}$ Акционерное общество "Радиевый институт имени В.Г. Хлопина", Санкт-Петербург, Россия

<sup>6</sup>Национальный институт физики и ядерной инженерии Хория Хулубея, Бухарест-Магуреле, Румыния

<sup>7</sup>Университет Йорка, Отделение физики, Йорк, Великобритания

\*E-mail: bogachev@jinr.ru

Поступила в редакцию 24.05.2021 г. После доработки 01.06.2021 г. Принята к публикации 28.06.2021 г.

Исследован феномен асимметричного деления нейтронодефицитных изотопов ртути <sup>180, 190</sup>Hg, полученных в реакциях <sup>36</sup>Ar + <sup>144, 154</sup>Sm и <sup>68</sup>Zn+<sup>112</sup>Sn при энергиях вблизи и выше кулоновского барьера. Показано изменение относительных вкладов асимметричного и симметричного деления при изменении энергии возбуждения делящейся составной системы. Изучен вопрос влияния характеристик входного канала на динамику реакции.

DOI: 10.31857/S0367676521100100

#### **ВВЕДЕНИЕ**

В результате многолетних исследований получено огромное количество экспериментальных данных по делению различных ядер [1]. Установлено, что актинидные ядра делятся преимущественно асимметрично при спонтанном и низкоэнергетичном делении, что обусловлено сильным влиянием сферических протонной Z = 50 и нейтронной N = 82 оболочек, а также деформированной нейтронной оболочки N = 88 [2]. При увеличении энергии возбуждения вклад симметричной моды возрастает и при энергии возбуждения больше 40-50 МэВ становится доминирующим. При делении доактинидных ядер наблюдается, главным образом, симметричное деление даже при небольших энергиях возбуждения [3]. Однако экспериментально было обнаружено, что некоторые ядра из этой области при низких энергиях возбуждения делятся асимметрично. Асимметричное массовое распределение для осколков деления было обнаружено для ядер <sup>198</sup>Hg, <sup>201</sup>Tl,

<sup>195</sup>Au [3, 4]. Также асимметричное массовое распределение было обнаружено при делении <sup>180</sup>Hg с энергией возбуждения  $E^* \leq 10$  МэВ [5], образующегося вследствие  $\beta^+$ -распада <sup>180</sup>Tl.

Целью данной работы является исследование свойств деления нейтронодефицитных ядер <sup>180,</sup> <sup>190</sup>Нg в зависимости от их энергии возбуждения и вносимого углового момента, а также от свойств входного канала реакции, в которой делящиеся ядра были образованы. Составные ядра <sup>180, 190</sup>Hg образовывались в реакциях <sup>36</sup>Ar + <sup>144, 154</sup>Sm при энергиях налетающего иона <sup>36</sup>Ar 158, 181 и 222 МэВ, и в реакции <sup>68</sup>Zn + <sup>112</sup>Sn при энергии налетающего иона <sup>68</sup>Zn 300 МэВ, что соответствует энергиям возбуждения образующихся составных ядер от 35 до 109 МэВ. Часть полученных результатов этих исследований была опубликована ранее в [6].

Также для реакций  ${}^{36}$ Ar +  ${}^{144}$ Sm и  ${}^{68}$ Zn +  ${}^{112}$ Sn, ведущих к образованию одной и той же составной системы  ${}^{180}$ Hg при схожих энергиях возбуждения



**Рис. 1.** Массовые выходы фрагментов в зависимости от массы осколка для реакции  ${}^{36}\text{Ar} + {}^{144}\text{Sm}$  при энергиях возбуждения составного ядра  ${}^{180}\text{Hg}^*$ : 53 (*a*) и 35 МэВ (*в*). Распределения полных кинетических энергий ТКЕ для реакции  ${}^{36}\text{Ar} + {}^{144}\text{Sm}$  при энергиях возбуждения составного ядра  ${}^{180}\text{Hg}^*$ : 53 (*b*) и 35 МэВ (*c*).

53 и 48 МэВ и близких значениях среднего углового момента, рассматривается влияние входного канала на динамику реакции.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперименты на выведенном пучке <sup>36</sup>Аг были проведены в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флерова (ОИЯИ, Дубна) на циклотроне У-400. Энергетическое разрешение пучка составляло ~1%. Интенсивность пучка на мишени ~70–100 нА. Мишени изготовлялись путем напыления <sup>144, 154</sup>Sm толщиной ~200 мкг · см<sup>-2</sup> на тонкую (~30 мкг · см<sup>-2</sup>) углеродную подложку. Эксперимент с ионами <sup>68</sup>Zn проводился на ускорителе К-130 в Ускорительной лаборатории физического факультета Университета Ювяскюли (Финляндия). Энергетическое разрешение пучка составляло ~1%. Мишень изготовлялись путем напыления <sup>112</sup>Sn толщиной ~200 мкг · см<sup>-2</sup> на тонкую (~30 мкг · см<sup>-2</sup>) углеродную подложку. Обогащение мишеней – 99.9%. Массово-энергетические распределения фрагментов реакции измерялись с использованием установки CORSET, представляющей из себя двухплечевой времяпролетный спектрометр [7]. Каждое плечо спектрометра состоит из стартового и позиционно-чувствительного стопового детекторов на основе микроканальных пластин. Угол захвата каждого плеча составлял  $\pm 19^{\circ}$  в плоскости реакции и  $\pm 8^{\circ}$  вне плоскости реакции. Угловое разрешение спектрометра составляло  $0.3^{\circ}$ , временное — 150 пс.

Плечи спектрометра устанавливались под углами  $\pm 60^{\circ}$  для реакций с ионами <sup>36</sup>Ar и  $\pm 45^{\circ}$  с ионами <sup>68</sup>Zn, что соответствует углам в системе центра масс  $\pm 90^{\circ}$  для симметричных фрагментов реакции. Измерения при энергии <sup>36</sup>Ar 222 МэВ проводились при нескольких позициях плеч спектрометра, что позволило измерить массово-энергетические распределения продуктов реакции более точно в широком диапазоне углов  $30^{\circ}-150^{\circ}$  в системе центра масс для симметричных фрагментов.

Массово-энергетические распределения первичных бинарных фрагментов были получены из измеренных времен пролета с помощью 2V-метода [7]. Высокое временное разрешение спектрометра CORSET позволило измерить массовые и энергетические распределения осколков деления с точностью ±1.5 а. е. м. и ±3 МэВ, соответственно.

#### РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Измеренные в данной работе массовые и энергетические распределения осколков деления <sup>180, 190</sup> Hg, образованных в реакциях <sup>36</sup>Ar + <sup>144, 154</sup>Sm при энергиях <sup>36</sup>Ar 158 и 181 показаны на рис. 1 и 2. Выходы продуктов реакции были нормированы на 200%, т.к. в процессе деления образуются два осколка. Массовые выходы хорошо согласуются с массовыми выходами, измеренными ранее на тандемном ускорителе JAEA в реакции <sup>36</sup>Ar + <sup>144, 154</sup>Sm [8].

В таблице 1 приведены энергетически зависимые характеристики изучаемых реакций, а также даны экспериментальные значения дисперсии массовых распределений и дисперсии, рассчитанные по эмпирической систематике свойств деления возбужденных ядер [9].

На рисунке 1 представлены массовые (рис. 1*a*, 1*в*) и энергетические (рис. 1*б*, 1*г*) распределения осколков деления <sup>180</sup>Нg при энергиях возбуждения 35 и 53 МэВ. Хорошо видно, что измеренные массовые и энергетические распределения имеют сложную форму и не могут быть должным образом воспроизведены одним гауссианом, а ширина массового распределения сильно отклоняется от значения, полученного для деления возбужденного ядра по систематике из работы [9]. Для анализа массовых и энергетических распределении продуктов реакции было применено описа-

ние экспериментальных распределений из предположения, что массовый и энергетический выход продуктов реакции при симметричной и асимметричной модах деления могут быть описаны гауссианами для каждой моды. Симметричная мода определяется макроскопическими свойствами делящегося ядра и описывается жидкокапельной моделью. Для оценки наиболее вероятной кинетической энергии осколков для симметричной моды использовалась систематика Вайолы [10]. На массовых и энергетических распределениях, изображенных на рис. 1, симметричная мода изображена точечной линией с наиболее вероятной суммарной кинетической энергией осколков ((ТКЕ)) 142 МэВ. За основу асимметричного деления принималось массовое распределение осколков низкоэнергетического  $\overline{\beta}$  + /EC запаздывающего деления <sup>180</sup>Tl на установке ISOLDE [5], которое представляет собой сумму двух гауссианов с центрами распределения 80 и 100 а. е. м. (пунктирная линия на рис. 1а, 1в) и энергетическое распределение с наиболее вероятной суммарной кинетической энергией осколков (ТКЕ) 134 МэВ. Сплошной линией обозначены суммарные экспериментальные массовые и энергетические распределения. Однако этих мод (симметричной и асимметричной) не достаточно, чтобы воспроизвести экспериментальное массовое распределение. Штрихпунктирной линией обозначен "остаток" от распределения после вычитания симметричной и асимметричной моды из экспериментальных массовых и энергетических распределений продуктов реакции. Максимумы "остаточных" распределений приходятся на массы 68/112, что соответствует протонным оболочкам Z = 28 и 50.

Относительные площади под кривыми, описывающими энергетическое распределение равны площадям под кривыми, которыми описывалось массовое распределение. Из полученного разложения видно, что симметричная компонента растет с ростом энергии возбуждения, что является вполне закономерным.

На рис. 2 приведены разложения на моды деления составной системы <sup>190</sup>Hg, аналогично тому, как это было сделано для ядра <sup>180</sup>Hg, с той лишь разницей, что максимумы асимметричной компоненты (пунктирная линия) приходятся на массы 83 и 107 а. е. м., а симметричная компонента (сплошная линия) – на массу 95 а. е. м. "Остаточные" распределения (штрих-пунктирная линия), так же, как и в случае деления ядра <sup>180</sup>Hg, имеют максимумы в области масс, которые могут быть ассоциированы с влиянием протонных оболочек Z = 50 и Z = 28.

Вклад жидкокапельной составляющей при делении ядер <sup>190</sup>Нg составляет ~60% при энергии возбуждения 57 МэВ, примерно такой же вклад симметричной компоненты наблюдается при де-



**Рис. 2.** Массовые выходы фрагментов в зависимости от массы осколка для реакции  ${}^{36}\text{Ar} + {}^{154}\text{Sm}$  при энергиях возбуждения составного ядра  ${}^{190}\text{Hg}^*$ : 75 (*a*) и 57 МэВ (*в*). А также распределения полных кинетических энергий ТКЕ для реакции  ${}^{36}\text{Ar} + {}^{154}\text{Sm}$  при энергиях возбуждения составного ядра  ${}^{190}\text{Hg}^*$ : 75 (*б*) и 57 МэВ (*г*).

лении ядра <sup>180</sup>Нg при энергии возбуждения 52 МэВ. При энергии возбуждения 37 МэВ составного ядра <sup>180</sup>Нg эта компонента составляет всего 30% от общего распределения. Итак, асимметричная мода в обеих реакциях обнаружена с максимумами для легкого и тяжелого фрагментов  $A_L/A_H=80/100$ для реакции  $^{36}\rm{Ar}+^{144}\rm{Sm},$  и  $A_L/A_H=$ = 83/107 для реакции <sup>36</sup>Ar + <sup>154</sup>Sm. Из предположения сохранения зарядовой плотности массам тяжелого фрагмента для обеих составных систем соответствует число протонов Z = 45. В работе [4] феномен асимметричного деления доактинидных ядер был объяснен влиянием оболочечных эффектов на седловой точке. Согласно расчетам Вилкинса [11], в области Z = 45 имеется деформированная протонная оболочка. Возможно, именно эта оболочка и оказывает решающее влияние на формирование продуктов реакции. Делимость этих ядер  $x_{CN} \approx 0.7$ . Для ядер с такой делимостью характерна большая деформация в седловой точке, после прохождения которой происходит раз-

#### БОГАЧЕВ и др.

**Таблица 1.** Свойства составных систем <sup>180, 190</sup>Hg\*, образованных в реакциях <sup>36</sup>Ar + <sup>144, 154</sup>Sm.  $E_{lab}$  – энергия налетающей частицы в лабораторной системе,  $E_{c.m}/E_B$  – отношение энергии в системе центра масс к высоте кулоновского барьера для сферических ядер,  $E^*$  – начальная энергия возбуждения составного ядра,  $\sigma_M^{2exp}$  и  $\sigma_M^{2LDM}$  – экспериментальные и рассчитанные по эмпирической систематике свойств деления возбужденных ядер значения дисперсии массовых распределений осколков деления,  $L_{cr}$  – значение критического углового момента, ни-

же которого возможно формирование составного ядра							
Реакция	<i>Е<sub>lab</sub></i> , МэВ	$E_{\rm CM}/E_{\rm Coul}$	<i>Е<sub>lab</sub></i> , МэВ	$\sigma_M^{2exp}$ , a.e.m. <sup>2</sup>	$\sigma_M^{2LDM}$ , a.e.m. <sup>2</sup>	$L_{cr}$ $\hbar$	
$^{36}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm} \rightarrow ^{180}\text{Hg}$	158	0.952	35	219	75	_	
	181	1.091	53	207	158	52	
	222	1.344	85	303	267	80	
$^{36}\text{Ar} + ^{154}\text{Sm} \rightarrow ^{190}\text{Hg}$	158	0.976	57	266	97	_	
	181	1.118	75	213	180	57	
	222	1.371	109	339	285	84	

рыв ядра, тогда как для актинидных ядер характерен длинный спуск от седловой точки к точке разрыва. Согласно расчетам поверхности потенциальной энергии, рассчитанной в рамках макромикроскопической модели для ядра <sup>180</sup>Hg [12], образованию симметричных осколков препятствует потенциальный барьер, исчезающий при увеличении деформации делящегося ядра. Таким образом, для деления ядру необходимо достичь достаточно большой деформации и асимметрии формирующихся фрагментов деления.

При энергии 222 МэВ массовые распределения значительно отличаются от распределений, измеренных при энергиях 158 и 181 МэВ. Связано это с тем, что при такой достаточно высокой энергии налетающего иона открываются каналы реакции, характеризуемые большими угловыми моментами. При этом жидкокапельный барьер деления ядра уменьшается из-за увеличивающихся центробежных сил. Сравнение массовых и энергетических распределений продуктов реакции <sup>36</sup>Ar + <sup>144</sup>Sm при энергиях взаимодействия 181 и 222 МэВ показывает значительное уширение как массового распределения, так и энергетического распределения при более высокой энергии взаимодействия, что также указывает на наличие быстрых процессов (см. рис. 3а, 3б).

Для изучения влияния входного канала на динамику протекания реакции были проведены измерения массово-энергетических распределений фрагментов реакции <sup>68</sup>Zn + <sup>112</sup>Sn, ведущей к образованию того же самого ядра <sup>180</sup>Hg, что и в реакции <sup>36</sup>Ar + <sup>144</sup>Sm. На рис. 4 показаны двумерные массово-энергетические распределения продуктов этих двух реакций при довольно близких энергиях возбуждения составной системы <sup>180</sup>Hg – 48 МэВ для реакции с ионами  ${}^{68}$ Zn (рис. 4*a*) и 53 МэВ для реакции с ионами  ${}^{36}$ Ar (рис. 4*b*). Массово-энергетическое распределение фрагментов, образованных в реакции  ${}^{68}$ Zn +  ${}^{112}$ Sn, существенно отличается от распределения фрагментов, полученных в реакции  ${}^{36}$ Ar +  ${}^{144}$ Sm. Максимальный выход фрагментов в реакции с ионами  ${}^{68}$ Zn наблюдается при массах 68 и 112 а. е. м. для легкого и тяжелого фрагментов, соответственно.

В данном эксперименте измерения массовоэнергетических распределений проводились при углах на ~30° меньших, чем угол касательных столкновений для обеих реакций, поэтому вклад событий глубоко-неупругого взаимодействия в эти распределения предполагается незначительным. Следует отметить, что в обеих реакциях средний угловой момент значительно ниже, чем критический угловой момент, при котором формирование составного ядра становится невозможным из-за больших центробежных сил. Поэтому такое различие в массово-энергетических распределениях фрагментов, полученных в этих реакциях, не может быть объяснено ни влиянием углового момента на свойства осколков деления составного ядра, ни большим вкладом событий глубоконеупругих передач в массово-энергетическое распределение фрагментов реакции  $^{68}$ Zn +  $^{112}$ Sn.

Таким образом, основным процессом, протекающим в реакции  $^{68}$ Zn +  $^{112}$ Sn, является квазиделение. Для процесса квазиделения характерно формирование фрагментов вблизи замкнутых нейтронных и протонных оболочек. Например, в реакциях с тяжелыми ионами, ведущими к образованию сверхтяжелых систем, фрагменты квазиделения имеют максимальный выход вблизи оболочек Z = 82 и N = 126 [13]. Аналогично сверхтяже-



**Рис. 3.** Сравнение массовых распределений, полученных в реакции  ${}^{36}\text{Ar} + {}^{144}\text{Sm}$  при энергиях налетающих ионов 181 (серые квадраты) и 222 (пустые звездочки) МэВ (*a*). Сравнение распределений ТКЕ, полученных в реакции  ${}^{36}\text{Ar} + {}^{144}\text{Sm}$  при энергиях налетающих ионов 181 (серые квадраты) и 222 (пустые звездочки) МэВ (*b*).

лым системам, в реакции  ${}^{68}$ Zn +  ${}^{112}$ Sn фрагменты квазиделения группируются вблизи протонных оболочек Z = 28 и Z = 50.

Из анализа большой совокупности данных массово-угловых распределений фрагментов реакций с тяжелыми ионами, было определено пороговое значение кулоновского параметра  $Z_1Z_2 = 1450 \pm 100$  для "включения" процесса квазиделения для составной системы с Z = 80 [14]. Таким образом, в реакции <sup>68</sup>Zn + <sup>112</sup>Sn, для которой  $Z_1Z_2 = 1500$ , может наблюдаться процесс квазиделения. Принимая во внимание указанные факты, можно сделать вывод, что в реакции <sup>68</sup>Zn + <sup>112</sup>Sn доминирующим процессом является процесс квазиделения, вклад которого составляет не ме-



**Рис. 4.** Двумерные распределения продуктов реакций  ${}^{36}$ Ar +  ${}^{144}$ Sm при энергии налетающего иона  ${}^{36}$ Ar – 181 МэВ и  ${}^{68}$ Zn+ ${}^{112}$ Sn при энергии налетающего иона  ${}^{68}$ Zn – 300 МэВ.

нее 60% по отношению к общему числу продуктов реакции.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для исследования свойств деления нейтронодефицитных ядер в области свинца были проведены измерения массовых и энергетических распределений осколков деления возбужденных ядер <sup>180, 190</sup> Hg, полученных в реакциях <sup>36</sup>Ar + <sup>144, 154</sup>Sm, при энергиях как выше, так и ниже кулоновского барьера. Асимметричная компонента в массовых и энергетических распределениях осколков деления <sup>180, 190</sup> Hg\*, образованных в реакциях <sup>36</sup>Ar + <sup>144, 154</sup>Sm, наблюдается вплоть до энергии возбуждения 75 МэВ.

Для асимметричного деления наиболее вероятные массы и заряды тяжелого и легкого фрагментов составляют:  $A_H = 100$ ,  $Z_H = 45$  и  $A_L = 80$ ,  $Z_L = 35$  для <sup>180</sup>Hg, и  $A_H = 107$ ,  $Z_H = 45$  и  $A_L = 83$ ,  $Z_L = 35$  для <sup>190</sup>Hg. Это может быть связано с влиянием деформированной протонной оболочки  $Z \approx 45$ . Асимметричная компонента, обусловленная влиянием оболочек Z = 28 и Z = 50 также была обнаружена для обоих делящихся систем <sup>180, 190</sup>Hg. Подобно актинидным ядрам, симметричная компонента массового распределения увеличивается с увеличением энергии возбуждения составной системы. Однако, в отличие от актинидных ядер, энергия асимметричной компоненты меньше, чем энергия симметричной.

Проведен сравнительный анализ реакций  $^{68}$ Zn +  $^{112}$ Sn и  $^{36}$ Ar +  $^{144}$ Sm, ведущих к образованию одной и той же составной системы  $^{180}$ Hg при схожих энергии возбуждения и среднем угловом моменте. Показано, что массово-энергетические распределения значительно отличаются, что объясняется большим вкладом процесса квазиделения в случае реакции с ионами  $^{68}$ Zn.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-52-45023).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Schmidt K.H., Jurado B.* // Rep. Prog. Phys. 2018. V. 81. Art. № 106301.
- 2. *Goennenwein F.* The nuclear fission process. Chap. 8. Boca Raton: CRC Press. 1991. P. 287.
- 3. Иткис М.Г., Кондратьев Н.А., Мульгин С.И. и др. // ЯФ. 1990. Т. 52. С. 944.

- 4. Иткис М.Г., Кондратьев Н.А., Мульгин С.И. и др. // ЯФ. 1991. Т. 53. С. 1225.
- 5. *Andreyev A.N., Elseviers J., Huyse M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. Art. No. 252502.
- Кумар Д., Козулин Э.М., Чералу М. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 8. С. 1209; Китаг D., Kozulin E.M., Cheralu M. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 8. P. 1001.
- 7. Козулин Э.М., Богачев А.А., Иткис М.Г. и др. // ПТЭ. 2008. № 1. С. 51.
- Nishio K., Andreyev A.N., Chapman R. et al. // Phys. Lett. B. 2015. V. 748. P. 89.
- Иткис М.Г., Русанов А.Я. // ЭЧАЯ. 1998. Т. 29. С. 389; Itkis M.G., Rusanov A.Ya. // Phys. Part. Nucl. 1998. V. 29. P. 160.
- Viola V.E., Kwiatkowski K., Walker M. // Phys. Rev. C. 1985. V. 31. P. 1550.
- Wilkins B.D., Steinberg E.P., Chasman R.R. // Phys. Rev. C. 1976. V. 14. P. 1832.
- Ichikawa T., Iwamoto A., Möller P., Sierk A.J. // Phys. Rev. C. 2012. V. 86. Art. No. 024610.
- Itkis M.G., Vardaci E., Itkis I.M. et al. // Nucl. Phys. A. 2015. V. 944. P. 204.
- 14. *du Rietz R., Williams E., Hinde D.J. et al.* // Phys. Rev. C. 2013. V. 88. Art. No. 054618.

# Investigation of binary processes in reactions <sup>36</sup>Ar + <sup>144, 154</sup>Sm and <sup>68</sup>Zn + <sup>112</sup>Sn leading to the formation of neutron-deficient <sup>180, 190</sup>Hg composite systems

A. A. Bogachev<sup>a, \*</sup>, E. M. Kozulin<sup>a</sup>, G. N. Knyazheva<sup>a</sup>, I. M. Itkis<sup>a</sup>, K. V. Novikov<sup>a</sup>, T. Banerjee<sup>a</sup>,
M. Cheralu<sup>a</sup>, M. G. Itkis<sup>a</sup>, E. Mukhamedzhanov<sup>a</sup>, D. Kumar<sup>a</sup>, A. Pan<sup>a</sup>, I. V. Pchelintsev<sup>a</sup>, I. V. Vorob'ev<sup>a</sup>,
W. H. Trzaska<sup>b</sup>, E. Vardaci<sup>c, d</sup>, A. di Nitto<sup>c, d</sup>, S. V. Khlebnikov<sup>e</sup>, I. Harka<sup>f</sup>, A. Andrevev<sup>g</sup>

<sup>a</sup>Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia

<sup>b</sup>University of Jyväskylä, Department of Physics, Jyväskylä, FIN-40014 Finland

<sup>c</sup>Universita degli Studi di Napoli "Federico II", Dipartimento di Fisica "E. Pancini", Napoli, 80126 Italy

<sup>d</sup>Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Napoli, Napoli, 80126 Italy

<sup>e</sup>Khlopin Radium Institute, St. Petersburg, 194021 Russia

Kniopin Radian Institute, St. Felersburg, 194021 Rassia

<sup>f</sup>Horia Hulubei National Institute for Physics and Nuclear Engineering, Bucharest-Măgurele, 077125 Romania

<sup>g</sup>University of York, Department of Physics, York, YO10 5DD United Kingdom

\*e-mail: bogachev@jinr.ru

We investigated asymmetric fission phenomenon of neutron-deficient <sup>180, 190</sup>Hg nuclei, formed in the reactions <sup>36</sup>Ar + <sup>144, 154</sup>Sm and <sup>68</sup>Zn + <sup>112</sup>Sn at energies near and above the Coulomb barrier. Change of comparative contributions of symmetric and asymmetric fission with changing of the excitation energy of the composite system is shown. The problem of entrance channel characteristics influence on the reaction dynamics is studied.
УДК 539.173

### ИЗУЧЕНИЕ МАССОВО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ФРАГМЕНТОВ, ОБРАЗОВАННЫХ В РЕАКЦИИ <sup>32</sup>S + <sup>232</sup>Th → <sup>264</sup>Sg ПРИ ЭНЕРГИЯХ ВБЛИЗИ КУЛОНОВСКОГО БАРЬЕРА

© 2021 г. Е. И. Галкина<sup>1, \*</sup>, Е. М. Козулин<sup>1</sup>, Г. Н. Княжева<sup>1</sup>, И. М. Иткис<sup>1</sup>, А. А. Богачев<sup>1</sup>, И. Н. Дятлов<sup>1</sup>, М. Чералу<sup>1</sup>, Д. Кумар<sup>1</sup>, Н. И. Козулина<sup>1</sup>, К. В. Новиков<sup>1</sup>, А. Н. Пан<sup>1, 2</sup>, И. В. Пчелинцев<sup>1</sup>, И. В. Воробьев<sup>1</sup>, Х. Х. Трзаска<sup>3</sup>, С. Хеинц<sup>4</sup>, Б. Ломел<sup>4</sup>, И. Вардачи<sup>5, 6</sup>, С. Спиноса<sup>5, 6</sup>, А. Ди Нитто<sup>5, 6</sup>, А. Пулчини<sup>5, 6</sup>, С. Борчеа<sup>7</sup>, И. Харка<sup>7</sup>

<sup>1</sup>Международная межправительственная организация Объединенный институт ядерных исследований,

Лаборатория ядерных реакций имени Г.Н. Флерова, Дубна, Россия

<sup>2</sup>Институт ядерной физики, Лаборатория физики деления, Алматы, Казахстан

<sup>3</sup>Университет Ювяскюля, Кафедра физики, Ювяскюля, Финляндия

<sup>4</sup>Центр исследования тяжелых ионов имени Гельмгольца, Дармштадт, Германия

<sup>5</sup>Неаполитанский университет "Федерико II", Факультет физики "Э. Панчини", Неаполь, Италия

<sup>6</sup>Национальный институт ядерной физики, Отделение в Неаполе, Неаполь, Италия

<sup>7</sup>Национальный институт физики и ядерной инженерии Хориа Хулубей, Бухарест-Мэгуреле, Румыния

\*E-mail: galkina.ei16@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 24.05.2021 г. После доработки 01.06.2021 г. Принята к публикации 28.06.2021 г.

Измерены массово-энергетические распределения фрагментов реакции  ${}^{32}$ S +  ${}^{232}$ Th, ведущей к образованию  ${}^{264}$ Sg (Z = 106), при энергиях налетающих ионов  ${}^{32}$ S, равных 165, 181 и 200 МэВ. В области симметричных масс ( $A_{CN}/2 \pm 20$ ) обнаружен вклад процесса квазиделения при энергиях как ниже, так и выше кулоновского барьера. При энергии 165 МэВ, соответствующей энергии возбуждения составного ядра  ${}^{264}$ Sg 45 МэВ, была обнаружена высокоэнергетичная симметричная мода деления.

DOI: 10.31857/S036767652110015X

### введение

Деление ядра — один из основных каналов распада возбужденных и нестабильных ядер. В настоящее время хорошо изучены свойства спонтанного и низкоэнергетического деления ядер вплоть до элемента с Z = 104 [1]. Систематика результатов ранее проведенных экспериментальных исследований показывает, что для ядер актинидов с Z = 90-102 и A = 226-256 асимметричное деление, обусловленное сильным влиянием сферических протонной Z = 50 и нейтронной N = 82 оболочек и деформированной нейтронной оболочки N = 88, преобладает как в спонтанном, так и в вынужденном делении при энергиях возбуждения до 30–40 МэВ [2, 3].

Для спонтанного и низкоэнергетического деления ядер с A > 256 наблюдается явление бимодального деления (область Fm—Rf) [4]. Бимодальность означает сосуществование двух разных мод деления с симметричной массой, но с двумя разными характеристиками полной кинетической энергии (TKE) в одном и том же ядре. Важно отметить, что бимодальное деление возникает для изотопов Fm (Z = 100) и более тяжелых элементов, когда два осколка деления находятся рядом со сферическими протонными (Z = 50) и/или нейтронной (N = 82) оболочками. Экспериментальные данные о массовых распределениях для спонтанного и низкоэнергетичного деления ядер с Z > 98 схематично показаны на рис. 1. Бимодальное деление было обнаружено для спонтанного и низкоэнергетического деления некоторых изотопов ядер Fm, Md, No, Rf, Db, Sg [5] и Hs [6].

Вышеупомянутое разнообразие свойств массового распределения осколков деления было объяснено в рамках теоретической концепции мультимодального деления ядер, в основе которой лежит представление о долинной структуре поверхности потенциальной энергии в многомерном пространстве деформированного делящегося ядра. В соответствии с классификацией, предложенной Брозой [7], выделяют следующие моды деления: Superlong (S) симметричная мода, соответствующая жидкокапельной модели ядра; Standard I (SI) мода, обусловленная влиянием протонной Z = 50 и нейтронной N = 82 оболочек; Stan-



Рис. 1. Тип массового распределения осколков спонтанного и низкоэнергетического деления в зависимости от нуклонного состава делящегося ядра для области ядер Cf—Hs. Двумя треугольниками обозначено асимметричное деление (моды SI + SII), вытянутым прямоугольником — симметричное деление (S мода), узким треугольником — высокоэнергичное симметричное деление (SuperShort мода).

dard II (SII) мода, определяемая деформированными ядерными оболочками с  $Z \approx 54-56$  и  $N \approx 86$ ; и SuperShort мода (SS), проявляющаяся только тогда, когда легкие и тяжелые осколки деления близки по своему нуклонному составу к двойному магическому олову с Z = 50 и N = 82.

Возникает вопрос, будут ли те же самые моды определять свойства деления более тяжелых ядер? К сожалению, экспериментальные данные по делению ядер с Z > 104 очень скудны как для спонтанного, так и для вынужденного деления. Это связано с трудностями получения этих ядер.

Целью данной работы было изучения свойств деления возбужденного ядра <sup>264</sup>Sg (Z = 106), в частности проявление SuperShort моды в делении этого ядра. При симметричном делении этого ядра осколки будут иметь 53 протона и 79 нейтронов, т.е. близки по своему составу к магическому олову. Возбужденное составное ядро <sup>264</sup>Sg было образовано в реакции <sup>32</sup>S + <sup>232</sup>Th. Были изучены массово-энергетические распределения фрагментов реакции при энергиях вблизи кулоновского барьера с помощью двухплечевого времяпролетного спектрометра CORSET.

### ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперимент был проведен в ускорительной лаборатории университета Ювяскюля (Финляндия) на пучках ионов <sup>32</sup>S ускорителя К-130 при энергиях  $E_{lab}$ , равных 165, 181, 200 МэВ. Энергетическое разрешение пучка составило 1%, интенсивность пучка на мишени ~10–30 нА. В качестве мишени был использован слой ThF<sub>4</sub> 100 мкг/см<sup>2</sup> (обогащение <sup>232</sup>Th 99.9%), напыленный на тонкую углеродную подложку (~32 мкг/см<sup>2</sup>).

Продукты реакции регистрировались с помощью двухплечевого времяпролетного спектрометра CORSET [8]. Каждое плечо спектрометра состоит из стартового и позиционно-чувствительного стопового детекторов, изготовленных на основе микроканальных пластин. Расстояние между стартовым и стоповым детектором каждого плеча – 30 см. Угол захвата каждого плеча составил  $\pm 15^{\circ}$  в плоскости реакции и  $\pm 9^{\circ}$  вне плоскости реакции. Плечи спектрометра были установлены симметрично относительно оси пучка под углами  $\pm 66^{\circ}$ , что соответствует углам  $\pm 90^{\circ}$  в системе центра масс. Такое расположение детекторов позволило регистрировать осколки с массовой асимметрией вплоть до соотношения масс тяжелого осколка к легкому  $M_H/M_L = 4$ .

В данном эксперименте массовое разрешение спектрометра (ширина на полувысоте) составило  $\pm 2$ а. е. м, а энергетическое разрешение составило  $\pm 5$  МэВ.

### АНАЛИЗ ДАННЫХ И РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 представлены измеренные массовоэнергетические распределения продуктов реакций  $^{32}$ S +  $^{232}$ Th при энергиях налетающего иона  $^{32}$ S, равных 165, 181 и 200 МэB, что соответствует энергиям возбуждения образующегося составно-

го ядра  $E_{CN}^* = 45, 59$  и 75 МэВ.

На представленных двумерных матрицах (M; TKE) (см. рис. 2a-2e) события упругого и квазиупругого рассеяния вблизи масс налетающего иона и ядра мишени и энергий вокруг энергии взаимодействия в системе центра масс хорошо отделяются от других каналов реакции. Значительная часть событий, расположенная между этими пиками, характеризуется большой передачей нуклонов и диссипацией энергии (события внутри контурной линии), что характерно для фрагментов, возникающих в процессах деления и квазиделения [9, 10].

Массовые распределения, а также значение средней кинетической энергии в зависимости от массы фрагмента для делительноподобных событий, образующихся в этой реакции, представлены на рис. 2r-2e и 2m-2u, соответственно. Из рис. 2*г*-2*е* хорошо видно, что форма массового распределения делительноподобных фрагментов сильно изменяется при увеличении энергии взаимодействия от широкого плоского распределения при энергии 165 МэВ (на 15 МэВ ниже кулоновского барьера реакции) до симметричного распределения, близкого по форме к гауссовому, при энергии 200 МэВ (на 16 МэВ выше барьера). Однако, даже при  $E_{lab} = 200 \text{ МэВ}$  для асимметричных фрагментов с массами 44-80 а. е. м. и 184-220 а. е. м., наблюдается повышенный выход по сравнению с симметричным гауссовым распределением. Эти асимметричные фрагменты формируются вблизи за-



**Рис. 2.** Двухмерные распределения выходов фрагментов реакций  ${}^{32}$ S +  ${}^{232}$ Th в зависимости от их массы и полной кинетической энергии (*M*, TKE) (*a*–*e*); массовые распределения фрагментов (*e*–*e*); зависимости средней кинетической энергии (ГКЕ) (*M*) (*ж*–*к*) при энергии взаимодействия 165 (*a*, *e*, *ж*), 181 (*b*, *d*, 3) и 200 МэВ (*b*, *e*, *u*).

мкнутых магических оболочек Z = 28 и N = 50 для легких фрагментов и Z = 82 и N = 126 для тяжелых фрагментов. Как было показано в работе [6] для очень близкой к изучаемой в данной работе реакции <sup>36</sup>S + <sup>238</sup>U, ведущую к образованию <sup>274</sup>Hs, эти фрагменты формируются в процессе асимметричного квазиделения. В этой работе также было показано, что процесс квазиделения доминирует даже при энергиях выше кулоновского барьера (~70%).

Для того, чтобы оценить вклад деления составного ядра, образующегося в реакции  ${}^{32}$ S +  ${}^{232}$ Th, в общее сечение реакции, были проанализированы энергетические распределения симметричных фрагментов с массами  $A_{CN}/2 \pm 20$  а.е.м. Также, как и в работе [6], мы предположили, что симметричные фрагменты могут образовываться в трех процессах — при делении составного ядра, а также при асимметричном и симметричном квазиделении. Поэтому энергетическое распределение было описано суммой из трех гауссовых распределений, соответствующих этим трем процессам. Для компоненты, описывающей деление составного ядра, было зафиксировано среднее значение

энергии согласно систематике Вайолы [11] и лисперсии согласно экспериментальной систематике для деления нагретых ядер [12]. На рис. За-Зв показаны экспериментальные энергетические распределения фрагментов реакции при  $E_{lab} = 200, 181$ и 165 МэВ, а также разложение этих распределений на три составляющих. Также, как и для реакции  ${}^{36}S + {}^{238}U$ , вклад симметричного квазиделения растет, а асимметричного – падает с увеличением энергии взаимодействия. Такое поведение квазиделения в зависимости от энергии взаимодействия является типичным для реакций с деформированными ядрами [10]. Вклад процесса деления составного ядра <sup>264</sup>Sg в область симметричных фрагментов с массами  $A_{CN}/2 \pm 20$  а. е. м. составляет ~72, 80 и 88% для энергии взаимодействия 165, 181 и 200 МэВ, соответственно.

Однако вопрос о проявлении SuperShort моды в делении <sup>264</sup>Sg все еще остается открытым. Следует отметить, что при энергии взаимодействия 165 МэВ составное ядро имеет возбуждения 45 МэВ. При такой энергии оболочечные эффекты начинают разрушатся, но все еще оказыва-



**Рис. 3.** Экспериментальные распределения полной кинетической энергии симметричных фрагментов с массами  $A_{CN}/2 \pm 20$  а. е. м., полученных в реакции  $^{32}$ S +  $^{232}$ Th при энергии взаимодействия 200 (*a*), 181 (*б*) и 165 МэВ (*в*), а также разложения на компоненты, соответствующие процессам асимметричного квазиделения (пунктирная линия), симметричного квазиделения (штрих-пунктирная линия) и деления составного ядра (точечная линия).

ют влияние на формирование осколков деления. Следовательно, если имеется SuperShort мода в делении  $^{264}$ Sg, то она должна проявится в энергетическом распределении осколков.

Как уже было отмечено выше, SuperShort мода была обнаружена в делении  $^{274}$ Hs (Z = 108) при энергии возбуждения 35 МэВ, полученного в реакции  $^{26}$ Mg +  $^{248}$ Cm. В энергетическом распределении симметричных фрагментов деления была обнаружена высокоэнергетическая компонента со средней энергией на ~16 МэВ выше, чем для



Рис. 4. Экспериментальные распределения полной кинетической энергии симметричных фрагментов с массами  $A_{CN}/2 \pm 20$  а. е. м после вычитания компоненты, описывающей процесс квазиделения, при энергии возбуждения образованного составного ядра <sup>264</sup>Sg

 $E_{CN}^{*} = 45$  (закрытые кружки) и 59 МэВ (открытые кружки). Вклад SuperShort моды обозначен штрих-пунктирной линией (закрашенная область).

симметричного деления, и дисперсией ~8 МэВ (дисперсия для симметричной моды ~20 МэВ) [6]. Вклад этой компоненты (SuperShort моды) составляет ~25%. При энергии возбуждения 49 МэВ при делении <sup>274</sup>Hs высокоэнергетичной компоненты обнаружено не было.

Мы проанализировали энергетические распределения фрагментов деления <sup>264</sup>Sg на наличие SuperShort моды при энергии возбуждения 45 и 59 МэВ более детально. Из экспериментальных распределений мы вычли компоненты, описывающие асимметричное и симметричное квазиделение. Полученные энергетические распределения для фрагментов деления <sup>264</sup>Sg при энергии возбуждения 45 и 59 МэВ показаны на рис. 4. Из рис. 4 хорошо видно, что при энергиях 10-20 МэВ наблюдается повышенный выход при энергии возбуждения 45 МэВ по сравнению с 59 МэВ. Эта высокоэнергетичная компонента, показанная штрихпунктирной линией на рис. 4, характеризуется средним значением на ~14 МэВ выше, чем для симметричной моды и дисперсией ~7 МэВ, т.е. по своим свойствам очень похожа на компоненту, обнаруженную в делении <sup>274</sup>Hs при энергии возбуждения 35 МэВ. Вклад этой компоненты при энергии 45 МэВ составляет ~3% и уменьшается с увеличением энергии возбуждения делящегося составного ядра. Такое поведение характерно для проявления оболочечных эффектов в делении составного возбужденного ядра. Таким образом эта высокоэнергичная компонента может быть обусловлена проявлением SuperShort моды в делении  $^{264}$ Sg. Как видно из рис. 1, SuperShort мода также была обнаружена в делении более нейтронообогащенных изотопов  $^{270,272}$ Sg [5].

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Массово-энергетические распределения фрагментов реакции  ${}^{32}S + {}^{232}Th \rightarrow {}^{264}Sg$  при энергиях ниже и выше кулоновского барьера были измерены с помощью двухплечевого времяпролетного спектрометра CORSET. Было установлено, что значительная часть делительноподобных событий образуется в процессе квазилеления. Однако анализ энергетических распределений для симметричных фрагментов с массами  $A_{CN}/2 \pm 20$  а. е. м. показал, что вклад процесса деления составного ядра  $^{264}$ Sg в симметричную область составляет ~72, 80 и 88% для энергии взаимодействия 165, 181 и 200 МэВ. соответственно. В энергетическом распределении фрагментов деления <sup>264</sup>Sg при энергии возбуждения 45 МэВ была обнаружена высокоэнергичная компонента, которая исчезает при более высокой энергии возбуждения. Эта высокоэнергетичная компонента может быть обусловлена проявлением SuperShort моды в делении <sup>264</sup>Sg.

Работа выполнена при поддержке лаборатории ядерных реакций имени Г.Н. Флерова, ОИЯИ; фонда Академии Финляндии; Национального института ядерной физики Италии; Немецкого исследовательского фонда DFG (proj. nos. HE 5469/3-1; DE 2946/1-1).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Schmidt K.H., Jurado B. // Rev. Prog. Nucl. Fiss. 2018. V. 81. No. 10. P. 6301.
- 2. *Gonnenwein F.* In: Nuclear fission process. Boca Raton: CRC Press, 1991. P. 287.
- 3. *Itkis M.G., Rusanov A.Ya.* Proc. of the Conf. "Fission and Properties of Neutron-Rich Nuclei" (Sanibel Island, 1997). P. 182.
- Hulet E.K., Wild J.F., Dougan R.J. et al. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. P. 313.
- 5. Itkis M.G., Kondratiev N.A., Kozulin E.M. et al. // Phys. Rev. C. 1999. V. 59. P. 3172.
- Itkis M., Kozulin E.M., Itkis M.G. et al. // Phys. Rev. C. 2011. V. 83. Art. No. 064613.
- Brosa U., Grossmann S., Muller A. // Phys. Rep. 1990. V. 197. P. 167.
- Козулин М.Г., Богачев А.А., Иткис М.Г. и др. // ПТЭ. 2008. № 1. С. 51; Kozulin E.M., Bogachev A.A., Itkis M.G. et al. // Instr. Exp. Tech. 2008. V. 51. No. 1. P. 44.
- Shen W.Q., Albinski J., Gobbi A. et al. // Phys. Rev. C. 1987. V. 36. P. 115.
- Itkis M.G, Vardaci E., Itkis I.M. et al. // Nucl. Phys. A. 2015. V. 944. P. 204.
- Viola V.E., Kwiatkowski K., Walker M. // Phys. Rev. C. 1985. V. 31. P. 1550.
- Иткис М.Г., Русанов А.Я. // ЭЧАЯ. 1998. Т. 29. С. 389; Itkis M.G., Rusanov A.Ya. // Phys. Part. Nucl. 1998. V. 29. P. 160.

## Investigation of mass-energy distributions of fragments formed in the ${}^{32}S + {}^{232}Th \rightarrow {}^{264}Sg$ reaction

### at energies bellow and near the Coulomb barrier

E. I. Galkina<sup>a,\*</sup>, E. M. Kozulin<sup>a</sup>, G. N. Knyazheva<sup>a</sup>, I. M. Itkis<sup>a</sup>, A. A. Bogachev<sup>a</sup>, I. N. Diatlov<sup>a</sup>,
M. Cheralu<sup>a</sup>, D. Kumar<sup>a</sup>, N. I. Kozulina<sup>a</sup>, K. V. Novikov<sup>a</sup>, A. N. Pan<sup>a, b</sup>, I. V. Pchelintsev<sup>a</sup>, I. V. Vorobiev<sup>a</sup>,
W. H. Trzaska<sup>c</sup>, S. Heinz<sup>d</sup>, B. Lommel<sup>d</sup>, E. Vardaci<sup>e, f</sup>, S. Spinosa<sup>e, f</sup>, A. Di Nitto<sup>e, f</sup>, A. Pulcini<sup>e, f</sup>,
C. Borcea<sup>g</sup>, I. Harca<sup>g</sup>

<sup>a</sup>Joint Institute for Nuclear Research, Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, Dubna, 141980 Russia

<sup>b</sup>Institute of Nuclear Physics, Laboratory of Fission Physics, Almaty, 480082 Kazakhstan

<sup>c</sup>University of Jyväskylä, Department of Physics, Jyväskylä, FIN-40014 Finland

<sup>d</sup>GSI Helmholtzzentrum fur Schwerionenforschung, Darmstadt, 64291 Germany

<sup>e</sup>Universita degli Studi di Napoli "Federico II", Dipartimento di Fisica "E. Pancini", Napoli, 80126 Italy

<sup>f</sup>Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Napoli, Napoli, 80126 Italy

<sup>g</sup>Horia Hulubei National Institute for Physics and Nuclear Engineering, Bucharest- Măgurele, 077125 Romania \*e-mail: galkina.ei16@physics.msu.ru

The mass-energy distributions of fragments of the reaction  ${}^{32}S + {}^{232}Th$ , leading to the formation of  ${}^{264}Sg$  (Z = 106), at energies of incident ions  ${}^{32}S 165$ , 181 and 200 MeV were measured. In the region of symmetric masses ( $A_{CN}/2 \pm 20$ ), the contribution of the quasi-fission process was found at energies both below and above the Coulomb barrier. At an energy of 165 MeV, which corresponds to the excitation energy of the compound  ${}^{264}Sg$  nucleus of 45 MeV, a high-energy symmetric fission mode was found.

УДК 539.171.4

### ИЗМЕРЕНИЕ ВЫХОДОВ И УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ <sub>7</sub>-КВАНТОВ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 14.1 МэВ С ЯДРАМИ НАТРИЯ И ХЛОРА

© 2021 г. С. Б. Дабылова<sup>1, 2, \*</sup>, Ю. Н. Копач<sup>1</sup>, Н. А. Федоров<sup>1, 3</sup>, Д. Н. Грозданов<sup>1, 4</sup>, И. Н. Русков<sup>4</sup>, В. Р. Ской<sup>1</sup>, К. Храмко<sup>1, 5</sup>, Т. Ю. Третьякова<sup>1, 3, 6</sup>, С. К. Сахиев<sup>2</sup>, Р. Б. Маржохов<sup>1</sup>, Е. П. Боголюбов<sup>7</sup>, В. И. Зверев<sup>7</sup>, Ю. Н. Бармаков<sup>7</sup>

<sup>1</sup> Международная межправительственная организация Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

<sup>2</sup>Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева, Нур-Султан, Казахстан

 $^{3}\Phi$ едеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования

"Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова", физический факультет, Москва, Россия <sup>4</sup>Институт ядерных исследований и ядерной энергетики Болгарской академии наук, София, Болгария

<sup>5</sup>Институт химии Академии наук Молдовы, Кишинев, Республика Молдова

<sup>6</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова", Научно-исследовательский институт имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

<sup>7</sup>Федеральное государственное унитарное предприятие

"Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики имени Н.Л. Духова", Москва, Россия

\**E-mail: dabylova\_saltanat@mail.ru* Поступила в редакцию 24.05.2021 г. После доработки 01.06.2021 г. Принята к публикации 28.06.2021 г.

Эксперимент по изучению реакции неупругого рассеяния нейтронов с энергией 14.1 МэВ на ядрах <sup>23</sup>Na и <sup>35</sup>Cl выполнен в рамках проекта TANGRA (Лаборатория нейтронной физики имени И.М. Франка, ОИЯИ) с использованием метода меченых нейтронов. Измерены энергии и выходы γ-квантов для видимых в эксперименте переходов, получены коэффициенты углового распределения γ-квантов для наиболее интенсивных γ-переходов. Проведено сравнение с другими экспериментальными данными, имеющимися в литературе.

DOI: 10.31857/S0367676521100124

#### введение

Изучение реакций неупругого рассеяния быстрых нейтронов на атомных ядрах имеет большое значение как с точки зрения фундаментальной физики, так и с точки зрения многочисленных практических применений. Реакции с участием нейтронов являются уникальным источником информации для описания процессов, идущих по сильному взаимодействию. Процессы неупругого рассеяния используются для исследования характеристик возбужденных состояний ядер-мишеней [1]. С практической точки зрения, широкое применение реакции  $(n, n'\gamma)$  влечет за собой необходимость расширения и уточнения существующих экспериментальных данных по данному процессу. В последнее время исследования реакций неупругого рассеяния быстрых нейтронов значительно активизировались в связи с новыми перспективами ядерной энергетики, связанными с разработкой реакторов на быстрых нейтронах.

Наш эксперимент посвящен изучению ү-излучения в реакциях неупругого рассеяния нейтронов с энергией 14.1 МэВ на ялрах натрия и хлора. Натрий является важным элементом в проектировании IV поколения реакторов, поскольку может быть использован в качестве теплоносителя. Соответственно, детальная информация о свойствах изотопов Na имеет решающее значение при оценке физики и безопасности многих реакторных систем. Ранее в работе [2] с использованием детекторов на основе NaI(Tl) было проведено исследование характеристик у-квантов в реакции  $^{23}$ Na(*n*, *n*' $\gamma$ ), в частности, получены угловые распределения у-квантов для четырех наиболее интенсивных γ-линий в спектре <sup>23</sup>Na. Что касается изотопов хлора, то, несмотря на большое число экпериментальных данных по сечению реакции  $^{35}$ Cl(*n*, *n*') $^{35}$ Cl при энергии нейтронов 2–15 МэВ [3–5], нам не удалось найти информации об угловых распределениях испускаемых в этой реакции  $\gamma$ -квантов. В данном эксперименте мы ставили целью уточнение существующих данных по выходам  $\gamma$ -квантов и измерение угловой анизотропии  $\gamma$ -излучения в реакции неупругого рассеяния нейтронов на изотопах  $^{23}$ Na и  $^{35}$ Cl.

Настоящее исследование является частью научной программы международного проекта TANGRA (TAgged Neutrons and Gamma RAys), базирующегося в Лаборатории нейтронной физики имени И.М. Франка Объединенного института ядерных исследований (ЛНФ ОИЯИ, Дубна). Основной целью проекта является изучение реакций неупругого взаимодействия быстрых нейтронов с атомными ядрами с использованием метода меченых нейтронов (ММН) [6]. В эксперименте используется пучок нейтронов с энергией 14.1 МэВ, образующихся в реакции

$$d + t \to \alpha + n + 17.6 \text{ M} \Rightarrow \text{B.} \tag{1}$$

Продукты реакции разлетаются под углом, близким к 180°, тем самым фиксация угла вылета  $\alpha$ -частицы определяет направление вылета нейтрона. На практике "мечение" нейтрона осуществляется с помощью позиционно-чувствительного многопиксельного  $\alpha$ -детектора, встроенного в нейтронный генератор ИНГ-27 [7, 8]. В нашем эксперименте регистрация  $\alpha$ -частиц происходит при совпадении с  $\gamma$ -квантами, возникающими в результате неупругих реакций нейтронов с ядрами облучаемого образца.

Более точный, благодаря регистрации  $\alpha$ -частиц, учет числа нейтронов, взаимодействующих с мишенью, и, соответственно, учет числа совпадений *n*- $\gamma$  позволяют надежно определить дифференциальные сечения неупругих реакций нейтронов с ядрами исследуемых изотопов, сопровождающихся испусканием  $\gamma$ -квантов. Важными преимуществами ММН являются как осуществление мониторинга потока меченых нейтронов, падающих на исследуемый образец, так и возможность высокоэффективного подавления вклада фоновых событий в результирующие  $\gamma$ -спектры.

### ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В рамках проекта TANGRA создано несколько многофункциональных конфигураций экспериментальных установок, в основе которых лежит использование метода меченных нейтронов. В основе эксперимента лежит использование компактного генератора ИНГ-27 меченых нейтронов с энергией 14.1 МэВ. Для исследования характеристического γ-излучения созданы различные конфигурации детектирующих систем: линейка детекторов в кольцевой геометрии ("Ромашка" [9] и



**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки "Ромаша": *1* – нейтронный генератор ИНГ-27, *2* – мишень, *3* – держатель мишени, *4* – алюминиевая рама установки, *5* – подставки для детекторов ү-излучения, *6* – детекторы ү-излучения, пронумерованные от 1 до 18.

"Ромаша" [10, 11]) для измерения углового распределения γ-излучения, и детектирующая система на основе HPGe [12, 13] для определения выходов γ-квантов. Для исследования реакций неупругого рассеяния нейтронов на <sup>23</sup>Na и <sup>35</sup>Cl использованы детектирующие системы "Ромаша" и "HPGe".

Источником меченых нейтронов в нашем эксперименте служит компактный нейтронный генератор ИНГ-27 производства ФГУП "ВНИИА". Работа генератора основана на использовании реакции (1), дейтроны ускоряются до энергий 80-100 кэВ и фокусируются на тритиевой мишени. Генератор работает в непрерывном режиме. Для регистрации  $\alpha$ -частиц в нейтронный генератор ИНГ-27 встроен 64-канальный кремниевый детектор, разделенный на 8 стрипов как по горизонтали, так и по вертикали, благодаря чему выделяются 64 пучка меченых нейтронов. Максимальная интенсивность результирующего потока нейтронов в 4 $\pi$ -геометрии составляет 5 · 10<sup>7</sup> с<sup>-1</sup>.

Детектирующая система "Ромаша" (рис. 1) состоит из 18 сцинтилляционных γ-детекторов на основе кристаллов BGO (диаметр 76 мм, длина 65 мм). Детекторы расположены в горизонтальной плоскости по окружности радиусом 750 мм с шагом по углу 14°. В данной конфигурации от-



**Рис. 2.** Схема экспериментальной установки с HPGe: *1* – нейтронный генератор ИНГ-27, *2* – свинцовая защита, *3* – HPGe γ-детектор, *4* – кристалл HPGe, *5* – образец. Размеры указаны в мм.

сутствует дополнительная коллимация нейтронного пучка, расстояние от источника нейтронов до образца составляет 125 мм.

Установка "HPGe" (рис. 2) представляет собой γ-детектор на основе кристалла из сверхчистого германия (HPGe) диаметром 57.5 мм и толщиной 66.6 мм. Детектор расположен таким образом, чтобы исключить попадание прямых меченых нейтронов непосредственно в детектор. Дополнительно с целью уменьшения фона и защиты детектора от повреждения быстрыми нейтронами используется набор свинцовых пластин. Расстояние от детектора до центра образца составляет 55 мм.

В качестве образца-мишени был использован порошкообразный хлорид натрия (NaCl), помещенный в прямоугольный алюминиевый контейнер размером  $6 \times 6 \times 14$  см<sup>3</sup>. Размеры образца были определены в результате моделирования эксперимента в программном пакете GEANT4 (GEometry AND Tracking). Моделирование эксперимента с целью оценки поглощения и рассеяния  $\gamma$ -квантов и нейтронов в мишени показало, что выбранные размеры образца являются оптимальными и искажение, вносимое образцом в наблюдаемую анизотропию излучения  $\gamma$ -квантов, не превышает 20% для всех используемых меченых пучков [14].

Образец располагался на легкой алюминиевой подставке. Фоновая составляющая в γ-спектрах, обусловленная взаимодействием нейтронов с подставкой и другими конструкционными материалами, была определена в результате дополнительного измерения без образца.

Калибровка детекторов выполнена с помощью стандартных источников γ-излучения. В ходе измерений с использованием детекторов BGO, у которых световыход и, соответственно, энергетическая калибровка не так стабильны и зависят от температуры, загрузки и других внешних факторов, проводилась дополнительная калибровка в реальном времени с использованием известных фоновых линий, регистрируемых при измерении с образцом.

Для сбора и предварительного анализа данных в детектирующей системе "Ромаша" используется компьютер с оцифровщиком на основе двух 16-канальных плат ADCM-16 [15]. Частота дискретизации ADCM составляет 100 МГц. В конфигурации "HPGe" в качестве оцифровщика использовалась система ЦРС, имеющая частоту дискретизации 200 МГц.

### АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Измерения выходов γ-излучения были проведены с использованием детектора из сверхчистого германия (HPGe). Испускаемые образцом γ-кванты идентифицировались путем сравнения γ-спектров в окне совпадений с мечеными нейтронами, где присутствовали линии, возникающие в исследуемой реакции на <sup>23</sup>Na и <sup>35</sup>Cl, с γ-спектрами вне окна совпадений, содержащими фоновые линии от взаимодействия нейтронов с окружающими материалами.

Параметры угловой анизотропии у-квантов были получены с использованием детекторной системой "Ромаша" на основе сцинтилляторов BGO. Энергетическое разрешение детекторов BGO недостаточно для эффективного разделения пиков полного поглощения у-квантов близких энергий, поэтому угловые распределения были определены только для наиболее сильных у-переходов. Для каждой величины угла к полученным в эксперименте энергетическим спектрам с помошью метода наименьших квадратов были подогнаны параметры функции, включающей подложку от случайных совпадений, вклад от взаимодействия рассеянных нейтронов с ближайшим окружением образца и набор гауссианов, соответствующий наблюдаемым пикам. Вероятность испускания у-квантов определенной энергии для данного угла пропорциональна площади соответствующего аппроксимированного пика. При этом с помощью моделирования в среде GEANT4 [18] была проведена корректировка с учетом поправок на поглощение у-квантов в образце, а также получены эффективные телесные углы для каждого детектора.

Для описания анизотропии углового распределения  $\gamma$ -квантов используется параметр анизотропии  $W(\theta)$ , который есть отношение собы-



**Рис. 3.** Спектры γ-излучения, полученные при облучении образца NaCl нейтронами с энергией 14.1 МэВ. Тонкой линией показан спектр, измеренный с помощью сцинтилляционного детектора BGO, жирной – с детектором HPGe. Энергии выявленных γ-переходов указаны согласно ENSDF [16].

2000

2500

3000

3500

E

1500

тий под углом θ к усредненному по всем углам числу зарегистрированных событий. Количественно анизотропия выражается через коэффициенты разложения по полиномам Лежандра:

500

1000

9000

7500

6000

4500

3000

1500

0

440, <sup>23</sup>Na(n, n)<sup>23</sup>Na

$$W(\theta) = 1 + \sum_{i=2}^{2J} a_i P_i(\cos(\theta)), \qquad (2)$$

где  $a_i$  — коэффициенты разложения, J — мультипольность  $\gamma$ -перехода, а индекс суммирования iпринимает только четные значения.

#### РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 3 приведены спектры  $\gamma$ -квантов, образующихся при взаимодействии нейтронов с энергией 14.1 МэВ с ядрами <sup>23</sup>Na и <sup>35</sup>Cl, полученные с использованием двух детектирующих систем, указаны значения энергии  $\gamma$ -квантов для наиболее интенсивных идентифицированных нами переходов. Всего в эксперименте с использованием НРGе-детектора были выделены и идентифицированы 9  $\gamma$ -переходов, возникающих в реакциях (*n*,  $X\gamma$ ), где X = n', p, d или  $\alpha$ , на ядрах <sup>23</sup>Na и 17 переходов, возникающих в аналогичных реакциях на ядрах <sup>35</sup>Cl. Список выделенных  $\gamma$ -линий с указанием реакции, в ходе которой они были испущены, энергии соответствующих  $\gamma$ -квантов, а также характеристики начального и конечного состояния ядра приведены в табл. 1 для <sup>23</sup>Na и в табл. 2 для <sup>35</sup>Cl. При идентификации переходов были использованы данные из базы Evaluated Nuclear Structure Data File (ENSDF) [16]. В таблицах представлено сравнение полученных экспериментальных значений выходов ү-переходов в сравнении с данными компиляции [19]. Для наших результатов в табл. 1 и 2 приведены статистические погрешности, соответствующие одному стандартному отклонению. При анализе данных была проведена коррекция, учитываюшая геометрию установки и процессы поглощения у-квантов в веществе мишени. Неизбежные расхождения параметров реального эксперимента и его численного моделирования приводят также к систематическим погрешностям. Расхождения наших результатов с экспериментальными данными компиляции [19] могут быть вызваны, в том числе, величиной систематических погрешностей как в наших измерениях, так и в работах других авторов. Следует также отметить отсутствие экспериментальных данных для некоторых переходов. Также в эксперименте разрешение нашей детектирующей системы не позволило нам разделить линий с энергией у-квантов 938.5 и 1001.1 кэВ для <sup>23</sup>Na и ряд линий для хлора. В отличие от натрия, являющегося моноизотопом <sup>23</sup>Na. стабильный хлор представлен двумя изотопами:

### ДАБЫЛОВА и др.

**Таблица 1.** Энергии  $\gamma$ -переходов  $E_{\gamma}$  (кэВ), наблюдаемых при облучении нейтронами с энергией 14.1 МэВ ядер <sup>23</sup>Na. Указаны реакции образования  $\gamma$ -квантов, а также энергии возбуждения E (кэВ), спины и четности начального ( $J^{\pi}$ )<sup>*i*</sup> и конечного ( $J^{\pi}$ )<sup>*i*</sup> состояний соответствующего ядра. Полученные на установке TANGRA выходы  $Y_{\gamma}$  сравниваются данными компиляции [19] и с расчетами в TALYS 1.9. Звездочкой "\*" отмечены  $\gamma$ -линии, которые не удалось разделить в данном эксперименте. Жирным шрифтом выделены переходы, для которых определены угловые распределения

$E_{\gamma}$	Реакция	$E, (J^{\pi})^i \to E, (J^{\pi})^f$	Υγ, %		
	Теакция		TANGRA	TALYS	[19]
166.7	$^{23}$ Na( $n, \alpha$ ) $^{20}$ F	$823(4^+) \rightarrow 656(3^+)$	$8.7 \pm 1.4$	6.8	
439.9	$^{23}$ Na( <i>n</i> , <i>n</i> ') $^{23}$ Na	$440(5/2^+) \to 0(3/2^+)$	100	100	100
627.5	$^{23}$ Na( <i>n</i> , <i>n</i> ') $^{23}$ Na	$2704(9/2^+) \rightarrow 2076(7/2^+)$	$5.3 \pm 0.8$	7.4	$4.7\pm0.8$
656.0	$^{23}$ Na( $n, \alpha$ ) $^{20}$ F	$656(3^+) \to 0(2^+)$	$9.3\pm0.9$	15.3	$10.2\pm0.9$
983.5* 1001.07*	$^{23}$ Na( <i>n</i> , $\alpha$ ) <sup>20</sup> F $^{23}$ Na( <i>n</i> , $\alpha$ ) <sup>20</sup> F	$983(1^{-}) \to 0(2^{+}) \\1824(5^{+}) \to 823(4^{+})$	4.3 ± 1	6.5	
1274.5	$^{23}$ Na( <i>n</i> , <i>d</i> ) <sup>22</sup> Ne	$1275(2^+) \to 0(0^+)$	$30.9 \pm 1$	77.7	$41.8 \pm 2.7$
1636.0	$^{23}$ Na( <i>n</i> , <i>n</i> ') $^{23}$ Na	$2076(7/2^+) \to 440(5/2^+)$	$17.2 \pm 1$	37.8	$32 \pm 3.4$
2239.8	$^{23}$ Na( <i>n</i> , <i>n</i> ') <sup>23</sup> Na	$2639(1/2^{-}) \rightarrow 0(3/2^{+})$	$2.6 \pm 1.3$	3.5	

**Таблица 2.** Энергии  $\gamma$ -переходов  $E_{\gamma}$  (кэВ), наблюдаемых при облучении нейтронами с энергией 14.1 МэВ ядер <sup>35</sup>Сl. Обозначения см. в табл. 1

E	Реакция	$E(I^{\pi})^{i} \rightarrow E(I^{\pi})^{f}$	Υ <sub>γ</sub> , %			
$L_{\gamma}$	Теакция	$E,(J) \rightarrow E,(J)$	TANGRA	TALYS	[19]	
536	<sup>37</sup> Cl( <i>n</i> , <i>n</i> ') <sup>37</sup> Cl	$4546(11/2^{-}) \to 4010(9/2^{-})$	9.4 ± 1.2	2.89		
788.4	$^{37}\text{Cl}(n,2n)^{36}\text{Cl}$	$788(3^+) \to 0(2^+)$	21.9 ± 1.4	22.71		
906.4	$^{37}\text{Cl}(n,n')^{37}\text{Cl}$	$4010(9/2^{-}) \to 3103(7/2^{-})$	16 ± 3	5.83		
1164.8*	$^{37}\text{Cl}(n,2n)^{36}\text{Cl}$	$1164.8(1^+) \rightarrow 0(2^+)$	26 ± 3	19.97	40 ± 9	
1169.0*	$^{37}\text{Cl}(n,n')^{37}\text{Cl}$	$4273(7/2^{-}) \rightarrow 3103(7/2^{-})$				
1176.6*	$^{35}$ Cl( <i>n</i> , <i>d</i> ) $^{34}$ S	$3304(2^+) \rightarrow 2128(2^+)$				
1185.0*	$^{35}Cl(n,n')^{35}Cl$	$4347(9/2^{-}) \rightarrow 3163(7/2^{-})$				
1219.3	$^{35}\text{Cl}(n,n')^{35}\text{Cl}$	$1219.3(1/2^+) \rightarrow 0(3/2^+)$	$11.2 \pm 1.3$	7.54		
1322.8	$^{35}\mathrm{Cl}(n,\alpha)^{32}\mathrm{P}$	$1322(2^+) \rightarrow 0(1^+)$	7.1 ± 1.3	4.85	$18 \pm 4$	
1763*	$^{35}Cl(n,n')^{35}Cl$	$1763(5/2^+) \rightarrow 0(3/2^+)$	$44 \pm 5$	24.33	46 ± 16	
1766.5*	$^{35}Cl(n,n')^{35}Cl$	$4769(7/2) \to 3002(5/2^+)$				
1772.0*	$^{23}$ Na( <i>n</i> , <i>n</i> ') $^{23}$ Na	$3848(5/2^{-}) \rightarrow 2076(7/2^{+})$				
1991.2	$^{35}{ m Cl}(n,p)^{35}{ m S}$	$1991(7/2^{-}) \rightarrow 0(3/2^{+})$	$23 \pm 2$	9.70		
2127.5	$^{35}\text{Cl}(n,d)^{34}\text{S}$	$2127(2^+) \to 0(0^+)$	100	100	100	
2645.7	$^{35}\text{Cl}(n,n')^{35}\text{Cl}$	$2646(7/2^+) \to 0(3/2^+)$	$15 \pm 2$	15.41		
3103.5	$^{37}\text{Cl}(n,n')^{37}\text{Cl}$	$3103(7/2^{-}) \rightarrow 0(3/2^{+})$	$23 \pm 2$	17.88		
3162	$^{35}\text{Cl}(n,n')^{35}\text{Cl}$	$3162(7/2^+) \rightarrow 0(3/2^+)$	$23 \pm 2$	14.38	31 ± 6	

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 10 2021

1414



**Рис. 4.** Угловые распределения  $\gamma$ -квантов для переходов в реакции <sup>23</sup>Na(*n*, *n*' $\gamma$ )<sup>23</sup>Na:  $E_{\gamma} = 439.9$  (*a*), а также  $\gamma$ -квантов  $E_{\gamma} = 656.0$  кэВ из реакции <sup>23</sup>Na(*n*,  $\alpha$ )<sup>20</sup>F ( $\delta$ ) и  $E_{\gamma} = 1274.5$  кэВ из реакции <sup>23</sup>Na(*n*, *d*)<sup>22</sup>Ne (*b*). На рис. прямоугольники – данные из работы [2]. Сплошная линия соответствует аппроксимации данных полиномами Лежандра по формуле (2).

<sup>35</sup>Cl (75.78%) и <sup>37</sup>Cl (24.22%). Соответственно, в спектре присутствуют пики, образующиеся в результате реакций взаимодействия нейтронов с <sup>37</sup>Cl, что также приводит к наличию групп линий, которые невозможно разделить в нашем эксперименте.

В таблицах 1 и 2 также представлены результаты модельных расчетов с использованием программы TALYS 1.9 [17]. Программный код TALYS широко используется для моделирования нейтрон-ядерных реакций, значимым преимуществом этой программы является ее универсальность: она включает современные описания основных механизмов реакций и охватывает широкие диапазоны энергий налетающих частиц (до 200 МэВ) и массовых чисел ядер-мишеней. Можно отметить удовлетворительное соответствие между экспериментальными данными и модельными оценками для переходов, возникающих в реакции ( $n, n'\gamma$ ) на ядрах <sup>23</sup>Na и <sup>35</sup>Cl.

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 10 2021

Для других типов реакций и тем более для групп трудно разделимых линий результаты моделирования значительно отличаются как от наших результатов, так и от результатов других авторов. Подобные расхождения, как и явный недостаток экспериментальных данных, свидетельствуют о необходимости дальнейшего изучения неупругого взаимодействия нейтронов с данными изотопами.

Угловые распределения  $\gamma$ -квантов для наиболее интенсивных линий в спектре ядра <sup>23</sup>Na с энергиями  $\gamma$ -квантов  $E_{\gamma} = 439.9, 656.0$  и 1274.5 кэB, относящихся к реакциям типа (n, X $\gamma$ ), представлены на рис. 4. Угловые распределения  $\gamma$ -квантов для переходов  $E_{\gamma} = 2127.5$  кэB из реакции <sup>35</sup>Cl(n, d)<sup>34</sup>S и  $E_{\gamma} = 2645.7$  кэB из реакции <sup>35</sup>Cl(n,  $n'\gamma$ )<sup>35</sup>Cl, представлены на рис. 5.



**Рис. 5.** Угловые распределения  $\gamma$ -квантов для переходов  $E_{\gamma} = 2127.5$  кэВ из реакции <sup>35</sup>Cl(*n*, *d*)<sup>34</sup>S (*a*) и  $E_{\gamma} = 2645.7$  кэВ из реакции <sup>35</sup>Cl(*n*, *n*' $\gamma$ )<sup>35</sup>Cl ( $\delta$ ). Сплошная линия соответствует аппроксимации данных полиномами Лежандра по формуле (3).

Измерения угловых распределений были выполнены на установке "Ромаша" с кольцевой геометрией детекторов BGO (см. рис. 1). Для уменьшения статистической ошибки проведено усреднение данных, полученных парой детекторов, стоящих под одним и тем же углом рассеяния, но с разных сторон от образца. Сплошная линия соответствует аппроксимации данных полиномами Лежандра по формуле (2).

Полученные параметры угловых корреляции для <sup>23</sup>Na представлены в табл. 3 в сравнении с ре-

Таблица 3. Коэффициенты разложения по полиномам Лежандра для углового распределения γ-квантов, испускаемых при взаимодействии нейтронов с энергией 14.1 МэВ с ядрами <sup>23</sup>Na. Пояснения см. в тексте

$E_{\gamma}$ , кэВ	<i>a</i> <sub>2</sub>	$a_4$
439.9	$-0.128\pm0.02$	$0.07\pm0.02$
	-0.04*	0.01*
656.0	$0.07 \pm 0.04$	$0.05 \pm 0.04$
	-0.22*	-0.02*
1274.5	$0.008\pm0.02$	$0.02\pm0.03$
	0.14*	-0.16*

\* Данные из работы [2].

**Таблица 4.** Коэффициенты разложения по полиномам Лежандра для углового распределения γ-квантов, испускаемых при взаимодействии нейтронов с энергией 14.1 МэВ с ядрами <sup>35</sup>Cl. Пояснения см. в тексте

$E_{\gamma}$ , кэВ	<i>a</i> <sub>2</sub>	$a_4$
2127.5	$0.131\pm0.02$	$0.009\pm0.03$
2645.7	$0.07\pm0.03$	$-0.08\pm0.04$

зультатами [2]. Значения угловых коэффициентов в целом соответствуют полученным ранее данным в случае реакции неупругого рассеяния нейронов, для других же типов реакций результаты расходятся в большей степени, что говорит о сложности описания данных процессов. Параметры угловых корреляции для наиболее сильных  $\gamma$ -переходов в спектре возбужденных состояний <sup>35</sup>Cl, а также <sup>35</sup>S и <sup>34</sup>S, представлены в табл. 4. Нам не удалось найти более ранних экспериментальных данных для сравнения.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках проекта TANGRA с использованием метода меченых нейтронов получены данные по характеристикам  $\gamma$ -излучения в реакции неупругого рассеяния нейтронов с энергией 14.1 МэВ на ядрах <sup>23</sup>Na и <sup>35</sup>Cl. Определены энергии видимых  $\gamma$ -переходов, измерены выходы  $\gamma$ -квантов для переходов, возникающих при облучении натрия и хлора нейтронами с энергией 14.1 МэВ. Для наиболее интенсивных линий определены параметры угловой анизотропии вылета  $\gamma$ -квантов относительно направления нейтронного пучка. Для  $\gamma$ -квантов, образующихся в реакции взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами хлора, угловая анизотропия измерена впервые.

Полученные данные в целом согласуются с известными литературными данными. Экспериментальные данные по реакциям (n,  $n'\gamma$ ) на изотопах <sup>23</sup>Na и <sup>35</sup>Cl находятся в хорошем соответствии между собой и с модельными расчетами с использованием программного кода TALYS 1.9. Для реакций с вылетом других частиц (протонов, дейтронов и  $\alpha$ -частиц) наблюдаются существенные расхождения как с модельными расчетами, так и в экспериментальных данных между собой. Проведенное сравнение указывает на необходимость как дальнейшего экспериментального изучения неупругих процессов, возникающих при рассеянии быстрых нейтронов на изотопах натрия и хлора, так и уточнения параметров модельного описания исследуемых процессов.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Hauser W., Feshbach H. // Phys. Rev. 1952. V. 87. P. 366.
- Abbondanno U., Giacomich R., Lagonegro M., Pauli G. // J. Nucl. Energy. 1973. V. 27. P. 227.
- Bendahan J., Loveman R., Gozani T. // Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. A. 1994. V. 353. P. 205.
- 4. Dvorak H.R., Little R.N. // Phys. Rev. 1953. V. 90. P. 618.
- Yamamoto T., Hino Y., Itagaki Y. et al. // J. Nucl. Sci. Tech. 1978. V. 15. No. 11. P. 797.
- 6. Быстрицкий В.М., Валкович В., Грозданов Д.Н. и др. // Письма в ЭЧАЯ. 2015. Т. 12. С. 486; Bystritsky V.M., Valković V., Grozdanov D.N. et al. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2015. V. 12. P. 325.

 Alexakhin V.Yu., Bystritsky V.M., Zamyatin N.I. et al. // Nucl. Instrum. Meth. A. 2015. V. 785. P. 9.

- Грозданов Д.Н., Федоров Н.А., Быстрицкий В.М. и др. // ЯФ. 2018. Т. 81. С. 548; Grozdanov D.N., Fedorov N.A., Bystritski V.M. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2018. V. 81. P. 588.
- Fedorov N.A., Grozdanov D.N., Bystritsky V.M. et al. // EPJ Web Conf. 2018. V. 177. Art. No. 02002.
- 11. Федоров Н.А., Третьякова Т.Ю., Быстрицкий В.М. и др. // ЯФ. 2019. Т. 82. № 4. С. 297; Fedorov N.A., Tretyakova T.Yu., Bystritsky V.M. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2019. V. 82. No. 4. Р. 343.
- Грозданов Д.Н., Федоров Н.А., Копач Ю.Н. и др. // ЯФ. 2020. Т. 83. № 3. С. 200; Grozdanov D.N., Fedorov N.A., Kopatch Yu.N. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2020. V. 83. No. 3. P. 384.
- Федоров Н.А., Грозданов Д.Н., Копач Ю.Н. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 4. С. 480. Fedorov N.A., Grozdanov D.N., Kopatch Yu.N. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 4. P. 367.
- 14. Dabylova S., Kopatch Yu.N., Sakhiyev S.K et al. // Euras. J. Phys. Funct. Mater. 2020. V. 4. No. 3. P. 226.
- 15. http://afi.jinr.ru/ADCM16-LTC.
- 16. https://www.nndc.bnl.gov/ensdf.
- 17. *Koning A.J., Rochman D., Sublet J. et al.* // Nucl. Data Sheets. 2019. V. 155. P. 1.
- 18. https://geant4.web.cern.ch.
- 19. Simakov S., Pavlik A., Vonach H., Hlavac S. INDC(CPP)-0413. Vienna: IAEA Nuclear Data Section, 1998. 62 p.

# Measurement of yields and angular distributions of $\gamma$ -quanta from the interaction of 14.1 MeV neutrons with sodium and chlorine nuclei

S. B. Dabylova<sup>*a*, *b*, \*</sup>, Yu. N. Kopach<sup>*a*</sup>, N. A. Fedorov<sup>*a*, *c*</sup>, D. N. Grozdanov<sup>*a*, *d*</sup>, I. N. Ruskov<sup>*d*</sup>, V. R. Skoy<sup>*a*</sup>, C. Hramco<sup>*a*, *e*</sup>, T. Yu. Tretyakova<sup>*a*, *c*, *f*</sup>, S. K. Sakhiyev<sup>*b*</sup>, R. B. Marzhokhov<sup>*a*</sup>, E. P. Bogolyubov<sup>*g*</sup>, V. I. Zverev<sup>*g*</sup>, Yu. N. Barmakov<sup>*g*</sup>

<sup>a</sup>Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

- <sup>b</sup>Gumilvov Eurasian National University, Nur-Sultan, Kazakhstan
- <sup>c</sup>Lomonosov Moscow State University, Department of Physics, Moscow, Russia

<sup>d</sup>Institute for Nuclear Research and Nuclear Energy of the Bulgarian Academy of Sciences, Sofia, Bulgaria

ine for Multur Research and Multur Energy of the Darganan Academy of Sciences, Sofia, Dargan

<sup>e</sup>Institute of Chemistry of Moldova Academy of Science, Kishinev, Moldova

<sup>f</sup>Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow, Russia

<sup>g</sup>Dukhov All-Russia Research Institute of Automatics, Moscow, Russia

\*e-mail: dabylova\_saltanat@mail.ru

The TANGRA setup was used to study the 14.1 MeV neutrons inelastic scattering on <sup>23</sup>Na and <sup>35</sup>Cl nuclei. In this work, the energies of visible  $\gamma$ -transitions are determined, the yields of  $\gamma$ -quanta are obtained, and the angular distributions of  $\gamma$ -quanta for <sup>23</sup>Na and <sup>35</sup>Cl are measured. The results obtained are in good agreement with the data of other published experimental works.

<sup>7.</sup> http://test.vniia.ru/ng/element.html.

УДК 539.1.043

### ХАРАКТЕРИСТИКИ ДОЗОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ Электронных пучков, используемых при радиационной обработке пищевой продукции

© 2021 г. У. А. Близнюк<sup>1, 2</sup>, Ф. Р. Студеникин<sup>1, 2,</sup> \*, П. Ю. Борщеговская<sup>1, 2</sup>, Г. А. Крусанов<sup>3</sup>, В. С. Ипатова<sup>1, 2</sup>, А. П. Черняев<sup>1, 2</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,

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

<sup>3</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение

"Государственный научный центр Российской Федерации — Федеральный медицинской биофизический центр имени А.И. Бурназяна" Федерального медико-биологического агентства, Москва, Россия

\*E-mail: f.studenikin@gmail.com

Поступила в редакцию 24.05.2021 г. После доработки 01.06.2021 г. Принята к публикации 28.06.2021 г.

Представлены результаты исследования зависимостей характеристик дозовых распределений в биообъектах от их толщины, плотности и энергии пучков электронов, применяемых при радиационной обработке пищевой продукции.

**DOI:** 10.31857/S0367676521100082

### введение

На сегодняшний день задачи обеспечения безопасности продуктов питания, повышения урожайности и улучшения качества пищевой продукции, продления сроков ее хранения с одновременным снижением потерь, уничтожения болезнетворных бактерий, вирусов и насекомых-вредителей на протяжении всего срока хранения являются одними из важнейших для обеспечения здоровья и жизнедеятельности людей по всему миру. Несмотря на развитие технологий логистики и промышленности, регулярно происходят вспышки вирусных эпидемий, сальмонеллеза и отравлений кишечной палочкой. Поэтому возникает необходимость не только наращивать темпы производства продукции, но и повышать эффективность технологических процессов ее хранения и стерилизации. Более 40 лет исследований показали, что обработка продуктов питания ионизирующим излучением является высокотехнологичным методом, который позволяет решать широкий спектр задач. Сейчас более чем в 69 странах мира действуют специализированные центры, ведущие обработку биообъектов и материалов в промышленном масштабе [1, 2].

Для радиационной обработки разрешено применять следующие виды ионизирующего излучения: ү-излучение радиоактивных источников  $^{60}$ Со и  $^{137}$ Сs, тормозное излучение, генерируемое электронными ускорителями с энергией не более 5 МэВ. и электронное излучение с энергией не более 10 МэВ. Выбор верхнего энергетического предела для электронов и фотонов связан с тем, что при указанных энергиях в продуктах отсутствует наведенная радиоактивность [3, 4]. В настоящее время для промышленной радиационной обработки все чаще используют ускорители электронов, что во многом связано с более высокой мощностью дозы, получаемой объектом, по сравнению с разрешенными радиоактивными источниками, и, как следствие, более высокой скоростью обработки продуктов питания [1-3].

По данным Всемирной организации здравоохранения пищевые продукты, обработанные дозами излучения, не превышающими 10 кГр, пригодны к употреблению [5, 6]. Обработка пищевых продуктов в дозах более 10 кГр может применяться для решения узкоспециализированных задач, например, таких как обработка продуктов питания, предназначенных для космонавтов и военнослужащих [7], а также больных с тяжелыми формами нарушения иммунной системы [8], где необходимо обеспечить высокий уровень стерильности и безопасного хранения на протяжении длительного периода.

На данный момент в России действуют несколько специализированных центров радиационной обработки. В действующих центрах в качестве источников ионизирующего излучения используются промышленные ускорители электронов [9]. Плотность облучаемых продуктов питания варьируется от 0.3 (петрушка) до 1.6 г/см<sup>3</sup> (сиропы). Как правило, продукты питания обрабатываются в коробках или контейнерах, размеры которых меняются от 10 × 20 × 30 до 40 × 40 × 80 см<sup>3</sup>.

Радиационную обработку продуктов питания необходимо осуществлять в "рабочем диапазоне" доз, который отличается для различных категорий продуктов [10-14]. Выход за пределы верхней границы требуемого диапазона приводит к изменениям биохимических и органолептических показателей продуктов питания [9–13]. Выход за пределы нижней границы может не привести к требуемым результатам радиационной обработки, например, стерилизации облучаемого объекта. Для некоторых пищевых продуктов обеспечение однородности обработки в пределах требуемого диапазона доз по всему обрабатываемому объему представляет достаточно сложную технологическую задачу. Факторы, которые приводят к неоднородности облучения ускоренными электронами, связаны как с нелинейностью распределения поглошенной дозы излучения по глубине продукта, так и с неравномерным распределением продуктов в упаковке, их сложной геометрией, структурой и химическим составом. Для соблюдения оптимального диапазона поглощенных доз по всему объему обрабатываемого объекта требуется подбор физических параметров радиационной обработки для каждого типа облучаемых объектов. Одним из таких параметров является энергия ускоренных электронов в пучке, варьируя которую можно изменять дозовые распределения в обрабатываемых объектах и повышать однородность облучения.

Целью данной работы является исследование зависимостей характеристик дозовых распределений в биообъектах от их толщины, плотности и энергии пучков электронов, применяемых при радиационной обработке пищевой продукции.

#### МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

В работе методом компьютерного моделирования рассчитывались глубинные распределения поглощенной дозы в параллелепипедах различной толщины и плотности, и оценивалась степень однородности облучения. Использован метод Монте-Карло, который применяется для решения широкого спектра задач в области физики



**Рис.** 1. Схема моделирования облучения объекта из воды в форме параллелепипеда пучком ускоренных электронов.

высоких энергий, ядерной и ускорительной физики [14—17]. Для реализации метода Монте-Карло использовался программный код GEANT 4, который представляет собой разработанный в CERN пакет программного обеспечения, позволяющий моделировать прохождение излучения через вещество.

Моделирование выполнялось для типичных условий обработки объектов на промышленных ускорителях электронов, которые генерируют пучки электронов с энергией от 4 до 10 МэВ, например, такая установка функционирует в центре разработки и внедрения технологий обработки ускоренными электронами "Теклеор" [9]. При моделировании сканирующий пучок ускорителя был заменен квадратным, так как данный ускоритель имеет низкую неоднородность распределения пучка по плоскости. Количество частиц в пучке составляло 10<sup>9</sup>.

Так как большинство продуктов питания имеют в своем составе большое процентное содержание воды, то в качестве объектов облучения использовались 14 водных однородных параллелепипедов, плотность которых варьировалась от 0.3 до 1.6 г/см<sup>3</sup> с шагом 0.1 г/см<sup>3</sup>. Размер параллелепипедов составлял  $40 \times 40 \times 80$  см<sup>3</sup>, что соответствует облучению объектов в стандартной таре.

Для каждого из 14 параллелепипедов моделировалось облучение моноэнергетичными пучками электронов с энергией от 4 до 10 МэВ с шагом 0.5 МэВ. Пучок ускоренных электронов падает перпендикулярно поверхности параллелепипеда, схема облучения представлена на рис. 1. Для расчетов распределений поглощенной дозы по глубине вдоль оси X параллелепипед разбивался на ячейки с размерами  $10 \times 10 \times 0.5$  мм<sup>3</sup>, в которых фиксировалась поглощенная энергия.

Дозовые распределения пучков электронов удобно характеризовать следующими параметрами (рис. 2):

 $K = \frac{D_{input}}{D_{max}}$  – отношение значения дозы  $D_{input}$  на поверхности параллелепипеда (при моделирова-



**Рис. 2.** Зависимость поглощенной дозы *D* от глубины *X* при обработке электронами с энергией 10 МэВ объекта из воды в форме параллелепипеда.

нии значение дозы в объеме первой ячейки сетки по оси *X*) к максимальному значению поглощенной дозы в объеме параллелепипеда;

*L<sub>max</sub>* — расстояние от поверхности параллелепипеда до координаты ячейки по оси X, в которой значение поглощенной дозы максимально;

 $L_{opt}$  — оптимальная толщина облучаемого объекта, равная расстоянию вдоль оси X между координатой первой ячейки и координатой ячейки, значение поглощенной дозы в которой совпадает с соответствующим значением дозы в первой ячейке.



**Рис. 3.** Зависимость значений D/F в слоях объекта из воды плотностью 1 г/см<sup>3</sup> в форме параллелепипеда размером 40 × 40 × 80 мм<sup>3</sup> от глубины *X* при обработ-ке электронами с энергией 4, 6, 8 и 10 МэВ.

### РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 3 представлена зависимость отношения поглощенной дозы D к потоку падающих на поверхность параллелепипеда электронов F от глубины водного параллелепипеда, облучаемого с одной стороны пучками электронов с энергией 4, 6, 8 и 10 МэВ.

При увеличении энергии электронов от 4 до 10 МэВ значения  $L_{max}$  возрастают от 10.25 до 27.5 мм, а значения  $L_{opt}$  увеличиваются с 15 до 38.75 мм. Таким образом, для объекта заданной плотности, варьируя энергию пучка, можно изменять значение коэффициента *K*.

На рис. 4 представлена зависимость значения коэффициента K от энергии пучка ускоренных электронов для параллелепипедов с плотностью от 0.3 до 1.6 г/см<sup>3</sup>. Поверхностная доза слабо зависит от энергии электронов в диапазоне от 4 до 10 МэВ, в то время как максимум дозового распределения смещается вглубь с ростом энергии электронов, одновременно уменьшаясь по величине, что приводит к увеличению коэффициента К. Из рис. 4 видно, что значение коэффициента К в диапазоне энергий от 4 до 10 МэВ варьируется от 0.62 до 0.72 и практически не зависит от плотности облучаемого объекта для параллелепипедов с плотностью от 0.3 до 1.6 г/см<sup>3</sup>. Зависимости интерполировать функцией можно вила  $K = a + b \times E$  с максимальной погрешностью интерполяции не более 1%. Однако, для меньших плотностей характер зависимости может сильно отличаться от линейной.

На рис. 5*а* и 5*б* представлена зависимость значений параметров  $L_{max}$  и  $L_{opt}$  от энергии пучка ускоренных электронов для параллелепипедов с плотностями 0.3, 0.6, 1.0 и 1.6 г/см<sup>3</sup>. Видно, что



**Рис. 4.** Зависимость значений коэффициента *К* от энергии ускоренных электронов для объектов различной плотности.



Рис. 5. Зависимость значений  $L_{max}$  от энергии ускоренных электронов для облучаемых объектов различной плотности (*a*). Зависимость значений  $L_{opt}$  от энергии ускоренных электронов для облучаемых объектов различной плотности ( $\delta$ ).



**Рис. 6.** Зависимость значений  $L_{max}$  от плотности при облучении параллелепипеда ускоренными электронами с энергией 4, 6, 8 и 10 МэВ (*a*). Зависимость значений  $L_{opt}$  от плотности при облучении параллелепипеда ускоренными электронами с энергией 4, 6, 8 и 10 МэВ ( $\delta$ ).

чем выше энергия ускоренных электронов, тем больше значения  $L_{max}$  и  $L_{opt}$ , т.е. при больших энергиях можно обеспечить однородность облучения для обрабатываемого объекта большей толщины. При этом, чем ниже плотность облучаемого объекта, тем больше скорость роста величин  $L_{max}$  и  $L_{opt}$ . Зависимости  $L_{max}$  и  $L_{opt}$  также можно интерполировать линейной функцией с максимальной погрешностью интерполяции не более 1%.

На рис. 6*a* и 6*б* представлена зависимость значений параметров  $L_{max}$  и  $L_{opt}$  от плотности параллелепипеда для энергий электронов 4, 6, 8 и 10 МэВ. Видно, что при увеличении плотности параллелепипеда снижаются значения  $L_{max}$  и  $L_{opt}$ , что объясняется уменьшением пробега электронов в параллелепипеде. Зависимости можно интерполировать функцией вида  $L = c \times \rho^x$  с максимальной погрешностью интерполяции не более 2%.

При облучении объектов с плотностью в диапазоне от 0.3 до 0.6 г/см<sup>3</sup> пучками ускоренных электронов с энергией от 4 до 10 МэВ для численных оценок параметров K,  $L_{max}$  и  $L_{opt}$  можно использовать следующие выражения с максимальной погрешностью интерполяции не более 2%:

$$L_{max}[c_{M}] = 3.04 \left[ \frac{M \ni B \cdot c_{M}^{4}}{r} \right] \times \rho^{-0.97} \left[ \frac{r^{3}}{c_{M}} \right] \times \times E[M \ni B] - 2.89 \left[ \frac{c_{M}^{4}}{r} \right] \times \rho^{-0.81} \left[ \frac{r^{3}}{c_{M}} \right],$$
(1)

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 10 2021

$$L_{opt} [c_{M}] = 4 \left[ \frac{M \Im B \cdot c_{M}^{4}}{r} \right] \times \rho^{-0.96} \left[ \frac{r^{3}}{c_{M}} \right] \times \\ \times E [M \Im B] - 1.59 \left[ \frac{c_{M}^{4}}{r} \right] \times \rho^{-0.46} \left[ \frac{r^{3}}{c_{M}} \right],$$
(2)

 $K = 0.01 [M Э B^{-1}] \times E[M Э B] + 0.57, \qquad (3)$ где о – плотность облучаемого объекта. E - энер-

где р – плотность оолучаемого объекта, *E* – энергия ускоренных электронов в пучке.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено компьютерное моделирование прохождения электронов с энергиями от 4 до 10 МэВ через объекты различной плотности (от 0.3 до 1.6 г/см<sup>3</sup>). Предложены простые аналитические выражения (1)–(3), которые позволяют провести быстрые предварительные оценки целесообразности облучения продукции данного типа на данной радиационно-технической установке.

Для проведения более точных расчетов необходимы дополнительные входные данные, такие как спектр пучка, точная геометрия облучения и размеры облучаемого объекта. В этом случае для проведения расчетов также может быть использован метод моделирования Монте-Карло, что позволит сократить количество пробных облучений пищевой продукции, экономить время и ресурсы при планировании радиационной обработки.

Исследование выполнено при поддержке РФФИ (проект № 20-32-90237, конкурс "Аспиранты") и междисциплинарной научно-образовательной школы Московского государственного университета "Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина".

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

 Санжарова Н.И., Козьмин Г.В., Павлов А.Н. и др. // Сб. докл. междунар. научн.-практ. конф. (Обнинск, 2018). С. 32.

- Черняев А.П., Варзарь С.М., Белоусов А.В. и др. // ЯФ. 2019. Т. 82. № 5. С. 425.
- 3. *Козьмин Г.В., Санжарова Н.И., Кибина И.И. и др. //* Дост. науки и техн. АПК. 2015. № 5. С. 87.
- 4. *Алимов А.С.* // Препринт НИИЯФ МГУ № 13/877, 2011.
- CAC 2003. CODEX STAN 106-1983. Rev.1-2003. Codex Alimentarius Commission. General Standard for Irradiated Foods. Codex Alimentarius. Rome: FAO/WHO, 2003.
- 6. Wholesomeness of irradiated food. Report of a Joint FAO/IAEA/WHO Expert Committee. World Health Organization Technical Report Series 659. Geneva: World Health Organization, 1981.
- High-dose irradiation: wholesomeness of food irradiated with doses above 10 kGy. Report of a Joint FAO/IAEA/WHO study group. WHO Techical Report Series 890. Geneva: World Health Organization, 1999.
- Feliciano C.P., De Guzman Z.M., Tolentino L.M.M. et al. // Food Chem. 2014. V. 163. P. 142.
- 9. *Shvedunov V.I., Alimov A.S., Ermakov A.N. et al.* // Rad. Phys. Chem. 2019. V. 159. P. 95.
- Черняев А.П., Авдюхина В.М., Близнюк У.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 4. С. 501; *Chernyaev A.P., Avdyukhina V.M., Bliznyuk U.A. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. 2020. V. 84. No. 4. Р. 385.
- 11. *Близнюк У.А., Борщеговская П.Ю., Студеникин Ф.Р. и др. //* Учен. зап. физ. фак-та МГУ. 2018. № 4. С. 1.
- 12. Черняев А.П., Авдюхина В.М., Близнюк У.А. и др. // Наукоемк. технол. 2020. Т. 21. № 1. С. 40.
- Авдюхина В.М., Близнюк У.А., Борщеговская П.Ю. и др. // Учен. зап. физ. фак-та МГУ. 2016. № 3. С. 163701.
- Peivaste I., Alahyarizadeh Gh. // MAPAN-J. Metrol. Soc. I. 2019. V. 34. P. 19.
- Allison J., Amako K., Apostolakis J. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2016. V. 835. P. 186.
- Bliznyuk U.A., Borchegovskaya P.Y., Chernyaev A.P. et al. // IOP Conf. Ser. Earth Env. Sci. 2019. V. 365. Art. No. 012002.
- 17. Jongsoon K., Moreira G.R., Castell-Perez E.M. // J. Food Eng. 2015. V. 149. P. 137.

### Characteristics of dose distributions of electron beams used in radiation processing of food products

U. A. Bliznyuk<sup>*a*, \*</sup>, P. Yu. Borshchegovskaya<sup>*a*, *b*</sup>, F. R. Studenikin<sup>*a*, *b*</sup>, G. A. Krusanov<sup>*c*</sup>, V. S. Ipatova<sup>*a*, *b*</sup>, A. P. Chernyaev<sup>*a*, *b*</sup>

<sup>a</sup>Moscow State University, Department of Physics, Moscow, 119234 Russia

<sup>b</sup>Moscow State University, Skobeltsyn Nuclear Physics Research Institute, Moscow, 119234 Russia

<sup>c</sup>Russian State Research Center – Burnasyan Federal Medical Biophysical Center of Federal Medical Biological Agency,

Moscow, 123098 Russia

\*e-mail: f.studenikin@gmail.com

We present the results of the research to determine the dependences of the characteristics of dose distributions in biological objects on their thickness, density, and energy of electron beams used in the radiation processing of food products.

УДК 539.142

### ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА РОТАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДРА <sup>156</sup>Gd

© 2021 г. П. Н. Усманов<sup>1, \*</sup>, А. И. Вдовин<sup>2</sup>, Э. К. Юсупов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Наманганский инженерно-технологический институт, Наманган, Узбекистан <sup>2</sup>Международная межправительственная организация Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория теоретической физики имени Н.Н. Боголюбова, Дубна, Россия

\**E-mail: usmanov1956.56@mail.ru* Поступила в редакцию 24.05.2021 г. После доработки 01.06.2021 г. Принята к публикации 28.06.2021 г.

Имеющиеся в литературе и электронных базах ядерных данных экспериментальные данные о низ-

колежащих состояниях ядра <sup>156</sup>Gd были обобщены и проанализированы в рамках феноменологической модели, учитывающей кориолисово смешивание состояний вращательных полос. Рассчитаны приведенные вероятности внутриполосных и межполосных квадрупольных электрических переходов, а также их отношений. Рассчитанные величины сравниваются с экспериментальными данными, согласие теории и эксперимента удовлетворительное. Обсуждаются неадиабатические эффекты, проявляющиеся в отношениях вероятностей квадрупольных переходов из ротационных уровней, построенных на вибрационных основаниях.

DOI: 10.31857/S0367676521100264

### введение

Анализируя имеющиеся экспериментальные данные, полученные в реакциях ( $\alpha$ , 2n), (n,  $\gamma$ ) и (n,  $n'\gamma$ ) на ядре <sup>156</sup>Gd, можно предположить, что в этом ядре обнаружены почти все возбужденные уровни до энергии возбуждения 2 МэВ [1]. Известны пять вращательных полос, построенных на основаниях с  $K^{\pi} = 0^+$ , две полосы с  $K^{\pi} = 2^+$  и пятнадцать дипольных уровней положительной четности. Состояния 1<sup>+</sup> с однозначно определёнными спинами сконцентрированы в двух энергетических интервалах: 1.9–2.5 и 2.7–3.3 МэВ. Для каждого 1<sup>+</sup> уровня нижней группы идентифицированы 1–2 уровня соответствующей вращательной полосы. Известны и вероятности B(M1) возбуждения 1<sup>+</sup> уровней [2]. Эти данные важны для систематики и поиска соответствующих уровней в соседних ядрах.

Измерены приведенные вероятности *E*2-переходов из состояний полос с  $K^{\pi} = 0_2^+, 0_3^+ - и$  $K^{\pi} = 2_1^+ - на уровни основной полосы. Также известны отношения вероятностей некоторых$ *E*2-переходов [1–11].

Данные экспериментов указывают на отклонения от правил адиабатической теории (правил Алаги) [12]. Существенные отклонения наблюдаются в энергиях состояний ротационных полос и отношениях вероятностей электромагнитных переходов из состояний полос, построенных на вибрационных основаниях. В некоторых случаях предсказания адиабатической теории для отношений приведенных вероятностей переходов B(E2) из состояний вышеперечисленных полос отличаются в несколько раз и даже на порядок от данных эксперимента. Одно из ярких проявлений неадиабатичности ротационного движения ядер — экспериментально наблюдаемые магнитные дипольные переходы между состояниями по-

лос, построенных на основаниях с  $K^{\pi} = 0^+, 2^+$ .

Здесь мы исследуем неадиабатические эффекты, проявляющиеся в свойствах низколежащих возбужденных состояний ядра<sup>156</sup>Gd в рамках феноменологической модели, детально изложенной в обзоре [13]. Эта модель учитывает кориолисово смешивание состояний вращательных полос. Все параметры модели, так или иначе связанные с внутренними степенями свободы деформированного ядра, определяются из эксперимента или условия наилучшего описания энергий уровней или других их свойств, например вероятностей *E*2 или *M*1 переходов между уровнями.

Энергии низколежащих уровней ядра <sup>156</sup>Gd были нами рассчитаны в работе [14]. При этом

учитывалось кориолисово смешивание оснований вышеупомянутых двадцати двух полос с  $K^{\pi} = 0^+, K^{\pi} = 2^+$  и  $K^{\pi} = 1^+$ . Матричные элементы взаимодействия Кориолиса были определены из условия наилучшего описания имеющихся экспериментальных данных. Энергии вращательных уровней рассчитывались с использованием параметризации Харриса. Были также рассчитаны волновые функции ротационных состояний. В [14] приведены параметры гамильтониана модели для ядра <sup>156</sup>Gd и таблицы с коэффициентами смешивания базовых волновых функций. Ранее эта же модель была нами применена для изучения кориолисова смешивания полос состояний в изотопах <sup>158,160</sup>Gd [15–17].

В настоящей работе, используя волновые функции, рассчитанные в [14], мы исследуем вероятности электрических E2-переходов в ядре  $^{156}$ Gd.

### ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КВАДРУПОЛЬНЫЕ γ-ПЕРЕХОДЫ

Выражение для приведенной вероятности *E*2перехода из некоторого состояния ядра со спином  $I_i$  входящего в полосу, построенную на внутреннем возбуждении ядра  $K_i$ ,  $I_iK_i$ , на уровень основной полосы  $I_i 0_1$  имеет следующий вид:

$$B(E2; I_i K_i \to I_f 0_1) = \frac{1}{2I_i + 1} |\langle I_f 0_1 \| \hat{m}(E2) \| I_i K_i \rangle|^2, (1)$$

Матричный элемент оператора квадрупольного электрического перехода  $\hat{m}(E2)$  между этими состояниями в модели [13] определяется формулой:

$$\langle I_{f} 0_{1} \| \hat{m}(E2) \| I_{i}K_{i} \rangle = (2I_{i}+1)^{1/2} \left\{ \sqrt{\frac{5}{16\pi}} Q_{0} \times \left[ \Psi_{0_{1},0_{1}}^{I_{f}} \Psi_{0_{1},K_{i}}^{I_{i}} C_{I_{i}0;20}^{I_{f},0} + \sum_{K_{n}} \Psi_{K_{n},0_{1}}^{I_{f}} \Psi_{K_{n},K_{i}}^{I_{i}} C_{I_{i}K_{n};20}^{I_{f}K_{n}} \right] + \sqrt{2} \left[ \Psi_{0_{1},0_{1}}^{I_{f}} \sum_{n} \frac{(-1)^{K_{n}} m_{K_{n}} \Psi_{K_{n},K_{i}}^{I_{i}} C_{I_{i}K_{n};2-K_{n}}^{I_{f}}}{\sqrt{1+\delta_{K_{n},0}}} C_{I_{i}0;2K_{n}}^{I_{f}K_{n}} + \Psi_{0_{1},K_{i}}^{I_{f}} \sum_{K_{n}} \frac{m_{K_{n}} \Psi_{K_{n},0_{1}}^{I_{f}}}{\sqrt{1+\delta_{K_{n},0}}} C_{I_{i}0;2K_{n}}^{I_{f}K_{n}} \right] \right\}.$$

Здесь квантовое число K принимает значения  $K_n = 0_2, 0_3, 0_4, 0_5, 1_v^+, 2_1$  и  $2_2$ .

Величины  $m_{K_n}$  в (2) — это матричные элементы *E*2 оператора между внутренними волновыми функциями основной полосы ( $K_v^{\pi} = 0_1^+$ ) и прочих полос, включенных в базис гамильтониана модели [14];  $Q_0$  — внутренний квадрупольный момент ядра;  $\psi_{KK'}^I$  — амплитуды смешивания состояний разных полос с одинаковым угловым моментом I из-за взаимодействия Кориолиса;  $C_{I_iK_i;2K_i+K_f}^{I_fK_f}$  – ко-эффициенты Клебша–Гордана.

В ротационных полосах с  $K^{\pi} = 0^+$  имеются только состояния с четными значениями спинов. Поэтому формула (2) для переходов из нечетных *I* уровней полос  $K^{\pi} = 2_1^+, 2_2^+$  и  $1_y^+$  на ( $I \pm 1$ ) уровни ос-

новной полосы имеет следующий вид:

$$\langle I \pm 1 \rangle 0_{1} \left\| \hat{m}(E2) \right\| IK_{i}^{\pi} \rangle =$$

$$= (2I+1)^{1/2} \left[ \sqrt{\frac{5}{16\pi}} Q_{0} \sum_{n} \psi_{K_{n},0_{1}}^{(I\pm1)} \psi_{K_{n},K_{i}}^{I} C_{IK_{n};20}^{(I\pm1)K_{n}} + \sqrt{2} \psi_{0_{1},0_{1}}^{(I\pm1)} \sum_{n} (-1)^{K_{n}} m_{K_{n}} \psi_{K_{n},K_{i}}^{I} C_{IK_{n};2-K_{n}}^{(I\pm1)0} \right].$$

$$(3)$$

При низких спинах первое слагаемое в уравнении (3) мало, его можно не учитывать и формулу (3) написать в виде:

$$\langle (I \pm 1)0_1 \| \hat{m}(E2) \| IK_i \rangle =$$
  
=  $\sqrt{2(2I+1)} \psi_{0_1,0_1}^{(I\pm1)} \sum_n (-1)^{K_n} m_{K_n} \psi_{K_n,K_i}^I C_{IK_n;2-K_n}^{(I\pm1)0}.$  (4)

Здесь  $K_n = 2_1, 2_2$  и  $1_v^+$ .

Для отношений вероятностей переходов из *I*-нечетных состояний с полосы  $K^{\pi} = 2_1^+$  можно написать следующее выражение:

$$R_{I2_{1}} = \frac{B(E2; I2_{1} \to (I-1)0_{1})}{B(E2; I2_{1} \to (I+1)0_{1})} = \frac{1}{B(E2; I2_{1} \to (I+1)0_{1})} = \frac{1}{\sqrt{I-1}\sum_{\nu=1,15} m_{1_{\nu}}\psi_{1_{\nu}2_{1}}^{I} + \sqrt{I+2}\sum_{\nu=1,2} m_{2_{\nu}}\psi_{2_{\nu}2_{1}}^{I}}{-\sqrt{I+2}\sum_{\nu=1,15} m_{1_{\nu}}\psi_{1_{\nu}2_{1}}^{I} + \sqrt{I-1}\sum_{\nu=1,2} m_{2_{\nu}}\psi_{2_{\nu}2_{1}}^{I}} \right|^{2}.$$
(5)

Согласно Бенгтссону–Фрауендорфу и Бору–Моттельсону, основная полоса при низких спинах почти не возмущена и, следовательно,  $\psi_{0,0_1}^{(I-1)} \approx \psi_{0,0_1}^{(I+1)} \approx 1.$ 

В адиабатическом приближении для приведенной вероятности *E*2-перехода из вибрационных полос с  $K^{\pi} = 0^+$  и  $K^{\pi} = 2^+$  справедливо следующее выражение:

$$B^{\text{rot}}(E2; I_i K_i \to I_f 0_1) = (2 - \delta_{K_i, 0}) \left| m_{K_i} C_{I_i K_i; 2 - K_i}^{I_f 0} \right|^2.$$
(6)

Эта формула позволяет определить параметры  $m_{0_2}, m_{0_3}, m_{0_4}, m_{0_5}, m_{2_1}$  и  $m_{2_2}$  в формулах (2)–(5), основываясь на экспериментальных данных о вероятностях переходов из 2<sup>+</sup>-уровней соответствующих полос. Однако так определяются лишь их абсолютные значения, а знаки остаются неизвестными.

	$K_n$							
Ι	$0_1^+$	$0_{2}^{+}$	$0_{3}^{+}$	$0^+_4$	$0_{5}^{+}$	$1_1^+$	$2_{1}^{+}$	$2^{+}_{2}$
2	-0.0052	0.9927	0.0261	0.0176	0.0068	0.0279	0.0927	0.0011
4	-0.0183	0.9516	0.0808	0.0599	0.0231	0.0555	0.2534	0.0043
6	-0.0385	0.8926	0.1404	0.1186	0.0460	0.0829	0.3496	0.0087
8	-0.0638	0.8353	0.1872	0.1815	0.0708	0.1068	0.3890	0.0135
10	-0.0922	0.7835	0.2177	0.2395	0.0942	0.1260	0.3988	0.0179
12	-0.1222	0.7378	0.2352	0.2884	0.1143	0.1404	0.3951	0.0216

**Таблица 1.** Амплитуды смешивания базовых состояний  $\psi_{K_0^+}^I$  для  $K^{\pi} = 0_2^+$  полосы ядра <sup>156</sup>Gd

#### ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ

В качестве примера мы привели в табл. 1 структуру волновых функций состояний полосы с  $K^{\pi} = 0_2^+$ , рассчитанную в [14]. Хотя базис модельного гамильтониана включает в себя 15 полос с  $K^{\pi} = 1_v^+$ , в таблице представлен один компонент— $K^{\pi} = 1_1^+ (\psi_{1,0_2}^I)$ . Компоненты  $\psi_{1,0_2}^I$  других  $K^{\pi} = 1_v^+$  полос определяются по формуле:

$$\psi_{l_{v}0_{2}}^{I} = \psi_{l_{1}0_{2}}^{I} \frac{\omega_{l_{1}} - \omega_{0_{2}}}{\omega_{l_{v}} - \omega_{0_{2}}},$$
(7)

где  $\omega_{1_v}$ -энергия основания полосы с  $K^{\pi} = 1_v^+$ , а  $\omega_{0_2}$ -энергия основания полосы с  $K^{\pi} = 0_2^+$ , значения которых взяты равными экспериментальным [1, 2].

Из табл. 1 видно, что в полосе с  $K^{\pi} = 0_2^+$  другие компоненты  $\psi_{K0_2}^I$  смешивающихся полос увеличиваются с ростом спина *I*. Такая картина наблюдаются и в других вращательных полосах [14]. Этот результат обусловлен взаимодействием Кориолиса и демонстрирует неадиабатичность вращательного движения. Стоит отметить, что хотя в настоящей работе исследуются электрические гамма переходы, включение в базис модели полос с основаниями  $K^{\pi} = 1_v^+$  необходимо, т.к. именно благодаря им взаимодействие Кориолиса, изменяющее квантовое число *K* на 1, смешивает полосы с  $K^{\pi} = 0^+$  и  $K^{\pi} = 2^+$ .

Абсолютные значения параметров  $m_{0_2}$ ,  $m_{0_3}$ ,  $m_{0_4}$ ,  $m_{0_5}$ ,  $m_{2_1}$  и  $m_{2_2}$  из (2) были рассчитаны, используя соотношение (6) и экспериментальные значения  $B(E2; 2K_i \rightarrow 00_1)$  [1]. Поскольку экспериментальные данные о вероятностях E2-переходов из состояний полос с  $K^{\pi} = 1_{\nu}^+$  отсутствуют, численные значения  $m_{1_{\nu}}$  и знаки параметров  $m_{1_{\nu}}$ ,  $m_{2_1}$  и  $m_{2_2}$  определялись из условия наилучшего описания

данных об отношениях  $R_{I_{2_1}}$ , (5) для переходов из состояний с нечетными спинами полосы  $K^{\pi} = 2_1^+$ [1, 10]. При этом все матричные элементы  $m_{l_v}$ предполагались одинаковыми ( $m_{l_v} = m_1$ ). Знаки  $m_{0_2}, m_{0_3}, m_{0_4}, m_{0_5}$  определялись по наилучшему согласию экспериментальных значений приведенных вероятностей *E*2-переходов из ротационных уровней полос с  $K^{\pi} = 0_2^+ -, 0_3^+ - и$  из состояний с четными спинами полосы с  $K^{\pi} = 2_1^+ - [1]$ .

Значение квадрупольного момента  $Q_0$  взято из эксперимента [6]. Использованные в вычислениях численные значения параметров  $m_{K_n}$  и  $Q_0$  приведены в табл. 2. Знаки всех параметров  $m_{K_n}$ , приведенных в табл. 2, кроме  $m_{0_2}$  совпадают со знаками этих же параметров для ядер <sup>158,160</sup>Gd [15–17]. Причина этого, по-видимому, в том, что, в отличие от спектров изотопов <sup>158,160</sup>Gd, в спектре ядра <sup>156</sup>Gd полоса с  $K^{\pi} = 0_2^+$  – расположена ниже, чем полоса с  $K^{\pi} = 2_1^+$ .

Используя вышеописанные значения параметров, по формуле (2) вычислены вероятности межполосных и внутриполосных *E*2-переходов. На рис. 1 изображены как функции спина начального состояния  $I_i$  рассчитанные нами приведенные вероятности *E*2-переходов внутри основной полосы  $B(E2; I_i 0_1 \rightarrow I_f 0_1)$  (Theor.), а также их экспериментальные значения [1]. Кроме того, здесь же представлены результаты теоретических

**Таблица 2.** Значения параметров  $m_K$  и внутреннего квадрупольного момента  $Q_0$ , использованные в расчетах для изотопа <sup>156</sup>Gd (в единицах  $e \Phi M^2$ )

Α	<i>Q</i> <sub>0</sub> [6]	$m_{0_2}$	<i>m</i> <sub>03</sub>	$m_{0_4}$	<i>m</i> 05	$m_{l_v}$	$m_{\gamma_1}$	$m_{\gamma_2}$
156	687	-14.0	14.4	10.0	-2.0	-13.0	25.0	8.0



**Рис. 1.** Квадрупольные электрические переходы в основной  $(0_1)$  полосе.  $(-\nabla - -$  теоретические значения, полученные в настоящей работе;  $-\bigcirc -$  эксперимент [1];  $-\diamondsuit -$  результаты расчета в рамках IBA [10]).

расчетов в рамках модели взаимодействующих бозонов (IBA) [10]. Как видно, наши результаты для  $B(E2; I_i 0_1 \rightarrow I_f 0_1)$  совпадают с экспериментальными в пределах экспериментальных ошибок. В работе [10] значения  $B(E2; I_i 0_1 \rightarrow I_f 0_1)$  получились заметно меньше экспериментальных, хотя их поведение в зависимости от спина  $I_i$  ближе к экспериментально наблюдаемому.

В табл. 3 приведены рассчитанные нами значения B(E2) для E2-переходов из состояний полос с  $K^{\pi} = 2_1^+ -, 0_2^+ - и 0_3^+ -$  на уровни основной полосы и соответствующие экспериментальные данные [1-6]. Экспериментальные вероятности переходов из состояний полосы  $K^{\pi} = 2_1^+$  известны для уровней со спинами вплоть до I = 5, для полосы  $K^{\pi} = 0_2^+$  вплоть до I = 4, а для полосы  $K^{\pi} = 0_3^+$  только для состояния с I = 2. В работах [4, 6] были измерены вероятности переходов из состояния  $I = 4^+$  полосы  $K^{\pi} = 0_3^+$ . Надо отметить, что в работах [1, 5] во многих случаях велики экспериментальные ошибки. Для переходов  $2^+0_2 \rightarrow 4^+0_1$  и

**Таблица 3.** Приведенные вероятности *E*2-переходов из состояний  $K^{\pi} = 2_1^+, 0_2^+ - и 0_3^+$  –полос на состояния основной полосы (0<sub>1</sub>)

I.K.	$I_f K_f$	$B(E2), e^2 \Phi_M^4$			
		Эксп. [1]	Эксп. [5]	Настоящая работа	
2 <sup>+</sup> 2 <sub>1</sub>	$0^{+}0_{1}$	233(8)	175(35)	237	
$2^{+}2_{1}$	$2^{+}0_{1}$	361(13)	255(55)	354	
$2^{+}2_{1}$	$4^{+}0_{1}$	38(2)	40(9)	43	
$3^{+}2_{1}$	$2^{+}0_{1}$	364(70)	385(75)	379	
$3^{+}2_{1}$	$4^{+}0_{1}$	255(50)	255(55)	264	
$4^{+}2_{1}$	$2^{+}0_{1}$	90(+20,-25)	95(25)	151	
$4^{+}2_{1}$	$4^{+}0_{1}$	509(+115,-145)	565(155)	346	
$5^{+}2_{1}$	$4^{+}0_{1}$	399(+1000,-250)	500(380)	283	
$5^{+}2_{1}$	$6^{+}0_{1}$	549(+1700,-400)	745(565)	369	
$2^{+}0_{2}$	$0^{+}0_{1}$	31.4(30)	43(15)	51	
$2^{+}0_{2}$	$2^{+}0_{1}$	165(15)	235(75)	106	
$2^{+}0_{2}$	$4^{+}0_{1}$	205(20)	275(95)	33	
$4^{+}0_{2}^{-}$	$2^{+}0_{1}$	65(+25,-35)	79(32)	81	
$4^{+}0_{2}$	4 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	-	159(61)	162	
$4^{+}0_{2}$	$6^{+}0_{1}$	105(+35,-55)	130(50)	5	
$2^{+}0_{3}$	$0^{+}0_{1}$	15.4(2)	11(4)	25	
$2^{+}0_{3}$	$2^{+}0_{1}$	21(+3,-2)	4.3(17)	57	
$2^{+}0_{3}^{-}$	$4^{+}0_{1}$	215(25)	153(58)	153	
4+03	$2^{+}0_{1}$	15(4) [4, 6]	_	26	
4+03	4+01	230(20) [4, 6]	_	75	
4 <sup>+</sup> 0 <sub>3</sub>	6+01	370(30) [4, 6]	_	167	

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 10 2021

IK	$I_{1}0_{1}$	$I_2 0_1$	<i>R<sub>IK</sub></i> (эксперимент)	Настоящая работа	Правило Алаги [12]
2 <sup>+</sup> 2 <sub>1</sub>	2 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	0 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	1.55(1) [1] 1.75(55) [10] 1.54(5) [6] 1.56(17) [11]	1.50	1.43
2 <sup>+</sup> 2 <sub>1</sub>	4 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	2 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	0.106(3) [1] 0.101(6) [10] 0.105(3) [11]	0.122	0.05
3 <sup>+</sup> 2 <sub>1</sub>	4 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	2 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	0.70(3) [1] 0.77(15) [4] 0.56(21) [10] 0.67(18) [6]	0.70	0.40
4 <sup>+</sup> 2 <sub>1</sub>	4 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	2 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	6.03(12) [1] 5.9(6) [4] 5.38(29) [10] 5.81(24) [12]	2.29	2.95
4 <sup>+</sup> 2 <sub>1</sub>	6 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	4 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	0.046(8) [1] 0.030(6) [6]	0.33	0.09
5 <sup>+</sup> 2 <sub>1</sub>	6 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	4 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	1.44(15) [1] 1.40(16) [4] 1.41(16) [6] 1.45(19) [11]	1.30	0.57
6 <sup>+</sup> 2 <sub>1</sub>	6 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	4 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	5.9(14) [10] 3.7 (3) [1]	2.05	3.71
7 <sup>+</sup> 2 <sub>1</sub>	8 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	6 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	2.0(12) [10]	1.92	0.67
9 <sup>+</sup> 2 <sub>1</sub>	10 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	8 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	2.5(12) [10]	2.57	0.73
2 <sup>+</sup> 0 <sub>2</sub>	2 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	0+01	5.50(38) [1] 5.06(51) [4] 5.26(25) [6]	2.10	1.43
2 <sup>+</sup> 0 <sub>2</sub>	4 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	2 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	1.18(8) [1] 1.10(11) [4] 1.17(5) [6]	0.31	1.8
4 <sup>+</sup> 0 <sub>2</sub>	4 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	2 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	2.20(17) [1] 2.30(22) [4] 2.94(35) [6]	2.01	0.91
4 <sup>+</sup> 0 <sub>2</sub>	6 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	4 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	0.71(33) [1] 0.65(9) [4] 0.7(3) [6]	0.2	1.75
6 <sup>+</sup> 0 <sub>2</sub>	6 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	4 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	1.59(50) [1] 1.2(8) [10]	1.76	0.81
8 <sup>+</sup> 0 <sub>2</sub>	8 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	6 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	1.98(22) [1]	1.32	0.59
10 <sup>+</sup> 0 <sub>2</sub>	10 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	8 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	18.5 (13) [1] >1.7 [10]	0.95	0.74

**Таблица 4.** Теоретические и экспериментальные значения отношений  $R_{IK} = B(E2; IK \rightarrow I_1 0_1)/B(E2; IK \rightarrow I_2 0_1)$ для *E*2-переходов с уровней  $2_1^+ - 2_2^+ - 0_2^+ - 0_3^+ - 0_3$  полос на уровни основной полосы

IK	$I_{1}0_{1}$	$I_{2}0_{1}$	<i>R<sub>IK</sub></i> (эксперимент)	Настоящая работа	Правило Алаги [12]
2 <sup>+</sup> 0 <sub>3</sub>	2 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	0 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	3.94(18) [1] 0.55(17) [4] 0.50(15) [11]	2.30	1.43
2 <sup>+</sup> 0 <sub>3</sub>	4 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	2 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	3.58(12) [1] 25(8) [4] 28(8) [11]	2.69	1.8
4 <sup>+</sup> 0 <sub>3</sub>	4 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	$2^{+}0_{1}$	15(4) [4] 16(5) [11]	2.84	0.91
4 <sup>+</sup> 0 <sub>3</sub>	6 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	4 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	1.6(2) [4] 3.0(3) [11]	2.23	1.75
3 <sup>+</sup> 2 <sub>2</sub>	4 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	$2^{+}0_{1}$	1.41(12) [1]	0.95	0.40
4 <sup>+</sup> 2 <sub>2</sub>	4 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	$2^{+}0_{1}$	7.19(102) [1]	4.53	2.95

Таблица 4. Окончание

 $4^{+}0_{2} \rightarrow 6^{+}0_{1}$  рассчитанные нами значения *B*(*E*2) получились намного меньше экспериментальных. Несмотря на эти исключения, можно утверждать, что в целом результаты наших расчетов из табл. 3 согласуются с имеющимися экспериментальными данными удовлетворительно.

Неадиабатичность вращательного движения в <sup>156</sup>Gd заметнее проявляется в отношениях  $R_{IK} = B(E2; I_iK_i \rightarrow I_f 0_1) / B(E2; I_iK_i \rightarrow I'_f 0_1)$ . Экспериментальные значения отношений  $R_{IK}$  определяют, используя интенсивности  $I^{\gamma}(I_iK_i \rightarrow I_f 0_1)$  и энергии  $E^{\gamma}(I_iK_i \rightarrow I_f 0_1) - \gamma$ -переходов с помощью следующей формулы:

$$R_{IK} = \frac{B(E2; I_i K_i \to I_f 0_1)}{B(E2; I_i K_i \to I'_f 0_1)} = \left(\frac{I^{\gamma}(I_i K_i \to I_f 0_1)}{I^{\gamma}(I_i K_i \to I'_f 0_1)}\right) \left(\frac{E^{\gamma}(I_i K_i \to I'_f 0_1)}{E^{\gamma}(I_i K_i \to I_f 0_1)}\right)^5.$$
(8)

В табл. 4 приведены теоретические и экспериментальные значения отношений  $R_{IK} = B(E2; IK \rightarrow I_10_1)/B(E2; IK \rightarrow I_20_1)$  для переходов с уровней полос с  $K_i^{\pi} = 2_1^+, 0_2^+$  и  $0_3^+$  на уровни основной полосы. В табл. 4 также приведены значения  $R_{IK}$ , рассчитанные в адиабатическом приближении [12]. Различия адиабатических и рассчитанных нами отношений  $R_{IK}$  заметны даже при малых значениях спинов. Это связано с тем, что полосы  $K_i^{\pi} = 2_1^+, 0_2^+$  и  $0_3^+$  расположены близко друг к другу [1, 14]. Заметим, что энергии основа-

ний группы полос с  $K_i^{\pi} = 2_2^+, 0_4^+$  и  $0_5^+$  также расположены близко друг к другу [1, 14]. По-видимому, по этой причине экспериментальные значения отношений  $R_{IK}$  из состояний I = 3 и I = 4 полосы с  $K_i^{\pi} = 2_2^+$  в 2–3 раза больше адиабатических значений (см. табл. 4), что согласуется и с нашими расчетами. Представляется интересным дальнейшее экспериментальное изучение электрических переходов на состояний  $K^{\pi} = 2^+$  0<sup>+</sup> и 0<sup>+</sup> полос. Можно

ходов из состояний  $K_i^{\pi} = 2_2^+, 0_4^+$  и  $0_5^+$  полос. Можно заключить, что наши результаты удовлетворительно описывают экспериментальные данные.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы эффекты неадиабатичности ротационного движения, которые проявляются в вероятностях электрических квадрупольных переходов между состояниями низколежащих вра-

щательных полос ядра <sup>156</sup>Gd.

Приведенные вероятности внутриполосных и межполосных *E*2-переходов и их отношения были рассчитаны в рамках ранее предложенной [13] феноменологической модели, учитывающей кориолисово смешивание основной ротационной полосы и полос, построенных на внутренних состояниях с  $K^{\pi} = 0^{+}$ ,  $K^{\pi} = 2^{+}$ и  $K^{\pi} = 1^{+}$ .

Рассчитанные теоретические значения приведенных вероятностей *E*2-переходов из состояний полос с  $K^{\pi} = 0_2^+$ ,  $K^{\pi} = 0_3^+$ ,  $K^{\pi} = 2_1^+$  и  $K^{\pi} = 2_2^+$  и их отношений в целом удовлетворительно согласуются с имеющимися экспериментальными данными. Отклонения от правил Алаги отношений *E*2-переходов из состояний ротационных низколежащих полос с  $K^{\pi} = 0_2^+$ ,  $K^{\pi} = 0_3^+$  и  $K^{\pi} = 2_2^+$  значительны даже при малых спинах, что удовлетворительно воспроизводится в наших расчетах. Представляется интересным получить экспериментальную информацию об энергиях и интенсивностях *E*2-переходов из состояний полос

с $K_i^{\pi} = 2_2^+, 0_4^+$  и  $0_5^+$ , где можно ожидать схожее проявление неадиабатичности.

Работа выполнена при финансовой поддержке Государственной научно-технической программы фундаментальных исследований Республики Узбекистан (проект № ОТ-Ф2-75).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Reich C.W. // Nucl. Data Sheets. 2012. V. 113. P. 2537.
- 2. Pitz H.H., Berg U.E.P., Heil R.D. et al. // Nucl. Phys. 1989. V. A492. P. 411.
- 3. *McGowan F.K., Milner W.T.* // Phys. Rev. 1981. V. C23. Art. No. 1926.
- Backlin A., Hedin G., Fogelberg B. et al. // Nucl. Phys. 1982. V. A380. P. 189.
- Aprahamian A., de Haan R.C., Lesher S.R. et al. // Phys. Rev. C. 2018. V. 98. Art. No. 034303.
- 6. Бегжанов Р.Б., Беленький В.М., Залюбовский И.И. Справочник по ядерной физике. Ташкент: Фан, 1989.

- Rud N., Ewan G. T., Christy A. et al. // Nucl. Phys. 1972. V. A191. P. 545.
- Sie S.H., Ward D., Geiger J.S. et al. // Nucl. Phys. 1977. V. A291. P. 443.
- Kearns F., Varley G., Dracoulis G.D. et al. // Nucl. Phys. 1977. V. A278. P. 109.
- Konijn J., Be Boer F.W.N., Van Poelgeest A. et al. // Nucl. Phys. 1981. V. A352. P. 191.
- 11. Iwata Y. // J. Phys. Soc. Japan. 1980. V. 49. P. 2114.
- 12. Alaga G. // Nucl. Phys. 1957. V. 4. P. 625.
- Усманов П.Н., Михайлов И.Н. // ЭЧАЯ. 1997. Т. 28. № 4. С. 887; Usmanov P.N., Mikhailov I.N. // Phys. Part. Nucl. 1997. V. 28. No. 4. Р. 348.
- 14. Usmanov P.N., Yusupov E.K. // IIUM Eng. J. 2021. V. 22. No. 1. P. 167.
- 15. Усманов П.Н., Вдовин А.И., Юсупов Э.К., Салихбаев У.С. // Письма в ЭЧАЯ. 2019. Т. 19. № 6. С. 509; Usmanov P.N., Vdovin A.I., Yusupov E.K., Salikhbaev U.S. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2019. V. 19. No. 6. P. 706.
- Усманов П.Н., Вдовин А.И., Юсупов Э.К. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 8. С. 1174; Usmanov P.N., Vdovin A.I., Yusupov E.K. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 8. P. 968.
- 17. Усманов П.Н., Охунов А.А., Абу Х. Кассим и др. // УФЖ. 2018. Т. 20. № 6. С. 339.

### Electric properties of rotation states in <sup>156</sup>Gd

P. N. Usmanov<sup>a,</sup> \*, A. I. Vdovin<sup>b</sup>, E. K. Yusupov<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Namangan Institute of Engineering and Technology, Namangan, 160115 Uzbekistan <sup>b</sup>Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia \*e-mail: usmanov1956.56@mail.ru

The available experimental data of the literary and electronic nuclear database for the nuclide <sup>156</sup>Gd were compiled and analyzed. Probabilities of in-band and inter-band quadrupole electrical transitions were calculated within the framework of a phenomenological model taking into account Coriolis mixing of the states of rotational bands. The calculated values of the reduced transition probabilities and their ratios are compared with the available experimental data. A satisfactory agreement between theoretical results and experimental data is obtained. The nonadiabaticities manifested in the ratios of quadrupole transition probabilities from the rotational bands build on vibrational states to the ground band are discussed.

УДК 539.1.043

### ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ РЕКОНСТРУКЦИИ БИХРОМАТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ ПУЧКОВ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ГЛУБИННЫМ ДОЗОВЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЯМ

© 2021 г. У. А. Близнюк<sup>1, 2, \*</sup>, В. М. Авдюхина<sup>1</sup>, П. Ю. Борщеговская<sup>1, 2</sup>, В. С. Ипатова<sup>1, 2</sup>, А. Д. Никитченко<sup>1</sup>, Ф. Р. Студеникин<sup>1, 2</sup>, А. П. Черняев<sup>1, 2</sup>

 <sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия
 <sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
 Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия
 \*E-mail: uabliznyuk@gmail.com Поступила в редакцию 24.05.2021 г.

После доработки 01.06.2021 г. Принята к публикации 28.06.2021 г.

Представлен алгоритм реконструкции энергетических спектров пучков электронов в диапазоне энергий от 5 до 10 МэВ по глубинным дозовым распределениям в фантоме из алюминия, рассчитанных путем моделирования с использованием программного кода GEANT4. Установлена оценка точности реконструкции спектров, состоящих из двух монохроматических пучков в зависимости от выбранного шага по энергии.

DOI: 10.31857/S0367676521100094

#### введение

Эффективное применение радиационных технологий во многих областях науки и техники использует в качестве источников ионизирующего излучения ускорители электронов [1, 2]. Это связано в первую очередь с тем, что при работе на ускорителе имеется возможность непосредственного варьирования параметров обработки во время облучения. Для оценки эффективности облучения при радиационной обработке (PO) ускоренными электронами необходимо знать глубинное дозовое распределение по объему обрабатываемого объекта, которое во многом зависит от спектрального состава пучка [3, 4].

Точное измерение спектральных характеристик является трудоемкой задачей, которая напрямую может быть решена при помощи магнитных анализаторов, дополнительно установленных на ускорителе [5]. Однако это требует заранее предусмотренного в конструкции ускорительной структуры дорогостоящего оборудования. Альтернативным методом оценки энергетического спектра пучка является непрямой подход [6–11]. Так, например, в [6] разработана система, позволяющая осуществлять оперативный контроль энергетического спектра ускоренных электронов с одновременным измерением среднего тока. Эта система основывается на методе поглощающих фильтров и предназначена для измерения энергии ускоренных электронов в диапазоне энергий от 1 до 10 МэВ при средних токах пучка электронов от 20 до 150 мкА. В [7–9], предлагается восстанавливать спектр медицинского ускорителя по глубинным дозовым распределениям с разделением на сингулярную и регулярную компоненты.

На сегодняшний день большинство промышленных центров РО используют ускорители электронов с энергией в диапазоне от 5 до 10 МэВ. В связи с этим целесообразно проведение расчетов спектральных характеристик пучков электронов для энергий из данного диапазона.

В данной работе рассматривается модельная система, состоящая из двух энергетических линий, которая представляет собой простейшую систему реконструкции спектров в зависимости от выбранного шага по энергии для верификации предлагаемого метода и оценки точности расчетов. В дальнейшем данная методика может быть применима для пучков разного типа ионизирующего излучения и разного набора спектральных линий. В частности, данный метод может быть применен для восстановления бихроматических спектров кобальтовых источников фотонного излучения, а также может быть обобщен для большего количества спектральных линий при реконструкции реальных спектров ускорителей электронов и источников ионизирующего излучения. При этом, данная методика может быть применима и в случае прямой задачи, когда по глубинным дозовым распределениям можно восстановить спектр неизвестного источника и по известным спектральным линиям определить атомный/ядерный состав источника.

В представленной работе для восстановления двух монохроматических пучков используется полный набор значений данных глубинного дозового распределения без деления функции на составляющие компоненты. При решении обратной задачи используется метод наименьших квадратов, что позволяет избежать сложностей появления нефизических возмущений, которые возникают в алгоритме при делении дозовой кривой на границах регулярной и сингулярной компонент.

В связи с вышесказанным, целью данной работы является оценка точности реконструкции бихроматических энергетических спектров ускорителей с энергетическими линиями в диапазоне от 5 до 10 МэВ по глубинным дозовым распределениям в известном веществе, рассчитанным с помощью компьютерного моделирования.

### МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

В качестве материала фантома был выбран алюминий, поскольку данный материал применяется в исследованиях по оценке однородности глубинного дозового распределения по объему вещества от пучков электронов с энергией до 10 МэВ при радиационной обработке [12].

Для каждого монохроматического пучка из набора энергий 5–10 МэВ рассчитывались глубинные дозовые распределения в алюминиевом фантоме путем компьютерного моделирования с использованием программного кода GEANT4. GEANT4 представляет собой пакет программного обеспечения, разработанный в CERN, позволяющий моделировать прохождение заряженных частиц через вещество. В основе используемой программы лежит метод Монте-Карло, применяемый для решения широкого спектра задач в физике высоких энергий [13–15].

Моделировалось одностороннее облучение фантома из алюминия (плотность – 2.7 г/см<sup>3</sup>), представляющего собой куб со стороной 100 мм, который разбивался на n = 100 слоев толщиной 1 мм вдоль оси X (рис. 1), моноэнергетическими пучками электронов. Количество частиц в пучке составляло 10<sup>5</sup> единиц.

Пусть моноэнергетическому пучку электронов с энергией E соответствует глубинное распределение дозы  $D(x_i, E)$ , создаваемое в точках с координатами  $x_i$  (i = 1, 2, ..., N') пучком монохроматических электронов с энергией E. Тогда спектру, состоящему из двух компонент:  $E_i$  (j = 1, 2, ..., M) и



**Рис.** 1. Компьютерное моделирование облучения алюминиевого фантома пучком ускоренных электронов, направленного вдоль оси *X* (красные линии – электроны, зеленые – фотоны).

 $E_k$  (*k* ≠ *j*, *k* = 1, 2,..., *M*) с весами β и (1 − β), будет соответствовать распределение дозы  $\tilde{D}(x_i)$ :

$$\hat{D}(x_i) = \beta D(x_i, E_j) + (1 - \beta) D(x_i, E_k).$$
(1)

В формуле (1) не учитываются ошибки измерений, однако на практике результаты экспериментальных измерений дозовых кривых для пучка электронов получают с некоторой погрешностью. Будем считать, что погрешность имеет нормальное распределение с нулевым средним значением и дисперсией пропорциональной значению дозы с коэффициентом пропорциональности *R*. Тогда зависимость поглощенной дозы от глубины  $\hat{D}(x_i)$  можно записать следующим образом:

где N(0,1) – стандартное нормальное распределение.

Известно, что при измерении дозы по глубине исследуемого вещества при проведении РО в России законодательно разрешено использовать утвержденные в качестве рабочего средства измерений межгосударственные стандартные образцы поглощенной дозы (СО ПД) на основе радиохромных пленок для фотонного и электронного излучений, а именно – СО ПД(Э) – 1/10 и СО ПД(Ф)Р – 5/50 [16, 17]. Поскольку погрешность измерения поглощенной дозы с помощью СО ПД составляет порядка (12–15)%, то оценка точности реконструкции бихроматических спектров производилась для погрешностей измерений не более 15% для величины  $\beta$  в диапазоне 0.1–0.9 для каждой из энергетических компонент.



**Рис. 2.** Зависимость дозы *D* в относительных единицах (отношение  $D(x_i, E_j) \\ K D(x_j, E_j)$ , где  $E_j$  (j = 1, 2, ..., M)) – энергия в слоях фантома из алюминия) от глубины *x* (мм) при обработке электронами с энергией 5–10 МэВ.

### РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

По результатам моделирования были получены кривые глубинных дозовых распределений. На рис. 2 приведены зависимости отношения поглощенной дозы  $D(x_i, E_j)$  в точке  $x_i$  к дозе  $D(x_1, E_j)$  в точке  $x_1$  от глубины алюминиевого фантома, облучаемого с одной стороны вдоль оси X пучками электронов с энергией от 5 до 10 МэВ с шагом 0.1 МэВ (на рис. 2 представлены данные для шага по энергии 0.5 МэВ). Поскольку точность заложенных в программном коде GEANT4 физических моделей, сечений и т.д. составляет не более 2% [18, 19], то число частиц в данной работе было подобрано таким образом, чтобы статистическая погрешность расчетов была заведомо меньше 2%.

Видно, что максимум дозы *D* сдвигается в глубь вещества с увеличением энергии пучка электронов. Разница доз в относительных единицах для энергий 5 и 5.5 МэВ в конце пробегов электронов на глубине 10 мм составляет 0.22 отн. ед.; в свою очередь на глубине 5 мм, в области пика поглощенной дозы, разница составляет 0.03 отн. ед.

Также было установлено, что уменьшение шага по энергии  $\Delta E$  приводит к уменьшению разницы доз в относительных единицах как на малых, так и на больших глубинах. На рис. 3 и 4 представлены глубинные дозовые распределения для энергетических пар 5 и 5 +  $\Delta E$  МэВ и 10 и 10 –  $\Delta E$  МэВ с шагом  $\Delta E = 0.1-0.5$  МэВ.

Из рис. 3 и 4 (*a*) видно, что глубинные дозовые распределения для линий с энергиями 5.0–5.5 МэВ и 10.0–9.5 МэВ с шагом 0.1 МэВ близки друг другу. Разница доз в относительных единицах для энергий 5 и 5.1 МэВ в конце пробегов электронов на глубине 10 мм и в пике поглощенной дозы на глубине 5 мм составляет около 0.01–0.03 отн. ед. Аналогичный результат получен и для энергий 10 и 9.9 МэВ.

На рис. 3 и 46 представлены отношения относительного отклонения дозы от глубины для разной величины шага  $\Delta E = 0.1-0.5$  МэВ. Видно, что при уменьшении шага  $\Delta E$  относительное отклонение между двумя соседними энергиями уменьшается. Так, например, на глубине 10 мм относитель-



**Рис. 3.** Дозовые распределения электронов с энергиями 5.0–5.5 МэВ (*a*); относительные отклонения дозовых распределений (*б*).



**Рис. 4.** Дозовые распределения электронов с энергиями 10.0–9.5 МэВ (*a*); относительные отклонения дозовых распределений (*δ*).

ное отклонение для энергий 5 и 5.5 МэВ в 15 раз больше, чем для энергий 5 и 5.1 МэВ. В свою очередь, для глубин менее 8 мм относительная ошибка для всех пар энергий 5—5.5 МэВ колеблется в пределах от 0 до 2%, что свидетельствует о том, что линии на малых глубинах практически неразличимы. Для энергий 9.5—10 МэВ относительное отклонение на глубине 20 мм для разных шагов  $\Delta E$  варьирует от 20 до 160%, тогда как на глубинах менее 14 мм ошибка составляет менее 2%.

Поскольку пробег электронов для энергий 5 и 10 МэВ отличается примерно в 2 раза, то для пар энергий из диапазона 5–5.5 МэВ, оценку относительного отклонения дозы с точностью порядка 2% можно провести только для 4–5 точек, а для пар 9.5–10 МэВ –7–8 точек, то это может существенно влиять на точность восстановления спектра.

По формуле (2) задавались дозовые распределения для спектров, состоящих из двух компонент из диапазона энергий от 5 до 10 МэВ, отличающихся друг от друга на величину  $\Delta E$ , принимавшую значения от 0.1 до 5 МэВ с весами  $\beta$  и (1 –  $\beta$ ), которые принимали значения от 0.1 до 0.9.

Для нахождения неизвестной величины β решалась получившаяся система (2) из *N*' уравнений в среде Matlab2014 с применением функции lsqnonneg, которая позволяет решить линейную систему неотрицательных уравнений методом наименьших квадратов.

Так как глубинное распределение дозы является случайной величиной из-за внесенной погрешности, то и восстановленная величина β также является случайной величиной. Для определения отклонения среднего значения восстановленной величины β от истинного значения β (заданного спектра при генерации глубинных распределений дозы) оценивался интервал, которому принадлежало среднее значение восстановленной величины  $\beta$ . Для этого по формуле (2) создавалось 40000 глубинных распределений дозы, каждое со своей случайной ошибкой. Число распределений было выбрано таким, чтобы ширина интервала, которому принадлежит среднее значение величины восстановленной  $\beta$ , была много меньше разницы среднего значения восстановленной и истинной  $\beta$ , а сам интервал имел коэффициент достоверности порядка 0.997.

Было установлено, что в случае R = 0, т.е. при отсутствии погрешности измерений, для всех возможных энергетических пар от 5 до 10 МэВ с шагом  $\Delta E = 0.1$  МэВ спектр восстанавливается успешно для любых значений  $\beta$  из диапазона 0.1—0.9, при этом абсолютная ошибка определения величины  $\beta$  имеет порядок 10<sup>-11</sup>.

Были оценены ошибки восстановления величины  $\beta = 0.1 - 0.5$  от величины внесенной погрешности измерений R = 1 - 15%. На рис. 5 представлена зависимость ошибки восстановления величины  $\beta = 0.1 - 0.5$  от величины внесенной погрешности измерений R для дозы для двух энергетических линий 10 МэВ с весом  $\beta$  и 9.9 МэВ с весом  $(1 - \beta)$ .

Видно, что точность восстановления спектра, состоящего из двух энергетических линий, нелинейно возрастает от внесенной погрешности измерений *R*. Так, для линий 10 и 9.9 МэВ при погрешности R = 15% (что соответствует экспериментальным ошибками пленочной дозиметрии) точность определения доли веса монохроматической линии будет составлять 60% при  $\beta = 0.1$ , всех остальных величин  $\beta$  в диапазоне 0.2–0.5 ошибка

60

50

40

%

70  $\beta = 0.1$  $\beta = 0.2$ % 60  $\beta = 0.3$ Относительная ошибка В,  $\beta = 0.4$ 50  $\beta = 0.5$ 40 30 20 10 0 10 8 12 14 16 R, %

Рис. 5. Зависимость относительной ошибки величины β для двух энергетических линий 10 МэВ с весом β и 9.9 МэВ с весом 1 –  $\beta$  от погрешности измерений Rдля дозы.

составит менее 15%. Таким образом, можно констатировать, что при уменьшении разницы между весами  $\beta$  и (1 –  $\beta$ ) двух спектральных линий относительная ошибка величины В уменьшается, а минимум ошибки достигается при значении  $\beta = 0.5$ . Так, например, для линий 9.9 и 10 МэВ величина ошибки составляет 1.4%.

Для других энергетических пар 10 и  $10 - \Delta E M \ni B$ было установлено, что с увеличением шага  $\Delta E$  тенденция зависимости относительной ошибки β от погрешности измерений *R* сохраняется, но величина относительной ошибки β снижается. В качестве примера для  $\beta = 0.1$  на рис. 6 представлен график зависимости относительной ошибки в определении величины β между энергетическими линиями 10 и  $10 - \Delta E$  МэВ (черные точки) 5 и 5 +  $\Delta E$  МэВ (красные точки), где  $\Delta E = 0.1, 0.2, ..., 0.7$ , от величины шага по энергии  $\Delta E$ .

Видно, что значение относительной ошибки величины β от шага по энергии имеет нелинейную зависимость, уменьшающуюся при увеличении величины  $\Delta E$ . Так, для линий 10 и 9.8 МэВ при той же погрешности измерений R = 15%ошибка величины β уменьшается почти в три раза и становится порядка 25% для  $\beta = 0.1$  по сравнению с ошибкой для линий 10 и 9.9 МэВ. Для линий 10 и 9.5 МэВ она составляет порядка 5%. Таким образом, можно заключить, что для реконструкции реальных спектров следует выбирать шаг по энергии не менее 0.5 МэВ.

Установлено, что спектр, состоящий из двух монохроматических пучков энергий 5 и 5 +  $\Delta E$  МэВ, восстанавливается с относительной ошибкой по величине β примерно в два раза меньше, чем для энергий 10 и 10 –  $\Delta E$  МэВ. Действительно, две



МэВ

- 10

5

Рис. 6. Зависимость относительной ошибки β от величины шага по энергии  $\Delta E$  для двух энергетических линий (черные точки — энергии 10 и  $10 - \Delta E M \Rightarrow B$ , красные точки – энергии 5 и  $5 + \Delta E M \Rightarrow B$ ).

энергетические линии 9.9 МэВ и 10 МэВ (при погрешности измерений менее 15%) различаются в расчетах с ошибкой  $\beta \approx 60\%$ , тогда как для линии 5 и 5.1 МэВ, при той же погрешности измерений, эта ошибка составляет порядка 25%. Основываясь на результатах, представленных на рис. 3 можно заключить, что высокоэнергетические электроны имеют более высокую проникающую способность в веществе, чем низкоэнергетические. В связи с этим, их распределение в объеме вещества оказывается более "размазанным", что ведет к тому, что точность восстановления спектра с увеличением энергии становится ниже.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из рассчитанных глубинных дозовых распределений для монохроматических пучков различных энергий было установлено, что для энергий, отличающихся на величину  $\Delta E = 0.1$  МэВ, величина дозы в относительных единицах для энергий 5-5.1 и 9.9-10 МэВ по глубине имеет нелинейный характер. Также установлено, что значения дозы в относительных единицах становится различимы начиная с глубин 8 и 14 мм, соответственно, где кривые отличаются с точностью в 2%.

Путем решения обратной задачи методом МНК по построенным глубинным дозовым распределениям в фантоме из алюминия, были восстановлены бихроматические спектры пучков электронов для энергий от 5 до 10 МэВ с шагом 0.1 МэВ и исследована точность их восстановления. По результатам проведенной работы было обнаружено, что значение относительной ошибки в определении величины β от шага по энергии имеет нелинейную зависимость, уменьшающуюся при увеличении  $\Delta E$ .

Показано, что восстановление спектра, состоящего из двух монохроматических пучков разных энергий, происходит с большей точностью в случае меньших энергий из исследованного диапазона 5—10 МэВ.

Точность метода для восстановления бихроматических спектров варьируется в промежутке от 60% для пар 10 и 9.9 МэВ до 25% для пар 5 и 5.1 МэВ. При увеличении шага по энергии в два раза точность реконструкции так же увеличивается примерно в два раза для всех энергетических пар. При шаге по энергии 0.5 МэВ и более точность восстановления спектра составит порядка 5%.

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

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Черняев А.П.* Радиационные технологии. Наука. Народное хозяйство. Медицина. Москва: Издательство Московского университета, 2019. 231 с.
- 2. *Козьмин Г.В., Санжарова Н.И., Кибина И.И. и др. //* Дост. науки и техн. АПК. 2015. № 5. С. 87.
- 3. Алимов А.С. Практическое применение электронных ускорителей. Препринт НИИЯФ МГУ № 13/877, 2011.

- Черняев А.П., Варзарь С.М., Белоусов А.В. и др. // ЯФ. 2019. Т. 82. № 5. С. 425.
- Bauche J., Biskup B., Cascella M. et al. // Nucl. Instrum. Meth. A. 2019. V. 940. P. 103.
- 6. *Курапов Н.Н., Бодряшкин Я.В., Леонтьев В.Н. и др.* Труды "XVIII Харитоновские тематические научные чтения": сб. докладов. Т. 1. 2017. С. 222.
- Chvetsov A.I., Sandison G.A. // Med. Phys. 2002. V. 29. No. 4. P. 578.
- Chvetsov A.I., Sandison G.A. // Med. Phys. 2003. V. 30. No. 8. P. 2155.
- 9. Wei J, Sandison G.A., Chvetsov A.I. // Med. Phys. 2006. V. 33. № 2. P. 354.
- 10. *Krmar M., Nikolic D., Krstonsic P. et al.* // Med. Phys. 2002. V. 29. № 6. P. 932.
- Sheikh-Bagheria D., Rogers D.W.O. // Med. Phys. 2002. V. 29. No. 3. P. 391.
- Безродных И.П., Морозова Е.И., Петрукович А.А. и др. // Вопр. электромех. Труды НПП ВНИИЭМ. 2012. Т. 131. № 6. С. 15.
- Bliznyuk U.A., Borchegovskaya P.Y., Chernyaev A.P. et al. // IOP Conf. Ser. Earth. Env. Sci. 2019. V. 365. Art. No. 012002.
- 14. *Allison J., Amako K., Apostolakis J. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2016. No. 835. P. 186.
- 15. Jongsoon K., Moreira G.R., Castell-Perez E.M. // J. Food Eng. 2015. V. 149. P. 137.
- 16. Черняев А.П., Авдюхина В.М., Близнюк У.А. и др. // Наукоемк. технол. 2020. Т. 21. № 1. С. 40.
- Chernyaev A.P., Bliznyuk U.A., Borschegovskaya P.Yu. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2018. V. 81. No. 11. P. 1656.

### Estimation of the accuracy of reconstruction of bichromatic spectra of electron beams from depth dose distributions

U. A. Bliznyuk<sup>*a*, \*</sup>, V. M. Avdyukhina<sup>*a*</sup>, P. Yu. Borshchegovskaya<sup>*a*, *b*</sup>, V. S. Ipatova<sup>*a*, *b*</sup>, A. D. Nikitchenko<sup>*a*</sup>, F. R. Studenikin<sup>*a*, *b*</sup>, A. P. Chernyaev<sup>*a*, *b*</sup>

<sup>a</sup>Moscow State University, Department of Physics, Moscow, 119234 Russia <sup>b</sup>Moscow State University, Skobeltsyn Nuclear Physics Research Institute, Moscow, 119234 Russia

\*e-mail: uabliznyuk@gmail.com

The algorithm is presented for reconstructing the energy spectra of electron beams in the energy range from 5 to 10 MeV from depth dose distributions in an aluminum phantom, calculated by modeling using the GEANT4 program code. An estimate of the accuracy of the reconstruction of spectra consisting of two monochromatic beams is established depending on the selected energy step.

УДК 539.171.4

### МОДЕЛИРОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 14 МэВ НА ЯДРАХ ТИТАНА, ХРОМА И ЖЕЛЕЗА С ПОМОЩЬЮ ПРОГРАММЫ TALYS

© 2021 г. И. Д. Дашков<sup>1, 2, 4,</sup> \*, Н. А. Федоров<sup>1, 2</sup>, Д. Н. Грозданов<sup>1, 3</sup>, Ю. Н. Копач<sup>1</sup>, Т. Ю. Третьякова<sup>1, 2, 4</sup>, И. Н. Русков<sup>1, 3</sup>, В. Р. Ской<sup>1</sup>, С. Дабылова<sup>1, 5</sup>, Ф. А. Алиев<sup>1, 6</sup>, К. Храмко<sup>1, 7</sup>, Н. А. Гундорин<sup>1</sup>, Р. Б. Маржохов<sup>1</sup>, Ю. Н. Бармаков<sup>8</sup>, Е. П. Боголюбов<sup>8</sup>, В. И. Зверев<sup>8</sup>

<sup>1</sup>Международная межправительственная организация

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

 $^2\Phi$ едеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования

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

<sup>3</sup>Институт ядерных исследований и ядерной энергетики Болгарской академии наук, София, Болгария <sup>4</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования

"Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова",

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

<sup>5</sup>Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева, Нур-Султан, Казахстан

<sup>6</sup>Институт геологии и геофизики Национальной Академии наук Азербайджана, Баку, Азербайджан

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

<sup>8</sup>Федеральное государственное унитарное предприятие

"Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики имени Н.Л. Духова", Москва, Россия

\**E-mail: daschkov.id15@physics.msu.ru* Поступила в редакцию 24.05.2021 г. После доработки 01.06.2021 г. Принята к публикации 28.06.2021 г.

С использованием программы TALYS 1.9 выполнен расчет сечений процессов, происходящих при рассеянии быстрых нейтронов на изотопах <sup>48</sup>Ti, <sup>52</sup>Cr и <sup>56</sup>Fe. Проведено сравнение результатов модельных расчетов с полученными в рамках проекта TANGRA с использованием метода меченых нейтронов данными о выходах γ-квантов для изотопов Ti, Cr и Fe, и с результатами опубликованных ранее экспериментов. Проведенный анализ чувствительности модельного описания к выбору механизма прямой реакции показал, что наиболее информативной характеристикой с этой точки зрения является дифференциальное сечение неупругого рассеяния.

**DOI:** 10.31857/S0367676521100136

### **ВВЕДЕНИЕ**

Титан, хром и железо являются необходимыми составляющими конструкционных материалов, использующихся в различных научно-исследовательских и промышленных установках, в том числе в реакторах на быстрых нейтронах. В связи с активными разработками новых возможностей в атомной энергетике, требуется уточнение и расширение экспериментальных данных о рассеянии нейтронов для расчета характеристик реакторов IV поколения, использующих быстрые нейтроны. При этом также важной задачей является проверка модельных расчетов сечений рассеяния быстрых нейтронов в широком энергетическом диапазоне, поскольку расширение объема экспериментальных данных влечет коррекцию параметров для получения удовлетворительного согласия между модельными расчетами и экспериментом.

Неупругое рассеяние быстрых нейтронов с энергией 14.1 МэВ исследуется с применением метода меченых нейтронов (ММН) в рамках проекта TANGRA (TAgged Neutrons and Gamma RAys), выполняемого в Лаборатории нейтронной физики имени И.М. Франка Объединенного института ядерных исследований (ЛНФ ОИЯИ, Дубна) [1, 2]. Основными результатами эксперимента являются характеристики γ-излучения, возникающего при облучении ядер быстрыми нейтронами. Ранее нами были представлены сечения γ-переходов в реакциях неупругого рассеяния нейтронов на ядрах хрома [3] и выходы γ-квантов в эксперименте на ядрах железа [4]. В этой работе мы представляем новые экспериментальные значения выходов γ-квантов для титана, а также сравнение полученных данных с расчетными значениями.

Модельные расчеты выходов у-излучения, а также дифференциальных и интегральных сечений рассеяния нейтронов были выполнены с использованием последней версии программы TALYS 1.9 [5]. Этот широко используемый для анализа ядерных реакций с нейтронами программный кол позволяет, с одной стороны, исследовать особенности взаимодействия частиц с атомными ядрами. С другой стороны, программа TALYS может быть использована в качестве генератора ядерных данных, которые по тем или иным причинам затруднительно получить экспериментальным путем. В обоих случаях важным является не только подбор наилучших с точки зрения совпадения с экспериментом параметров, но и проверка чувствительности расчетов к выбору модели реакции.

В естественной смеси каждого из рассматриваемых элементов доля наиболее распространенного изотопа превышает 70% (<sup>48</sup>Ti (73.5%),<sup>52</sup>Cr (83.8%), <sup>56</sup>Fe (91.8%)). Поскольку данные изотопы дают наибольший вклад в измеряемые сечения, модельные расчеты были произведены именно для них. Для каждого ядра рассмотрены различные методы описания возбужденных состояний ядра и выбран подход, дающий наименьшее отклонение рассчитанных в TALYS 1.9 сечений от оценок ENDF или экспериментальных значений.

### РАСЧЕТЫ В TALYS 1.9

TALYS 1.9 включает в себя большое количество моделей для описания ядерных реакций. В программе реализована возможность изменять параметры оптического потенциала и степень ядерных деформаций, выбрать тот или иной метод описания прямых и компаунд-процессов. На данный момент для подавляющего большинства ядер созданы наборы параметров, используемых для описания всех рассчитываемых характеристик. В программе, по умолчанию, для вычисления оптического потенциала используются локальные параметры, подобранные для конкретного ядра, или, если локальные параметры не приведены, используется глобальная систематика Кенинга и Делароша [6]. Вклад компаунд-процессов в расчетные сечения составных реакций TALYS 1.9 вычисляются в рамках подхода Хаузера— Фешбаха с поправками Молдауэра на флуктуацию ширины уровней, а для прямых процессов используемый метод зависит от рассматриваемого изотопа. Для <sup>48</sup>Ti, <sup>52</sup>Cr, <sup>56</sup>Fe в базе TALYS 1.9 помимо набора параметров по умолчанию существует так называемый набор параметров "best" для описания взаимодействия нейтрона с ядром.

Набор "best" получен для улучшения соответствия различных рассчитанных величин определенных ядерных реакций экспериментальным значениям. В эти реакции в том числе входят реакции упругого и неупругого рассеяния, нейтронного захвата,  $(n, p), (n, \alpha)$  и другие. По сравнению с параметрами вычислений по умолчанию, в наборах "best" для <sup>48</sup>Ti, <sup>52</sup>Cr, <sup>56</sup>Fe изменена модель вычисления плотности уровней, радиус, диффузность и глубина реальной части объемной компоненты оптического потенциала, коэффициент нормализации для средней радиационной ширины и некоторые другие параметры.

1437

Изотопы <sup>48</sup>Ti, <sup>52</sup>Cr, <sup>56</sup>Fe являются четно-четными с фиксированным значением N - Z = 4, при этом у <sup>52</sup>Cr число нейтронов N = 28. Магические свойства <sup>52</sup>Cr проявляются в повышенной, по сравнению с <sup>48</sup>Ti и <sup>56</sup>Fe, энергии возбуждения первого состояния 2<sup>+</sup><sub>1</sub> в ядерном спектре. Соответственно, значение отношения энергий для 4<sup>+</sup><sub>1</sub> и 2<sup>+</sup><sub>1</sub> состояний для <sup>52</sup>Cr заметно меньше, чем у двух других исследуемых изотопов:  $E_4^+/E_2^+$ (<sup>48</sup>Ti)  $\approx$  2.33,  $E_4^+/E_2^+$ (<sup>52</sup>Cr)  $\approx$  1.65,  $E_4^+/E_2^+$ (<sup>56</sup>Fe)  $\approx$  2.46. Сильное влияние оболочечных эффектов в ядрах 1*f*-оболочки не позволяет четко соотнести спектр низколежащих состояний рассматриваемых изотопов с коллективными возбуждениями определенного типа.

Существенное значение для проведения модельных расчетов имеет корректный учет деформации ядер. В программе TALYS 1.9 для первого возбужденного состояния используются параметры квадрупольной деформации β<sub>2</sub>, рассчитанные в ра-

боте [7] из вероятности перехода  $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$ . Соответствующие значения для исследуемых изотопов составляют:  $\beta_2(^{48}\text{Ti}) = 0.269 \pm 0.007$ ,  $\beta_2(^{52}\text{Cr}) = 0.225 \pm 0.005$ ,  $\beta_2(^{56}\text{Fe}) = 0.239 \pm 0.005$ . Такие же значения квадрупольной деформации, предлагаемые в TALYS по умолчанию, использовались в расчетах.

Одной из задач данной работы был подбор модели описания возбужденных состояний ядра-мишени для получения наименьшего расхождения между расчетом и экспериментальными/оцененными данными по упругому и неупругому рассеянию нейтронов в достаточно широком диапазоне энергий налетающего нейтрона. В TALYS 1.9 существует выбор между борновским приближением искаженных волн (DWBA) и методом связанных каналов (СС) с различными приближениями для описания природы возбужденных уровней ядра: вращательным или колебательным. В случае вращательного возбуждения первые три уровня ядерного спектра считаются частью одной вращательной полосы, для колебательного возбуж-



**Рис. 1.** Интегральные сечения взаимодействия нейтрона с ядром в зависимости от энергии налетающей частицы: полное с <sup>48</sup>Ti (*a*), с <sup>52</sup>Cr ( $\delta$ ), с <sup>56</sup>Fe (*e*), упругого рассеяния с <sup>48</sup>Ti (*c*), с <sup>52</sup>Cr ( $\partial$ ), с <sup>56</sup>Fe (*e*). Черные точки – экспериментальные данные, на рисунках (*a*,  $\delta$ ) – из работы [10], (*e*) – [11], (*c*) – [12], ( $\partial$ ) – [13], (*e*) – [14]. Зеленая линия – оценка ENDF/B-VIII.0 [8], результаты расчета в TALYS 1.9: красная линия – с использованием DWBA, пурпурная – методом связанных каналов в приближении колебательного возбуждения уровней, синяя – методом связанных каналов в приближения уровней.

дения основное и первое возбужденное состояния связываются через однофононное квадрупольное колебание. В наших модельных расчетах параметры оптической модели не изменялись и соответствовали значениям по умолчанию, за исключением уменьшения на 15% мнимой части поверхностной компоненты оптического потенциала  $W_D$  при использовании метода связанных каналов.

Проведено сравнение рассчитанных в различных модельных подходах величин полного сечения, а также интегральных сечений упругого, неупругого рассеяний и  $\gamma$ -перехода  $2^+_1 \rightarrow 0^+_{g.s}$  с оцененными значениями [8, 9] и экспериментальными данными [10-20] в диапазоне энергий налетающих нейтронов от 0.1 до 20 МэВ. На рис. 1 показаны энергетические зависимости полного сечения и сечения упругого рассеяния нейтронов, на рис. 2 – сечения неупругого рассеяния и  $\gamma$ -перехода  $2^+_1 \rightarrow 0^+_{g.s.}$  для каждого из изотопов <sup>48</sup>Ti, <sup>52</sup>Cr и <sup>56</sup>Fe. В TALYS 1.9 используется оптическая модель, поэтому расчеты не воспроизводят резонансную структуру интегральных сечений при малых энергиях. Вне резонансной области ход всех расчетных кривых хорошо воспроизводит поведение экспериментальных данных или их оценок. При энергиях налетающего нейтрона больше 13 МэВ расчетные значения для разных подходов практически совпадают.

Разница при 14.1 МэВ между рассмотренными интегральными сечениями, рассчитанными с использованием параметров TALYS 1.9, заданных по умолчанию, и наборов "best" не превысила 8% для <sup>48</sup>Ti, 5% для <sup>52</sup>Cr и 16% для <sup>56</sup>Fe. При этом нельзя сделать однозначный вывод, улучшает или нет использование наборов "best" соответствие результатов расчетов интегральных сечений экспериментальным данным, так как для каждого изотопа некоторые характеристики могут становится более согласованными с экспериментом, тогда как другие – наоборот.

Более чувствительными к подходу, использованному для расчета, являются дифференциальные сечения, характеризующие угловое распределение рассеянных нейтронов. На рис. 3 показаны результаты расчета дифференциальных сечений при энергиях около 14 МэВ в упругом и неупругом канале.

На рис. 3a-3e показаны дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов в зависимости от угла рассеяния в системе центра масс  $\theta$ . Рассчитанные в трех подходах сечения сравнивались с экспериментальными [14, 21–24] и оцененными [8] значениями соответствующих сечений для энергий налетающего нейтрона близких к 14.1 МэВ. Для каждого изотопа заметно различие не только между рассмотренными подходами расчета в TALYS 1.9, но и между экспериментами и оценками ENDF/B-VIII.0. Все теоретические подходы в целом справляются с описанием упругого сечения. Только для <sup>48</sup>Ti можно отметить, что метод связанных каналов с колебательным воз-



**Рис. 2.** Интегральные сечения в зависимости от энергии налетающего нейтрона: неупругого рассеяния  $\sigma_{inel}$  на <sup>48</sup>Ti (*a*), на <sup>52</sup>Cr (*b*), на <sup>56</sup>Fe (*b*) и  $\gamma$ -переходов 2<sup>+</sup>  $\rightarrow 0^+_{g,s} \sigma_{\gamma}$  возникающих в процессе рассеяния, для <sup>48</sup>Ti (*c*), <sup>52</sup>Cr (*b*), <sup>56</sup>Fe (*b*). Черные точки – экспериментальные данные, на рисунке (*a*) – из работы [15], (*b*) – [16, 17], (*b*, *c*) – [18], (*c*) – [19], (*b*) – [20]. Зеленая линия на (*c*) – оценка JEFF-3.3, остальные обозначения – аналогично рис. 1.



**Рис. 3.** Дифференциальные сечения: упругого рассеяния нейтронов на изотопах <sup>48</sup>Ti (*a*), <sup>52</sup>Cr ( $\delta$ ), <sup>56</sup>Fe (*b*) и неупругого рассеяния нейтронов на первый возбужденный уровень изотопов <sup>48</sup>Ti (*c*), <sup>52</sup>Cr ( $\delta$ ), <sup>56</sup>Fe (*b*) в зависимости от угла рассеяния в системе центра масс  $\theta$ . Черные точки – экспериментальные данные из работ [21, 22] (*a*), [23, 24] ( $\delta$ ), [14] (*b*), [21, 25] (*c*), [26] ( $\partial$ ), [14, 27] (*e*), остальные обозначения см. на рис. 1.

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 10 2021

1440

		DWBA	СС вращ.	СС колеб.
	<sup>48</sup> Ti	0.010	0.012	0.012
$\sigma_{tot}$	<sup>52</sup> Cr	0.015	0.015	0.016
	<sup>56</sup> Fe	0.028	0.028	0.027
	<sup>48</sup> Ti	0.014	0.017	0.017
$\sigma_{el}$	<sup>52</sup> Cr	0.015	0.015	0.017
	<sup>56</sup> Fe	0.037	0.037	0.037
	<sup>48</sup> Ti	0.011	0.013	0.012
$\sigma_{inel}$	<sup>52</sup> Cr	0.012	0.013	0.013
	<sup>56</sup> Fe	0.034	0.036	0.033
	<sup>48</sup> Ti	0.023	0.025	0.020
$\sigma_{\gamma}$	<sup>52</sup> Cr	0.017	0.020	0.017
	<sup>56</sup> Fe	0.027	0.028	0.027
	<sup>48</sup> Ti	0.026	0.017	0.038
$(d\sigma/d\Omega)_{el}$	<sup>52</sup> Cr	0.010	0.010	0.022
	<sup>56</sup> Fe	0.028	0.018	0.015
	<sup>48</sup> Ti	0.045	0.086	0.094
$(d\sigma/d\Omega)_{inel}$	<sup>52</sup> Cr	0.054	0.022	0.059
	<sup>56</sup> Fe	0.077	0.029	0.033

**Таблица 1.** Значения величины *D* для интегральных сечений и дифференциальных сечений, посчитанные для каждого модельного приближения (см. текст)

буждением уровней лучше соответствует оценке базы данных ENDF/B-VIII.0.

Дифференциальные сечения для неупругого рассеяния показаны на рис. 3г-3е, результаты расчета сравниваются с экспериментальными данными из работ [14, 21, 25-27]. Для всех трех изотопов наибольшее сечение в диапазоне углов от 20 до 40 градусов дает метод связанных каналов с использованием колебательного приближения. Для <sup>56</sup>Fe это приводит к лучшему соответствию кривой этого расчета экспериментальным точкам, а для  ${}^{48}$ Ті и  ${}^{52}$ Сr — к явной переоценке сечений при малых углах. В случае изотопов титана наилучшее согласие с экспериментом достигается в расчетах с использованием DWBA. Результаты расчетов для <sup>52</sup>Сг на малых углах не позволяют осуществить выбор между моделями, но структура сечения при  $\theta > 50^{\circ}$  лучше воспроизводится в ротационном приближении.

Для выбора наиболее подходящего для каждого изотопа метода описания низколежащих возбужденных состояний ядер с использованием всех описанных выше данных был использован критерий  $\chi^2$ . Из-за того, что сечения процессов, использованных для подбора оптимальной модели описания низколежащих состояний, отличаются друг от друга на порядки, было принято решение нормировать  $\chi^2$  на число точек, для которых он вычисляется, и на усредненную на рассматриваемом интервале энергий величину сечения. Полученный критерий *D* характеризует относительное отклонение сечений от оцененных или экспериментальных величин, которое позволяет сравнивать качество расчета сечений различных процессов между собой:

$$D = \frac{\sqrt{\chi^2}}{N \langle \sigma \rangle},\tag{1}$$

где N — число точек, для которых вычислялся  $\chi^2$ ,  $\langle \sigma \rangle$  — среднее сечение эксперимента или оценки. Полученные величины D для интегральных и дифференциальных сечений представлены в табл. 1.

Так как для разных сечений наименьшее отклонение могло соответствовать разным подходам или сразу двум подходам, было решено выбрать как "наилучший" подход тот, для которого сечения чаще всего имели для данного изотопа наименьшее отклонение от экспериментальных значений. Для <sup>48</sup>Ti и <sup>52</sup>Cr – это DWBA, для <sup>56</sup>Fe – CC с колебательным возбуждением уровней. Далее выбранные подходы были использованы для вычисления выходов γ-квантов, образующихся при облучении нейтронами с энергией около 14 МэВ образцов титана, хрома и железа при сравнении с полученными в эксперименте TANGRA данными.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В рамках проекта TANGRA создана установка с целью изучения γ-излучения, образующегося в ядерных реакциях с нейтронами энергии 14.1 МэВ. Схема установки, использованной для исследования γ-излучения от образца из титана, показана на рис. 4.

Источником нейтронов является портативный генератор меченых нейтронов ИНГ-27 [28]. Нейтроны рождаются в результате реакции  $d + t \rightarrow n + \alpha$ , проходящей при энергии дейтронов 80 кэВ. Возникшая одновременно с нейтроном  $\alpha$ -частица регистрируется встроенным в генератор кремниевым  $\alpha$ -детектором, состоящим из 8 стрипов, расположенных по вертикали и по горизонтали. Таким образом, установка позволяет фактически использовать 64 пучка меченых нейтронов. Максимальная интенсивность нейтронов, испускаемых генератором, составляет 5 · 10<sup>7</sup> с<sup>-1</sup> в полный телесный угол.

В качестве образца в эксперименте был использован порошок химически чистого титана с естественным изотопным составом (8.0% <sup>46</sup>Ti, 7.8% <sup>47</sup>Ti, 73.5% <sup>48</sup>Ti, 5.5% <sup>49</sup>Ti, 5.5% <sup>50</sup>Ti), который был помещен в прямоугольный алюминиевый контейнер размером  $14 \times 6 \times 6$  см<sup>3</sup>. Размер образ-
ца был выбран исходя из требования к наибольшей скорости набора статистики при минимизации поглощения  $\gamma$ -квантов в образце. Выбранная геометрия образца позволила использовать в  $\alpha$ -детекторе только 4 центральных стрипа по горизонтали и 8 стрипов по вертикали (всего 32 пучка нейтронов).

В процессе взаимодействия нейтрона с ядрами образца происходят ядерные реакции, в том числе приводящие к возникновению возбужденных ядер и образованию соответствующего характеристического γ-излучения. Для регистрации γ-излучения и измерения выходов γ-переходов был использован детектор из сверхчистого германия (HPGe). Детектор помещался на минимальное возможное расстояние от образца, при котором используемая свинцовая защита исключала прямое попадание в него нейтронов, испускаемых генератором. Запись и предварительная обработка сигналов с детектора была проведена с помощью цифровой системы сбора и анализа данных.

Основной особенностью установки является применение метода меченых нейтронов (ММН). Метод заключается в регистрации  $\gamma$ -квантов в совпадении с  $\alpha$ -частицами, попавшими на  $\alpha$ -де-тектор генератора. Таким образом можно соотнести событие возникновения  $\gamma$ -кванта в образце рождению нейтрона в генераторе и увеличить соотношение сигнал/фон.

Сравнение расчетных и экспериментальных значений сечений затрудняется тем, что существует достаточно большая неопределенность измеренных величин. Так, в соответствии с данными, приведенными в подборке [29], сечение излучения наиболее интенсивной линии в реакциях на <sup>48</sup>Ті лежит в пределах от  $436 \pm 58$  до  $760 \pm 97$  мб, для  ${}^{52}$ Cr – от 442 ± 65 до 757 ± 56 мб, для  ${}^{56}$ Fe разброс значений охватывает интервал от  $392 \pm 78$  до 1228 ± 150 мб. Полученные нами экспериментальные значения сечений для самой интенсивной у-линии в сравнении с другими экспериментальными данными для Ti, Cr, Fe и модельными расчетами приведены в табл. 2. Сечения, полученные в нашем эксперименте, лежат внутри диапазонов, заданных данными из литературы, но они достаточно сильно отклоняются от оцененных значений из [29]. Такие существенные расхождения в величинах измеренных сечений могут быть связаны либо с недостаточно точным определением величины нейтронного потока, либо с затруднениями в оценке эффективностей у-детекторов. В случае экспериментальной установки TANGRA число нейтронов не могло быть посчитано, так как электроника работала в режиме совпадений и не позволяла подсчитывать полное количество испущенных нейтронов. Существенный вклад в величину полного сечения также может вносить учет поправки, включающей в себя эф-



**Рис. 4.** Схема экспериментальной установки TANGRA с использованием детектора HPGe: 1 – нейтронный генератор ИНГ-27 (звездочкой отмечена тритиевая мишень), 2 – свинцовая защита, 3 – кожух детектора, 4 – кристалл HPGe, 5 – облучаемый образец. Размеры указаны в миллиметрах.

фективность регистрации γ-квантов с данной энергией и величину поглощения этих же γ-квантов в образце и корпусе детектора. Величина неопределенности этой поправки может достигать десятков процентов, в нашем случае это происходит из-за неточного задания профилей нейтронных пучков в расчетах.

Чтобы снизить влияние систематических погрешностей, была проведена нормировка экспериментальных (наших и литературных) и рассчитанных в TALYS 1.9 величин на сечение наиболее интенсивной γ-линии, регистрируемой для каждой естественной смеси изотопов. Полученные таким образом выходы сравнивались между собой.

В табл. 3–5 представлены выходы γ-квантов, полученные как в нашем эксперименте и других

**Таблица 2.** Значения сечений образования  $\gamma$ -квантов (мб) для наиболее интенсивной  $\gamma$ -линии в спектрах изотопов Ті, Сг и Fe, использованные для вычисления выходов  $\gamma$ -квантов  $Y_{\gamma}$ . Для данных, полученных в экспериментах TANGRA, приведены только статистические ошибки

Истонник	Ti	Cr	Fe
источник	(983.5 кэВ)	(1434.1 кэВ)	(846.8 кэВ)
TALYS 1.9	659.3	750.6	684.5
TANGRA	$524 \pm 3$	$785 \pm 3$	$535 \pm 10$
[29]	$666 \pm 61$		
[19]	$797 \pm 27$		
[20]		$704 \pm 37$	
[30]		$783 \pm 30$	
[31]		$738 \pm 52$	
[18]			$698 \pm 29$

## ДАШКОВ и др.

**Таблица 3.** Характеристики  $\gamma$ -квантов, испускаемых в реакциях (n,  $X_{\gamma}$ ) при облучении титана нейтронами с энергией около 14 МэВ. Измеренные выходы  $Y_{\gamma}$  для  $\gamma$ -квантов с энергией  $E_{\gamma}$  перехода ядра из состояния со спин-четностью  $J_i^P$  в состояние  $J_f^P$  в сравнении с другими экспериментальными данными и расчетами TALYS в выбранном подходе

				$Y_{\gamma}$	, %	
<i>Е</i> <sub>γ</sub> , кэВ	Реакция	$J_i^P \to J_f^P$	TANGRA	[29]	[19]	TALYS 1.9 (DWBA)
			14.1 МэВ	14.5 МэВ	$14.0 \pm 0.5$ МэВ	14.1 МэВ
121.4	$^{48}{ m Ti}(n,p)^{48}{ m Sc}$	$4_1^+ \rightarrow 6_1^+$	$4.5\pm0.2$		$5.8 \pm 0.3$	11.9
130.9	$^{48}{ m Ti}(n,p)^{48}{ m Sc}$	$5_1^+ \rightarrow 6_1^+$	$5.8 \pm 0.2$		$7\pm0.3$	14.0
159.4	<sup>48</sup> Ti( <i>n</i> ,2 <i>n</i> ) <sup>47</sup> Ti	$7/2_1^- \rightarrow 5/2_1^-$	37.8 ± 0.2	$62.7\pm6.7$	$22.5\pm1.1$	31.0
174.3	$^{48}\mathrm{Ti}(n,\alpha)^{45}\mathrm{Ca}$	$5/2_1^- \rightarrow 7/2_1^-$	$65 \pm 0.2$		$1.6 \pm 0.1$	1.2
175.4	${}^{48}\text{Ti}(n,n'){}^{48}\text{Ti}$	$6_2^+ \rightarrow 6_1^+$	0.5 ± 0.2		$3.6 \pm 0.2$	3.6
227.8	${}^{46}{ m Ti}(n,p){}^{46}{ m Sc}$	$3_1^+ \rightarrow 4_1^+$	$2\pm0.3$			1.1
370.3	${}^{48}\text{Ti}(n,p){}^{48}\text{Sc}$	$3_1^+ \rightarrow 4_1^+$	$4.5\pm0.4$			5.7
423.6	<sup>48</sup> Ti( <i>n</i> , <i>n</i> ') <sup>48</sup> Ti	$4_1^- \rightarrow 3_1^-$	$4.8\pm0.4$		$4.1\pm0.2$	1.8
889.3	<sup>46</sup> Ti( <i>n</i> , <i>n</i> ') <sup>46</sup> Ti	$2^+_1 \rightarrow 0^+_{g.s}$	$15.8\pm0.3$	$1.9\pm0.2$		11.7
944.1	<sup>48</sup> Ti( <i>n</i> , <i>n</i> ') <sup>48</sup> Ti	$4_2^+ \rightarrow 4_1^+$	$7.6 \pm 0.2$	$7.1\pm0.9$	$7.6 \pm 0.4$	4.6
983.5	<sup>48</sup> Ti( <i>n</i> , <i>n</i> ') <sup>48</sup> Ti	$2^+_1 \rightarrow 0^+_{g.s}$	100	100	100	100
1037.5	${}^{48}\text{Ti}(n,n'){}^{48}\text{Ti}$	$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	$11.6\pm0.3$		$0.9\pm0.1$	9.6
1048.6	<sup>46</sup> Ti( <i>n</i> , <i>n</i> ') <sup>46</sup> Ti	$3_1^- \rightarrow 4_1^+$	$2.2\pm0.2$			0.2
1091.3	$^{48}\text{Ti}(n,2n)^{47}\text{Ti}$	$3/2_1^- \rightarrow 7/2_1^-$	$41 \pm 0.2$			1.4
1092.7	<sup>48</sup> Ti( <i>n</i> ,2 <i>n</i> ) <sup>47</sup> Ti	$9/2_1^- \rightarrow 7/2_1^-$	4.1 ± 0.2		$4.4\pm0.2$	2.8
1120.6	$^{46}\text{Ti}(n,n')^{46}\text{Ti}$	$4^+_l \rightarrow 2^+_l$	88+02			5.2
1121.1	<sup>50</sup> Ti( <i>n</i> , <i>n</i> ') <sup>50</sup> Ti	$4^+_l \rightarrow 2^+_l$	8.8 ± 0.2			2.7
1284.9	$^{48}\text{Ti}(n,2n)^{47}\text{Ti}$	$11/2_1^- \rightarrow 7/2_1^-$	$2.8\pm0.2$		$1.3 \pm 0.1$	1.6
1312.1	${}^{48}\text{Ti}(n,n'){}^{48}\text{Ti}$	$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	$39.8\pm0.4$	35.7 ± 4.1	$42.6\pm2.1$	41.0
1437.5	<sup>48</sup> Ti( <i>n</i> , <i>n</i> ') <sup>48</sup> Ti	$2^+_2 \rightarrow 2^+_1$	$7.5 \pm 0.2$	7.4 ± 1.1	$6.0 \pm 0.3$	4.8
1542.2	<sup>49</sup> Ti( <i>n</i> , <i>n</i> ') <sup>49</sup> Ti	$11/2_1^- \rightarrow 7/2_1^-$	$2.5\pm0.2$			2.1
1553.8	${}^{50}\text{Ti}(n,n'){}^{50}\text{Ti}$	$2^+_1 \rightarrow 0^+_{g.s}$	$5.5 \pm 0.2$	$0.3 \pm 0.0$		5.5
1750.3	${}^{48}\text{Ti}(n,n'){}^{48}\text{Ti}$	$5^1 \rightarrow 4^+_1$	$3.3 \pm 0.2$	$3.5 \pm 2.0$	$4.0 \pm 0.2$	2.3
2240.4	$^{48}$ Ti( <i>n</i> , <i>n</i> ') <sup>48</sup> Ti	$3_1^+ \rightarrow 2_1^+$	3.4 ± 0.4	$4.8 \pm 0.8$	$2.8\pm0.2$	2.7
2387.3	$^{48}$ Ti( <i>n</i> , <i>n</i> ') <sup>48</sup> Ti	$2^+_4 \rightarrow 2^+_1$	$1.8 \pm 0.2$		$2.2\pm0.2$	1.1

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 10 2021

1442

					$Y_{\gamma}, \%$		
$E_{\gamma}$ , кэВ	Реакция	$J_i^P  o J_f^P$	TANGRA [3]	[20]	[30]	[31]	TALYS 1.9 (DWBA)
			14.1 МэВ	~14 МэВ	14.6 МэВ	14.8 МэВ	14.1 МэВ
124.5	${}^{52}{ m Cr}(n,p){}^{52}{ m V}$	$1_1^+ \rightarrow 2_1, 3_1^+$	$36 \pm 03$				1.0
125.1	${}^{52}{ m Cr}(n,p){}^{52}{ m V}$	$4^{+*} \rightarrow 4^{+*}$	5.0 ± 0.5				1.9
320.1	${}^{52}Cr(n,d) {}^{51}V$	$7/2_1^+ \to 7/2_{g.s.}^-$	$3.2\pm0.4$		$1.8 \pm 0.1$		1.4
647.5	${}^{52}Cr(n,n'){}^{52}Cr$	$4_3^+ \rightarrow 4_2^+$	9.9 ± 0.4	9.0 ± 1.9	$8.9\pm0.6$		4.2
744.2	${}^{52}Cr(n,n){}^{52}Cr$	$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	$11.7 \pm 0.4$	$6.3 \pm 1.3$	9.1 ± 0.6	17.4 ± 3.1	8.1
749.1	${}^{52}Cr(n,2n){}^{51}Cr$	$2_1^+ \rightarrow 7 / 2_{g.s.}^+$	$11.7 \pm 0.4$		$5.4 \pm 0.2$		6.4
935.5	${}^{52}Cr(n,n){}^{52}Cr$	$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	$32.3\pm0.5$	$33.5\pm3.2$	30.3 ± 1.6	$28.6 \pm 4.1$	32.4
1246.3	${}^{52}Cr(n,n){}^{52}Cr$	$5^+_1 \rightarrow 4^+_1$	$5.9\pm0.4$	$1.7\pm0.3$	$5.0\pm0.5$		2.8
1333.6	${}^{52}Cr(n,n){}^{52}Cr$	$5_1^- \rightarrow 4_1^+$	$25.5\pm0.5$	$25.1\pm2.9$	$26.2 \pm 1.4$	$23.5\pm4.2$	20.8
1434.1	${}^{52}{ m Cr}(n,n'){}^{52}{ m Cr}$	$2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$	100	100	100	100	100
1530.7	${}^{52}Cr(n,2n){}^{51}Cr$	$2^+_2 \rightarrow 2^+_1$	$6.9\pm0.3$	$6.6\pm0.9$	$5.1 \pm 0.4$	$10.1 \pm 3.1$	4.1
1727.5	${}^{52}{ m Cr}(n,n'){}^{52}{ m Cr}$	$2^+_3 \rightarrow 2^+_1$	$5.0 \pm 0.3$	$4.5\pm0.9$	$3.3 \pm 0.5$		2.5
2038.2	${}^{52}Cr(n,n){}^{52}Cr$	$3_1^+ \rightarrow 2_1^+$	$2.3\pm0.4$	$1.5 \pm 0.7$			1.5
2337.4	${}^{52}Cr(n,n){}^{52}Cr$	$2^+_4 \rightarrow 2^+_1$	$1.8 \pm 0.4$	$2.1\pm0.9$			2.4

**Таблица 4.** Характеристики  $\gamma$ -квантов, испускаемых в реакциях ( $n, X_{\gamma}$ ) при облучении <sup>52</sup>Cr нейтронами с энергией около 14 МэВ (обозначения см. в табл. 3)

работах, так и из расчетов TALYS 1.9 в разных подходах. Результаты расчетов и экспериментальные данные по выходам ү-линий хорошо согласуются между собой. Наблюдается небольшое систематическое завышение выходов реакций (n, 2n) на железе (переходы 1238.3, 1408.5 кэВ). Хорошее согласие между относительными величинами, выходами ү-линий, полученными в различных экспериментах, при наличии сильного расхождения абсолютных величин, сечений, косвенно подтверждает предполагаемые источники систематических погрешностей. Неверная оценка относительной эффективности регистрации у-квантов или ошибка в оценке поглощения у-квантов образцом привели бы к более существенным по сравнению с наблюдающимся расхождениям выходов, а неправильная оценка количества испущенных источником нейтронов может приводить к отклонению сечений, но не выходов.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены новые экспериментальные результаты по измерению выходов у-квантов, испускаемых в ходе нейтрон-ядерных реакций на <sup>48</sup>Ti, <sup>52</sup>Cr и <sup>56</sup>Fe. Результаты хорошо согласуются с другими экспериментальными данными, за исключением нескольких  $\gamma$ -линий, соответствующих реакциям (n, 2n) на железе. По-видимому, параметры, используемые в TALYS по умолчанию, не позволяют хорошо описать эти реакции, а изменение способа возбуждения низколежащих состояний существенно не меняет ситуацию. В то же время, в TALYS существует возможность подстройки некоторых параметров вычислений под конкретное ядро, в том числе, с целью улучшения описания реакции (n, 2n), в то же время систематического завышения сечений (n, 2n) на хроме и титане не наблюдается.

В рамках данной работы расчеты по модели DWBA, модели СС во вращательном и колебательном подходах проводились при неизменных деформационных и оптических параметрах. Сравнение расчетных величин с экспериментальными и оцененными данными показало, что подход DWBA является наиболее подходящим для <sup>48</sup>Ti и <sup>52</sup>Cr, для

				Υγ, %	
<i>Е</i> <sub>γ</sub> , кэВ	Реакция	$J_i^P  o J_f^P$	TANGRA [4]	[18]	TALYS 1.9 (CC vib.)
			14.1 МэВ	14.5 МэВ	14.1 МэВ
123.5	${}^{56}$ Fe( <i>n</i> , <i>p</i> ) ${}^{56}$ Mn	$5_1^+ \rightarrow 4_1^+$	6 + 1		5.9
126.0	${}^{56}\text{Fe}(n,d){}^{55}\text{Mn}$	$7/2_1^- \to 5/2_{g.s.}^+$	0 ± 1		5.9
212.0	${}^{54}\text{Fe}(n,p){}^{54}\text{Mn}$	$5_1^+ \rightarrow 4_1^+$	$5.9 \pm 0.8$		5.1
212.0	${}^{56}\text{Fe}(n,p){}^{56}\text{Mn}$	$4_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$	J.9 ± 0.8		5.1
335.5	${}^{56}$ Fe( <i>n</i> , <i>p</i> ) ${}^{56}$ Mn	$3_1^+ \rightarrow 2_1^+$	$2.2 \pm 0.8$		1.1
411.9	$^{56}$ Fe( <i>n</i> ,2 <i>n</i> ) $^{55}$ Fe	$1/2_1^- \rightarrow 3/2_1^-$	$5.3 \pm 0.7$	$6.8 \pm 0.8$	6.4
477.2	$^{56}$ Fe( <i>n</i> ,2 <i>n</i> ) $^{55}$ Fe	$7/2_2^- \rightarrow 5/2_1^-$	$4.6 \pm 0.7$	$6.4 \pm 0.9$	3.5
846.8	${}^{56}$ Fe $(n,n')$ ${}^{56}$ Fe ${}^{57}$ Fe $(n,2n)$ ${}^{56}$ Fe	$2_1^+ \to 0_{g.s.}^+$	100	100	100
931.3	${}^{56}\text{Fe}(n,2n){}^{55}\text{Fe}$	$5/2_1^- \to 3/2_{g.s.}^-$	$12.0 \pm 0.8$	$10.7\pm0.9$	17.4
1037.8	${}^{56}\text{Fe}(n,n'){}^{56}\text{Fe}$	$4_2^+ \rightarrow 4_1^+$	$8.2 \pm 0.8$	$6.0\pm0.5$	6.5
1238.3	${}^{56}$ Fe $(n,n')$ ${}^{56}$ Fe ${}^{57}$ Fe $(n,2n)$ ${}^{56}$ Fe	$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	$43.8 \pm 1.1$	$36.0\pm0.2$	48.6
1289.6	$^{56}$ Fe $(n,\alpha)^{53}$ Cr	$7/2_2^- \rightarrow 3/2_{g.s.}^-$	$1.7 \pm 0.5$		1.7
1303.4 1303.4	${}^{56}$ Fe $(n,n')$ ${}^{56}$ Fe ${}^{57}$ Fe $(n,2n)$ ${}^{56}$ Fe	$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	$9.2\pm0.6$	$9.3\pm0.6$	9.4
1316.4	${}^{56}\text{Fe}(n,2n){}^{55}\text{Fe}$	$7/2_2^- \rightarrow 3/2_{g.s.}^-$	$5.6 \pm 0.5$	$6.8\pm0.8$	7.7
1408.1	$^{54}$ Fe $(n,n')^{54}$ Fe	$2^+_1 \rightarrow 0^+_{g.s.}$	$4.0 \pm 0.6$	$30 \pm 0.6$	5.9
1408.5	${}^{56}\text{Fe}(n,2n){}^{55}\text{Fe}$	$7/2_2^- \to 3/2_{g.s.}^-$	4.0 ± 0.0	$5.0 \pm 0.0$	5.6
1670.8	${}^{56}\text{Fe}(n,n'){}^{56}\text{Fe}$	$6^+_2 \rightarrow 4^+_1$	$4.5 \pm 0.5$	$6.9\pm0.7$	5.0
1810.8	${}^{56}\text{Fe}(n,n'){}^{56}\text{Fe}$	$2^+_2 \rightarrow 2^+_1$	$67 \pm 0.5$	$48 \pm 0.6$	3.1
1810.8	${}^{57}\text{Fe}(n,2n){}^{56}\text{Fe}$	$2^+_2 \rightarrow 2^+_1$	0.7 ± 0.5	4.8 ± 0.0	5.1
2113.1	${}^{56}\text{Fe}(n,n'){}^{56}\text{Fe}$	$2^+_3 \rightarrow 2^+_1$	$2.5 \pm 0.7$	$1.9\pm0.6$	1.9
2523.1	${}^{56}\text{Fe}(n,n'){}^{56}\text{Fe}$	$2^+_4 \rightarrow 2^+_1$	$2.5 \pm 0.8$	$2.7\pm0.6$	1.0
2598.5	${}^{56}$ Fe( <i>n</i> , <i>n</i> ') ${}^{56}$ Fe	$3_1^+ \rightarrow 2_1^+$	$3.4 \pm 0.5$	$4.5\pm0.6$	2.1

**Таблица 5.** Характеристики  $\gamma$ -квантов, испускаемых в реакциях ( $n, X_{\gamma}$ ) при облучении железа нейтронами с энергией около 14 МэВ (обозначения см. табл. 3)

<sup>56</sup> Fe была выбрана модель CC с возбуждением колебательных уровней.

Существенного расхождения значений γ-выходов, вычисленных в различных подходах, не наблюдалось.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Быстрицкий В.М., Валкович В., Грозданов Д.Н. и др. // Письма в ЭЧАЯ. 2015. Т. 12. С. 486; Bystritsky V.M., Valković V., Grozdanov D.N. et al. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2015. V. 12. P. 325.

- Ruskov I.N., Kopatch Yu.N., Bystritsky V.M. et al. // Phys. Proc. 2015. V. 64. P. 163.
- Грозданов Д.Н., Федоров Н.А., Копач Ю.Н. и др. // ЯФ. 2020. Т. 83. С. 200; Grozdanov D.N., Fedorov N.A., Kopatch Yu.N. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2020. V. 83. P. 384.
- 4. Fedorov N.A., Grozdanov D.N., Kopatch Yu.N. et al. // Eur. J. Phys. A. 2021. V. 57. P. 194.
- Koning A.J., Rochman D. // Nucl. Data Sheets. 2012. V. 113. P. 2841.
- Koning A.J., Delaroche J.P. // Nucl. Phys. A. 2003. V. 713. P. 231.

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 10 2021

- Raman S., Nestor C.W., Tikkanen P. // Atom. Data Nucl. Data Tabl. 2001. V. 78. P. 1.
- Brown D.A., Chadwick M.B., Capote R. et al. // Nucl. Data Sheets. 2018. V. 148. P. 1.
- Plompen A.J.M., Cabellos O., De Saint Jean C. et al. // Eur. Phys. J. A. 2020. V. 56. P. 181.
- Дюмин А.И., Каминкер Д.М., Попова Г.Н., Смолин В.А. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1972. Т. 36. С. 852; Dyumin A.I., Kaminker D.M., Popova G.N., Smolin V.A. // Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. Ser. 1973. V. 36. P. 771.
- 11. Тутубалин А. И., Ключарев А. П., Божко В. П. и др. // ВАНТ. Сер. Ядерн. конст. 1973. № 11. С. 17.
- 12. Корж И.А., Мищенко В.А., Можжухин Е.Н. и др. // Укр. физ. журн. 1977. Т. 22. С. 87.
- Корж И.А., Мищенко В.А., Можжухин Е.Н. и др. // ЯФ. 1977. Т. 26. С. 1151.
- 14. *El-Kadi S.M., Nelson C.E., Purser F.O. et al.* // Nucl. Phys. A. 1982. V. 390. P. 509.
- Olacel A., Belloni F., Borcea C. et al. // Phys. Rev. C. 2017. V. 96. Art. No. 014621.
- Van Patter D.M., Nath N., Shafroth S.M. et al. // Phys. Rev. 1962. V. 128. P. 1246.
- 17. Lychagin A.A., Simakov S.P., Devkin B.V. et al. // Nucleon Induced Reactions. Proc. V Int. Symp. (Smolenice, 1988). P. 272.
- Negret A., Borcea C., Plompen A.J.M. // Phys. Rev. C. 2013. V. 88. Art. No. 027601.

- Dashdorj D., Mitchell G.E., Becker J.A. et al. // Nucl. Sci. Engin. 2007. V. 157. P. 65.
- Mihailescu L.C., Borcea C., Koning A.J., Plompen A.J.M. // Nucl. Phys. A. 2007. V. 786. P. 1.
- 21. Schmidt D., Mannhart W., Xichao R. // PTB-Neutronenphysik Rep. 2006. № 50. Art. No. 1.
- 22. Pierre C. St., Machwe M. K., Lorrain P. // Phys. Rev. 1959. V. 115. P. 999.
- Christodoulou E.G., Tsirliganis N.C., Knoll G.F. // Nucl. Sci. Engin. 1999. V. 132. P. 273.
- 24. Han Y.L. // Chin. Phys. C. 2004. V. 28. P. 512.
- Лещенко Б.Е., Гуртовой М.Е., Кухленко А.С., Стрижак В.И. // ЯФ. 1972. Т. 15. С. 10; Leshchenko B.E., Gurtovoi M.E., Kukhlenko A.S., Strizhak V.I. // Sov. J. Nucl. Phys. 1972. V. 15. P. 5.
- 26. Schmidt D., Mannhart W. // PTB-Neutronenphysik Rep. 1998. № 31. Art. No. 48S.
- 27. Schmidt D., Mannhart W., Klein H., Nolte R. // PTB-Neutronenphysik Rep. 1994. № 20. Art. No. 158 S.
- 28. http://vniia.ru/eng/production/incl/prospekt\_element\_eng.pdf.
- 29. Simakov S.P., Pavlik A., Vonach H., Hlavac S. Report INDC(CCP)-413. Vienna, 1998. P. 144.
- Obložinský P., Hlaváč S., Maino G., Mengoni A. // Nuovo Cim. A. 1992. V. 105. P. 965.
- Yamamoto T., Hino Y., Itagaki S., Sugiyama. K. // J. Nucl. Sci. Tech. 1978. V. 15. No. 11. P. 797.

## Simulation of 14 MeV neutron scattering by titanium, chrome, and iron using the TALYS code

I. D. Dashkov<sup>*a*, *b*, *d*, \*, N. A. Fedorov<sup>*a*, *b*</sup>, D. N. Grozdanov<sup>*a*, *c*</sup>, Yu. N. Kopach<sup>*a*</sup>, T. Yu. Tretyakova<sup>*a*, *b*, *d*</sup>, I. N. Ruskov<sup>*a*, *c*</sup>, V. R. Skoy<sup>*a*</sup>, S. Dabylova<sup>*a*, *e*</sup>, F. A. Aliev<sup>*a*, *f*</sup>, C. Hramco<sup>*a*, *g*</sup>, N. A. Gundorin<sup>*a*</sup>,</sup>

R. B. Marzhokhov<sup>*a*</sup>, Yu. N. Barmakov<sup>*h*</sup>, E. P. Bogolyubov<sup>*h*</sup>, V. I. Zverev<sup>*h*</sup>

<sup>a</sup>Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

<sup>b</sup>Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

<sup>c</sup>Institute for Nuclear Research and Nuclear Energy of the Bulgarian Academy of Sciences, Sofia, Bulgaria

<sup>d</sup>Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

<sup>e</sup>Gumilyov Eurasian National University, Nur-Sultan, Kazakhstan

<sup>f</sup>Institute of Geology and Geophysics Azerbaijan National Academy of Sciences, Baku, Azerbaijan

<sup>g</sup>Institute of Chemistry of Moldova Academy of Science, Kishinev, Moldova

<sup>h</sup>Dukhov All-Russia Research Institute of Automatics, Moscow, Russia

\*e-mail: daschkov.id15@physics.msu.ru

The TALYS 1.9 software was used to calculate the cross sections of the processes occurring during the scattering of fast neutrons by <sup>48</sup>Ti, <sup>52</sup>Cr, and <sup>56</sup>Fe. Comparison of the model calculations results with experimental data obtained within the framework of the TANGRA project using the method of tagged neutron and with the results of previously published experiments was done. The analysis of the model sensitivity to the choice of the direct reaction mechanism showed that the most informative characteristic from this point of view is the differential cross section of inelastic scattering.

УДК 539.1.08

# РАЗРАБОТКА МЕТОДА ОБРАБОТКИ СЛОЖНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ И ГАММА-СПЕКТРОВ В НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ

© 2021 г. М. В. Желтоножская<sup>1, \*</sup>, В. А. Желтоножский<sup>1</sup>, Д. Е. Мызников<sup>2</sup>, А. Н. Никитин<sup>3</sup>, Н. В. Стрильчук<sup>2</sup>, В. П. Хоменков<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова", физический факультет, Москва, Россия <sup>2</sup>Институт ядерных исследований Национальной академии наук Украины, Киев, Украина

<sup>3</sup>Институт радиобиологии Национальной академии наук Беларуси", Гомель, Беларусь

\**E-mail: zhelton@yandex.ru* Поступила в редакцию 24.05.2021 г. После доработки 01.06.2021 г. Принята к публикации 28.06.2021 г.

Предложен метод обработки сложных рентгеновских и гамма-спектров в области энергий 10–100 кэВ, учитывающий сложность описания рентгеновских линий и обеспечивающий погрешность обработки не более 1%. С его помощью исследованы  $L_X$ -компоненты излучения калибровочного источника <sup>241</sup> Ат. С точностью 1–4% определены выходы основных гамма-квантов.

DOI: 10.31857/S0367676521100276

#### **ВВЕДЕНИЕ**

В результате радиационных аварий в окружающую среду выпало большое количество радионуклидов техногенного происхождения. Значительную радиологическую опасность представляют альфа-нуклиды, связанные с распадом изотопов плутония и <sup>241</sup>Am. Регистрация подобных радионуклидов может проводиться по рентгеновскому характеристическому излучению, сопровождающему распад этих нуклидов [1]. Однако, спектр излучения в этой области энергий (10-30 кэВ) крайне сложный и описывать форму линии в спектре простой функцией Гаусса недостаточно, приходится использовать более сложную функцию, что особенно актуально при небольшой статистике спектра. Кроме того, отличительной особенностью характеристического рентгеновского излучения является наличие нескольких компонент. Например,  $L_{\beta}$ -группа нептуния содержит 6 переходов в диапазоне энергий 16.1-17.8 кэВ. В этой же области находятся L<sub>в</sub>-переходы урана, смещенные на 300 эВ. Фактически в диапазоне 2 кэВ находятся 12 переходов. К тому же в этой же области находится  $K_x$ -излучение, сопровождающее распад <sup>90</sup>Sr и фотовозбуждение циркониевой матрицы [1]. Обработка таких спектров требует создания специального программного кода, учитывающего тот факт, что линии характеристического излучения описываются сверткой распределений Лоренца и Гаусса. В представленной работе нами

представлен метод обработки сложных рентгеновских и гамма-спектров в низкоэнергетической области.

#### МЕТОДЫ И МАТЕРИАЛЫ

Для описания формы пиков после анализа формы гамма-линий в низкоэнергетической области экспериментального спектра (рис. 1) нами используется функция Гаусса с "хвостами":

$$f(i, \boldsymbol{\alpha}) = \begin{cases} \alpha_1 \cdot e^{\frac{\alpha_4(2i-2\alpha_2+\alpha_4)}{2\alpha_3^2}}, & i < \alpha_2 - \alpha_4 \\ \alpha_1 \cdot e^{\frac{-(i-\alpha_2)^2}{2\alpha_3^2}}, & \alpha_2 - \alpha_4 \le i \le \alpha_2 + \alpha_5. \end{cases}$$
(1)  
$$\alpha_1 \cdot e^{\frac{\alpha_5(2\alpha_2 - 2i + \alpha_5)}{2\alpha_3^2}}, & i > \alpha_2 + \alpha_5. \end{cases}$$

Детальное описание участка спектра с пиком приведено на рис. 2.

В некоторых случаях не удается удовлетворительно описать форму пика в спектре функцией (1). Тогда можно создать некую эталонную линию, прообразом которой служит сильная одиночная линия из этого же или подобного спектра. Для этого выделим участок спектра  $\{N_i\}, i_1 \le i \le i_2$ , в котором находится калибровочная линия. Вычтя из него линейный фон, определенный по точкам



**Рис. 1.** Фрагмент области экспериментального спектра в области энергий 10–130 кэВ.

 $i_1$  и  $i_2$ , получаем чистую калибровочную линию  $\{y'_i\}, i_1 \le i \le i_2$ .

Аппроксимируем ее кусочно-непрерывной функцией f'(x'), где каждый участок описывается кубическим сплайном (параметры сплайнов  $c_{ij}$  определяются по стандартной процедуре, описанной, например, в [2]):

$$f'(x') = \begin{cases} \sum_{j=0}^{3} c_{ij} x'^{j}, & i \le x' \le i+1, & i_{1} \le i \le i_{2} \\ 0, & (x' < i_{1}) \bigcup (x' > i_{2}) \end{cases}$$
(2)

Будем считать, что эта функция и есть описание калибровочной линии с амплитудой, положением и полушириной  $\alpha'_1, \alpha'_2, \alpha'_3$ , соответственно, через некоторую эталонную линию T(x):

$$f'(x') = \alpha'_1 \cdot T\left[\frac{x - \alpha'_2}{\alpha'_3}\right],$$
$$x' = \frac{x - \alpha'_2}{\alpha'_3}, \quad x = \alpha'_3 x + \alpha'_2.$$

Тогда: 
$$T(x) = \frac{f'(\alpha'_3 + \alpha'_2)}{\alpha'_1}.$$

Как легко убедиться, функция T(x) нормирована: ее положение равно 0, а амплитуда и полуширина 1. В самом деле, при x = 0  $x' = \alpha'_2$ , при  $x_2 - \alpha'_2$ 

$$x_1 = 1x'_2 - x'_1 = \alpha'_3$$
, a  $T(0) = \frac{f'(\alpha'_2)}{\alpha'_1} = 1$ .

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 10 2021



Рис. 2. Участок спектра с ү-пиком (1) описывается функцией Гаусса с "хвостами" (2) и фоном (3). Составляющие фона: квадратичная функция (4), ступенька (5) и экспоненциальный "хвост" (6). Простая функция Гаусса (7) демонстрирует асимметричность высоко- и низкоэнергетического "хвостов" пика.

Используем эту функцию для описания другой линии с амплитудой, положением и полушириной  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ ,  $\alpha_3$ , соответственно, из участка спектра  $\{N_i\}$ :

$$f(i, \boldsymbol{\alpha}) = \boldsymbol{\alpha}_1 \cdot T\left[\frac{i - \boldsymbol{\alpha}_2}{\boldsymbol{\alpha}_3}\right] = \frac{\boldsymbol{\alpha}_1}{\boldsymbol{\alpha}_1'} f' \left[\frac{\boldsymbol{\alpha}_3'}{\boldsymbol{\alpha}_3}(i - \boldsymbol{\alpha}_2) + \boldsymbol{\alpha}_2'\right].$$

Функция *f* нелинейно зависит от параметров  $\alpha$ . Для ее линеаризации используем разложение в ряд Тейлора в окрестности начальных значений параметров  $\alpha_0$ , оставив только члены первого порядка малости:

$$f(i, \boldsymbol{\alpha}) \approx f(i, \delta \boldsymbol{\alpha}) = \alpha_{01} f(x_0) + f'(x_0) \cdot \delta \alpha_{01} - \frac{\alpha_{01} \alpha'_3}{\alpha'_1 \alpha_{03}} \cdot \frac{\partial f'}{\partial x'} (x'_0) \cdot \delta \alpha_{02} -$$
(3)  
$$- \frac{\alpha_{01} \alpha'_3 (i - \alpha_{02})}{\alpha'_1 \alpha^2_{03}} \cdot \frac{\partial f'}{\partial x'} (x'_0) \cdot \delta \alpha_{03},$$

где

$$x'_{0} = \frac{\alpha'_{3}}{\alpha_{03}}(i - \alpha_{02}) + \alpha'_{2},$$
$$\frac{\partial f'}{\partial x'}(x'_{0}) = \sum_{j=1}^{3} j \cdot c_{kj} \cdot (x'_{0})^{j-1},$$

индекс k определяется условием  $k \le x'_0 \le k + 1$ . Эта линеаризованная функция  $\tilde{f}(i, \delta \alpha)$  используется для подгонки.

Описанная выше процедура используется при обработке гамма-линий, но при обработке выходов характеристического излучения такой подход не полностью описывает форму рентгеновских пиков.

Как известно, форма линии в спектре образуется в результате свертки собственной формы линии с функцией отклика спектрометра (или приборной формой):

$$F(E) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(E')D(E - E')dE'.$$
 (4)

Собственная форма линии описывается функцией Лоренца:

$$G(E) = \frac{\Gamma/2\pi}{(E - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2},$$
(5)

где E — энергия,  $E_0$  — средняя энергия фотона,  $\Gamma$  — ширина линии.

Функция отклика спектрометра D(E) описывается выражением (4) или эталонной линией. Поскольку ширина  $\gamma$ -линий намного меньше  $10^{-2}$  эВ, а ширина приборной линии ~ 1 кэВ, то для  $\gamma$ -линий можно считать собственную форму линии  $\delta$ -функцией, и тогда форма линии в спектре полностью определяется функцией отклика спектрометра.

По-другому обстоит дело с рентгеновскими линиями. Рентгеновские К<sub>х</sub>-линии образуются в результате перехода электронов с L, M, ...-подоболочек при заполнении вакансии в К-оболочке. Ширина этих линий будет равна сумме ширин *К*и *L*, *M*, ...-уровней. Данные о естественных ширинах при возбуждении К, L-уровней приведены в [3] и можно видеть, что для тяжелых элементов собственная ширина *К*<sub>х</sub>-линий достигает 100 эВ и выше. Так как форма функции Лоренца существенно отличается от формы приборной линии, которая приближенно описывается функцией Гаусса, в результате их свертки получается линия, края которой оказываются "затянутыми" по сравнению с приборной линией. В этом случае пренебрежение собственной формой линии приводит при обработке к ошибкам в значении интенсивности ~5%, что недопустимо при хорошей статистике и требованиям к точности обработки ~1%.

Поэтому для обработки рентгеновских пиков выбранная форма приборной линии по формуле (4) численным интегрированием сворачивается с функцией Лоренца соответствующей ширины, которая используется как табличная для обработки гамма-спектров.

При исследовании спектров гамма-лучей в образцах из зон аварии на АЭС в спектрах, как правило, присутствуют  $K_{\alpha}$ -линия урана (рис. 1). Именно  $K_{\alpha 1}$ -линия урана может использоваться в качестве эталонной линии при обработке спектров  $L_{\chi}$ -переходов урана и нептуния.

Калибровка по энергии аппроксимируется квадратичной функцией от номера канала *i*:

$$E(i) = \sum_{j=0}^{2} a_{j} i^{j},$$
 (6)

Коэффициенты  $a_j$  определяются по нескольким линиям с известной энергией. Если задается две линии, проводится линейная калибровка, а если одна — то считается, что E(0) = 0.

При изотопном анализе спектра задаются два параметра:  $\Delta E$  (кэВ) — ширина интервала по энергии, и  $I_{min}$  (%) — порог интенсивности линии. Затем линии с интенсивностью выше пороговой из базы данных по изотопам сравниваются по энергии со всеми обнаруженными в спектре линиями. Если линия, принадлежащая какому-то изотопу, в пределах интервала  $\Delta E$  совпадает по энергии с любой линией в спектре, рейтинг этого изотопа повышается на 1, а если такой линии в спектре нет — понижается на 2. Таким образом, с помощью простой процедуры можно оценить изотопный состав спектра с градацией по вероятности присутствия изотопов.

Абсолютная эффективность регистрации гамма-квантов  $\varepsilon(E)$  является одной из главных характеристик спектрометра, которая осуществляется по одной из двух формул:

$$\ln \varepsilon(E) = \sum_{j=0}^{m} a_j (\ln E)^j \quad [4]$$

либо

$$\varepsilon(E) = \sum_{j=1}^{3} a_{2j-1} e^{-a_{2j}E} + a_7 E^{-a_8} \quad [5]$$
(8)

здесь Е – энергия в кэВ.

Параметры кривой эффективности определяются при измерении спектров калибровочных источников, в которых интенсивности гаммаквантов измерены с точностью лучше 2% [6]. Если используются данные для нескольких калибровочных источников, то минимизируется следующая функция:

$$S(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = \sum_{i=1}^{N} \sum_{k=1}^{n_i} w_{ik} \left( f(E_{ik}) - b_i \varphi_{ik} \right)^2,$$
(9)

где  $n_i$  — количество линий *i*-го изотопа, N — количество изотопов, f — функция калибровки (7) или (8),  $E_{ik}$  — энергия k-й линии *i*-го изотопа,  $b_i$  — весовой коэффициент *i*-го изотопа,  $\phi_{ik}$  — для функции (7) это логарифм отношения измеренной и табличной интенсивностей k-й линии *i*-го изотопа и просто отношение для функции (8). Коэффициенты  $w_{ik}$  обратно пропорциональны сумме квадратов относительных погрешностей измеренной и табличной интенсивностей линии (для функции (7)) либо абсолютных погрешностей



**Рис. 3.** Участок спектра распада  $^{241}$ Am (слева); пример обработки  $L_{\beta}$ -группы (справа).

(для функции (8)). Весовой коэффициент первого изотопа  $b_1$  полагается равным единице. Функция калибровки (7) нелинейна по **a**, поэтому она линеаризуется заменой **a**  $\rightarrow$  **a**<sub>0</sub> +  $\Delta$ **a** и разложением в ряд Тейлора до членов первого порядка малости в окрестности начальных значений **a**<sub>0</sub>.

Если мы продифференцируем функцию (9) по **a**, **b** и приравняем производные к 0, то в результате получим систему линейных уравнений:

$$\mathbf{M} \begin{pmatrix} \mathbf{a} \\ \mathbf{b} \end{pmatrix} = \mathbf{Y}.$$
 (10)

Отсюда можно определить параметры калибровки  $a_i$  и относительные активности изотопов  $b_i$ ,

а если известна абсолютная активность одного из изотопов, то можно получить абсолютную кривую эффективности регистрации гамма-квантов.

При измерении активности в образцах если гамма-переходы близки по энергии, то погрешность относительной эффективности регистрации для двух различных, но близких по энергии гамма-переходов значительно ниже погрешностей отдельно взятых коэффициентов эффективности регистрации гамма-переходов. При использовании для кривой эффективности функции (8) относительная погрешность  $\delta\eta$  будет равна абсолютной погрешности  $\Delta(\ln \eta)$ :

$$\Delta \ln \frac{\varepsilon_k}{\varepsilon_l} = \sqrt{S_0 \cdot \sum_{i,j=0}^m M_{ij}^{-1} \cdot \left[ (\ln E_k)^i - (\ln E_l)^i \right] \cdot \left[ (\ln E_k)^j - (\ln E_l)^j \right]}, \tag{11}$$

где  $E_k$  и  $E_l$  – энергии гамма-переходов,  $S_0$  – минимизированное значение функции (9),  $M_{ij}^{-1}$  – элементы матрицы, обратной матрице **M** (10), определяющие вариации и ковариации параметров калибровки **a**. Из выражения (9) можно сделать вывод, что чем ближе по энергии находятся гамма-переходы  $E_k$  и  $E_l$ , тем погрешность отношения  $\eta = \varepsilon_k/\varepsilon_l$  будет меньше. Из-за взаимной корреляции параметров калибровки **a** относительная погрешность также уменьшается.

Изотопы <sup>241</sup>Am, <sup>182</sup>Ta и <sup>152, 154, 155</sup>Eu часто используются в качестве калибровочных источников для построения кривой эффективности спектрометров. Они позволяют получить калибровку в диапазоне энергий от 10 до 1600 кэВ. Основные исследования по определению активности изотопов плутония и америция проводятся в низкоэнергетической области, где изучаются как γ-переходы, так и характеристическое излучение [7]. Поэтому большое внимание нами было уделено

калибровке именно в области 10-60 кэВ. Для этой области энергий изотоп <sup>241</sup>Ат является важным калибровочным источником. Однако результаты измерения  $L_{\rm X}$ -излучения, сопровождающего распад <sup>241</sup>Ат, приведенные в работе [7], существенно (на 4–6% для групп  $L_{\beta}$  и  $L_{\gamma}$ ) отличаются от данных справочника [8], который является одним из основных в у-спектроскопии. Поэтому нами были проведены тщательные измерения ОСГИ <sup>241</sup>Ат на Si(Li)-спектрометре с энергетическим разрешением 150 эВ на  $K_{\rm X}$ -излучении Fe и обработаны результаты измерений с помощью вышеописанного метода, результаты которых подтвердили данные работы [7]. Нами были получены интенсивности более 30 L<sub>x</sub>-линий, некоторые из них выделены впервые (рис. 3 и табл. 1).

По результатам полученных данных была проведена калибровка Si(Li)-спектрометра по эффективности, приведенная на рис. 4. Высокая точность измерения интенсивности  $L_X$ -излучения и гладкий ход кривой эффективности позво-

	П		-	I, %
Линия	Переход	Е, КЭВ	наши данные	данные работы [4]
$L_1$	L3-M1	11.87	0.864 (11)	0.864 (12)
$L_{\mathrm{t}}$	L3-M2	12.24	0.017 (1)	
	L3-M3	13.18	0.044 (8)	
$L_{\alpha 2}$	L3-M4	13.76	1.33 (5)	1.15 (5)
$L_{lpha 1}$	L3-M5	13.95	11.66 (12)	11.88 (11)
$L_{lpha}$		13.90	13.03 (13)	13.03 (13)
$L_{\eta}$	L2-M1	15.85	0.374 (6)	0.369 (12)
$L_{\beta 6}$	L3-N1	16.11	0.218 (4)	0.246 (8)
	L2-M2	16.23	0.050 (2)	
	L3-N2	16.28	0.011 (2)	
	L3-N3	16.53	0.019 (2)	
	L1-M1	16.69	0.012 (3)	
$L_{\beta 15}$	L3-N4	16.79	0.157 (6)	[0.12 (6)]
$L_{\beta 2}$	L3-N5	16.84	2.65(3)	2.59 (7)
$L_{eta4}$	L1-M2	17.06	1.74 (2)	1.76 (4)
	L2-M3	17.16	0.056 (4)	
$L_{ m eta7}$	<i>L</i> 3- <i>O</i> 1	17.27	0.022 (2)	[0.20 (3)]
$L_{\beta 5}$	<i>L</i> 3- <i>O</i> 4.5	17.51	0.435 (14)	0.465 (15)
	L3-P4.5	17.60	0.244 (20)	
$L_{\beta 1}$	<i>L</i> 2- <i>M</i> 4	17.75	11.25 (13)	11.60 (16)
$L_{\beta 3}$	L1-M3	17.99	1.217 (16)	1.222 (25)
$L_{\beta 10}$	<i>L</i> 1- <i>M</i> 4	18.58	0.084 (3)	0.075 (10)
$L_{\beta 9}$	L1-M5	18.76	0.103 (3)	0.108 (11)
$L_{eta}$		17.54	18.64 (14)	18.39 (19)
$L_{\gamma 5}$	L2-N1	20.10	0.106 (4)	0.121 (8)
$L_{\gamma 1}$	L2-N4	20.78	2.88 (4)	2.84 (6)
$L_{\gamma 2}$	L1-N2	21.10	0.15 (2)	
$L_{\gamma 8}$	L2-01	21.26	0.37 (5)	0.452 (13)
$L_{\gamma 3}$	L1-N3	21.34	0.46 (1)	0.47 (3)
$L_{\gamma 6}$	<i>L</i> 2- <i>O</i> 4	21.49	0.52 (2)	0.60 (4)
-	L2-P1	21.55	0.038 (6)	
	<i>L</i> 2- <i>P</i> 4	21.59	0.020 (4)	
$L_{\gamma 4}$	L1-02.3	22.20	0.198 (8)	0.197 (11)

22.40

22.01

**Таблица 1.** Интенсивности  $L_X$ -линий из спектра распада <sup>241</sup>Am

*L*1-*P*2.3

 $L_{\gamma}$ 

 $L_{total}$ 

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 10 2021

0.042 (8)

4.78 (7)

37.34 (24)

[0.058 (6)]

4.74 (8)

37.39 (24)



**Рис. 4.** Кривая относительной эффективности регистрации Si(Li)-спектрометра. Сплошная линия – по нашим данным, пунктирная – по данным [8].

ляет для гамма-переходов, смещенных по энергии на  $1-2 ext{ $\kappa$}$  в определять погрешность с точностью  $\leq 0.5\%$ .

Если же проводятся измерения  $\gamma$ - и  $K_{\rm X}$ -линий, смещенных по энергии друг от друга на десятки и более кэВ, то погрешность коэффициентов эффективности регистрации этих переходов составляет ~1%.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан метод обработки сложных рентгеновских и гамма-спектров в области энергий 10— 100 кэВ. Предлагаемый метод учитывает сложность описания рентгеновских линий и обеспечивает погрешность обработки ≤1%. Для реализации метода разработан программный код, который производит набор одиночных и двумерных спектров гамма-лучей, позволяет обрабатывать одновременно несколько гамма-спектров, совместим с форматами Ortec и Canberra. Также с помощью разработанного кода можно рассчитывать и сохранять в файле спектра калибровки по энергии, форме линии и эффективности, проводить по результатам обработки изотопный анализ. Форма линии в программном коде описывается либо модифицированной функцией Гаусса с "хвостами", либо функцией Лоренца или табличной линией. Результаты анализа спектров можно экспортировать в текстовый формат для последующей обработки в программах численного анализа данных и научной графики. С помощью разработанного программного кода исследованы  $L_X$ -излучения калибровочного источника <sup>241</sup>Ат. С точностью 1–4% определены выходы основных гамма-квантов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и БРФФИ (проект № 20-57-00009).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Zheltonozhskaya M.V., Zheltonozhsky V.A., Vlasova I.E. et al. // J. Environ. Radioact. 2020. V. 225. Art. No. 106448.
- 2. Волков Е.А. Численные методы. Уч. пособ. для инж.-техн. спец. вузов. Санкт-Петербург: Лань, 2008. 248 с.
- 3. *Debertin K., Helmer R.G.* Gamma and X-ray spectrometry with semiconductor detectors. Amsterdam: Elsevier Sci. Publ., 1988.
- Gray P.W., Ahmad A. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 1985. V. 237. P. 577.
- McNelles L.A., Campbell J.L. // Nucl. Instrum. Meth. 1973. V. 109. P. 241.
- 6. Вишневский И.Н., Желтоножский В.А., Саврасов А.Н. и др. // Вопр. атомн. науки и техн. Сер. физ. ядерн. реакт. 2015. № 1. С. 79.
- Lepy M.C., Duchemin B., Morel J. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 1994. V. 353. P. 10.
- 8. *Lederer C.M., Shirley V.S.* Table of isotopes. New York, 1979.

# Development of method for processing complex X-ray and gamma spectra in low energy area

# M. V. Zheltonozhskaya<sup>*a*, \*</sup>, V. A. Zheltonozhsky<sup>*a*</sup>, D. E. Myznikov<sup>*b*</sup>, A. N. Nikitin<sup>*c*</sup>, N. V. Strilchuk<sup>*b*</sup>, V. P. Khomenkov<sup>*b*</sup>

<sup>a</sup>Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, 119991 Russia <sup>b</sup>Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kiev, 03680 Ukraine <sup>c</sup>Institute of Radiobiology of the National Academy of Sciences of Belarus, Gomel, 246007 Belarus \*e-mail: zhelton@yandex.ru

A method for processing complex X-ray and gamma-spectra in the 10–100 keV energy range is proposed. It considers the complexity of describing X-ray lines and providing a processing error of  $\leq 1\%$ . It was used to study the  $L_X$ -radiation of the <sup>241</sup>Am calibration source. The yields of the main gamma quanta are determined with an accuracy of 1–4%.

УДК 539.17

## НОВЫЕ РАДИОНУКЛИДЫ ДЛЯ ПЕРСОНАЛИЗИРОВАННОЙ МЕДИЦИНЫ

# © 2021 г. В. И. Жеребчевский<sup>1,</sup> \*, И. Е. Алексеев<sup>2</sup>, Т. В. Лазарева<sup>1</sup>, Н. А. Мальцев<sup>1</sup>, Д. К. Наурузбаев<sup>1</sup>, Д. Г. Нестеров<sup>1</sup>, Н. А. Прокофьев<sup>1</sup>, А. Р. Рахматуллина<sup>1</sup>, С. Ю. Торилов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Санкт-Петербургский государственный университет", Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>Акционерное общество "Радиевый институт имени В.Г. Хлопина", Санкт-Петербург, Россия

\**E-mail: v.zherebchevsky@spbu.ru* Поступила в редакцию 24.05.2021 г. После доработки 01.06.2021 г. Принята к публикации 28.06.2021 г.

Представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований функций возбуждения ядерных реакций с мишенями <sup>117</sup>Sn и <sup>119</sup>Sn в диапазоне энергий протонов 6–18 МэВ. Для этих реакций получены сечения образования радионуклидов сурьмы – перспективных радионуклидов для эффективной ранней диагностики и лечения различных онкологических заболеваний и проанализированы механизмы протекания таких реакций.

DOI: 10.31857/S0367676521100288

#### введение

Сегодня такая болезнь, как рак, является одной из самых распространенных в мире, и эффективные способы борьбы с ним включают в себя большой арсенал как диагностических, так терапевтических методик. Если врачам удается диагностировать онкологические процессы в организме на самых ранних стадиях их возникновения, то диагноз – рак, не является приговором. Возникает вопрос, как же диагностировать эту болезнь на таких стадиях, когда явных симптомов у человека может и не быть. Для решения данной задачи применяются новейшие методики и технологии в области ядерной медицины с использованием радиоактивных изотопов различных элементов. Человеку в организм вводят фармацевтический препарат, в котором находится радиоактивный изотоп (радионуклид) – радиофармпрепарат. Радиофармрепарат может накапливаться в организме в определенных органах, тканях и т.д., и в особенности в новообразованиях, содержащих раковые клетки. Далее, с помощью гамма-камеры (Однофотонная Эмиссионная Компьютерная Томография – ОФЭКТ) или Позитронно-Эмиссионного Томографа (ПЭТ) детектируется распределение этого препарата в организме, а также визуализируется его участие в различных биологических процессах. Затем делается вывод о наличии и характере протекания выявляемого онкологического заболевания [1]. В связи с этим большое значение придается ранней

диагностике и последующему лечению различных опухолевых образований. с уменьшением побочных эффектов. Аналогичным образом, применяя радиофармпрепараты терапевтической направленности, можно проводить лечение данных заболеваний. Для повышения терапевтической эффективности современная ядерная медицина использует персонализированный подход, когда радиофармпрепарат (содержащий определенный радионуклид) целенаправленно доставляется к пораженному опухолью органу. Радиофармпрепараты представляют собой сложные молекулярные конструкции на основе моноклональных антител, пептидов, олигонуклеотидов, белков, наночастиц, полимеров. В такие молекулярные конструкции интегрируются радиоактивные изотопы, обладающие способностью излучать α, β-частицы, конверсионные и Оже-электроны. При использовании в методах направленной терапии радионуклидов – альфа-излучателей, существенным недостатком является наличие ядер отдачи, возникающих при альфа-распаде. Ядра отдачи (кинетическая энергия порядка 100-120 кэВ) могут разрушить как саму молекулу-носитель, так и повреждать находящиеся рядом молекулы ралиофармпрепаратов (в среднем может быть уничтожено до 10 молекул пептида). Что касается радионуклидов бета-излучателей, то влиянием ядер отдачи, возникающих при бета-распаде, можно пренебречь из-за их малой кинетической энергии. Однако наличие электронов разных энергий, дающих сплошной бета спектр, затрудняет определение дозовых нагрузок и тем самым вносит значительную неопределенность в процесс оптимального планирования лечения [2].

Поэтому необходимо найти более эффективные радионуклиды для их применения в направленной терапии онкологических заболеваний. Решение данной проблемы заключается в том, что предполагается использовать радионуклиды излучающие Оже-электроны [3]. Такие электроны имеют дискретный спектр, в процессе их испускания отсутствуют ядра отдачи, пробег Оже-электронов в органах и тканях составляет всего несколько микрон. и главное, они обладают довольно высокой линейной энергией переноса. Это позволяет использовать Оже-электроны для эффективного уничтожения раковых клеток с помощью двойного разрыва молекул ДНК в методах направленной терапии, с минимальным воздействием на здоровые органы. В представленной работе рассмотрены перспективные для использования в методах ядерной медицины радионуклиды <sup>119</sup>Sb и <sup>117</sup>Sb, испускающие Оже-электроны L-серии с энергией 2.95 кэВ. а также Оже-электроны К-серии с энергией 21 кэВ. Отметим, что интенсивность испускания электронов (число испущенных электронов на 100 распадов) у этих радионуклидов несколько различается. В случае ядра <sup>119</sup>Sb интенсивность составляет 147.1 для электронов *L*-серии, и 11.9 для электронов *К*-серии [4]. В случае ядра <sup>117</sup>Sb интенсивность составляет 94.5 для электронов *L*-серии и 13.4 для электронов *К*-серии [4]. Радионуклид <sup>117</sup>Sb испускает также гамма-кванты с энергией 158.5 кэВ, интенсивностью (число квантов на 100 распадов) – 85.9 [4]. Такая энергия у-квантов оптимальна для прохождения сквозь органы и ткани. В итоге регистрация указанных у-квантов с применением однофотонной эмиссионной томографии (например, широко используемый в ОФЭКТ радионуклид <sup>99m</sup>Tc имеет практически похожую энергию квантов, регистрируемых гамма-камерой – 140.5 кэВ) позволит получить картину распределения данного нуклида в организме, с высоким пространственным разрешением. Таким образом, мы получаем возможность объединить новейшие методы визуализации и радионуклидной терапии – тераностика (неологизм, возникающий в результате терапии, основанной на диагностике), способную дать отличный результат с минимальными побочными эффектами для лечения и диагностики онкологических заболеваний.

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА. СОЗДАНИЕ НОВОЙ СИСТЕМЫ МОНИТОРИНГА НАГРЕВА МИШЕНЕЙ

Важным фактором, составляющим прикладную ценность представленной работы, является модернизация используемого в работе мишенного комплекса. В данный комплекс входит мишенное устройство (мишенный узел) специально сконструированное для выбора оптимальных режимов облучения различных твердотельных мишеней [5]. Дело в том, что как для фундаментальных исследований ядерных реакций, так и для производства радионуклидов, зачастую используют мишени в твердом состоянии. Основным требованием и критерием выбора материала мишени и контейнера (в котором находится мишень) является их способность не подвергаться разрушениям в результате ядерной реакции. Очень важна стоимость и доступность материалов для изготовления мишеней. При изготовлении мишеней для ускорителей заряженных частиц, часто используют материалы в виде фольги либо пленок, расположенных на соответствующей подложке и помещенных в специально охлаждаемые контейнеры. Основные способы снижения нарабатываемых в мишенях примесных радионуклидов – это выбор оптимальных параметров облучения, адекватное охлаждение мишени и контейнера, радиохимическая обработка и методы очистки.

Проведенный анализ используемых в настоящее время ядерных реакций с мишенями Ag, Cd, Cu, Fe, а также с облучением высокообогащенных оловянных мишеней с целью изучения функций возбуждения ядерных реакций: <sup>117</sup>Sn(p,n)<sup>117</sup>Sb и <sup>119</sup>Sn(p,n)<sup>119</sup>Sb позволил выявить типичные ограничения для их эффективного проведения: а) сильный нагрев мишени; б) разрушение подложки мишени при использовании тонких фольг; в) потери стартового сырья и ухудшение его качества при последующей регенерации изотопных мишеней; г) высокая трудоемкость. Для устранения всех перечисленных трудностей была проведена модернизация мишенного узла.

Мишенный узел состоит из восьми частей и ряда вспомогательных устройств: 1) Стыковочный модуль, используется для присоединения мишенного узла к ионопроводу ускорителя; 2) графитовый коллиматор (диаметр внутреннего канала может варьироваться до 9 мм); 3) система охлаждения основных модулей мишенного узла с соответствующей холодильной системой, а также системой подачи и распределения теплоносителя; 4) шлюзовой модуль, отделяющий высоковакуумный объем ионопровода от объема мишенного узла. Модуль электрически изолирован от ионопровода и имеет защитную металлическую фольгу. Толщина, и материал фольги выбираются в зависимости от условий эксперимента. В представленной работе для прецизионных исследований максимума функции возбуждения ядерных реакций:  ${}^{117}$ Sn(p,n) ${}^{117}$ Sb и  ${}^{119}$ Sn(p,n) ${}^{119}$ Sb (теоретические расчеты показали область максимума 1114 МэВ) использовалась тонкая алюминиевая фольга 30 мкм с целью минимизации энергетических потерь пучка протонов. Соответствующие расчеты энергетических потерь пучка протонов циклотрона МГЦ-20 (Радиевый институт; предельная энергия ускоренных протонов — 14 МэВ) показывают, что при энергии пучка в 14 МэВ теряется всего 200 кэВ. Это дает основания проводить эксперименты с исследованием области максимума функции возбуждения ядерных реакций, изучаемых в данной работе; 5) гелиевая камера, предназначена для охлаждения фронтальной части мишени; 6) модуль держателя мишеней, в который вставляется контейнер с мишенями. Контейнер изготовлен из тантала толщиной 400 мкм и диаметром 10 мм, в его углублении помещаются твердые мишени. Охлаждение контейнера происходит с помощью тонких и интенсивных струй воды, с использованием системы сопел малого диаметра 7) система мониторинга тока пучка заряженных частиц на мишени; 8) система мониторинга температуры нагрева мишени. Что касается системы мониторинга нагрева мишеней, то исходя из уже имеющегося опыта экспериментальной работы, данная система была модернизирована с учетом особенностей работ в условиях повышенных радиационных нагрузок и увеличения интенсивности пучков протонов. Была разработана и протестирована на пучках протонов циклотрона МГЦ-20 новая система контроля нагрева мишеней, основным элементом которой являлись термопарные сенсоры (медь-константан) с уменьшенным диаметром спая и схемой компенсации шумов и электрических наводок. Сенсоры были вмонтированы в торцевые части танталовой подложки держателя мишеней, а дополнительный термоконтакт с подложкой осуществлялся за счет добавления термопасты. Была также модернизирована системе сбора и обработки информации с сенсоров. В ходе облучения проводился "on-line" контроль температуры нагрева мишеней (отработка технологии облучения для проведения экспериментальных исследований в рамках работы), как со старой системой мониторинга нагрева мишеней, так и с уже модернизированная системой контроля нагрева мишеней.

Так как главная задача мишенного узла — это отвод тепла, генерируемого в мишени интенсивными пучками заряженных частиц, то был сделан анализ различных вариантов охлаждения мишеней и были выбраны параметры системы охлаждения мишеней. В ходе проведенной модернизации мишенного узла была проведена замена охлаждающей жидкости. Вместо воды применялась спиртосодержащая жидкость (64% спирт и дистиллированная вода). Это дало возможность проводить испытания с пониженной температурой охлаждающей жидкости вплоть до 10°С. Также за счет использования новой системы рециркуляции

был заметно увеличен поток этой жидкости через сопла. Была проверена работоспособность данного мишенного узла на специально созданном в СПбГУ экспериментальном стенде. В итоге удалось получить основные рабочие параметры мишенного узла: расход охлаждающей жидкости, скорость ее потока, давление жидкости, давление гелия в гелиевой камере, а также проверить различные температурные режимы.

В дальнейшем предполагается эксплуатация данного модернизированного мишенного узла на высокоинтенсивных пучках заряженных частиц не только для проведения исследований в области ядерных реакций, но и для наработки радионуклидов, применяемых в медицинских технологиях.

Одним из широко используемых методов для определения сечений ядерной реакции и получения ее функции возбуждения, является "метод набора фольг". В этом методе мишени (обычно тонкие фольги) для исследования соответствующих функций возбуждения ядерных реакций (в нашем случае мишени облучаются протонами с вылетом нейтронов в выходном канале) помещаются одна за другой, причем между ними размещаются мишени, являющиеся мониторами пучка и поглотителями его энергии [6]. Таким образом, весь используемый набор фольг облучаются одновременно. За счет потерь энергии при прохождении частиц пучка сквозь такой набор фольг, можно получить функцию возбуждения в широком диапазоне, как энергий, так и сечений. Потери энергии частиц пучка обычно определяются из расчетов и моделирования (в данной работе для расчета энергетических потерь использовались программы SRIM [7] и GEANT 4 [8]). Однако этот способ имеет ряд недостатков, особенно в случаях, когда мишени содержат примеси, и когда они недостаточно хорошо охлаждаются. Поэтому, дополнительно к расчетам и моделированию, в экспериментальных исследованиях добавляется методика, основанная на использовании мониторных фольг для определения энергии пучка. В качестве мониторных фольг выбираются такие, у которых изотопный состав, вступающий в ядерную реакцию, имеет хорошо исследованную функцию возбуждения. Измеряя наработанную активность в конкретной мониторной фольге и определяя тем самым сечение данной ядерной реакции, можно по известной функции возбуждения восстановить энергию, соответствующую этому сечению и определить энергию после прохождения этой фольги. Аналогичным способом можно измерить еще одну важную характеристику пучка, необходимую для точного определения сечения ядерной реакции, это ток пучка.

Существует несколько факторов, которые приводят к ошибкам в экспериментальных исследованиях функций возбуждения ядерных реакций.

Наиболее важными систематическими ошибками при определении сечения и соответствующей энергии частиц являются: а) неправильная оценка тока пучка; б) неопределенности в оценке энергетических потерь при прохождении частиц пучка через все мишени из набора фольг. Самый простой способ определения тока пучка — это измерения заряда, индуцированного в цилиндре Фарадея этим пучком. Однако испускание вторичных электронов или ионов может вызвать довольно существенную ошибку в определении индуцированного заряда и, в итоге, тока пучка. Поэтому использование мониторных фольг и мониторных реакций (реакций, сечения которых хорошо известны в интересующей нас области энергий) с прецизионными измерениями наработанной активности дают гораздо меньшую ошибку в определении тока пучка. К тому же, если в мониторной фольге присутствует несколько изотопов (причем изотопы могут быть совершенно разных элементов), то, исследуя выходной канал, соответствующий определенной мониторной реакции на этих разных изотопах, можно одновременно получить данные и о токе пучка, и об энергии пучка на этой фольге. Мониторная реакция должна удовлетворять следующим условиям: а) сечения мониторных реакций должны быть известны в широком диапазоне энергий налетающих частиц; б) функция возбуждения мониторных реакций должна плавно изменяться с увеличением энергии частиц. Реакций, которые имеют узкий резонанс(ы) следует избегать; в) воздействие вторичных частиц, вызванных первичной реакцией, должно быть небольшим; г) период полураспада продукта реакции не должен быть слишком коротким или очень большим по сравнению со временем облучения; д) физические свойства мишени должны оставаться постоянными в процессе облучения. Материалов с низкой температурой плавления следует избегать; е) продукты реакции должны оставаться в материале мишени во время и после облучения; ж) при измерениях активности продуктов реакции(ий) не должно возникать больших ошибок.

Поэтому в представленной работе с использованием метода набора фольг была проведена серия предварительных экспериментов для выбора окончательной методики проведения экспериментов с высокообогащенными мишенями Sn. Также проводились исследования нагрева материала мишеней и соответствующего их охлаждения с помощью модернизированного мишенного узла для последующих прецизионных измерений сечений ядерных реакций:<sup>117</sup>Sn(p,n)<sup>117</sup>Sb и <sup>119</sup>Sn(p,n)<sup>119</sup>Sb.

В первой фазе экспериментальных исследований использовались медные фольги (natCu – естественное содержание изотопов меди <sup>63</sup>Cu, <sup>65</sup>Cu), титановые фольги и фольги из нержавеющей стали с высоким содержанием железа в них и низким содержанием никеля (70% Fe; 25% Cr; 5% Ni) [5]. Был выявлен ряд недостатков при работе с данным набором фольг: испарение наработанных радионуклидов из медных мишеней, а также недостаточное количество данных по сечениям для функции возбуждения реакций с образованием исследуемых радионуклидов. После анализа проведенных экспериментов было принято решение использовать охлажденный гелий при повышенном давлении (при температуре +17°С и давлении 1.5 атм). Это дало возможность реализовать поверхностное охлаждение лицевой части мишеней и обеспечить оптимальный прижим всего набора фольг к охлаждаемой подложке мишенного узла. Для решения второй проблемы были выбраны мониторные фольги из нержавеющей стали с повышенным изотопным содержанием хрома и никеля.

На второй фазе экспериментальных исследований использовались фольги из нержавеющей стали следующего состава: Fe -60%, Cr -20%, Ni -20%. Изучались мониторные реакции: a)  ${}^{56}$  Fe(*p*,*n*) ${}^{56}$  Co; б)  ${}^{52}$ Cr(*p*,*n*)  ${}^{52}$ Mn; в)  ${}^{58}$ Ni(*p*, {}^{4}He)  ${}^{55}$ Co. После анализа активностей наработанных изотопов <sup>56</sup>Co, <sup>52</sup>Mn, <sup>55</sup>Со удалось идентифицировать с хорошей точностью ток пучка на мишенях, что в пределах ошибки совпало с результатами измерений тока пучка на пробниках циклотрона. Также, используя функции возбуждения этих мониторных реакций, удалось определить энергию пучка на данных фольгах. Расхождения с энергиями, полученными из расчетов и моделирования с применением программ SRIM и GEANT 4, составили 120 кэВ. Таким образом, был сделан выбор в пользу данных фольг для использования их в качестве мониторных в основном эксперименте с облучением высокообогащенных (более 85%) оловянных мишеней: <sup>117</sup>Sn и <sup>119</sup>Sn.

На третьей фазе экспериментальных исследований использовались фольги из Cd с целью определения оптимальных параметров охлаждения мишеней. Диаметр кадмиевых мишеней составлял 11 мм при их толщине 190 мкм. Были проведены измерения нагрева этих мишеней с "on-line" мониторингом нагрева танталовой подложки, в которую такие кадмиевые мишени были вставлены. Перед началом измерений проводилось моделирование условий нагрева танталовой подложки и были сделаны оценки температуры нагрева (верхний лимит по нагреву) данной подложки. При ее толшине равной 400 мкм. диаметре пучка 9 мм нагрев (с учетом только теплопроводящих потерь) составил  $T = 95.4^{\circ}$ С для тока пучка 5 мкА и  $T = 110^{\circ}$ С для тока пучка 6 мкА. Результаты измерения нагрева танталовой подложки и соответственно фиксируемых в ней Cd мишеней представлены на рис. 1 для тока пучка 5 мкА (на рис. 1 временной интервал нагрева от 0 до 2180 с) и 6 мкА (на рис. 1



**Рис. 1.** Нагрев мишеней при облучении их протонами 14 МэВ и током 5 (временной интервал нагрева от 0 до 2180 с) и 6 мкА (временной интервал нагрева от 2180 до 12200 с).

временной интервал нагрева от 2180 до 12200 с). Резкие выбросы на температурном распределении в сторону уменьшения соответствующих показаний термопарных сенсоров (см. рис. 1) объясняется кратковременным сбросом пучка на пробники циклотрона и отсутствием его на мишенях и подложке. Из распределения, представленного на рис. 1, видно, что для тока пучка 5 мкА в среднем нагрев мишеней составил 30.5°C, а для тока пучка 6 мкА средний нагрев мишеней составил 39.2°С. Это показывает, что до верхнего предела по нагреву мишеней еще очень далеко и говорит об отличном охлаждении всей мишенной сборки. Таким образом, появилась возможность контролировать нагрев мишеней on-line, и была отработана вся методика охлаждения мишеней.

#### ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ С ОБРАЗОВАНИЕМ РАДИОНУКЛИДОВ СУРЬМЫ В ВЫХОДНЫХ КАНАЛАХ

В данной работе проводились эксперименты с использованием высокообогащенных мишеней <sup>117</sup>Sn и <sup>119</sup>Sn (обогащение 85.5%) и пучком протонов до 14 МэВ. Исследовались функции возбуждений реакций: <sup>119</sup>Sn(p,n)<sup>119</sup>Sb и <sup>117</sup>Sn(p,n)<sup>117</sup>Sb. Эксперименты проводились на пучке протонов циклотрона МГЦ-20 с энергией до 14 МэВ (предельная энергия данного циклотрона). Мотивом к исследованиям послужил тот факт, что имеющиеся на сегодняшний день экспериментальные данные по функциям возбуждения этих реакций

[9] изучены довольно плохо и особенно в области максимума.

Анализ представленных функций возбуждения показал, что для реакции  $^{119}$ Sn(*p*,*n*) $^{119}$ Sb недостаточно хорошо изучена область максимума и рядом находящиеся с максимумом области по энергиям, соответствующие спаду кривых функции возбуждения. Для реакции  $^{117}$ Sn $(p,n)^{117}$ Sb максимум функции возбуждения вообще не найден. Предварительный анализ показал, что максимумы функции возбуждения приходятся на область энергий протонов от 11 до 13 МэВ, что с успехом может быть достигнуто на всех современных малогабаритных коммерческих циклотронах, используемых для получения радионуклидов медицинского назначения. Поэтому в данной работе была проведена серия экспериментов с целью получения отсутствующей информации по сечениям ядерных реакций с протонами (для мишеней среднего массового лиапазона <sup>117</sup>Sn и <sup>119</sup>Sn), где в выходных каналах образуются радионуклиды сурьмы, перспективные с точки зрения их использования в медицинских технологиях.

В эксперименте применялся описанный выше метод набора фольг, где по измеренной активности полученного радионуклида определялось сечение ядерной реакции, в процессе которой он образовался [5]. В качестве мониторов использовались фольги из нержавеющей стали (60% Fe; 20% Cr; 20% Ni) толщиной 10 мкм. Эксперимент состоял из нескольких этапов, отличающихся порядком расположением мишенных фольг <sup>119</sup>Sn и <sup>117</sup>Sn и мониторных фольг относительно протонного пучка. Схема и методика одного из этапов эксперимента показана на рис. 2. Для ее реализации было проведено моделирование энергетических потерь во всех фольгах с использованием программ SRIM [7] и GEANT 4 [8]. Энергетические потери при прохождении через каждую последующую фольгу были с большой точностью рассчитаны с помощью данных программ с учетом толщины, материала фольг и первоначальной энергии пучка протонов, бомбардирующих эти фольги. На схеме эксперимента (рис. 2) указаны последовательность фольг, их толщина и средняя энергия пучка протонов после прохождения фольги. Усредненные значения для энергий протонов были получены с учетом оценки их погрешностей при вычислении в каждой программе с вычислением соответствующих весовых коэффициентов для каждой энергии. В представленных расчетах были также учтены энергетические потери на входном алюминиевом окне мишенного узла и в объеме гелия, служащего для охлаждения фронтальной части используемых мишеней. Также с учетом полученного нами опыта при постановке аналогичных экспериментов, в схему были включены алюминиевые фольги толщиной



**Рис. 2.** Схема одного из этапов эксперимента по облучению высокообогащенных оловянных фольг для изучения функций возбуждения ядерных реакций:  ${}^{119}$ Sn(p,n)  ${}^{119}$ Sb и  ${}^{117}$ Sn(p,n)  ${}^{117}$ Sb.

11 мкм. Они служат своеобразным буфером для ядер отдачи (вылетают в обратном направлении) нарабатываемого целевого радионуклида. Эти ядра отдачи поглощаются алюминиевыми фольгами и не могут проникнуть в соответствующую мишень, тем самым делая процесс наработки радионуклида максимально "чистым", а определение его активности с наименьшей погрешностью.

На всех этапах проводимых экспериментальных исследований определялись активности образующихся в мишени радионуклидов сурьмы посредством регистрации гамма квантов: а) для радионуклида <sup>119</sup>Sb (период полураспада 38.2 ч) регистрация гамма-квантов с энергией 23.9 кэВ [4]; б) для радионуклида <sup>117</sup>Sb (период полураспада 2.8 ч) регистрация гамма-квантов с энергией 158.6 кэВ [4], а также активности продуктов мониторных реакций для получения данных о токе и энергии пучка на конкретных фольгах. Для регистрации гамма-квантов соответствующих энергий использовались: а) сверхчистый германиевый детектор HPGe GX1018 (энергетическое разрешение по фотопику 88 кэВ составляет не хуже чем 620 эВ, энергетическое разрешение по фотопику 1332 кэВ не хуже чем 1.6 кэВ); б) низкоэнергетический германиевый детектор (Ultra-LEGe) GUL0035 (энергетическое разрешение по фотопику 5.9 кэВ не хуже чем 130 эВ). В итоге, для реакции <sup>119</sup>Sn(*p*,*n*)<sup>119</sup>Sb были получены пять новых точек в районе максимума функции возбуждения в диапазоне энергий от 7.5 до 13.1 МэВ (см. рис. 3). Для реакции  $^{117}$ Sn $(p,n)^{117}$ Sb были впервые получе-

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 10 2021

ны пять новых точек в районе максимума функции возбуждения в диапазоне энергий от 11.2 до 13.4 МэВ (рис. 4). Хочется отметить, что в этой области энергий для данной реакции отсутствуют экспериментальные значения и результат, полу-



**Рис. 3.** Функция возбуждения ядерной реакции  $^{119}$ Sn(*p*,*n*)<sup>119</sup>Sb. Закрашенные ромбы — экспериментальные данные, полученные в представленной работе, пунктирная кривая — расчет Talys со "стандартными" параметрами, сплошная кривая — расчет Talys после оптимизации параметров, штриховая кривая — расчет РRECO, остальные точки — экспериментальные данные полученные другими авторами [4].



**Рис. 4.** Функция возбуждения ядерной реакции  $^{117}$ Sn(*p*,*n*)<sup>117</sup>Sb. Закрашенные ромбы — экспериментальные данные, полученные в представленной работе, сплошная кривая — расчет Talys, штриховая кривая — расчет PRECO, остальные точки — экспериментальные данные полученные другими авторами [4].

ченный в представленной работе, пока единственный экспериментальный результат на сегодняшний день.

Также было проведено моделирование поведения функций возбуждения ядерных реакций с образованием радионуклидов <sup>117</sup>Sb, <sup>119</sup>Sb. В рамках данных работ использовались ядерно-физические модели в совокупности с предложенным нами теоретическим анализом. Это дало возможность описать процессы образования и распада указанных ядерных систем в конкретные выходные каналы. В представленной работе использовался теоретический формализм, заложенный в такие программы как: PRECO [10] и Talys [11]. Программа PRECO основана на двухкомпонентной экситонной модели с учетом испускание легких частиц (до альфа-частиц включительно), включая отдельную подпрограмму для процессов передачи нуклонов, выбивание и неупругое рассеяние с участием сложных частиц, а также возбуждение коллективных состояний. Эмиссия нуклона в равновесной фазе реакции допускается после предравновесного испускания нейтрона или протона. Равновесные сечения рассчитываются на основе формулы Вайскопфа-Ивинга. Программа Talvs предлагает более широкие возможности для моделирования ядерных реакций в диапазоне энергий от 1 кэВ до 200 МэВ для мишеней, начиная с массового числа 12. Механизмы ядерных реакций, включенные в Talys: упругое рассеяние; прямые реакции; реакции через составное ядро; предравновесные процессы; деление. В качестве ядерно-физических моделей, задействованных

Talys для описания ядерных реакций (p,n) идущих через составное ядро с мишенями среднего массового диапазона, обычно используется модель Хаузера-Фешбаха с коррекцией на флуктуацию ширин уровней. Причем учитывается возможность многократной эмиссии частиц, и принимаются во внимание предравновесные процессы. В данной работе в качестве модели плотности уровней в Talys выбрана модель ферми-газа (the backshifted Fermi gas model). Подбирая для данной модели плотности уровней, сдвиг энергии возбуждения и, в некоторых случаях, параметр плотности уровней остаточного ядра, удается улучшить согласие с экспериментальными данными в области спала сечения после прохожления максимума. Предравновесная часть, как в PRECO, так и в Talys рассчитывалась в рамках модели Калбах [10] с небольшими различиями.

Модельные расчеты функций возбуждения ядерных реакций <sup>119</sup>Sn(p,n)<sup>119</sup>Sb и <sup>117</sup>Sn(p,n)<sup>117</sup>Sb представлены на рис. 3 и 4. Экспериментальны ланные были взяты из базы данных EXFOR [9]. а также представлены экспериментальные данные, полученные в этой работе. Исходя из комбинации налетающего ядра и ядра-мишени в программе Talys (на основе заложенных в базу данных программы систематик и структурных параметров ядер) задаются "стандартные" параметры для моделей и вычисляется сечение наиболее типичных реакций. Пример такого расчета показан на рис. 3 и 4 для реакций <sup>119</sup>Sn(*p*,*n*)<sup>119</sup>Sb (кривая с частой штриховкой) и  $^{117}$ Sn(p,n) $^{117}$ Sb (сплошная кривая). Очевидно, что такие "стандартные" параметры не всегда дают хорошее совпадение модельных расчетов с экспериментальными данными. Поэтому необходимо менять параметры моделей, добиваясь наилучшего согласия теоретических и экспериментальных данных. Такая подстройка параметров модели была сделана на примере реакции  ${}^{119}$ Sn(*p*,*n*) ${}^{119}$ Sb (на рис. 3 сплошная кривая). В области энергий до пика в функции возбуждения основное влияние оказывает сечение образования составного ядра, которое определяется потенциалом взаимодействия. Данный потенциал (взят из работы [12]) был соответствующим образом изменен. Улучшение согласия теоретического расчета с экспериментальными данными на спаде функции возбуждения достигнуто подстройкой параметров плотности уровней (в модели backshifted Fermi gas model) остаточного ядра<sup>119</sup>Sb.

Дополнительно для реакции <sup>117</sup>Sn(p,n)<sup>117</sup>Sb, был сделан более сложный анализ и добавлены точки, которые получены перенормировкой экспериментальных данных из реакции на природном олове: <sup>*nat*</sup>Sn(p,xn)<sup>117</sup>Sb (см рис. 4, экспериментальные точки с <sup>*nat*</sup>Sn). Природная смесь изотопов олова состоит из: <sup>112</sup>Sn – 0.97%, <sup>114</sup>Sn – 0.66%, <sup>115</sup>Sn – 0.34%, <sup>116</sup>Sn – 14.54%, <sup>117</sup>Sn – 7.68%, <sup>118</sup>Sn – 24.22%,

 $^{119}Sn - 8.59\%,\, ^{120}Sn - 32.58\%,\, ^{122}Sn - 4.63\%,\, ^{124}Sn -$ 5.79%. Вклад в образование нуклида <sup>117</sup>Sb можно ожидать от следующих реакций:  ${}^{117}$ Sn(p,n) ${}^{117}$ Sb, <sup>118</sup>Sn(p,2n)<sup>117</sup>Sb, <sup>116</sup>Sn(p, $\gamma$ )<sup>117</sup>Sb, <sup>119</sup>Sn(p,3n)<sup>117</sup>Sb. При этом последняя реакция имеет порог порядка 18.5 МэВ. Поэтому в интересующей области энергий (7-14 МэВ), наиболее значимым механизмом образования ядра <sup>117</sup>Sb, помимо реакции <sup>117</sup>Sn(*p*,*n*), является реакция <sup>118</sup>Sn(*p*,2*n*) с порогом около 11.97 МэВ. Вклад реакции <sup>116</sup>Sn(p, γ)<sup>117</sup>Sb ограничен областью низкой энергии возбуждения составного ядра <sup>117</sup>Sb. Все это подтверждается и анализом протонных ялерных реакций на мишенях из природного олова с помощью расчетов Talys, результат которых показан на рис. 5. В итоге можно сделать заключение, что до энергии 11.97 МэВ образование <sup>117</sup>Sb при бомбардировке протонами природной смеси изотопов олова обусловлено практически только реакцией на нуклиде <sup>117</sup>Sn. Перенормируя сечение реакции  $^{nat}$ Sn(*p*,*xn*)<sup>117</sup>Sb в области энергий протонов ниже 11.97 МэВ на долю изотопа <sup>117</sup>Sn в природной смеси (0.0768), получим оценку сечения реакции  $^{117}$ Sn(*p*,*n*)<sup>117</sup>Sb в этом диапазоне энергий. Такая оценка была проведена для трех наборов экспериментальных данных и соответствующие точки были добавлены к другим экспериментальным данным функции возбуждения реакции:  ${}^{117}$ Sn(*p*,*n*) ${}^{117}$ Sb (рис. 4).

Проведя анализ полученных распределений, отметим ряд особенностей, присущих процессу протекания таких реакций. Для функций возбуждения с образованием радионуклидов Sb в выходных каналах получено лучшее согласие при использовании потенциала Конинга-Делароша (КД), чем потенциала (точнее его параметризации) Бечетти-Гринлесса (БГ). Потенциал КД использовался как для вычисления сечений образования составного ядра, так и для оценки сечения обратных реакций. Расчеты с потенциалом БГ приводят к несколько завышенным сечениям реакции  $^{117}$ Sn(*p*,*n*)<sup>117</sup>Sb по сравнению с экспериментальными данными. Однако для реакции  $^{119}$ Sn(*p*,*n*) $^{119}$ Sb, где экспериментальные точки в области максимума лежат сравнительно высоко, расчеты с данным потенциалом дают удовлетворительный результат. Кроме того, потенциал БГ довольно плохо работает в области энергий близких к порогу. Таким образом, на рис. 3 и 4 функция возбуждения в программе PRECO была получена с использованием потенциала КД. Стоит также заметить, что нормализационная постоянная для плотности одночастичных состояний (K) в программе PRECO по умолчанию составляет K = 15. Ее влияние в основном распространяется на область энергий выше максимума сечения и отвечает за изменения сечения функций возбуждения. В представлен-



**Рис. 5.** Функция возбуждения ядерной реакции  $^{nat}$ Sn $(p,xn)^{117}$ Sb и вклады отдельных компонент. Точки — экспериментальные данные  $^{nat}$ Sn $(p,xn)^{117}$ Sb [4], штриховая кривая — расчет Talys  $^{nat}$ Sn $(p,xn)^{117}$ Sb, сплошная кривая — расчет Talys вклада  $^{117}$ Sn $(p,n)^{117}$ Sb, пунктирная кривая — расчет Talys вклада  $^{118}$ Sn $(p,2n)^{117}$ Sb.

ных модельных расчетах наилучшее согласие с экспериментальными данными было достигнуто для K = 18. Интенсивность гамма распадов, конкурирующих с вторичной эмиссией частиц, оценивалась с помощью введения параметра Rg[10]. В представленных вычислениях этот параметр был выбран равным 0.005 на основе существующей сегодня систематики для ядер в массовом диапазоне A = 27-93. Результаты моделирования показали, что данная параметризация удовлетворительно описывает поведение функции возбуждения для (p,n) реакции на ядре олова вблизи A = 119.

Общий анализ проведенных модельных расчетов двух функций возбуждения показывает, что при описании области максимума программы PRECO и Talys дают разные результаты как при определении сечения, так и для соответствующей энергии бомбардирующих мишень протонов. Это может объясняться отсутствием достаточного набора экспериментальных данных в области максимумов и недостаточно полного использования параметров, заложенных в данные модели. Поэтому на следующем этапе работ для отработки методики нахождения оптимального набора параметров будут сделаны модельные расчеты функций возбуждения ядерных реакций с изотопами олова с массовыми числами 115, 116, 118, 120, 122, 124 с выходом соответствующих радионуклидов сурьмы в выходных каналах. По имеющимся экспериментальным данным с помощью аналогичных модельных расчетов будет исследована область энергий в максимуме функции возбуждения реакций (p,n). Это предоставит возможность проанализировать динамику протекания такого рода реакций в данном массовом диапазоне.

Отметим, что проведенные в работе расчеты можно будет использовать для детальных исследований различных состояния ядерных систем средней группы масс. Используемые модели дадут оценку вероятности образования продуктов реакции и, следовательно, станет возможным определить выходы каждого из изучаемых радионуклидов.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе получена информация о функциях возбужления ядерных реакций с образованием ралионуклидов, принадлежащих среднему массовому диапазону. Экспериментальные исследования функции возбуждения ряда реакций для производства важных для ядерной медицины радионуклидов, либо имеют недостаточное количество данных (особенно в области энергий налетающих протонов от 10 ло 20 МэВ), либо отсутствуют вообще. Поэтому в работе изучались ядерные реакции с протонами на мишенях: <sup>117</sup>Sn и <sup>119</sup>Sn. В данном случае в выходных каналах образуются радионуклиды сурьмы, перспективные с точки зрения их использования в медицинских технологиях. Были поставлены эксперименты с мишенями: Cd. фольги из нержавеюшей стали с повышенным содержанием хрома и никеля для выбора окончательной методики проведения экспериментов с высокообогащенными мишенями Sn. В итоге были проведены эксперименты с облучением высокообогащенных (более 85%) оловянных мишеней <sup>117</sup>Sn и <sup>119</sup>Sn с целью изучения функций возбуждения ядерных реакций <sup>117</sup>Sn $(p,n)^{117}$ Sb и <sup>119</sup>Sn $(p,n)^{119}$ Sb. Были выбраны теоретические модели для анализа функций возбуждения этих ядерных реакций.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 20-02-00295). Авторы выражают отдельную благодарность сотрудникам циклотрона МГЦ-20 АО "Радиевый институт им. В.Г. Хлопина" за возможность проведения экспериментальных исследований в рамках данной работы.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Жеребчевский В.И. // СПбГУ. 2020. № 6(3926). С. 29.
- 2. Zherebchevsky V., Alekseev I., Krymov E. et al. // Proc. NUCLEUS – 2020. (St. Petersburg, 2020). P. 9.
- 3. *Gómez-Tejedor G.G., Fuss M.C.* Radiation damage in biomolecular systems. Springer, 2012. 524 p.
- 4. http://www.nndc.bnl.gov.
- Жеребчевский В.И., Алексеев И.Е., Гриднев К.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. № 8. С. 975; Zherebchevsky V.I., Alekseev I.E., Gridnev К.А. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. No. 8. P. 888.
- 6. IAEA. Tech. Rep. Ser. 2009. No. 468. 266 p.
- 7. http://www.srim.org.
- 8. https://geant4.web.cern.ch.
- 9. https://www-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm.
- 10. Kalbach C. Proc. PRECO-2006 (Durham, 2007). P. 182.
- 11. https://tendl.web.psi.ch/tendl\_2019/talys.html.
- 12. Bangert R., Gonsior B., Roth M. et al. // Nucl. Phys. A. 1977. V. 287. P. 280.

# New radionuclides for personalized medicine

## V. I. Zherebchevsky<sup>a, \*</sup>, I. E. Alekseev<sup>b</sup>, T. V. Lazareva<sup>a</sup>, N. A. Maltsev<sup>a</sup>, D. K. Nauruzbayev<sup>a</sup>, D. G. Nesterov<sup>a</sup>, N. A. Prokofiev<sup>a</sup>, A. R. Rahmatullina<sup>a</sup>, S. Yu. Torilov<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Saint Petersburg State University, Saint-Petersburg, 199034 Russia <sup>b</sup>Khlopin Radium Institute, Saint-Petersburg, Russia \*e-mail: v.zherebchevsky@spbu.ru

The experimental and theoretical studies of the nuclear reaction excitation functions with targets:  $^{117}$ Sn and  $^{119}$ Sn in the proton energy range of 6–18 MeV were carried out. For these reactions the cross sections for the formation of antimony radionuclides which are used for the effective early diagnosis and treatment of the various cancers were obtained, and the mechanisms of such reactions were analyzed.

УДК 539.17.01:539.172.12

# ОПТИКО-МОДЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНА НА ЯДРЕ <sup>6</sup>Li C УЧЕТОМ РЕЗОНАНСНОГО ВКЛАДА

© 2021 г. Л. Н. Генералов<sup>1</sup>, В. А. Жеребцов<sup>1</sup>, С. М. Селянкина<sup>1, \*</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное унитарное предприятие "Российский федеральный ядерный центр— Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики". Саров. Россия

> \**E-mail: selyankina@expd.vniief.ru* Поступила в редакцию 24.05.2021 г. После доработки 01.06.2021 г. Принята к публикации 28.06.2021 г.

Выполнено описание данных по упругому рассеянию протонов с энергией  $E_p$  от 50 кэВ до 185 МэВ на ядрах <sup>6</sup>Li с помощью нового оптико-модельного кода OptModel (разработанного Л.Н. Генераловым и В.А. Жеребцовым) для рассеиваемых *n*, *p*, *d*, *t*, <sup>3, 4, 6</sup>He, <sup>6</sup>Li, в котором учтена резонансная составляющая упругого рассеяния. Одновременно проанализированы все доступные данные по дифференциальным и полным сечениям и поляризации. Обнаружено, что нарушение унитарности матрицы рассеяния (оптико-модельная + резонансная) в отдельных энергетических точках не превышает 10%, что находится на уровне средних погрешностей анализировых данных.

DOI: 10.31857/S0367676521100161

#### введение

Оптическая модель упругого рассеяния является отправной точкой многих ядерно-физических вычислений (см., например, коды EMPIRE [1], TALYS [2] и анализ прямых реакций и др.), где достоверность получаемых результатов зависит от многих факторов и, в первую очередь, от используемого оптического потенциала. В этой связи отметим, что до сих пор отсутствуют надежные оптические потенциалы взаимодействия  $n, p, d, t, ^{3, 4}$ Не и других частиц с легчайшими и легкими ядрами.

В настоящей работе в энергетическом интервале от 50 кэВ до 185 МэВ выполнен оптико-модельный анализ упругого рассеяния протона на ядре <sup>6</sup>Li, в котором учтено резонансное рассеяние. Цель работы – получение энергетической зависимости параметров оптического потенциала и оценка полных сечений реакции <sup>6</sup>Li + p. Использовался наш код OptModel [3, 4], предназначенный для анализа упругого рассеяния n, p, d, t, <sup>3, 4, 6</sup>He, <sup>6</sup>Li на сферических ядрах (или близких к ним). В нем используется феноменологический оптический потенциал на основе формы Вудса-Саксона. Для решения радиальных уравнений Шредингера используется метод 12-го порядка точности (разработан в 2004 г. в Шанхайском университете, Китай [5]), в который внесено много новшеств и дополнений. Расчет кулоновских функций ведется по известной программе

RCFWN [6] с относительной погрешностью  $10^{-10}$ . Первоначально код OptModel описывал основной процесс упругого рассеяния — потенциальное рассеяние (Shape Elastic). В сфере наших исслелований — реакции на легчайших и легких ялрах, где, как известно, в рассеянии частиц при низких энергиях заметным образом проявляются различные процессы, экспериментально неотделимые от основного, резонансное рассеяние и кластерный обмен. Поэтому в коде OptModel, как и было заявлено [4], учтен резонансный вклад: к оптико-модельной амплитуде когерентно добавлена амплитуда резонансной составляющей рассеяния с возможностью контроля степени нарушения унитарности матрицы рассеяния. Следует отметить, что наложение условий унитарности создает дополнительные трудности в проведении вычислений.

Энергетическая зависимость параметров оптического потенциала взята (с изменениями) из работ [7, 8], где она построена на основе дисперсионной оптической модели [9–11]. Впервые внедрение резонансного рассеяния в оптическую модель было сделано в работе [12] при анализе экспериментальных дифференциальных сечений упругого рассеяния протона на ядре <sup>12</sup>С. Мы делаем это по схеме, что и в [12], учитывая спин и четность ядра-мишени.

Высокая точность решения радиальных уравнений Шредингера и отсутствие ограничений на величину орбитального момента рассеиваемых частиц позволяют нам проводить одновременный анализ данных, начиная от астрофизических энергий и до сотен МэВ.

Анализировались экспериментальные данные по дифференциальным сечениям [13–29] при энергии протонов  $E_p = 0.35-185$  МэВ и наши данные при  $E_p = 5-10$  МэВ (см. далее), поляризации [26, 30, 31] соответственно при  $E_p = 14.5$ , 38.7, 49.7 МэВ и полным сечениям реакции <sup>6</sup>Li + *p*. Последние представляли собой экспериментальные сечения [25] при энергии 25–48 МэВ, наши экспериментальные сечения при  $E_p = 7-10$  МэВ (см. далее) и наши оцененные сечения, извлеченные из библиотеки SABA [32] при  $E_p = 0.05-$ 2.5 МэВ (см. далее). Всего в анализе использовали 4096 точек по упругому рассеянию, а количество подгоняемых параметров было равно 105.

Мы представляем исследования оптического потенциала с неглубокой центральной действительной частью (менее 35 МэВ).

#### ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРОВ ОПТИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА

В нашем коде для рассеиваемых *n*, *p*, *d*, *t*, <sup>3,4,6</sup>He, <sup>6</sup>Li используется стандартная форма феноменологического оптического потенциала с вудссаксоновской радиальной формой

$$U(r,s) = V_{C}(r) - V_{V}(r) - iW_{V}(r) - - i\hat{W}_{D}(r) + \hat{V}_{SO}(r)\vec{lS} + i\hat{W}_{SO}(r)\vec{lS},$$
(1)

в котором кулоновская потенциальная энергия  $V_C$  представляет собой взаимодействие точечной налетающей частицы и равномерно заряженного ядра-мишени с резким краем, имеющего радиус  $R_C = r_C A_T^{1/3}$ , в котором  $r_c$  – приведенный кулоновский радиус и  $A_T$  – массовое число ядра-мишени. Энергетическая зависимость параметров оптического потенциала с изменениями взята из работ [7, 8]. Для реального центрального объемного потенциала  $\hat{V}(r)$  его сила  $V_{V}$  приведенные радиус  $r_V$  и диффузность  $a_V$  зависят от энергии в системе центра масс *E* как:

$$V_{V} = \begin{cases} V_{0} + V_{1}(E - E_{F}) + V_{2}(E - E_{F})^{2} + \\ + V_{HF} \exp[-\lambda (E - E_{F})/V_{HF}], & 0 < E \le E_{C}, \\ \frac{V}{E}, & E \ge E_{C} \end{cases}$$

17

ſ

$$r_{V} = r_{0}^{V} + \frac{r_{1}^{V} + r_{2}^{V} E}{1 + \exp[r_{3}^{V} (E - E_{F}^{r})]},$$
(3)

$$a_{V} = a_{0}^{V} + \frac{a_{1}^{V} + a_{2}^{V}E}{1 + \exp[a_{3}^{V}(E - E_{F}^{a})]},$$
 (4)

где  $V_0$ ,  $V_1$ ,  $V_2$ ,  $V_{HF}$ ,  $\lambda$ ,  $E_F$ ,  $r_0^V$ ,  $r_1^V$ ,  $r_2^V$ ,  $r_3^V$ ,  $E_F^r$ ,  $a_0^V$ ,  $a_1^V$ ,  $a_2^V$ ,  $a_3^V$ ,  $E_F^a$ ,  $E_C$  – параметры описания.

Для потенциала объемного поглощения  $\hat{W}_{V}$  его сила  $W_{V}$ , приведенные радиус  $r_{W_{V}}$  и диффузность  $a_{W_{V}}$  зависят от *E* как:

$$W_V = \frac{W_0 \left( E - E_F^W \right)^2}{\left( E - E_F^W \right)^2 + W_1},$$
(5)

$$r_{W_V} = r_0^W + r_1^W E,$$
 (6)

$$a_{W_V} = a_0^W + a_1^W E,$$
 (7)

где  $W_0, W_1, r_0^W, r_1^W, a_0^W, a_1^W, E_F^W$  – параметры описания.

Для потенциала поверхностного поглощения  $\hat{W}_D$  его сила  $W_D$ , радиус  $r_D$  и диффузность  $a_D$  зависят от E как:

$$W_{D} = W_{0}^{D} \exp\left[-W_{1}^{D}\left(E - E_{F}^{D}\right)\right] \frac{\left(E - E_{F}^{D}\right)^{2}}{\left(E - E_{F}^{D}\right)^{2} + W_{2}^{D}}, (8)$$
$$r_{0} = r_{0}^{D} + r_{0}^{D}E, \qquad (9)$$

$$a_D = a_0^D + a_1^D E, (10)$$

где  $W_0^D$ ,  $W_1^D$ ,  $W_2^D$ ,  $E_F^D$ ,  $r_0^D$ ,  $r_1^D$ ,  $a_0^D$ ,  $a_1^D$  – параметры описания.

Сила  $V_{SO}$ , радиус  $r_{VSO}$  и диффузность  $a_{VSO}$  реального спин-орбитального потенциала  $\hat{V}_{SO}$  зависят от E как:

$$V_{SO} = V_0^{SO} + \frac{V_1^{SO} + V_2^{SO}E}{1 + \exp[V_3^{SO}(E - E_F^{VSO})]},$$
(11)

$$r_{VSO} = r_0^{VSO} + \frac{r_1^{VSO} + r_2^{VSO}E}{1 + \exp[r_3^{VSO}(E - E_F^{VSOr})]},$$
 (12)

$$a_{VSO} = a_0^{VSO} + \frac{a_1^{VSO} + a_2^{VSO}E}{1 + \exp[a_3^{VSO}(E - E_F^{VSOa})]},$$
 (13)

где  $V_0^{SO}$ ,  $V_1^{SO}$ ,  $V_2^{SO}$ ,  $V_3^{SO}$ ,  $E_F^{VSO}$ ,  $r_0^{VSO}$ ,  $r_1^{VSO}$ ,  $r_2^{VSO}$ ,  $r_3^{VSO}$ ,  $E_F^{VSOr}$ ,  $a_0^{VSO}$ ,  $a_1^{VSO}$ ,  $a_2^{VSO}$ ,  $a_3^{VSO}$ ,  $E_F^{VSOa}$  — параметры описания.

Сила  $W_{SO}$ , радиус  $r_{WSO}$  и диффузность  $a_{WSO}$ мнимого спин-орбитального потенциала  $\hat{W}_{SO}$  зависят от *E* как:

$$W_{SO} = W_0^{SO} + \frac{W_1^{SO} + W_2^{SO}E}{1 + \exp[W_3^{SO}(E - E_F^{WSO})]},$$
 (14)

$$r_{WSO} = r_0^{WSO} + \frac{r_1^{WSO} + r_2^{WSO}E}{1 + \exp[r_3^{WSO}(E - E_F^{WSOr})]},$$
 (15)

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 10 2021

$$a_{WSO} = a_0^{WSO} + \frac{a_1^{WSO} + a_2^{WSO} E}{1 + \exp[a_3^{WSO}(E - E_F^{WSOa})]},$$
 (16)

где  $W_0^{SO}$ ,  $W_1^{SO}$ ,  $W_2^{SO}$ ,  $W_3^{SO}$ ,  $E_F^{WSO}$ ,  $r_0^{WSO}$ ,  $r_1^{WSO}$ ,  $r_2^{WSO}$ ,  $r_3^{WSO}$ ,  $E_F^{WSOr}$ ,  $a_0^{WSO}$ ,  $a_1^{WSO}$ ,  $a_2^{WSO}$ ,  $a_3^{WSO}$ ,  $E_F^{WSOa}$  – параметры описания.

В настоящем описании  $E_F^r = E_F^a = E_F^{VSO} = E_F^{VSOr}$ =  $E_F^{VSOa} = E_F$  – энергия Ферми;  $E_F^W = 0$ ;  $E_F^D$ ,  $E_F^{WSO}$ ,  $E_F^{WSOr}$ ,  $E_F^{WSOa}$  – подгоняемые параметры,  $V_0 = 0$ , а

$$V_{HF}(E) = V_{HF} \exp[-\lambda (E - E_F)/V_{HF}]$$
(17)

— хартри-фоковская составляющая, которой при энергии Ферми равен потенциал  $V = V_{HF}$ ,  $\lambda$  — параметр нелокальности.

#### ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРОВ ОПТИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА

При упругом рассеянии частиц со спином S на потенциале (1) из-за спин-орбитального взаимодействия для каждого орбитального момента *l* количество независимых решаемых радиальных уравнений Шредингера и амплитуд рассеяния равно 2S + 1, что соответствует возможным значениям полного углового момента рассеиваемой частицы *j*, который изменяется в пределах от |l - S| до l + S. Для частиц ( $\alpha$ -частица, <sup>6</sup>He) с S = 0используется одна амплитуда, а частиц (n, p, t, <sup>3</sup>He) с S = 1/2 -две. Для частиц с S = 1 (*d*, <sup>6</sup>Li) необходимы три независимые амплитуды, однако принято использовать пять зависимых амплитуд рассеяния. Для внедрения резонансного рассеяния в оптическую модель надо определить резонансные полные моменты рассеиваемой частицы, сначала получив резонансные орбитальные моменты.

Рассмотрим рассеяние частиц со спином и четностью  $S^{\pi} = 1/2^+$  (*n*, *p*, *t*, <sup>3</sup>He) на ядре-мишени, имеющего спин *I* и четность  $\pi_I$ , с возбуждением резонанса составного ядра со спином  $J_R$  и четностью  $\pi_R$ . Находим значения спина канала *s* 

$$|I - S| \le s \le I + S. \tag{18}$$

Затем для каждого s (18) с учетом сохранения четности определяем набор значений орбитальных моментов  $l_R^s$  для резонанса:

$$|s - J_R| \le l_R^s \le s + J_R, \ \pi_I \cdot (-1)^{l_R^s} = \pi_R,$$
 (19)

и резонансные полные моменты рассеиваемой частицы  $J_R^S = l_R^S - 1/2$  и  $l_R^S + 1/2$ . Две независимые амплитуды рассеяния  $A_{opt+R}^p(\theta)$  и  $B_{opt+R}^p(\theta)$  оптиче-

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 10 2021

ской модели с учетом резонансного рассеяния записываем в виде

$$A_{opl+R}^{p}(\theta) = A^{p}(\theta) + \frac{1}{2ik} \sum_{l=l_{R}} \left\{ (l+1) (g_{J_{R}^{S}=l_{R}^{S}+1/2})^{1/2} \times \frac{\Gamma_{p}^{S_{R}, l_{R}^{S}} \exp(2i\delta_{l_{R}}^{S_{R}})}{(E-E_{l_{R}}) + i\Gamma_{R}/2} \delta_{J_{R}^{S}, l_{R}^{S}+1/2} + (20) + l(g_{J_{R}^{S}=l_{R}^{S}-1/2})^{1/2} \frac{\Gamma_{p}^{S_{R}, l_{R}^{S}} \exp(2i\delta_{l_{R}}^{S_{R}})}{(E-E_{l_{R}}) + i\Gamma_{R}/2} \delta_{J_{R}^{S}, l_{R}^{S}-1/2}} \right\} \times \exp(2i\sigma_{l})P_{l}(\cos\theta),$$

$$B_{opt+R}^{p}(\theta) = B^{p}(\theta) + \frac{1}{2ik} \sum_{l=l_{R}} \left\{ \left( g_{J_{R}^{S}=l_{R}^{S}+1/2} \right)^{1/2} \times \frac{\Gamma_{p}^{S_{R}, l_{R}^{S}} \exp(2i\delta_{l_{R}}^{S_{R}})}{(E - E_{l_{R}}) + i\Gamma_{R}/2} \delta_{j_{R}^{S}, l_{R}^{S}+1/2} - (g_{J_{R}^{S}=l_{R}^{S}-1/2})^{1/2} \frac{\Gamma_{p}^{S_{R}, l_{R}^{S}} \exp(2i\delta_{l_{R}}^{S_{R}})}{(E - E_{l_{R}}) + i\Gamma_{R}/2} \delta_{j_{R}^{S}, l_{R}^{S}-1/2} \right\},$$
(21)

где  $A^{p}(\theta)$  и  $B^{p}(\theta) - для угла \theta$  амплитуды рассеяния оптической модели, к которым добавлены резонансные амплитуды с энергией резонанса  $E_{l_{R}}$  при резонансном орбитальном моменте  $l_{R}$  (здесь и далее символ R = 1, 2, ... определяет номер резонанса),  $\Gamma_{R}$  – полная ширина резонанса,  $\Gamma_{p}^{S_{R}/S}$  – парциальная ширина резонанса для спина канала  $s_{R}$ орбитального момента резонанса  $l_{R}$ , а значок p указывает на упругий канал,  $\delta_{l_{R}}^{S_{R}}$  – фаза;  $P_{l}$  (соз  $\theta$ ) и  $P_{l}^{1}(\cos \theta)$  соответственно полином и приведенный полином Лежандра,  $(g_{J_{R}^{S}=l_{R}^{S}+1/2})^{1/2}$ и  $(g_{J_{R}^{S}=l_{R}^{S}-1/2})^{1/2}$  – амплитуды сложения моментов в резонансе, возведение которых во вторую степень дает известные резонансные статистические множители:

$$g(j_R^S) = \frac{2J_R + 1}{(2j_R^S + 1)(2I + 1)},$$
(22)

Теперь *S*-матрицу упругого рассеяния с учетом резонансного вклада можно записать как

$$S_{l_{R}}^{J_{R}=l_{R}-1/2} (OM + R) = S_{l_{R}}^{j_{R}=l_{R}-1/2} + \sum_{l_{R}} \left( g_{J_{R}^{S}=l_{R}^{S}-1/2} \right)^{1/2} \frac{\Gamma_{p}^{S_{R}J_{R}^{S}} \exp\left(2i\delta_{l_{R}}^{S}\right)}{(E - E_{l_{R}}) + i\Gamma_{R}/2} \delta_{j_{R}^{S}J_{R}^{S}-1/2},$$

$$S_{l_{R}}^{J_{R}=l_{R}+1/2} (OM + R) = S_{l_{R}}^{j_{R}=l_{R}+1/2} + \sum_{R,s} \left( g_{J_{R}^{S}=l_{R}^{S}+1/2} \right)^{1/2} \frac{\Gamma_{p}^{S_{R}J_{R}^{S}} \exp(2i\delta_{l_{R}}^{S})}{(E - E_{l_{R}}) + i\Gamma_{R}/2} \delta_{j_{R}^{S}J_{R}^{S}+1/2},$$
(23)
$$(24)$$

где к оптико-модельным членам добавлены резонансные.

Теперь дифференциальное сечение и поляризация с учетом резонансных элементов матрицы рассеяния (23) и (24) вычисляются, соответственно, как:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \left|A_{opt+R}^{p}(\theta)\right|^{2} + \left|B_{opt+R}^{p}(\theta)\right|^{2}, \qquad (25)$$

$$P(\theta) = \frac{2 \operatorname{Im} \left[ A_{opt+R}^{p}(\theta) \left( B_{opt+R}^{p}(\theta) \right)^{*} \right]}{\left| A_{opt+R}^{p}(\theta) \right|^{2} + \left| B_{opt+R}^{p}(\theta) \right|^{2}}.$$
 (26)

Расчетное сечение реакции  $\sigma_r^{eval} \equiv \sigma_r^{exp}$  получено добавлением в *S*-матрицу\_выражения для сечения реакции  $\sigma_{om}$  [33] *S*-матрицы упругого рассеяния с учетом резонансного вклада для определенных моментов резонансов  $l_R$ . Мы не приводим математических выкладок ввиду их громоздкости, запишем итоговое выражение

$$\sigma_r^{eval} \equiv \sigma_r^{exp} = \sigma_{om} - \sigma_{res}^{el} - interf, \qquad (27)$$

где каждый член заменен на обозначение для сечения  $\sigma_{om}$ , рассчитанного по оптической модели, резонансного сечения  $\sigma_{res}^{el}$  и интерференционной части "*interf*" между оптическим и резонансным вкладами.

В коде можно задать степень нарушения *VU* унитарности матрицы рассеяния в анализе экспериментальных данных как

$$\left\| S_{l_{R}}^{j_{R}=l_{R}-1/2} \left( OM+R \right) \right| -1 = VU,$$

$$\left\| S_{l_{R}}^{j_{R}=l_{R}+1/2} \left( OM+R \right) \right| -1 = VU.$$

$$(28)$$

Упругая ширина резонанса представлена энергетической зависимостью

$$\Gamma_{p}^{S_{R},l_{R}^{S}}\left(E\right)=2k\left(E\right)P_{l_{R}}\left(E\right)\gamma^{s,l_{R}},$$
(29)

где  $\gamma^{s,l_R}$  — подгоняемая приведенная ширина резонанса, k(E) — вычисляемое волновое число при энергии E,  $P_{l_R}(E)$  — вычисляемая проницаемость барьера от суммы центрального, центробежного, спин-орбитального и кулоновского потенциалов:

$$P_{l_{R}}(E) = \left| \frac{u_{l}(R)}{u_{l}(R_{0})} \right|^{2} = \left| \frac{u_{l}(\rho)}{u_{l}(\rho_{0})} \right|^{2}$$
(30)

 $\rho_0 = kR_0, \rho = kR, u_l(R), u_l(R_0) -$ решения радиального уравнения Шредингера в точках  $R_0 > R (\rho_0 > \rho)$ пересечения барьера линией постоянной *E*. Итак, параметры  $E_R, \gamma^{s,l_R}, \delta_{l_R}^S, \Gamma_R$  определяются в процедуре подгонки экспериментальных данных.

#### КОНТРОЛЬ ОПТИКО-МОДЕЛЬНОГО АНАЛИЗА

Контроль оптико-модельного анализа связан с минимизацией величины:

$$\chi^{2} = \sum_{i=1}^{N_{\sigma}} \frac{[d\sigma^{exp}(\theta_{i})/d\Omega - d\sigma(\theta_{i})/d\Omega]^{2}}{[\Delta (d\sigma^{exp}(\theta_{i})/d\Omega)]^{2}} + \omega_{p} \sum_{j=1}^{N_{p}} \frac{[p^{exp}(\theta_{j}) - p(\theta_{j})]^{2}}{[\Delta p^{exp}(\theta_{j})]^{2}} + \omega_{c} \sum_{k=1}^{N_{c}} \frac{[\sigma^{exp}_{r}(E_{k}) - \sigma_{r}(E_{k})]^{2}}{[\Delta \sigma^{exp}_{r}(E_{k})]^{2}},$$
(31)

где  $d\sigma^{exp}(\theta_i)/d\Omega$  и  $p^{exp}(\theta_j)$  — соответственно, экспериментальное дифференциальное сечение для угла  $\theta_i$  и экспериментальное значение поляризации для угла  $\theta_j$ ;  $\sigma_r^{exp}(E_k)$  — экспериментальное (или оцененное) полное сечение при энергии  $E_k$ , а  $\Delta(d\sigma^{exp}(\theta_i)/d\Omega)$ ,  $\Delta p^{exp}(\theta_j)$  и  $\Delta \sigma_r^{exp}(E_k)$  — погрешности этих величин;  $d\sigma(\theta_i)/d\Omega$ ,  $p(\theta_j)$  и  $\sigma_r(E_k)$  — величины, вычисляемые соответственно по формулам (25), (26), (27);  $N_{\sigma}$ ,  $N_p$  и  $N_c$  — соответственно, количество точек для экспериментального дифференциального сечения, поляризации и экспериментальных (или оцененных) значений полного сечения;  $\omega_p \ge 0$ ,  $\omega_c \ge 0$  — множители, которые позволяют задавать веса данных по поляризации и полному сечению.

#### РЕЗУЛЬТАТЫ ОПТИКО-МОДЕЛЬНОГО АНАЛИЗА УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНА НА ЯДРЕ <sup>6</sup>Li

В оптико-модельном анализе использованы все доступные нам экспериментальные литературные данные [13–31] по упругому рассеянию протона на ядре <sup>6</sup>Li при  $E_p = 0.35-185$  МэВ. В [27] эксперимент был поставлен в обратной кинематике, когда мишень CH<sub>2</sub> бомбардировалась пучком ускоренных ионов лития с энергиями  $E_{\text{Li6}} = 16$ , 20, 25, 29 МэВ. Эти энергии были переведены в энергии протонов. Среди анализируемых имеются и данные по поляризации при  $E_p = 14.5$ , 38.7 и 49.5 МэВ [26, 30, 31]. Одновременно с данными по упругому рассеянию в анализе использованы экспериментальные полные сечения реакции <sup>6</sup>Li + *p* при  $E_p = 25-48$  МэВ [25].

В анализ были включены и наши данные: с погрешностью 5% измеренные при  $E_p = 5, 6, 7, 8, 9,$ 9.5, 10 МэВ дифференциальные сечения. Измерения были такими же, что и в [34]. По измеренным дифференциальным сечениям <sup>6</sup>Li( $p, p_1$ )<sup>6</sup>Li\*(2.185 МэВ), <sup>6</sup>Li( $p, {}^{3}$ He)<sup>4</sup>He, <sup>6</sup>Li(p, d)<sup>5</sup>Li (см. табл. 1) определили интегральные сечения реакций. Добавив к сумме их сечений интегральные сечения <sup>6</sup>Li(p, xn) (оце-

Каналы реакции	Энерговыделение реакции, МэВ	Порог реакции, МэВ	Ширина уровня или время жизни остаточного ядра	Тип распада остаточного ядра
${}^{6}\text{Li}(p, p_{0}){}^{6}\text{Li}$	0			Стабильное
$^{6}\text{Li}(p, n)^{6}\text{He}$	-4.298	5.014	806.7 мс	β-
$^{6}\text{Li}(p, d)^{5}\text{Li}$	-3.48	4.06	1.23 МэВ	p + 4 He
${}^{6}\text{Li}(p, p + d + {}^{4}\text{He})$	-1.4735	1.720		
${}^{6}\text{Li}(p, {}^{3}\text{He}){}^{4}\text{He}$	4.02			Стабильное
${}^{6}\text{Li}(p, p_{1}){}^{6}\text{Li}^{*}$ (2.185)	-2.185	2.549	24 кэВ	$\gamma$ , $d + \alpha$
${}^{6}\text{Li}(p, p_2){}^{6}\text{Li}^*$ (3.56)	-3.56	4.757	8.2 эВ	γ
${}^{6}\text{Li}(p, p_{3}){}^{6}\text{Li}^{*}(4.31)$	-4.31	5.747	1.7 МэВ	$\gamma, d + \alpha$

**Таблица 1.** Каналы реакции  ${}^{6}Li + p$ 

ненные в библиотеке SABA) получили с погрешностью 10% полные сечения реакции <sup>6</sup>Li + *p*: 549, 614, 654, 629 и 602 мб соответственно при  $E_p = 7, 8,$ 9, 9.5, 10 МэВ. Полные сечения при  $E_p = 0.05 -$ 2.5 МэВ, с высокой точностью совпадающие с сечениями реакции <sup>6</sup>Li(*p*, <sup>3</sup>He)<sup>4</sup>He, являлись их оценками из библиотеки SABA. Всего в анализе использовалось 4096 точек и 105 подгоняемых параметров.

Вариант исследования оптического потенциала с неглубокой центральной действительной частью (менее 35 МэВ) был выбран с учетом полученных потенциалов [37–39] для рассеяния дейтронов на <sup>6</sup>Li и модели Ватанабе [40], в которой для нуклонов обсуждаемая составляющая примерно в два раза меньше.



**Рис. 1.** Описание полного сечения реакции <sup>6</sup>Li + p: экспериментальные данные из: [34] –  $\triangle$ , [32] –  $\Box$  и [25] –  $\bigcirc$ , сплошная линия – описание по оптической модели, пунктир – описание по оптической модели с учетом резонансов.

В описании использованы известные резонансы [35] при 1–12 МэВ и широкий резонанс 3/2<sup>+</sup> в области энергии ~30 МэВ, положение которого в составном ядре <sup>7</sup>Ве близко оценке энергии гигантского дипольного резонанса [36]. Также в процессе проведения анализа были введены новые широкие высокоэнергичные резонансы, которые существенно улучшили описание данных при энергиях выше 20 МэВ.

На рис. 1 показано описание полного сечения. Видно неплохое согласие экспериментальных и оцененных данных, представленных в энергетическом интервале от 50 кэВ до 50 МэВ. Проявление резонансного взаимодействия наиболее отчетливо продемонстрировано в дифференциальном сечении под задними углами рассеяния (рис. 2). Опи-



**Рис. 2.** Описание (сплошные линии) дифференциальных сечений реакции <sup>6</sup>Li(*p*, *p*<sub>0</sub>)<sup>6</sup>Li при  $\theta_{cm} = 159.1$ 170°, данные из: [14] –  $\Box$ , [15] –  $\diamond$ , [21] –  $\bullet$  и [24] –  $\triangle$ .



**Рис. 3.** Описание дифференциальных сечений реакции <sup>6</sup>Li(*p*, *p*<sub>0</sub>)<sup>6</sup>Li при *E*<sub>*p*</sub> = 185 (**■**) [28], 72 (**◄**) [22], 49.75 (○) [26], 35 (**▲**) [18], 10 (**▼**) [24], 0.4 МэВ (◊) [13].



**Рис. 4.** Описание данных по поляризации:  $E_p = 14.5 (\blacksquare) [30], 38.7 (\bigcirc) [31], 49.75 МэВ (\blacktriangle) [26].$ 



**Рис. 5.** Энергетическая зависимость параметров реального объемного потенциала:  $V_V(a)$ ,  $r_V(b)$ ,  $a_V(b)$ , прямая линия – настоящая работа,  $\triangle - [14]$ ,  $\blacklozenge - [18]$ ,  $\blacksquare - [22]$ ,  $\blacktriangledown - [26]$ .

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 10 2021



**Рис. 6.** Энергетическая зависимость параметров мнимого поверхностного потенциала:  $W_D(a)$ ,  $r_D(b)$ ,  $a_D(b)$ . Обозначения те же, что и на рис. 5.

сание части данных по угловым распределениям показано на рис. 3, а по поляризации — на рис. 4.

Достигнутый уровень согласия теоретического описания и анализируемых данных получен при параметрах оптического потенциала и резонансов, представленных соответственно в табл. 2 и 3. Сравнение наших и литературных данных по  $V_{is}$ ,  $r_{is}$ ,  $a_{is}$ , по  $W_D$ ,  $r_D$ ,  $a_D$ ; по  $V_{SO}$ ,  $r_{VSO}$ ,  $a_{VSO}$  (рис. 5–7) некорректно, так как имеем различные типы потенциалов в отношении глубины центральной действительной части (проявление дискретной неопределенности потенциала). Характерная особенность наших результатов – резонансноподобная энергетическая зависимость  $r_{is}$ ,  $a_{is}$ ,  $r_{VSO}$ ,  $a_{VSO}$ . Она также наблюдается и в литературных данных. На рис. 8 приведена зависимость объемного интеграла  $J_V$  от энергии.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показана работоспособность нового оптикомодельного кода OptModel, в котором учтена резонансная составляющая упругого рассеяния. В энергетическом интервале от 50 кэВ до 185 МэВ выполнен оптико-модельный анализ упругого рассеяния протона на ядре <sup>6</sup>Li, в котором учтено резонансное рассеяние. В этом интервале получена энергетическая зависимость параметров оптического потенциала и полного сечения реакции  ${}^{6}$ Li + p. Обнаружена резонансно-подобная энергетическая зависимость геометрических параметров потенциалов. Работа по изучению параметров оптического потенциала будет продолжена, в том числе анализ с потенциалом, имеющим глубину центральной действительной части (45-50 МэВ), что сейчас принята в литературе.

	Таблица 2. Параметры оптиче.	ского потенциала ( $r_c = 1.1993 \ \text{ф}_N$	( <i>V</i>		
	$V_0 = 0 \text{ M}_{\Im}\text{B}$	$W_0 = 8.5753 \text{ M} \Im B$	$W_0^D = 4.0233 \text{ M} \Im B$	$V_0^{SO} = 3.0006 \text{ M} \Im \text{B}$	$W_0^{SO} = 0.2648 \text{ M} \Im B$
	$V_1 = -0.1996$	$W_1 = 1.9156 \cdot 10^{-3} \mathrm{M}_{\Im}\mathrm{B}^{-1}$	$W_1^D = 0.0205 \text{ M} \Im B^{-1}$	$V_{\rm l}^{S0} = 1.6686 {\rm M} \Im {\rm B}$	$W_1^{SO} = 0.0289 \text{ M} \Im B$
	$V_2 = 6.696 \cdot 10^{-4} \mathrm{M}_3\mathrm{B}^{-1}$	$r_0^W = 1.1034  \mathrm{d}\mathrm{M}$	$W_2^D = 10.985 \text{ M} \Im B$	$V_2^{SO} = 0.7094 \mathrm{M}_3\mathrm{B}^{-1}$	$W_2^{SO} = 1.2564 \text{ M}_3\text{B}^{-1}$
	$V_{\rm HF} = 34.352 \; { m M}_{3}{ m B}$	$r_{I}^{W} = 9.3490 \cdot 10^{-4}  \mathrm{dm} \cdot \mathrm{M} \Im \mathrm{B}^{-1}$	$r_0^d = 1.1430  \text{фM}$	$V_3^{SO} = 0.2532 \text{ M} \Im \text{B}$	$W_3^{SO} = 0.2073 \text{ M} \Im B$
	$\lambda = 0.0073$	$a_0^W=0.6959~{ m ega}{ m M}$	$\eta_{\rm f}^d = 9.8760 \cdot 10^{-4}  {\rm d}{\rm M} \cdot {\rm M} {\rm B} {\rm B}^{-1}$	$E_F^{VSO} = 5.0199 \text{ M} \Im \mathbf{B}$	$E_F^{WSO} = 0 \ \mathrm{M} \Im \mathrm{B}$
	$E_F = -5.0199 \text{ M}_3\text{B}$	$a_{\rm l}^{\rm W} = 1 \cdot 10^{-4}\mathrm{d}\mathrm{M}\cdot\mathrm{M}\Im\mathrm{B}^{-1}$	$a_0^d=0.6994~{ m dm}$	$r_0^{VSO} = 0.8302  \Phi M$	$r_0^{WSO} = 0.8486  \text{dm}$
ИЗЕ	$E_C = 140.0123 \text{ M} \Im B$	$E_F^W = 0 \ \mathrm{M} \Im \mathrm{B}$	$a_{\rm I}^d = 1 \cdot 10^{-3}  \mathrm{d}\mathrm{M} \cdot \mathrm{M} \Im \mathrm{B}^{-1}$	$n_{\rm l}^{VSO} = 0.0529  {\rm d}{\rm M}$	$r_1^{WSO} = 0.2972 \text{ dm}$
вести	$r_0 = 1.2038 \ \Phi M$		$E_F^D = -2.0564 \text{ M} \Im B$	$r_2^{VSO} = 0.1501  \Phi \text{M}$	$r_2^{WSO} = 0.2636  \text{dm}$
Я РАН.	$r_1 = -0.0377 \Phi M$			$r_{3}^{VSO} = 0.4687  \Phi \mathrm{M} \cdot \mathrm{M} \Im \mathrm{B}^{-1}$	$r_{3}^{WSO} = 0.5936  \text{фm} \cdot \text{M}_{3}\text{B}^{-1}$
. СЕРИ	$r_2 = 6.2635 \cdot 10^{-3}  \mathrm{dm} \cdot \mathrm{M}_3 \mathrm{B}^{-1}$			$E_F^{VSOr} = 5.0199 \text{ M}_{2}\text{B}$	$E_F^{WSOr} = 5.019 \text{ M} \Im B$
я физ	$r_3 = 0.2768  \text{pM} \cdot \text{M} \Im \text{B}^{-1}$			$a_0^{VSO} = 0.4328 \ \text{фM}$	$a_0^{WSO} = 0.2445 \ \text{dm}$
вичес	$E_F'=5.0199~{ m M}$ ${ m B}$			$a_{\mathrm{I}}^{\mathrm{VSO}}=0.0917~\mathrm{mm}$	$a_{\mathrm{l}}^{\mathcal{WSO}}=0.0391~\mathrm{d}\mathrm{M}$
КАЯ	$a_0 = 0.5137  \Phi \text{M}$			$a_2^{VSO} = 0.1598  \mathrm{d}\mathrm{M} \cdot \mathrm{M} \Im \mathrm{B}^{-1}$	$a_2^{WSO} = 7 \cdot 10^{-6}  \mathrm{d}\mathrm{M} \cdot \mathrm{M} \Im \mathrm{B}^{-1}$
том 85	$a_1 = 0.0408 \ \text{фM}$			$a_3^{VSO} = 0.5476  \mathrm{dm} \cdot \mathrm{M}_3 \mathrm{B}^{-1}$	$a_3^{WSO} = 0.5368  \mathrm{dm} \cdot \mathrm{M} \Im \mathrm{B}^{-1}$
Nº	$a_2 = 0.0384  \text{фM} \cdot \text{M}  i \text{B}^{-1}$			$E_F^{VSOa} = 5.0199 \text{ M} \Im B$	$E_F^{WSOa} = 5.019 \text{ M} \Im B$
10 2	$a_3 = 0.5975 \ \text{фM} \cdot \text{M} \Im \text{B}^{-1}$				
021	$E_F^a = 5.0199 \text{ M} \Im \mathbf{B}$				

1468

# ГЕНЕРАЛОВ и др.



**Рис.** 7. Энергетическая зависимость параметров реального спин-орбитального потенциала:  $V_{SO}(a)$ ,  $r_{VSO}(b)$ ,  $a_{VSO}(b)$ . Обозначения те же, что и на рис. 5.



**Рис. 8.** Энергетическая зависимость объемного интеграла, прямая линия – настоящая работа,  $\Delta - [14]$ .

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 10 2021

<i>E</i> <sub><i>R</i></sub> ,	$J^{\pi}$	$\Gamma_R$ , МэВ	$\Gamma_p^{S_R,l_R^S}, M \ni B$	$\delta^{S_R}_{l_R}$ , град	S <sub>R</sub>	l <sub>R</sub>
1.1949	5/2-	1.1759	0.2232	272.1061	1/2	3
			0.2290	169.1063	3/2	1
			0.2075	179.0893	3/2	3
1.6948	5/2-	0.5187	0.0812	238.8876	1/2	3
			0.3444	292.0310	3/2	1
			0.0992	160.7977	3/2	3
3.6001	7/2 -	1.2757	0.0273	79.5353	1/2	3
			0.0893	100.7214	3/2	3
			0.0683	251.1285	3/2	5
4.3860	3/2-	1.8100	0.2093	280.6147	1/2	1
			0.2348	275.6122	3/2	1
			0.1098	282.3404	3/2	3
10.6012	7/2-	7.1325	0.3393	108.0258	1/2	3
			0.3625	124.3421	3/2	3
			0.0305	121.0216	3/2	5
11.8222	1/2-	5.9917	0.8143	182.5358	1/2	1
			0.9233	31.4901	3/2	1
17.0835	3/2+	7.4965	0.8594	126.2887	1/2	2
			2.1718	49.9735	3/2	0
			0.7498	140.2521	3/2	2
47.0889	3/2+	6.2950	1.0039	267.3054	1/2	2
			0.4616	34.7317	3/2	0
			0.6629	350.5602	3/2	2

Таблица 3. Параметры резонансов, использованных в описании

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Herman M., Capote R., Sin M. et al. EMPIRE-3.2Malta Modular system for nuclear reaction calculations and nuclear data evaluation, report INDC(NDS)-0603, BNL-101378-2013. Vienna: International Atomic Energy Agency, 2013.
- Koning A.J., Hilaire S., Duijvestijn M.C. et al. // Proc. of the Conf. on Nucl. Data for Sci. and Technology (Nice, 2008). P. 211.
- Генералов Л.Н., В.А. Жеребцов В.А., Таова С.М. // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. № 3. С. 328; Generalov L.N., Zherebtsov V.A., Taova S.M. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. No. 3. P. 295.
- Генералов Л.Н., Жеребцов В.А., Таова С.М. // Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2014. № 19. С. 164.
- Zhongcheng Wang, Yonghua Ge, Yongming Dai et al. // Comp. Phys. Comm. 2004. V. 160. P. 23.
- Barnett A.R., Feng D.H. Steed J.W. et al. // Comp. Phys. Comm. 1974. V. 8. P. 377.
- Delaroche J.P., Wang Y., Rapaport J. // Phys. Rev. C. 1989. V. 39. P. 391.

- 8. *Sun W., Watanabe Y., Soukhovitski E.Sh. et al.* // Proc. of the Conf. on Nucl. Data for Sci. and Technology. 2005. P. 402.
- 9. Mahaux C., Ngo H. // Nucl. Phys. A. 1984. V. 431. P. 486.
- Mahaux C., Sartor R. // Adv. Nucl. Phys. 1991. V. 20. P. 1.
- Mahaux C., Sartor R. // Nucl. Phys. A. 1987. V. 468. P. 193.
- 12. Tamura T., Terasava T. // Phys. Lett. 1964. V. 8. P. 41.
- Skill M., Baumann R., Keil G. et al. // Nucl. Phys. A. 1995. V. 581. P. 93.
- 14. Дубовиченко С.Б., Буртебаев Н., Зазулин Д.М. и др. // ЯФ. 2011. Т. 74. С. 1013.
- 15. McCray J.A. // Phys. Rev. 1963. V. 130. Art. No. 2034.
- Gould C.R., Nelson R.O., Williams J.R. et al. // Nucl. Sci. Engin. 1974. V. 55. P. 267.
- 17. Laurat M. Report CEA-R-3727, 1969.
- Bray K.H., Mahavir J., Jayaraman K.S. et al. // Nucl. Phys. A. 1972. V. 189. P. 35.
- 19. *Burtebayev N., Amar N., Burtebayeva J.T. et al.* // Вест. КазНУ. Сер. физ. ядра и част. 2011. Т. 36. С. 18.

- 20. Bashkin S., Richards H.T. // Phys. Rev. 1951. V. 84. P. 1124.
- 21. Fasoli U., Silverstein E.A., Toniolo D. et al. // Nuovo Cim. 1964. V. 34. P. 1832.
- 22. Henneck R., Masson G., Eversheim P.D. et al. // Nucl. Phys. A. 1994. V. 571. P. 541.
- Harrison W.D., Whirehead A.B. // Phys. Rev. 1963.
   V. 132. P. 2607.
- Haller M., Betz M., Kretschmer W. et al. // Nucl. Phys. A. 1989. V. 496. P. 189.
- 25. Carlson R.F., Cox A.J., Nasr T.N. et al. // Nucl. Phys. A. 1985. V. 445. P. 57.
- 26. *Mani G.S., Jacques D., Dix A.D.B.* // Nucl. Phys. A. 1971. V. 165. P. 145.
- 27. Soukeras V., Pakou A., Cappuzzello F., et al. // Phys. Rev. C. 2015. V. 91. Art. No. 057601.
- Hutcheon R.M., Sundberg O., Tibell G. // Nucl. Phys. A. 1970. V. 154. P. 261.
- 29. Ванециан Р.А., Ключарев А.П., Федченко Е.Д. // Атомн. энерг. 1959. Т. 6. № 6. С. 661.
- Hwang C.F., Clausnitzer G., Nordby D.H. et al. // Phys. Rev. 1963. V. 131. Art. No. 2602.
- Rosen L., Leland W.T. // Phys. Rev. Lett. 1962. V. 8. P. 379.

- 32. Zvenigorodskij A.G., Zherebtsov V.A., Lazarev L.M. et al. // IAEA-NDS-191, 1999.
- 33. *Ходгсон П.Е.* Оптическая модель упругого рассеяния. М.: Атомиздат, 1966. 232 с.
- Генералов Л.Н., Вихлянцев О.П., Карпов И.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 12. С. 1774; Generalov L.N., Vikhlyantsev J.P., Karpov I.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. 2020. V. 84. No. 12. Р. 1511.
- 35. Ajzenberg-Selove F. // Nucl. Phys. A. 1988. V. 490. P. 1.
- 36. *Bertrand F.E.* // Annu. Rev. Nucl. Sci. 1976. V. 26. P. 457.
- 37. Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Дзюба Б.М. и др. // Изв. АН СССР. 1976. Т. 40. С. 842; Abramovich S.N., Guzhovskiy B.Ya., Dzuyba B.M. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. 1976. V. 40. Р. 129.
- Буртебаев Н., Артемов С.В., Дуйсебаев Б.А. и др. // ЯФ. 2010. Т. 73. С. 776; Burtebayev N., Artemov S.V., Duisebayev B.A. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2010. V. 73. P. 746.
- 39. Avrigeanu M., von Oertzen W., Fisher U. et al. // Nucl. Phys. A. 2005. V. 759. P. 327.
- 40. Tao Te, Yukinobu Watanabe, Kazuyuki Ogata et al. // Phys. Rev. C. 2008. V. 78. Art. No. 024611.

# Optical-model analysis of proton elastic scattering on <sup>6</sup>Li nuclei with resonance part

## L. N. Generalov<sup>a</sup>, V. A. Zherebtsov<sup>a</sup>, S. M. Selyankina<sup>a, \*</sup>

<sup>a</sup>Russian Federal Nuclear Center – All-Russian Research Institute of Experimental Physics, Sarov, Russia \*e-mail: selyankina@expd.vniief.ru

Optical-model analysis of proton elastic scattering at 50 to 185 MeV proton energy  $E_p$  at <sup>6</sup>Li nuclei was performed. The new optical-model code OptModel (developed by L.N Generalov and V.A. Zherebtsov) taking into account the resonance part of elastic scattering was used. All obtainable data on differential and total cross sections and polarization were analyzed simultaneously. The interruption of the scattering matrix unitarity (optical-model + resonance) was observed at several energetic points to be less than 10%. This value corresponds to the level of mean errors of the analyzed data. УДК 539.17

# О РЕАКТОРНОЙ НАРАБОТКЕ ИЗОМЕРА <sup>178m2</sup>Hf

© 2021 г. В. В. Афанасьев<sup>1</sup>, М. О. Громов<sup>1</sup>, А. Л. Ижутов<sup>1</sup>, В. В. Кольцов<sup>2, \*</sup>, А. Л. Петелин<sup>1</sup>, В. В. Пименов<sup>1</sup>, С. А. Сазонтов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Акционерное общество "Государственный научный центр— Научно-исследовательский институт атомных реакторов", Димитровград, Россия <sup>2</sup>Акционерное общество "Радиевый институт имени В.Г. Хлопина", Санкт-Петербург, Россия \*E-mail: vladimir-koltsov@vandex.ru

Поступила в редакцию 24.05.2021 г. После доработки 01.06.2021 г. Принята к публикации 28.06.2021 г.

Исследована наработка изомера <sup>178m2</sup>Hf ( $T_{1/2}$  = 31 год) при облучении в водо-водяном реакторе природного гафния нейтронами с флюенсом ~10<sup>22</sup> см<sup>-2</sup>. Показано, что в основном изомер <sup>178m2</sup>Hf образуется в реакциях с быстрыми нейтронами на изотопах <sup>178</sup>Hf или <sup>179</sup>Hf. Удельная активность изомера в облученном гафнии около 2 кБк · г<sup>-1</sup>.

DOI: 10.31857/S0367676521100033

#### введение

Изомер <sup>178m2</sup>Нf с энергией возбуждения 2.5 МэВ имеет период полураспада  $T_{1/2} = 31$  год, спин изомера на 16 единиц больше спина основного состояния ядра <sup>178</sup>Нf [1]. В последнее время этот изомер вызывал большой интерес ввиду перспективы его использования в источнике энергии на основе стимуляции девозбуждения изомера [2, 3]. Возможность такой стимуляции недавно была подтверждена экспериментами с изомером <sup>186m</sup>Re в лазерной плазме [4]. Для создания <sup>178m2</sup> Нf источника энергии необходимо получить изомер в количестве, которое можно оценить из аналогии с обычным топливом. Так, например, для такого же энерговыделения, как и при сжигании одного литра бензина, необходимо ~10<sup>20</sup> ядер <sup>178m2</sup>Hf. Однако исследованные к настоящему времени способы наработки изомера <sup>178m2</sup>Hf не дают столько изомерных ядер. Для образования высокоспинового изомера <sup>178*m*<sup>2</sup></sup>Нf в ядерной реакции с образованием составного ядра необходимо внести большой угловой момент в составное ядро [2]. Ввиду наличия центробежного барьера для таких реакций реагирующие частицы должны иметь большую энергию. Поэтому образование изомера <sup>178m2</sup> Нf исследовали в реакции  $^{176}$ Yb( $\alpha$ , 2*n*)  $^{178m2}$ Hf при облучении мишеней иттербия α-частицами энергии около 30 МэВ, в реакциях фрагментации при облучении протонами энергии 1 ГэВ мишеней Та, W, Re и при облучении этих мишеней тормозным излучением энергии до 4.5 ГэВ [2]. Также исследовали образование изомера при облучении Та мишеней электронами энергии 1.2 ГэВ [5]. Однако каждым из этих способов пока было наработано не более 10<sup>15</sup> изомерных ядер. В то же время известно, что основной способ наработки больших количеств изотопов – это облучение мишеней нейтронами в атомном реакторе, и важно определить возможность реакторной наработки изомера. Для эффективного образования изомера <sup>178*m*2</sup> Нf при радиационном захвате нейтронов, неупругом рассеяние нейтронов или в (*n*, 2*n*) реакциях нужны нейтроны с энергий около 10 МэВ или более [2]. Таких нейтронов в реакторе мало и поэтому реакторная наработка изомера <sup>178*m*<sup>2</sup></sup>Нf представляется неперспективной, однако этот вывод нуждается в экспериментальной проверке. Экспериментов по наработке изомера <sup>178m2</sup>Нf в реакторе было мало, нам известно всего о двух таких работах [6, 7].

В работе [6] исследовали образование изомера <sup>178m2</sup>Нf при радиационном захвате нейтронов ядрами <sup>177</sup>Hf. Мишени гафния с 84% обогащением по изотопу <sup>177</sup>Hf — содержание этого изотопа в природном гафнии 18%, с экспозицией от полугода до двух лет выдерживали в потоке нейтронов  $5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup> · с<sup>-1</sup> реактора на тепловых нейтронах (materials test reactor) Национальной лаборатории в Айдахо, США. Из сравнения активности изомера <sup>178m2</sup>Hf в мишенях с различной экспозицией облучения нашли, что сечение выгорания изомера <sup>178m2</sup>Hf менее  $\sigma_{burn, m} = 20$  бн. Из активности изомера <sup>178m2</sup>Hf в мишени гафния массой 120 мг, которую облучали с набором нейтронного флюенса

 $\Phi \sim 10^{22}$  см<sup>-2</sup>, с учетом выгорания <sup>177</sup>Нf и изомера <sup>178m2</sup>Hf, получили сечение образования изомера  $\sigma_m \approx 0.2 \pm 0.1$  мкбн (здесь и далее погрешность указана на уровне одного стандартного отклонения). При расчете сечения учитывали величину флюенса нейтронов во всем энергетическом диапазоне.

В работе [7] мишень природного гафния облучали в импульсном реакторе на быстрых нейтронах ИБР-2 Объединенного института ядерных исследований (г. Дубна). Облучательный канал был окружен защитой из карбида бора B<sub>4</sub>C толщиной 3 мм. которая практически полностью поглошала тепловые нейтроны. Мишень представляла собой цилиндр из металлического гафния диаметром 1 мм. Экспозиция облучения составила 18 дней при потоке нейтронов 5  $\cdot$  10<sup>11</sup> см<sup>-2</sup>  $\cdot$  с<sup>-1</sup> и флюенсе нейтронов ~ $10^{18}$  см<sup>-2</sup>. Авторы работы [7] считали, что в их эксперименте изомер <sup>178m2</sup>Hf образуется только при радиационном захвате ядрами <sup>177</sup> Нf в основном резонансных нейтронов, хотя правомерность этих двух предположений в работе [7] осталась необоснованной. Величину резонансного интеграла  $I_m = 50$  мкбн приобразовании изомера <sup>178*m*2</sup>Нf получили, измеряя активность изомера в мишени после облучения и соотнося ее с числом атомов изотопа <sup>177</sup>Нf и флюенсом нейтронов. Исходя из величины *I<sub>m</sub>* авторы работы [7] получили оценку  $\sigma_m \approx 2.6$  мкбн для сечения радиационного захвата тепловых нейтронов ядрами <sup>177</sup>Нf с образованием изомера <sup>178*m*2</sup>Нf.

Полученное в работе [7] сечение  $\sigma_m$  на порядок величины больше, чем в работе [6]. Хотя в работе [7] ввиду малого нейтронного флюенса выгорание стартовых изотопов и изомера <sup>178m2</sup> Нf было несущественно, авторы для согласования двух значений сечения  $\sigma_m$  все же обосновывали новую оценку сечения выгорания изомера <sup>178m2</sup>Нf при радиационном захвате тепловых нейтронов  $\sigma_{burn, m} \approx 235$  бн, что на порядок величины больше, чем в работе [6]. Но возможно, что различие значений сечения образования изомера <sup>178m2</sup>Hf, полученных в работах [6, 7], вызвано не столько неточным значением использованного там сечения выгорания изомера, сколько различием в спектрах нейтронов, которыми в этих работах облучали мишени гафния, и различием изотопного состава мишеней. Для уточнения механизма образования <sup>178m2</sup> Hf в реакторе в настоящей работе исследовалась наработка изомера при длительном нейтронном облучении природного гафния.

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОЦЕДУРА

Мы исследовали наработку изомера <sup>178*m*2</sup>Нf в природном гафнии, облученном потоком нейтро-

нов 10<sup>13</sup>-10<sup>14</sup> см<sup>-2</sup> · с<sup>-1</sup> с флюенсом до ~10<sup>22</sup> см<sup>-2</sup> в бассейновом водо-водяном реакторе РБТ-6 (ГНЦ НИИАР). Использовали часть регулирующего органа в виде пластины металлического гафния 6 мм толщины, описанной в работе [8]. Эта пластина находилась в замедлителе активной зоны реактора в 1993-2002 гг. Эффективное время ее облучения около 2050 сут. Флюенс нейтронов в различных точках гафниевой пластины с точностью до 20% определяли с помощью численной модели, созданной на основе пакета прикладных программ MCU (версия MCU-RR) для моделирования процесса переноса нейтронов методом Монте-Карло [9]. В этой версии программы реализован аналоговый метод Монте-Карло совместного моделирования траекторий нейтронов и у-квантов в трехмерной геометрии. Ее константное обеспечение базируется на библиотеке ядерных данных DLC/MCUDAT-2.1. Библиотека включает в себя сечения и другие константы взаимодействия нейтронов и гамма-квантов в определенной области энергии с нуклидами, входящими в состав материалов реактора. Сечения взаимодействия нейтронов в диапазоне энергий 1 эВ-10.5 МэВ представлены в 26-групповом формате системы констант БНАБ. Информация о резонансных характеристиках сечений представлена в виде подгрупповых параметров. В тепловой области энергий нейтронов 0-1 эВ сечения представлены в 40-групповом разбиении с равномерным шагом по скорости (библиотека ТЕПКОН). Дифференциальные сечения рассеяния вычислены для заданных температур с учетом химических связей и кристаллической структуры материалов.

Пробы гафния для анализа на <sup>178*m*2</sup>Нf отбирали в ГНЦ НИИАР в нескольких точках гафниевой пластины. Предварительно дезактивировали поверхность пластины водным раствором щавелевой и фосфорной кислот, затем смесью органических кислот и пропелента. Фрезерным сверлом диаметром 6 мм отбирали поверхностные пробы гафния из слоя глубиной от 0.5 до 0.8 мм. Для глубинных проб отбирали гафний из внутреннего слоя пластины глубиной от 2.0 до 3.0 мм. Такой способ отбора проб позволял выделить вклад тепловых нейтронов в образование изомера <sup>178m2</sup>Hf. Данные по сечению радиационного захвата нейтронов изотопами гафния [10], концентрация атомов гафния в металле и его изотопный состав дают макроскопическую длину поглощения тепловых нейтронов в природном гафнии  $L_{\text{погл}} = 2.1$  мм. Поэтому тепловые нейтроны в основном поглощались в поверхностном слое гафниевой пластины, откуда брали поверхностные пробы. В глубине гафниевой платины, откуда брали глубинные пробы, поток тепловых нейтронов был приблизительно на порядок слабее, чем в поверхностном

#### АФАНАСЬЕВ и др.

**Таблица 1.** Удельная активность (Бк ·  $r^{-1}$ ) поверхностных ( $A_n$ ) и глубинных ( $A_r$ ) проб, приведенная к моменту окончания облучения гафния в реакторе. В погрешность удельных активностей включена только составляющая, связанная с измерением интенсивности линий в  $\gamma$ -спектрах и исключена 6% систематическая погрешность, связанная с определением эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов.  $\Phi_{0-0.625}$ ,  $\Phi_{0.625-5.53}$ ,  $\Phi_{5.5-0.821}$ ,  $\Phi_{0.821-10.5}$  – соответственно флюенсы нейтронов в единицах  $10^{21}$  см<sup>-2</sup> в диапазонах энергии 0–0.625 эВ; 0.625 эВ–5.53 кэВ; 5.53 кэВ–0.821 МэВ; 0.821–10.5 МэВ

Параметр		Точка пробоотбора								
		1	3	2	4	10	5	7	8	
<sup>178m</sup> Hf	$A_{\Pi}$	$1650 \pm 9$	$2003\pm9$	1970 ± 13	2412 ± 8	2476 ± 13	$2642\pm15$	2931 ± 15	$2812\pm15$	
	$A_{\Gamma}$	$1583\pm8$	$1905\pm8$	$2018\pm5$	$2287\pm9$	$2352\pm8$	$2462\pm 6$	$2792 \pm 11$	$2769\pm9$	
<sup>94</sup> Nb	$A_{\Pi}$	$165\pm5$	$221\pm5$	$234\pm8$	$239\pm4$	$246\pm 6$	$262\pm7$	$288\pm7$	$267\pm 6$	
	$A_{\Gamma}$	$137 \pm 3$	$170 \pm 3$	$188 \pm 1{,}7$	$207\pm3$	$222\pm3$	$225\pm2.4$	$254\pm4$	$261\pm4$	
$\Phi_{0-0.625}$	1	4.78	5.50	5.84	6.94	4.80	6.44	7.53	6.84	
$\Phi_{0.625-5.53}$		1.03	1.18	1.25	1.48	1.01	1.37	1.60	1.45	
$\Phi_{5.53-0.821}$		2.05	2.35	2.51	2.98	2.03	2.76	3.22	2.61	
$\Phi_{0.821-10.5}$		1.51	1.75	1.87	2.24	1.51	2.07	2.43	1.95	

слое. Макроскопическая длина поглощения нейтронов энергии 10 кэВ в природном гафнии равна  $L_{\text{погл}} = 23 \text{ см}$ , для нейтронов большей энергии еще больше. Поэтому поток быстрых нейтронов был практически одинаков для поверхностных и глубинных проб.

Для определения содержания изомера <sup>178*m*2</sup> Нf в облученном гафнии в Радиевом институте измерили удельную активность радионуклидов в пробах гафния методом у-спектрометрии. Использовали детектор на основе кристалла особо чистого германия с относительной эффективностью в фотопике 25%. Пробы гафния в виде мелкой металлической стружки помещали в одинаковые стеклянные бюксы диаметром 20 мм. Масса каждой из глубинных проб была около 1 г, стружку гафния этих проб равномерно распределяли по всему дну бюкса. Масса каждой из поверхностных проб была около 0.1 г, стружку гафния этих проб равномерно распределяли в пятно диаметром около 10 мм в центре дна бюкса. Бюксы с пробами гафния устанавливали по оси детектора на расстоянии 45 мм от его поверхности. Такая геометрия измерений обеспечивала ничтожный вклад в спектр от суммирования каскадных у-квантов изомера <sup>178m2</sup> Hf и сопутствующих квантов рентгеновского излучения, но давала достаточную эффективность регистрации у-квантов от мало активных проб.

С момента окончания реакторного облучения гафния до начала измерений прошло 18 лет и в  $\gamma$ -спектрах глубинных проб гафния были видны только линии  $\gamma$ -квантов долгоживущих радионуклидов – в основном самого изомера <sup>178m2</sup>Нf и изотопа <sup>94</sup>Nb ( $T_{1/2} = 2 \cdot 10^4$  лет), образованного радиационным захватом нейтронов из примесного к гаф-

нию природного изотопа<sup>93</sup>Nb. Активность изомера <sup>178m2</sup>Нf определяли по интенсивности двух его у-линий 426 и 574 кэВ. активность <sup>94</sup>Nb определяли по интенсивности его ү-линии 702 кэВ. Эффективность ε<sub>ν</sub> регистрации γ-квантов определяли с погрешностью менее 6% следующим образом. Образцовый точечный источник <sup>152</sup>Eu помещали на оси детектора в месте установки бюксов с пробами гафния, измеряли  $\varepsilon_{\gamma}$ для  $\gamma$ -квантов <sup>152</sup>Eu, затем по экспоненциальной зависимости Е, от энергии у-квантов интерполировали ее значения к энергии у-квантов 426, 574 и 702 кэВ. При смещении источника в сторону от оси на 10 мм величина  $\varepsilon_{\gamma}$ менялась меньше чем на 1%. Поглощение у-квантов в материале проб уменьшало величину  $\varepsilon_{v}$  на доли процента для поверхностных проб и на единицы процентов для глубинных проб. Поправку на это поглощение вводили в Е,, при этом толщину поглощающего материала выбирали равной половине толщины слоя гафния в бюксах.

#### РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

В табл. 1 представлены результаты измерения удельной активности проб и приведены расчетные флюенсы нейтронов четырех диапазонов энергии в точках пробоотбора. Мы стремились точки проботбора в столбцах табл. 1 расположить по возрастанию нейтронного флюенса. Поскольку величину флюенса мы рассчитывали с погрешностью 20%, а весь диапазон изменения флюенсов составляет всего 50%, то корректная сортировка точек пробоотбора по расчетному флюенсу оказалась невозможной. Но очевидно, что более точно измеренная удельная активность <sup>94</sup>Nb в глубин-

ных пробах пропорциональна флюенсу нейтронов в точках пробоотбора. Поэтому в табл. 1 для более точной сортировки точек пробоотбора по возрастанию нейтронного флюенса применена их сортировка по возрастанию удельной активности <sup>94</sup>Nb в глубинных пробах, где изотопы Nb меньше выгорали из-за экранировки от тепловых нейтронов.

#### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА

Из табл. 1 видно, что удельная активность <sup>94</sup>Nb поверхностных проб значительно выше, чем глубинных. Это соответствует большому сечению радиационного захвата тепловых нейтронов ядрами <sup>93</sup>Nb, поток которых был ослаблен для глубинных проб. Наоборот, удельная активность изомера <sup>178m2</sup>Нf в поверхностных пробах только на несколько процентов больше чем в глубинных. То есть, изомер <sup>178m2</sup>Hf в основном образуется не за счет реакций с тепловыми нейтронами. Как уже отмечалось, этот вывод соответствует представлению о образовании высокоспинового изомера <sup>178m2</sup>Hf преимущественно в реакциях именно с быстрыми нейтронами. Значит, при расчете сечения образования изомера неправильно учитывать полный флюенс нейтронов, поскольку в этом случае в основном учитывается флюенс именно тепловых нейтронов. Кроме того, априори неясно, в какой именно нейтронной реакции образуется изомер <sup>178*m*2</sup>Hf. В работе [6] в реакторе облучали мишень, сильно обогащенную <sup>177</sup>Hf, и можно было предполагать, что изомер <sup>178m2</sup>Нf образуется при радиационном захвате нейтронов. Но для работы [7], в которой облучали природный гафний, это предположение уже неочевидно, поскольку изомер <sup>178m2</sup>Hf в принципе может образовываться и при неупругом рассеянии нейтронов на изотопе <sup>178</sup>Hf, и в (n, 2n)реакциях на изотопе <sup>179</sup>Нf. Содержание этих изотопов в природной смеси:  $^{177}$ Hf – 18.6%,  $^{178}$ Hf – 27.3%, <sup>179</sup>Hf – 13.6%. Однако в работе [7] сечение образования изомера рассчитали именно по реакции радиационного захвата на <sup>177</sup>Hf. Если таким же образом формально допустить, что и в нашей работе весь изомер <sup>178m2</sup>Нf образовывался захватом нейтронов ядрами <sup>177</sup>Hf, то с учетом выгорания <sup>177</sup>Нf и <sup>178m2</sup>Нf сечение образования изомера σ<sub>*m*</sub> при радиационном захвате нейтронов ядрами <sup>177</sup>Нf можно получить из формулы

$$N_{178,m}(t) = \sigma_m N_{0,177} \Phi e^{-\sigma_{177} \Phi} \times \\ \times \frac{e^{(\sigma_{177} - \sigma_{burn,m})\Phi - \lambda_m t} - 1}{(\sigma_{177} - \sigma_{burn,m})\Phi - \lambda_m t},$$
(1)

где  $N_{178, m}$  — число наработанных ядер изомера <sup>178 $m^2$ </sup> Hf,  $N_{0, 177}$  — стартовое число ядер <sup>177</sup> Hf,  $\sigma_{burn, m}$  —

сечение выгорания для изомера <sup>178m2</sup>Hf,  $\sigma_{177}$  = = 365 барн – сечение выгорания (сечение радиационного захвата нейтрона) для ядра<sup>177</sup> Hf,  $\lambda_m =$ = 7.1 · 10<sup>-10</sup> с<sup>-1</sup> – постоянная распада изомера  $^{178m^2}$ Hf, t = 9 лет — продолжительность облучения. Формула (1) получена из рассмотрения баланса между образованием изомера и его выгоранием, спонтанным распадом изомера и выгоранием стартового изотопа <sup>177</sup> Нf. В расчете сечения  $\sigma_m$  мы учитывали полный флюенс нейтронов Ф во всем диапазоне энергий. Поскольку для сечения выгорания изомера  $\sigma_{\text{burn, }m}$  в работах [6, 7] приводятся значения, различающиеся между собой на порядок величины, то мы провели расчеты, используя оба эти значения. Для расчета использовали удельную активность поверхностных проб, поскольку именно для этих проб условия облучения были наиболее близкими к условиям облучения в работах [6, 7]. По полученным таким образом значениям сечения для каждой точки пробоотбора из табл. 1 было проведено усреднение, результаты следующие проведено усреднение, результать следующие для сечения выгорания  $\sigma_{burn, m} = 235$  бн [7] сечение образования изомера  $\sigma_m = 18 \pm 4$  мкбн, для  $\sigma_{burn, m} = 20$  бн [6] сечение  $\sigma_m = 2.8 \pm 0.7$  мкбн, для  $\sigma_{burn, m} = 0$  бн [6] сечение  $\sigma_m = 2.3 \pm 0.6$  мкбн. Указанная погрешность рассчитанных сечений в основном определяется 20% погрешностью определения нейтронного флюенса.

При сечении выгорания  $\sigma_{burn, m} < 20$  бн для изомера <sup>178m2</sup>Hf, измеренного в работе [6], рассчитанное нами сечение о<sub>т</sub> в пределах погрешности совпадает с результатом работы [7]. в которой также облучали мишень природного гафния, но из-за малого нейтронного флюенса выгорание изотопов при облучении было несущественно. В тоже время наш результат на порядок величины больше сечения  $\sigma_m$ , полученного работе [6], несмотря на использование одинаковой величины сечения выгорания изомера  $\sigma_{burn. m}$  и приблизительно одинаковый флюенс и спектр нейтронов. Но мы использовали мишень природного гафния, а в работе [6] облучали мишень, сильно обогащенную по <sup>177</sup>Hf. По-видимому, именно это различие привело к различию в величине измеренных сечений. Следовательно, при реакторном облучении мишеней из природного гафния образование изомера <sup>178m2</sup>Hf намного более вероятно в нейтронных реакциях на изотопах <sup>178</sup>Нf или <sup>179</sup>Нf, чем на изотопе <sup>177</sup>Нf.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты показывают, что исследованные к настоящему времени реакторные способы наработки изомера <sup>178m2</sup>Hf для создания энергоблока неперспективны. После облучения природного гафния нейтронным потоком с флюенсом ~ $10^{22}$  см<sup>-2</sup> удельная активность изомера <sup>178m2</sup>Hf около 2 кБк · r<sup>-1</sup>, и соответственно концентрации изомера  $3 \cdot 10^{12}$  ядер · г<sup>-1</sup>. Тогда, например, для наработки  $10^{20}$  ядер изомера — энергия возбуждения такого количества изомеров равна энерговыделению при сжигании 1 л бензина, надо облучить около 30 т гафния, что конечно совершенно нереально. Однако осталось невыясненным, по какой именно нейтронной реакции образуется изомер <sup>178m2</sup>Hf при облучении в реакторе природного гафния. Возможно, выяснение этого вопроса позволит подобрать режим облучения, дающий более высокий выход изомера. Для дальнейшего исследования механизма образования изомера <sup>178m2</sup>Hf целесообразно в реакторе облучить образцы гафния различного изотопного состава с применением фильтров от тепловых нейтронов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Firestone R.B.* Table of isotopes. Wiley-Interscience, 1996.

- 2. Karamian S.A // Phys. Part. Nucl. 2008. V. 39. P. 490.
- Kirischuk V.I., Ageev V.A., Dovbnya A.M. et al. // Phys. Lett. B. 2015. V. 750. P. 89.
- Ватулин В.В., Жидков Н.В., Римский-Корсаков А.А. и др. // Изв. РАН Сер. физ. 2017. Т. 81. № 10. С. 1296; Vatulin V.V., Jidkov N.V., Rimsky-Korsakov А.А. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 10. P. 1159.
- Kirischuk V.I., Dovbnya A.M., Kandybei S.S. et al. // J. Phys. G. 2013. V. 40. P. 1.
- Helmer R.G., Reich C.W. // Nucl. Phys. A. 1973. V. 211. P. 2.
- Karamian S.A., Carroll J.J., Adam J. et al. // High Energy Dens. Phys. 2006. V. 2. P. 48.
- Рисованый В.Д., Клочков Е.П., Пономаренко В.Б. Гафний в ядерной технике. Димитровград: НИИАР, 1993. 143 с.
- 9. https://mcuproject.ru.
- 10. https://www.nndc.bnl.gov.

## Production of the <sup>178m2</sup>Hf isomer in nuclear reactor

V. V. Afanasiev<sup>*a*</sup>, M. O. Gromov<sup>*a*</sup>, A. L. Izhutov<sup>*a*</sup>, V. V. Koltsov<sup>*b*</sup>, \*, A. L. Petelin<sup>*a*</sup>, V. V. Pimenov<sup>*a*</sup>, S. A. Sazontov<sup>*a*</sup>

<sup>a</sup>Research Institute of Atomic Reactors, Dimitrovgrad, 433510 Russia <sup>b</sup>Khlopin Radium Institute, Saint-Petersburg, 194021 Russia \*e-mail: vladimir-koltsov@yandex.ru

The production of the isomer  ${}^{178m^2}$ Hf ( $T_{1/2} = 31$  years) under irradiation in a water-moderated reactor of natural hafnium with neutrons with a fluence of  $\sim 10^{22}$  cm<sup>-2</sup> was studied. It is shown that the  ${}^{178m^2}$ Hf isomer is mainly formed in reactions of fast neutrons with the isotopes  ${}^{178}$ Hf or  ${}^{179}$ Hf. The specific activity of the isomer in irradiated hafnium is about 2 kBq · g<sup>-1</sup>.
УЛК 539.142.3

## ВЛИЯНИЕ НУКЛОННОЙ ДИНАМИКИ НА СКАЛЯРНЫЙ КВАРКОВЫЙ КОНДЕНСАТ В ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ

© 2021 г. Е. Г. Друкарев<sup>1</sup>, М. Г. Рыскин<sup>1</sup>, В. А. Садовникова<sup>1, \*</sup>

 $^{1}\Phi$ едеральное государственное бюджетное учреждение "Петербургский институт ядерной физики имени Б.П. Константинова" Национального исследовательского центра "Курчатовский институт", Гатчина, Россия \**E*-mail: sadovnik@thd.pnpi.spb.ru

Поступила в редакцию 24.05.2021 г. После доработки 01.06.2021 г. Принята к публикации 28.06.2021 г.

Показано, что изменение скалярного кваркового конденсата в ядерной материи, вызванное релятивистским движением нуклонов, не менее важно, чем вклад пионного облака, создаваемого взаимодействующими нуклонами.

DOI: 10.31857/S0367676521100148

#### **ВВЕДЕНИЕ**

Скалярный кварковый конденсат в ядерной материи может быть записан, как

$$\varkappa(\rho) = \left\langle M \left| \Sigma_i \overline{q}^i(0) q^i(0) \right| M \right\rangle. \tag{1}$$

. .

Здесь  $|M\rangle$  — вектор основного состояния ядерной материи, р – плотность материи. Суммирование идет по u и d кваркам. Скалярный конденсат  $\varkappa(\rho)$ характеризует нарушение киральной симметрии. Он также является важной составляющей правил сумм КХД при конечной плотности.

Если материя рассматривается как нерелятивистская система невзаимодействующих нуклонов, то [1]

$$\varkappa(\rho) = \varkappa(0) + \varkappa_N \rho; \quad \varkappa_N = \left\langle N \left| \sum_i \overline{q} q \right| N \right\rangle, \qquad (2)$$

где  $|N\rangle$  – вектор состояния свободного нуклона в

покое. Здесь и ниже обозначено  $\overline{q}q = \sum_i \overline{q}^i(0)q^i(0)$ . Нуклонный матричный элемент может быть выражен через сигма-член  $\sigma_N$ 

$$\langle N | \overline{q}q | N \rangle = \frac{2\sigma_N}{m_u + m_d},$$
 (3)

где *m<sub>u d</sub>* — массы легких кварков. Общепринятая величина сигма-члена, полученная из данных по  $\pi N$ рассеянию  $\sigma_N = 45 \pm 8$  МэВ. Однако в последних экспериментах получено  $\sigma_N = 66 \pm 6$  МэВ. Недавнее определение величины сигма-члена, основанное на анализе данных пионных атомов и  $\pi N$ рассеяния дает  $\sigma_N \approx 60$  МэВ. Киральная теория возмущений в комбинации с решеточной КХД

дает сигма член в интервале от 32 до 65 МэВ (см. обзор [2], содержащий и ссылки на более ранние работы).

Рассматривая материю как нерелятивистскую систему взаимодействующих нуклонов, мы можем написать

$$\varkappa(\rho) = \varkappa(0) + \varkappa_N \rho + S(\rho), \tag{4}$$

с вкладом  $S(\rho)$ , появившемся из-за взаимодействия между нуклонами. Предполагая, что взаимодействие между нуклонами обусловлено обменом мезонами  $\mu_i$ , мы получаем, что  $S(\rho)$  есть сумма вкладов, содержащих мезонные матричные элементы  $\varkappa_{\mu i} = \langle \mu_i | \overline{q} q | \mu_i \rangle.$ 

В методе правил сумм КХД нуклонная масса и скалярный конденсат связаны между собой. В вакууме матричный элемент  $\varkappa(0) = \langle 0 | \overline{q} q | 0 \rangle$  определяет массу нуклона в правилах сумм КХД [3-5]. В ядерной материи дираковская эффективная масса нуклона *m*<sup>\*</sup> определяется, главным образом, скалярным конденсатом χ(ρ) (см. обзор [6], содержащий ссылки на более ранние публикации).

Начиная с работы [1], функция S(р) рассматривается, как возникающая благодаря пионному облаку, и пропорциональная матричному элементу  $\langle \pi | \overline{q} q | \pi \rangle$ . Первые оценки опирались на вычисление фоковского однопионного обменного вклада [1], затем использовались более сложные подходы. В работе [7] было показано, что вклад S(p) в большой мере модельно зависим. Результаты последних исследований, основанных на теории возмущений, были опубликованы в [8], где нуклоны материи рассматриваются как свободные частицы, их ферми-движение учитывается в низшем порядке по теории возмущений.

В работе [9] мы рассмотрели правила сумм КХД для конечной плотности, используя иную модель для ядерной материи. Мы предположили, что состояние  $|M\rangle$  формируется взаимодействующими релятивистскими нуклонами. Благодаря самосогласованному взаимодействию они получают векторную и скалярную собственную энергию  $\Sigma_V$  и  $\Sigma_S$ , которые соответствуют векторной и скалярной структуре в дираковском уравнении для нуклона. Таким образом, нуклоны, составляющие материю, и пробный нуклон рассматриваются на равных основаниях. При определенных условиях (раздел 2) конденсат описывается формулой, аналогичной (2)

$$\varkappa(\rho) = \varkappa(0) + \varkappa_N^{eff}\rho; \quad \varkappa_N^{eff} = \left\langle N_r \left| \sum_i \overline{q} q \right| N_r \right\rangle, \tag{5}$$

где  $|N_r\rangle$  вектор состояния релятивистского нуклона в среде. Нуклонный матричный элемент, таким образом, модифицируется за счет фермидвижения нуклонов и их взаимодействия. Показано, что разность  $\varkappa_N^{eff} - \varkappa_N$  так же важна, как вклад взаимодействия  $S(\rho)$ , полученный в нерелятивистском приближении. Заметим, что в подходах, где материя состоит из нерелятивистских нуклонов, включение ферми-движения дается малыми поправками порядка  $p_F^2/m^2$ , учтенными в низшем порядке по теории возмущений. В нашем подходе ферми–движение определяется параметром  $p_F^2/m^{*2}$ , который не предполагается малым. Отметим, что в [9] мы учитывали лишь двухнуклонные (2N) взаимодействия.

Нерелятивистский подход описывается в следующем разделе. В последующем разделе получено выражение для  $\kappa_N^{eff}$ . В заключительном разделе приведены выводы.

#### НЕРЕЛЯТИВИСТСКИЕ РАСЧЕТЫ

Скалярный конденсат можно записать как

$$\varkappa(\rho) = \left\langle M \left| \frac{\partial H}{\partial m_q} \right| M \right\rangle; \quad m_q = \frac{m_u + m_d}{2}, \tag{6}$$

где  $H(x) = m_u \overline{u}(x)u(x) + m_d \overline{d}(x)d(x) + ...$ плотность Гамильтониана КХД. Здесь точки обозначают вклады, которые не зависят от масс легких кварков  $m_u$  и  $m_d$ . Представляя  $H(x) = m_q(\overline{u}(x)u(x) + \overline{d}(x)d(x))$  $+m_q^{(-)}(\overline{u}(x)u(x) - \overline{d}(x)d(x))...,$ где  $m_q^{(-)} = (m_u - m_d)/2$ , мы приходим к (6). Теорема Гельмана–Фейнмана позволяет связать скалярный конденсат с плотностью энергии материи Е.

$$\frac{\partial \mathsf{E}}{\partial m_q} = \left\langle M \left| \frac{\partial H}{\partial m_q} \right| M \right\rangle; \ \varkappa(\rho) = \frac{\partial \mathsf{E}}{\partial m_q}.$$
(7)

Плотность материи

$$\rho = 4 \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \ \Theta(p_F - p) = \frac{2}{\pi^2} \int_0^{p_F} dp_i p_i^2 = \frac{2p_F^3}{3\pi^2}, \quad (8)$$

где  $p_F$  обозначает импульс Ферми и 3х-импульсы нуклонов материи  $p_i \leq p_F$ .

Рассматривая разные приближения для плотности энергии, мы получим модельно-зависимые значения конденсата.

Предполагая, что материя представляет собой релятивистский Ферми газ, получим, после вычитания вакуумного члена

$$E = E_g = 4 \int \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3} \, \Theta(p_F - p_i) \, E(p_i);$$

$$E(p_i) = \sqrt{m^2 + p_i^2},$$
(9)

*m* масса свободного нуклона в покое. Нижний индекс *g* означает газовое приближение. Тогда

$$\varkappa(\rho) = \varkappa(0) + \varkappa_N F_0(\rho)\rho. \tag{10}$$

Функция

$$F_0(\rho) = \frac{4}{\rho} \int \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3} \Theta(p_F - p_i) \frac{m}{E(p_i)}$$
(11)

описывает влияние ферми–движения нуклонов на скалярный конденсат. В низшем порядке разложения по степеням  $p_F/m$  получаем  $F_0 = F_0(0) = 1$ .

Теперь мы включаем нуклонное взаимодействие, тогда  $E \equiv E_g + E_{int}$  и

$$\mathsf{E}_{\rm int} = \frac{4}{\rho} \int \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3} U_i \Theta(p_F - p_i), \qquad (12)$$

где  $U_i$  потенциальная энергия нуклона с импульсом  $p_i$ . Таким образом, мы получаем

$$\varkappa(\rho) = \varkappa(0) + \varkappa_{N} F_{0}(\rho)\rho + S(\rho); \quad S(\rho) = \frac{\partial \mathsf{E}_{\text{int}}}{\partial m_{q}}.$$
 (13)

Предполагая, что нуклонное взаимодействие вызвано обменом мезонами  $\mu_i$  с массами  $m_i$ , запишем

$$\frac{\partial \mathsf{E}_{\rm int}}{\partial m_q} = \sum_i \frac{\partial \mathsf{E}_{\rm int}}{\partial m_i} \frac{\partial m_i}{\partial m_q}.$$
(14)

Заметим, что  $\partial m_i / \partial m_q = \varkappa_{\mu_i} = \langle \mu_i | \overline{q}q | \mu_i \rangle$ , и величина  $\varkappa_{\mu_i}$  есть число кварков и антикварков в мезоне  $\mu_i$ . Поэтому мы ожидаем  $\varkappa_{\mu_i} \approx 2$ . Пионы явля-

ются исключением:  $\kappa_{\pi} = m_{\pi}/m_q \approx 12$ . Поэтому только пионные вклады были включены в [1, 7, 8].

Функция  $F_0$  в таком подходе представляет собой разложение по степеням  $p_F^2/m^2$ 

$$F_0(\rho) = 1 - \frac{3p_F^2}{10m^2} + \frac{9p_F^4}{56m^4} + \dots$$
(15)

#### КОНДЕНСАТЫ В СИСТЕМЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ НУКЛОНОВ

Теперь мы рассматриваем состояние  $|M\rangle$  как сформированное взаимодействующими релятивистскими нуклонами. В ходе самосогласованного взаимодействия они приобретают векторную и скалярную собственные энергии  $\Sigma_V$  и  $\Sigma_S$ , соответствующие векторным и скалярным структурам дираковского уравнения для нуклона. Мы включаем только 2N взаимодействия. Конденсаты  $\varkappa(\rho)$  определены уравнением (7). Чтобы получить плотность энергии *E*, напишем уравнение для волновой функции нуклона с 4-импульсом *p<sub>i</sub>* 

$$\left(\hat{p}_{i} - \frac{\hat{P}}{m}\Sigma_{V} + m^{*}\right)u = 0; \quad P = (m, \vec{0}).$$
(16)

Биспинор *и* нормирован условием  $\bar{u}\gamma_0 u = 1$ . Энергия нуклона равна

$$p_{i0} = E(|\vec{p}_i|) = \overline{u}(p_{ij}\gamma^j + m^*)u + \Sigma_V \overline{u}\gamma_0 u, \qquad (17)$$

где  $m^* = m + \Sigma_S$  и  $\Sigma_V$ - это эффективная масса и векторная собственная энергия,  $p_{ij}$  (j = 1, 2, 3) пространственные компоненты 4х-вектора  $p_i$ . Для плотности энергии мы находим (здесь и ниже  $p_i = |\vec{p}_i|$ )

$$\mathsf{E} = 4 \int \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3} \ \Theta(p_F - p_i) \ \Phi(p_i);$$
  
$$\Phi(p_i) = \overline{u}(p_{ij}\gamma^j + m)u + \frac{\Sigma_V}{2}\overline{u}\gamma_0 u + \frac{\Sigma_S}{2}\overline{u}u; \qquad (18)$$
  
$$\Sigma_S = m^* - m.$$

Здесь мы включаем только вклад 2N взаимодействия в  $\Sigma_V$  и  $\Sigma_S$ . Напомним, что в ядерной материи собственные энергии  $\Sigma_V$  и  $\Sigma_S$  не зависят от  $p_i$ . Используя равенства  $\overline{u}u = m^*/E^*(p_i)$ ,  $\overline{u}p_{ij}\gamma^j u = E^*(p_i)\overline{u}\gamma_0 u - m^*\overline{u}u = p_i^2/E^*(p_i)$ , с  $E^*(p_i) = \sqrt{m^{*2} + p_i^2}$ , (19)

мы находим

$$\mathsf{E} = 4 \int \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3} \Theta(p_F - p_i) E^*(p_i) - \frac{\Sigma_S}{2} \rho F(\rho) + \frac{\Sigma_V}{2} \rho \quad (20)$$

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 10 2021

с

$$F(\rho) = \frac{4}{\rho} \int \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3} \Theta(p_F - p_i) \frac{m^*}{E^*(p_i)} =$$

$$= \frac{2}{\pi^2 \rho} \int_0^{p_F} dp_i \ p_i^2 \frac{m^*}{E^*(p_i)}.$$
(21)

Отметим, что  $F(\rho)$  – это та же самая функция, которая связывает скалярную плотность  $\rho_S$  и ядерную плотность  $\rho$  в скалярно-векторной модели (модель Валечки) [10], где  $\rho_S = F(\rho)\rho$ .

Первый член в правой части (20) представляет энергию  $\tilde{\mathsf{E}}_{g}$  релятивистского ферми-газа нуклонов с массой *m*<sup>\*</sup>. Два следующие члена выражают энергию взаимодействия  $\tilde{\mathsf{E}}_{int}$  в скалярном и векторном канале, соответственно,

$$\mathsf{E} = \tilde{\mathsf{E}}_g + \tilde{\mathsf{E}}_{\text{int}}.$$
 (22)

Наше ключевое предположение состоит в том, что основная зависимость плотности энергии от кварковых масс заключена в нуклонной массе *m*. Это позволило пренебречь производными  $\partial \Sigma_{S,V} / \partial m_q$ , полагая  $\partial m^* / \partial m_q = \partial m / \partial m_q$ . Таким образом,  $\partial E / \partial m_q \approx \partial \tilde{E} / \partial m_q = \varkappa_N F(\rho)$ , где  $\varkappa_N$  определяется (2), а  $F(\rho)$  дано формулой (21). Вместо (2) мы получаем

$$\varkappa(\rho) = \varkappa(0) + \varkappa_N F(\rho) \,\rho, \tag{23}$$

с  $\varkappa_N = \langle N | \overline{q}q | N \rangle$ , где  $| N \rangle$ , как и в уравнении (2), описывает свободные нерелятивистские нуклоны в покое.

Таким образом, мы пришли к уравнению (5) с

$$\boldsymbol{\kappa}^{eff}(\boldsymbol{\rho}) = \boldsymbol{\kappa}_N F(\boldsymbol{\rho}). \tag{24}$$

Заметим, что к<sup>eff</sup> (р) отличается от  $\varkappa_N$  благодаря движению нуклонов и их взаимодействиям. Действительно, полагая  $p_i = 0$  в (19), получим  $\varkappa^{eff} = \varkappa_N$ . А полагая  $m^* = m$ , т.е.  $\Sigma_S = 0$ , мы найдем  $F(\rho) = F_0(\rho)$ , где  $F_0(\rho)$  определено в (11). Отклонение  $F_0(\rho)$  от единицы определяется параметром  $p_F^2/m^2 \ll 1$ , а функции  $F(\rho)$  – параметром  $p_F^2/m^{*2}$ , который не мал. Так, при эмпирической величине плотности насыщения  $p_F \approx 270$  МэВ имеем  $m^* \approx 550$  МэВ [10]. Мы полностью включаем зависимость  $F(\rho)$  от  $p_F^2/m^{*2}$ .

Функция  $F(\rho)$  зависит от нуклонной эффективной массы  $m^*(\rho)$ , которая может быть получена в адронных моделях. В версии правил сумм КХД, представленной в [9], правая часть уравнения для скалярного канала содержит эффективную массу  $m^*(\rho)$ , тогда как левая часть содержит скалярный конденсат  $\varkappa(\rho, m^*(\rho))$ . Таким обра-



**Рис. 1.** Зависимость скалярного конденсата  $\varkappa(\rho)$  от плотности. На горизонтальной оси отложено отношение плотности  $\rho$  к эмпирической величине плотности насыщения ядерной материи  $\rho_0 = 0.17 \text{ фm}^{-3}$ . На вертикальной оси показано отношение  $\varkappa(\rho)/\varkappa(0)$ . Точечная кривая относится к газовому приближению. Наш результат – сплошная кривая. Штрихованная кривая – результат, полученный в [8].

зом, мы приходим к самосогласованному уравнению для  $m^*(\rho)$ , которое было решено в [9]. Результаты работы [9] будут использованы для вычисления  $\varkappa(\rho)$ .

Среди недавних работ по вычислению конденсата мы можем провести сравнение лишь с работой [8], где явно выделен вклад 2N взаимодействий. Напомним, что отправной точкой в [8] было рассмотрение материи как системы невзаимодействующих нерелятивистских нуклонов (с малыми релятивистскими поправками, включенными по теории возмущений). На рис. 1 мы представляем результаты в сравнении с работой [8]. Видно, что включение релятивистского множителя  $F(\rho)$ , вызванного ферми-движением нуклонов и их взаимодействием, настолько же важно, насколько включение только одного взаимодействия.

На рис. 1 приведены результаты вычислений для  $\sigma_N = 45$  МэВ. На рис. 2 мы представляем результаты для  $\sigma_N = 65$  МэВ. Можно видеть, что влияние релятивистского фактора  $F(\rho)$  растет с ростом величины  $\sigma_N$ .

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы анализируем скалярный кварковый конденсат  $\kappa(\rho)$  в ядерной материи с плотностью  $\rho$ . Материя рассматривается как система релятивистских взаимодействующих нуклонов. Благодаря взаимодействию каждый нуклон получает векторную  $\Sigma_V$  и скалярную  $\Sigma_S$  собственную энергию. Мы предполагаем, что основной вклад в  $\kappa(\rho)$  обусловлен за-



**Рис. 2.** Зависимость от плотности скалярного конденсата для двух величин  $\sigma_N$  в сравнении с газовым приближением. Сплошные кривые относятся к результатам с  $\sigma_N = 45$  МэВ. Штрихованные кривые к  $\sigma_N = 65$  МэВ. Прямые линии описывают газовое приближение при соответствующих  $\sigma_N$ . Остальные обозначения те же, что на рис. 1.

висимостью масс свободных нуклонов от масс кварков. Тогда мы получаем, что скалярный конденсат может быть рассмотрен, как конденсат в ферми–газе той же плотности, но состоящем из нуклонов массы  $m^*(\rho)$ . Конденсат  $\varkappa(\rho)$  выражается с помощью модифицированного газового приближения (23). Ферми-движение нуклонов и их взаимодействие меняют  $\varkappa_N$  на эффективный нуклонный матричный элемент  $\varkappa^{eff}(\rho) = \varkappa_N F(\rho)$ . Релятивистский множитель  $F(\rho)$  (21) в свою очередь зависит от  $m^*(\rho)$ .

Эффективная масса  $m^*$  может быть вычислена в адронной модели. Мы используем версию правил сумм КХД в системе с конечной плотностью [9]. Уравнение для скалярного канала связывает  $m^*(\rho) \, c \, \varkappa(\rho, m^*(\rho))$ , оно решено в [9]. Это позволяет вычислить  $\varkappa(\rho)$ .

Сравнивая наш результат с расчетами в рамках киральной теории возмущений (рис. 1), мы видим, что влияние нуклонной релятивистской динамики на скалярный конденсат так же важно, как учет пионного облака в подходе с нерелятивистским ферми-газом [8].

На рис. 2 мы сравниваем влияние нуклонной динамики на  $\varkappa(\rho)$  для  $\sigma_N = 45$  МэВ и  $\sigma_N = 65$  МэВ. Можно видеть, что отклонение от газового приближения увеличивается с ростом  $\sigma_N$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

 Drukarev E.G., Levin E.M. // Nucl. Phys. A. 1990. V. 511. P. 679. ВЛИЯНИЕ НУКЛОННОЙ ДИНАМИКИ

1481

- Gubler P., Satow D. // Prog. Part. Nucl. Phys. 2019.
   V. 106. P. 1.
- Shifman M.A., Vainshtein A.I., Zakharov V.I. // Nucl. Phys. B. 1979. V. 147. P. 385.
- 4. Ioffe B.L. // Nucl. Phys. B. 1981. V. 188. P. 317.
- 5. *Ioffe B.L., Lipatov L.N., Fadin V.S.* Quantum chromodynamics. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2010.
- Друкарев Е.Г., Рыскин М.Г., Садовникова В.А. // ЯФ. 2011. Т. 74. С. 1; Drukarev E.G., Ryskin M.G., Sadovnikova V.A. // Phys. Atom. Nucl. 2012. V. 75. P. 34.
- Brockmann R., Weise W. // Phys. Lett. B. 1996. V. 367. P. 40.
- Goda S., Jido D. // Phys. Rev. C. 2013. V. 88. Art. No. 065204.
- 9. Drukarev E.G., Ryskin M.G., Sadovnikova V.A. // Eur. Phys. J. A. 2019. V. 55. P. 34.
- Serot B.D., Walechka J.D. // Adv. Nucl. Phys. 1986.
   V. 16. P. 1.

## Influence of nucleon dynamics on the scalar quark condensate in nuclear matter

E. G. Drukarev<sup>a</sup>, M. G. Ryskin<sup>a</sup>, V. A. Sadovnikova<sup>a, \*</sup>

<sup>a</sup>National Reseach Center "Kurchatov Institute", Konstantinov Nuclear Physics Institute, Gatchina, 188300 Russia \*e-mail: sadovnik@thd.pnpi.spb.ru

We demonstrated that the change of the scalar quark condensate in nuclear matter caused by relativistic nucleon dynamics is at least as important as that provided the pion cloud originated by interacting nucleons.

УДК 539.142.3

## СТРУКТУРНЫЕ ФУНКЦИИ, ОТВЕЧАЮЩИЕ НУЛЬЗВУКОВЫМ ВОЗБУЖДЕНИЯМ

© 2021 г. В.А. Садовникова\*

Федеральное государственное бюджетное учреждение "Петербургский институт ядерной физики имени Б.П. Константинова" Национального исследовательского центра "Курчатовский институт", Гатчина, Россия \*E-mail: sadovnik@thd.pnpi.spb.ru

Поступила в редакцию 24.05.2021 г. После доработки 01.06.2021 г. Принята к публикации 28.06.2021 г.

Рассмотрен отклик симметричной, нейтронной и асимметричной по изоспину ядерной материи на малое изовекторное внешнее поле  $V_0(\omega, k)$ . Показано, как отклик и структурные функции связаны с построенными ранее решениями дисперсионного нульзвукового уравнения в материи:  $\omega_{si}(k)$ , i = n, p, np.

DOI: 10.31857/S0367676521100239

#### **ВВЕДЕНИЕ**

В работе изучается линейный отклик ядерной материи на изовекторное внешнее поле. Сначала, следуя работам [1, 2], рассматриваются ветви нульзвуковых решений. Затем мы изучаем вклад в запаздывающий поляризационный оператор (функцию отклика) и в структурные функции нульзвуковых возбуждений, связанных с этими решениями.

Имеется много публикаций, описывающие разные типы откликов ядерной материи, связанных с возбуждением коллективных состояний. В работе [3] изучается изоспиновая функция отклика в асимметричной ядерной материи в широком диапазоне изменения параметра асимметрии. Показано, что длина свободного пробега нейтрино существенно зависит от асимметрии и присутствия коллективных мод. В [4] исследуется влияние различных вкладов нуклон-нуклонного взаимодействия на функции отклика ядерной материи в изовекторном внешнем поле. В работе [5] исследуются продольный и поперечный спиновый отклик в чисто нейтронной материи в широком диапазоне плотностей.

Параметр асимметрии и импульсы Ферми протонов и нейтронов определяются следующим образом:

$$\beta = (\rho_n - \rho_p) / (\rho_n + \rho_p),$$
  

$$p_{Fn} = (3\pi^2 (1 + \beta) \rho / 2)^{(1/3)},$$
(1)  

$$p_{Fp} = (3\pi^2 (1 - \beta) \rho / 2)^{(1/3)}.$$

В этой работе мы следуем методу, развитому в статье [6], где в рамках теории конечных ферми-

систем исследовано возбуждение гигантских дипольных резонансов в ядрах. В нашей работе рассматривается отклик на внешнее изовекторное монопольное поле  $V_0(\omega, k) = \lambda \tau_3 e^{i\vec{q}\vec{r}-i(\omega+i\eta)t}$ . Форма функции отклика  $\Pi^R(\omega, k)$  определяется нульзвуковыми возбуждениями. Структурная функция связана с  $\Pi^R(\omega, k)$  соотношением [7, 8]

$$S(\omega,k) = -\frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \left( \Pi^{R}(\omega,k) \right).$$
<sup>(2)</sup>

В работе используется эффективное взаимодействие Ландау–Мигдала между квазичастицами:

$$F_{tot}(\vec{\sigma}_{1},\vec{\tau}_{1};\vec{\sigma}_{2}\vec{\tau}_{2}) =$$

$$= C_{0}(F + F'(\vec{\tau}_{1}\vec{\tau}_{2}) + G(\vec{\sigma}_{1}\vec{\sigma}_{2}) + G'(\vec{\tau}_{1}\vec{\tau}_{2})(\vec{\sigma}_{1}\vec{\sigma}_{2})),$$
(3)

где  $\vec{\sigma}, \vec{\tau}$  — матрицы Паули в спиновом и изоспиновом пространстве. Нормировочный множитель:  $C_0 = N^{-1} = \pi^2 / p_0 m_0$ , N — плотность состояний на поверхности Ферми. В предлагаемых ниже вычислениях  $p_0$  — импульс Ферми:  $p_0 = 0.268$  ГэВ,  $m_0 = 0.94$  ГэВ. Функция отклика на изовекторное внешнее поле в асимметричной ядерной материи (АЯМ) определяется выражением [4]:

$$\Pi^{R}(\omega,k) = \Pi^{pp}(\omega,k) + \Pi^{nn}(\omega,k) - - \Pi^{pn}(\omega,k) - \Pi^{np}(\omega,k).$$
(4)

В [6] построена матрица для эффективных полей, возбужденных в АЯМ внешним изовекторным дипольным полем. Переписывая эту матрицу для запаздывающих поляризационных операторов  $\Pi^{\tau\tau'}(\omega, k)$  во внешнем изовекторном монопольном поле [9], мы получим для  $\Pi^{pp}$  и  $\Pi^{np}$  следующую систему уравнений

$$\Pi^{pp} = A^{p} + A^{p} F^{pp} \Pi^{pp} + A^{p} F^{pn} \Pi^{np},$$
  

$$\Pi^{np} = A^{n} F^{np} \Pi^{pp} + A^{n} F^{nn} \Pi^{np}$$
(5)

где вершины взаимодействия частично-дырочных (*ph*) пар определяются силовыми константами (3):

$$F^{pp} = F^{nn} = F + F', \quad F^{pn} = F^{np} = F - F'.$$
 (6)

Функции  $A^{\tau}(\omega, k)$  являются функциями Мигдала и имеют вид

$$A^{p} = A^{p}(\omega,k) + A^{p}(-\omega,k),$$
  

$$A^{n} = A^{n}(\omega,k) + A^{n}(-\omega,k),$$
(7)

$$A^{\tau}(\omega, k) = -2 \frac{m^{3}}{4\pi^{2}k^{3}} \left( \frac{a^{2} - b_{\tau}^{2}}{2} \ln \left( \frac{a + b_{\tau}}{a - b_{\tau}} \right) - ab_{\tau} \right),$$

где  $\tau = p, n; \ a = \omega - \frac{k^2}{2m}, \ b_{\tau} = \frac{kp_{F\tau}}{m}.$  Для дальнейше-

го важно то, что  $A^{\tau}(\omega, k)$  содержат логарифмические функции с разрезами [1].

Вводя матрицу M, мы переписываем систему (5) для  $\Pi^{pp}$  и  $\Pi^{np}$  в матричном виде.

$$M\begin{pmatrix}\Pi^{pp}\\\Pi^{np}\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}A^{p}\\0\end{pmatrix}, \quad \text{где}$$
$$M = \begin{pmatrix}(1 - A^{p}F^{pp}) & -A^{p}F^{pn}\\-A^{n}F^{np} & (1 - A^{n}F^{nn})\end{pmatrix},$$
(8)

Решая систему уравнений (8), получим для  $\Pi^{\tau\tau'}(\omega, k)$  следующие аналитические выражения:

$$\Pi^{pp} = \frac{A^{p}(1 - A^{n}F^{nn})}{\det(M)} \equiv \frac{D^{pp}}{\det(M)},$$

$$\Pi^{np} = \frac{A^{n}A^{p}F^{pn}}{\det(M)} \equiv \frac{D^{np}}{\det(M)}.$$
(9)

Заменяя в (9)  $p \leftrightarrow n$ , получаем выражения для  $\Pi^{nn}$ 

и  $\Pi^{pn}$ . Знаменатель одинаков во всех  $\Pi^{\tau\tau'}(\omega, k)$ .

Дальше мы построим  $\Pi^{\tau\tau'}(\omega, k)$  как сингулярные функции с полюсами в нулях знаменателя. Запишем выражение для полного изовекторного поляризационного оператора (см. (4)) в виде

$$\Pi^{R} = \Pi^{pp} + \Pi^{nn} - \Pi^{pn} - \Pi^{np} = \frac{D^{iv}}{E(\omega, k)},$$

где  $D^{iv} = D^{pp} + D^{nn} - D^{pn} - D^{np}$  и  $E(\omega, k) = \det(M)$ . Приравнивая знаменатель нулю:  $E(\omega, k) = 0$ , мы

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 10 2021

получим дисперсионное уравнение, которое определяет частоты нульзвуковых возбуждений и максимумы в структурных функциях, Раскрывая det(M) в выражении (8), получаем дисперсионное уравнение  $E(\omega, k) = det(M) = 0$  в следующем виде:

$$E(\omega,k) = (1 - F^{nn}A^{n}(\omega,k))(1 - F^{pp}A^{p}(\omega,k)) - (10) - (A^{p}(\omega,k)F^{pn})(A^{n}(\omega,k)F^{np}) = 0.$$

Это выражение можно переписать через константы эффективного квазичастичного взаимодействия (4), (6) как

$$1 - C_0(F + F')A^p - C_0(F + F')A^n + + 4FF'C_0^2A^pA^n = 0.$$
 (11)

Для этого уравнения в АЯМ получены три ветви решений  $\omega_{s\tau}(k)$ ,  $\tau = p, n, np$ . В симметричной ядерной материи (СЯМ) выражение (10) сводится к

$$E(\omega, k) = (1 - C_0 FA(\omega, k))(1 - F'A(\omega, k)) = 0.$$
(12)

Здесь  $A = A^{p} + A^{n}$ . Факторизация  $E(\omega, k)$  означает, что в симметричной материи есть два независимых уравнения. Одно описывает изоскалярные возбуждения, возникающие за счет *ph* взаимодействия *F*, а другое — изовекторные возбуждения, возникающие за счет взаимодействия *F* (3). Факторизация (12) говорит о том, что изоскалярные и изовекторные возбуждения не взаимодействуют в симметричной материи. В дальнейших вычислениях мы полагаем F = 0.

Мы получили в СЯМ две ветви решений  $\omega_s(k)$  и  $\omega_{s1}(k)$  [1].

В нейтронной материи протонный импульс Ферми равен нулю  $p_{F_p} = 0$  и функция  $A^p$  обращается в нуль. Тогда (10) сводится к

$$E(\omega, k) = 1 - C_0 F' A^n = 0.$$
(13)

В нейтронной материи получена одна ветвь решений  $\omega_{sn}(k)$ . Здесь нейтронная материя рассматривается не как  $\beta$ -стабильная ядерная материя, а как материя, состоящая только из нейтронов.

#### РЕШЕНИЯ ДИСПЕРСИОННОГО УРАВНЕНИЯ

Решения (10) представлены в [1, 2]. Здесь мы изучаем вклад этих решений в функцию отклика и в структурную функцию. В ядрах мнимые части полученных решений отвечают ширинам полупрямого распада возбужденных состояний. В ядерной материи мнимые части полученных решений обусловлены выходом из коллективизации возбужденного состояния части *ph* пар за счет смешивания с невзаимодействующими *ph* парами. Для получения решений мы рассматриваем дисперсионные урав-

нения (10)-(13) на комплексной плотности частот.

Функции  $A^{\tau}(\omega, k)$  (7) содержат логарифмические функции. Логарифмические разрезы определяются энергиями невзаимодействующих *ph* пар *(ph*-мода). При малых *k* дисперсионные уравнения имеют вещественные коллективные нульзвуковые решения. С ростом *k* происходит перекрытие коллективного решения и разреза. В дальнейшем решения уходят под логарифмический разрез на нефизический лист и приобретают мнимую

часть. В (10) входят функции  $A^{p}(\omega, k), A^{p}(-\omega, k)$  и

 $A^{n}(\omega, k), A^{n}(-\omega, k)$  имеющие разрезы, отвечающие протонным и нейтронным свободным *ph* парам. Мы полагаем, что решение, уходящее под разрез

функции  $A^{p}(\omega, k)$  приобретает мнимую часть изза смешивания со свободными протонными *ph* 

парами. Если остальные  $A^{T}(\omega, k)$  вычисляются на физическом листе, то мы считаем, что при  $\omega > 0$ протонный канал открыт, а нейтронный закрыт. В ядре затухание этих решений соответствует испусканию протонов. Эти решения обозначены  $\omega_{sp}(k)$ . Рассуждая аналогично, когда открыт нейтронный канал (т.е. мы строим решение на нефи-

зическом листе функции  $A^{n}(\omega, k)$ ), мы получаем решения  $\omega_{sn}(k)$ , затухающее за счет испускания нейтронов. В случае, когда открыты как протонный, так и нейтронный каналы, мы получаем ветвь решений  $\omega_{snp}(k)$ . Мнимая часть этого решения соответствует (в ядре) испусканию нуклона, изоспин которого не определяется в нашей модели.

Заметим, что при тех k, при которых имеются комплексные решения на нефизических листах, не удается найти решения уравнения (10) в том случае, если все  $A^{\tau}(\omega, k)$  расположены на физическом листе.

#### ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ СТРУКТУРНЫХ ФУНКЦИЙ

Представим структурную функцию как сумму по трем процессам, отвечающим полученным решениям:

$$S(\omega, k) = \sum_{l} S_{l}(\omega, k)$$
(14)

l = n, p, np. Выразим  $\Pi^{R}(\omega, k)$  (4), (9) в виде суммы по полюсам, которые являются нулями дисперсионного уравнения (10)  $E(\omega, k) = 0$ :

$$\frac{1}{E(\omega,k)} = \sum_{l} \frac{R_{l}(\omega_{sl},k)}{\omega - \omega_{sl}(k)} + \operatorname{Reg}_{l}(\omega,k).$$

Здесь  $\text{Reg}_{l}(\omega, k)$  — гладкая функция в районе полюсов. Вычеты  $R_{l}(\omega_{sl}, k)$  в полюсах вычисляются на тех же нефизических листах, где распо-

ложены полюса. Мы обозначили:  $E'(\omega_{sl}(k)) = dE(\omega,k)/d\omega|\omega = \omega_{sl}$ .

$$R_{l}(\omega_{sl},k) = \frac{1}{E'(\omega_{sl}(k))} = \frac{\operatorname{Re}(E') - I\operatorname{Im}(E')}{|E'|^{2}},$$

Поляризационный оператор (функция отклика в [7, 8]) имеет вид

$$\Pi^{R}(\omega,k) = \sum_{l} D^{i\nu}(\omega,k) \left( \frac{R_{l}(\omega_{sl},k)}{\omega - \omega_{sl}(k)} + \operatorname{Reg}_{l} \right).$$

Структурная функция может быть представлена как сумма полюсного и регулярного вкладов:

 $S(\omega, k) = S^{e}(\omega, k) + S^{reg}(\omega, k)$ . Функция  $S^{e}(\omega, k)$  обозначает сумму полюсных членов

$$S^{e}(\omega,k) = -\frac{1}{\pi} \operatorname{Im} D^{i\nu}(\omega,k) \sum_{l} \left( \frac{R_{l}(\omega_{sl},k)}{\omega - \omega_{sl}(k)} \right).$$
(15)

Функция  $S^{reg}(\omega, k)$  не содержит полюсные члены, но в нее входят, например, вклады, которые в ядрах отвечают вкладам от прямых реакций, т.е. внешнее поле выбивает нуклоны без образования коллективной моды. Здесь мы рассматриваем только полюсные вклады.

#### РЕЗУЛЬТАТЫ

Расчеты выполнены при равновесной плотности  $\rho_0 = 0.17 \text{ фм}^{-3}$ , при величине F' = 1.0 и массе квазичастиц  $m = 0.8m_0$ .

На рис. 1 показаны результаты для симметричной материи. Приведены ветви решений и структурные функции, отвечающие этим решениям при  $k/p_0 = 0.2, 0.6$ . На рис. 1*а* представлены ветви решений:  $\omega_s(k)$  и  $\omega_{s1}(k)$ . Нульзвуковые ветви решений  $\omega_s(k)$  вещественны при малых *k* и обозначают обычный нульзвук. С ростом *k*, при  $k = k_t$ , возникает перекрытие стабильных решений с *ph*-модой,  $k_t(\beta = 0) = 0.34p_0$ . При больших *k* ветвь  $\omega_s(k)$  уходит на нефизический листы как функции  $A^p(\omega, k)$ , так и функции  $A^n(\omega, k)$  и становится комплексной [1, 2]. Второе решение  $\omega_{s1}(k)$  находится на нефизическом листе или  $A^p(\omega, k)$ , или  $A^n(\omega, k)$ . Оно начинается при  $k = k_c$ ,  $k_c = 0.52p_0$ .

На рис. 16 имеется один бесконечный пик при  $k/p_0 = 0.2$ , отвечающий вещественному решению  $\omega_s(k = 0.2/p_0)$ , решение  $\omega_{s1}(k)$  отсутствует. А при  $k/p_0 = 0.6$  представлены уже два решения и им соответствуют два максимума на рис. 16. Ширины максимумов  $S^e(\omega,k)$  возникли благодаря мнимым частям  $\omega_s(k)$  и  $\omega_{s1}(k)$ .



**Рис. 1.** Симметричная ядерная материя  $\beta = 0$ .  $\omega_s(k)$ (сплошная кривая, значок "S");  $\omega_{s1}(k)$  (точечная кривая, значок "S1") (a). Показан вклад полюсных членов в структурную функцию  $S_l(\omega, k)$  (15), l = s, sl. Кривые со звездочками построены для  $k/p_0 = 0.2$ ; остальные для  $k/p_0 = 0.6$  (б). При  $\omega > 0$  ( $\omega < 0$ ) показаны реальные (мнимые) части решений  $\omega_i(k)$ . Тонкая сплошная кривая — огибающая полюсных слагаемых  $S^{e}(\omega, k)$  (15). На рисунках обозначено  $S_{str} = 10^3 S^e(\omega, k) \text{ M} \ni \text{B}^{-1} \text{ } \phi \text{M}^{-3}.$ 

На рис. 2а приведены ветви решений в АЯМ с параметром асимметрии  $\beta = 0.2$ :  $\omega_{sn}(k)$ ,  $\omega_{sp}(k)$  и  $\omega_{snn}(k)$ . Видно, что решения появляются при разных значениях k. При  $k/p_0 = 0.2$  получено два решения  $\omega_{sn}(k)$ ,  $\omega_{sn}(k)$ . На рис. 26 линия со звездочками имеет два максимума в  $S^{e}(\omega, k = 0.2p_{0})$ , отвечающие этим решениям. Левый соответствует решению  $\omega_{sp}(k = 0.2p_0)$  (его ширина (в ядрах) определяется испусканием протонов), а правый –  $\omega_{sn}(k = 0.2p_0)$ , ширина определяется испусканием нейтронов.

При  $k/p_0 = 0.6$  на рис. 2*а* видим три решения, а на рис. 26 – три максимума, соответствующие этим решениям. Цифрой 1 обозначен максимум, отвечающий решению  $\omega_{sn}(k = 0.6 p_0)$ , затухающий за счет испускания нейтронов (ширина определяется мнимой частью  $\omega_{sn}(k = 0.6 p_0))$ . Цифрой 2 обозначен максимум, отвечающий  $\omega_{sp}(k = 0.6p_0)$ .



**Рис. 3.** Нейтронная материя  $\beta = 1.0$ . Ветвь  $\omega_{sn}(k)$  (*a*). Вклад в структурную функцию (б). Сплошная кривая – вклад полюса  $\omega_{sn}(k = 0.2p_0)$ , точки  $-\omega_{sn}(k = 0.6p_0)$ . Остальные обозначения те же, что на рис. 1.



**Рис. 2.** Асимметричная ядерная материя  $\beta = 0.2$ .  $\omega_{sn}(k)$  (точечная кривая 1),  $\omega_{sp}(k)$  (штрихованная кривая 2),  $\omega_{snp}(k)$  (штрих-пунктир 3) (a). Вклады полюсов в структурные функции при  $k = 0.2 p_0$  (звездочки) и  $k = 0.6 p_0$  (б). Вклады полюсов обозначены такими же кривыми и цифрами 1, 2, 3, как и ветви решений  $\omega_{si}(k)$  на *a*, дающие эти полюса (15).



Цифрой *3* обозначен максимум, соответствующий  $\omega_{snp}(k = 0.6 p_0)$ .

В нейтронной материи имеет одно решение  $\omega_{sn}(k)$  и структурная функция содержит один максимум,  $k_t(\beta = 1) = 0.09 p_0$ . Результат приведен на рис. 3. При  $k/p_0 = 0.2 \omega_{sn}(k)$  имеет малую ширину (рис. 3*a*), что соответствует высокому пику на рис. 3*b*, а при  $k/p_0 = 0.6$  мнимая часть  $\omega_{sn}(k)$  увеличилась, и пик изменил форму.

В дальнейшем планируется этот метод применить к конкретным ядрам, однако при этом возникает множество дополнительных вопросов, например, о проницаемости кулоновского барьера и влиянии формы ядра.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Садовникова В.А., Соколов М.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 10. С. 1331; Sadovnikova V.A., *Sokolov M.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 10. P. 1196.

- 2. Садовникова В.А., Соколов М.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. № 8. С. 1069; Sadovnikova V.A., Sokolov M.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. No. 8. P. 981.
- Lipparini E., Pederiva F. // Phys. Rev. C. 2016. V. 94. Art. No. 024323.
- Pastore A., Davesne D., Navarro J. // Phys. Rep. 2015. V. 563. P. 1.
- Riz L., Pederiva F., Gandolfi S. // J. Phys. G. 2020. V. 47. Art. No. 04516.
- Migdal A.B., Zaretsky D.F., Lushnikov A.A. // Nucl. Phys. A. 1965. V. 66. P. 193.
- Абрикосов А.А., Горьков Л.П., Дзялошинский И.Е. Методы квантовой теории поля в статистической физике. М.: Физматлит, 1962.
- 8. *Lipparini E*. Modern many-particle physics. World Scientific, 2003.
- 9. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М.: Наука, 1983.
- 10. Sadovnikova V. A. // ArXiv: 2004.04971. 2020.

### Structure functions generated by zero sound excitations

#### V. A. Sadovnikova\*

National Reseach Center "Kurchatov Institute", Konstantinov Nuclear Physics Institute, Gatchina, 188300 Russia \*e-mail: sadovnik@thd.pnpi.spb.ru

The response of the symmetric, asymmetric and neutron nuclear matter to the small isovector external field  $V_0(\omega, k)$  is considered. It is shown how the response and structure functions are connected with the found before solutions of the dispersion zero sound equations in nuclear matter:  $\omega_{si}(k)$ , i = n, p, np.

УДК 539.173

## МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ *Р*-ЧЕТНЫХ *Т*-НЕЧЕТНЫХ АСИММЕТРИЙ В РЕАКЦИЯХ ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ХОЛОДНЫМИ ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ НЕЙТРОНАМИ С ВЫЛЕТОМ АЛЬФА-ЧАСТИЦ

#### © 2021 г. С. Г. Кадменский<sup>1,</sup> \*, Д. Е. Любашевский<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Воронежский государственный университет", Воронеж, Россия

> \**E-mail: kadmensky@phys.vsu.ru* Поступила в редакцию 24.05.2021 г. После доработки 01.06.2021 г. Принята к публикации 28.06.2021 г.

В рамках квантовой теории деления при использовании представлений об изотропности пространства построены коэффициенты *P*-четных *T*-нечетных асимметрий *D* в угловых распределениях  $\alpha$ -частиц  $P^0(\theta)$  зависящих соответственно от четных и нечетных орбитальных моментов. Рассчитаны величины  $\Delta_{odd}$  и  $\Delta_{ev}$  при использовании  $\chi^2$ -метода из условия согласования теоретических коэффициентов  $D_{3.5}$  с аналогичными экспериментальными  $D_{3.5exp}$  для исследуемых ядер <sup>233</sup>U, <sup>235</sup>U, <sup>239</sup>Pu и <sup>241</sup>Pu. Из сравнения  $\Delta_{ev}$  с  $\Delta_{\alpha}$  видно, что при переходе от ядра-мишени <sup>233</sup>U к <sup>235</sup>U изменяется знак, что не возможно объяснить в рамках классического подхода, но может послужить теоретической базой для объяснения изменения знака в указанных ядрах для коэффициентов *P*-четных *T*-нечетных асимметрий в случае мгновенных нейтронов и  $\gamma$ -квантов.

DOI: 10.31857/S0367676521100173

#### введение

В дифференциальных сечениях  $\frac{d\sigma_{nf}}{d\Omega_{\alpha}}$  реакций истинного тройного деления ядер <sup>233</sup>U, <sup>235</sup>U. <sup>239</sup>Ри и <sup>241</sup>Ри холодными поляризованными нейтронами с вылетом третьих частиц экспериментально исследовались Р-четные Т-нечетные асимметрии [1-6]. Далее будем использовать отличающуюся от используемой в работе [6] лабораторную систему координат (л. с. к.), в которой ось Z направлена по направлению единичного импульса легкого фрагмента деления  $\vec{k}_{\rm LF}$ , ось Y направлена вдоль пучка продольно поляризованных нейтронов, для которых можно ввести единичные векторы поляризации  $\vec{\sigma}_n^+$  или  $\vec{\sigma}_n^-$ , параллельные или антипараллельные направлению указанной оси соответственно, а детекторы α-частиц располагаются в направлении единичного импульса указанных частиц  $\vec{k}_{\alpha}$ , задаваемым углами  $\theta, \phi$ , когда проекция импульса  $\vec{k}_{\alpha}$  на ось *X* оказывается равной  $(\vec{k}_{\alpha})_{r} = \sin\theta\cos\varphi$ . Именно при таком выборе л. с. к. угол  $\theta$  совпадает с углом между направлениями импульсов α-частицы и

легкого фрагмента деления, который фиксируется в эксперименте. Экспериментально анализируемый коэффициент исследуемой *T*-нечетной асимметрии  $D(\Omega_{\alpha})$  определялся формулой [1]:

$$D(\Omega_{\alpha}) = \left(\frac{d\sigma_{nf}^{(+)}}{d\Omega_{\alpha}} - \frac{d\sigma_{nf}^{(-)}}{d\Omega_{\alpha}}\right) / \left(\frac{d\sigma_{nf}^{(+)}}{d\Omega_{\alpha}} + \frac{d\sigma_{nf}^{(-)}}{d\Omega_{\alpha}}\right), \quad (1)$$

где  $\frac{d\sigma_{nf}^{(+)}}{d\Omega_{\alpha}}$  и  $\frac{d\sigma_{nf}^{(-)}}{d\Omega_{\alpha}}$  – дифференциальные сечения  $\alpha$ -частиц для направлений вектора поляризации падающих нейтронов  $\vec{\sigma}_{n}^{+}$  или  $\vec{\sigma}_{n}^{-}$  соответственно.

В первом порядке по вектору поляризации нейтрона  $\vec{p}_n$  дифференциальное сечение  $\frac{d\sigma_{nf}}{d\Omega_{\alpha}}$  определяется как

$$\frac{d\sigma_{nf}}{d\Omega_{\alpha}} = \frac{d\sigma_{nf}^{0}}{d\Omega_{\alpha}} + \frac{d\sigma_{nf}^{1}}{d\Omega_{\alpha}},$$
(2)

где

$$\frac{d\sigma_{nf}^{0}}{d\Omega_{\alpha}} = Y(\theta), \qquad (3)$$

представляет собой дифференциальное сечение исследуемой реакции холодными неполяризованными нейтронами с  $\vec{p}_n = 0$ ;  $Y(\theta)$  – аксиальносимметричное угловое распределение предразрывных  $\alpha$ -частиц, нормированное на полное сечение  $\sigma_{nf}^0$ , которое в [6] для исследованных ядер

представлялось в виде гистограмм; а добавка  $\frac{d\sigma_{nf}}{d\Omega_{\alpha}}$  в сечение (2), строится в первом порядке теории возмущений по значению вектора поляризации

**б**<sub>*n*</sub> налетающего нейтрона и поэтому меняет знак

при переходе от вектора  $\vec{\sigma}_n^+$  к вектору  $\vec{\sigma}_n^-$ . В этом случае, используя представления об изотропности пространства и сохранении четности, величи-

на  $\frac{d\sigma_{nf}^{l}}{d\Omega_{\alpha}}$  может быть выражена [7] через *P*-четные скалярные функции. Данные функции зависят от комбинаций векторов  $\vec{k}_{TP}$ ,  $\vec{k}_{LF}$  и  $\vec{\sigma}_{n}$  и отвечают тройной и пятерной корреляциям, которые ранее обсуждались в работах [6, 8, 9], как

$$\frac{d\sigma_{nf}^{l}}{d\Omega_{\alpha}} = \left(\frac{d\sigma_{nf}^{l}}{d\Omega_{\alpha}}\right)_{3} + \left(\frac{d\sigma_{nf}^{l}}{d\Omega_{\alpha}}\right)_{5},$$
(4)

где

$$\left(\frac{d\sigma_{nf\alpha}^{1}(\theta,\phi)}{d\Omega}\right)_{3} = A_{3}(\theta)\left(\vec{\sigma}_{n}\left[\vec{k}_{\alpha},\vec{k}_{LF}\right]\right) =$$

$$= A_{3}(\theta)\sin\theta\cos\omega;$$
(5)

$$\left(\frac{d\sigma_{nf\alpha}^{1}(\theta,\varphi)}{d\Omega}\right)_{5} = A_{5}(\theta)\left(\vec{\sigma}_{n}\left[\vec{k}_{\alpha},\vec{k}_{LF}\right]\right)\left(\vec{k}_{\alpha},\vec{k}_{LF}\right) = (6)$$
$$= A_{5}(\theta)\sin\theta\cos\theta\cos\varphi,$$

причем  $A_3(\theta)$  и  $A_5(\theta)$  зависят от четных степеней скалярного произведения векторов  $(\vec{k}_{LF}, \vec{k}_{TP}) =$ = cos $\beta$ . В таком случае, используя формулы (4)–(6), коэффициент  $D(\theta, \varphi)$  (1) можно записать в виде

$$D(\theta, \varphi) = D_3(\theta, \varphi) + D_5(\theta, \varphi), \qquad (7)$$

где

$$D_{3}(\theta, \phi) = \left(\frac{d\sigma_{nf}^{1}}{d\Omega_{\alpha}}\right)_{3} / \sigma_{nf}^{0} Y(\theta) =$$

$$= 4 (\theta) \sin \theta \cos \phi / \sigma^{0} Y(\theta); \qquad (8)$$

$$= A_3(\theta) \sin \theta \cos \varphi / \sigma_{nf}^0 Y(\theta);$$

$$D_{5}(\theta,\phi) = \left(\frac{d\sigma_{nf}^{1}}{d\Omega_{\alpha}}\right)_{5} / \sigma_{nf}^{0} Y(\theta) =$$
(9)

$$= A_5(\theta) \sin \theta \cos \theta \cos \phi / \sigma_{nf} Y(\theta)$$

Далее рассмотрим упрощенный случай, когда третьи частицы вылетают в плоскости *ZX* и  $\varphi = 0$ . Учитывая, что коэффициенты  $\left(\frac{d\sigma_{nf}^{l}(\theta)}{d\Omega_{\alpha}}\right)_{3}$  и  $\left(\frac{d\sigma_{nf}^{l}(\theta)}{d\Omega_{\alpha}}\right)$  удовлетворяют условиям:

$$\left(\frac{d\sigma_{nf}^{l}(\pi-\theta)}{d\Omega_{\alpha}}\right)_{3} = \left(\frac{d\sigma_{nf}^{l}(\theta)}{d\Omega_{\alpha}}\right)_{3};$$
(10)

$$\left(\frac{d\sigma_{nf}^{1}(\pi-\theta)}{d\Omega_{\alpha}}\right)_{5} = -\left(\frac{d\sigma_{nf}^{1}(\theta)}{d\Omega_{\alpha}}\right)_{5},$$
 (11)

то, с применением формул (8,9) можно записать, что

$$D_{3}(\theta) = [D(\theta)Y(\theta) + D(\pi - \theta)Y(\pi - \theta)]/2Y(\theta), (12)$$

$$D_5(\theta) = [D(\theta)Y(\theta) - D(\pi - \theta)Y(\pi - \theta)]/2Y(\theta).$$
(13)

Используя выведенные соотношения возможно найти экспериментальные значения коэффициентов  $D_3(\theta)$  и  $D_5(\theta)$  через экспериментальные значения  $D(\theta_{\alpha})$  и невозмущенные угловые распределения третьих частиц  $Y(\theta)$ , что было сделано в работе [7]. Полученные значения указанных коэффициентов для <sup>233</sup>U, <sup>235</sup>U, <sup>239</sup>Pu и <sup>241</sup>Pu при их сопоставлении с соответствующими значениями, построенными в рамках использованных теоретических подходов, позволяют оценить достоинства и недостатки указанных подходов.

В настоящее время для определения  $\frac{d\sigma_{nf}^{l}}{d\Omega_{\alpha}}$  (4) используются следующие альтернативные подходы:

пользуются следующие альтернативные подходы.

1 — классический, основанный [3–6, 16, 17] на методе траекторных расчетов;

2 — подход, опирающийся на квантовую теорию двойного и тройного деления ядер [8, 9, 18–30].

Целью настоящей работы является оценка современного уровня понимания исследуемых P-четных T-нечетных асимметрий и демонстрация принципиальной возможности описания их характеристик в рамках квантовой теории деления, а также сопоставление характеристик P-четных T-нечетных асимметрий в дифференциальных сечениях тройного деления ядер-актинидов холодными поляризованными нейтронами при вылете предразрывных  $\alpha$ -частиц с полученными значениями в рамках различных теоретических подходов.

#### НЕДОСТАТКИ ШИРОКО ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ПОДХОДОВ К ОПИСАНИЮ *Р*-ЧЕТНЫХ *Т*-НЕЧЕТНЫХ *ROT*- И *TRI*-АСИММЕТРИЙ

При тройном делении ядер-актинидов холодными поляризованными нейтронами с вылетом предразрывных  $\alpha$ -частиц, описание *P*-четных *T*-нечетных асимметрий *ROT* типа основывается [6, 16, 17] на классических траекторных расчетах разлета продуктов тройного деления. Данные расчеты учитывают вращение составной делящейся системы вокруг оси, которая перпендикулярна оси симметрии указанной системы. Основополагающим результатом работ [6, 16, 17] является то, что угол поворота  $\Delta_{\alpha}$  асимптотического волнового вектора  $\alpha$ -частицы  $\vec{k}_{\alpha}$  по отношению к направлению асимптотического волнового вектора легкого фрагмента деления  $\vec{k}_{\rm LF}$  определяется как

$$\Delta_{\alpha} = \Delta_{LF} - \Delta_{\alpha}', \qquad (14)$$

где  $\Delta'_{LF}$  и  $\Delta'_{\alpha}$  — углы поворота векторов  $\vec{k}_{LF}$  и  $\vec{k}_{\alpha}$  относительно оси симметрии делящейся системы. В работе [6] появление асимметрии *ROT* типа авторы связывают с влиянием вращения составной делящейся системы вокруг оси, перпендикулярной ее оси симметрии, коэффициент которой имеет вид

$$D_{ROT}(\theta) = 2\Delta_{\alpha} \frac{Y_{\alpha}(\theta)}{2Y_{\alpha}(\theta)},$$
(15)

где  $\Delta_{\alpha}$  — обусловленный влиянием указанного вращения угол поворота единичного вектора третьей частицы  $\vec{k}_{\alpha}$  предразрывной  $\alpha$ -частицы относительно единичного вектора легкого фрагмента деления  $\vec{k}_{LF}$ . Появление угла  $\Delta_{\alpha}$  связывается с влиянием кориолисова взаимодействия обусловленного коллективным вращением составной делящейся системы вокруг оси, перпендикулярной оси симметрии указанной системы, на угловые распределения фрагментов деления и  $\alpha$ -частиц.

Для описания *P*-четных *T*-нечетных асимметрий *TRI* типа используется [7] отличный от формирования асимметрий *ROT* типа механизм, не связанный с влиянием вращения составной делящейся системы.

В работе [6] высказана гипотеза, что *P*-четные *T*-нечетные асимметрии *TRI* типа связаны с коллективными возбуждениями ядер с K > 0, где K – представляет собой квантовое число, возможны лишь для ядер при отсутствии аксиальной симметрии. Это утверждение противоречит общепринятой коллективной модели ядра [18], в которой считается, что только для системы с аксиальной симметрии *K* является интегралом движения и поэтому состояниям ядра можно приписать значение кван-

тового числа К. При этом авторы [6] признают наличие хороших квантовых чисел К и даже считают, что обработка их экспериментальных данных представляет уникальную возможность для определения их численных значений. Отсутствие же аксиальной симметрии они связывают с bendingколебаниями [31] составного деляшегося ядра в окрестности точки разрыва. Этим они опять противоречат коллективной модели ядра, в которой система считается неаксиальной, при условии, что она "обладает устойчивой равновесной формой, отклоняющейся от аксиальной симметрии на величину, превышающую амплитуду нулевых колебаний" [18]. Резюмируя все выше сказанное можно прейти к выводу, что поперечные wrigglingи bending- колебания (должны быть нулевыми, поскольку из экспериментально подтвержденного закона сохранения квантового числа К в процессе деления следует [32], что делящаяся система в точке разрыва не может быть нагретой [18]), возбуждаемые в составном деляшемся ядре в окрестности его точки разрыва, имеют малые амплитуды и поэтому сохраняют аксиальную симметрию.

Следующее утверждение работы [6] состоит в том, что такие bending-колебания можно представить как вращение изогнутого "бананообразного" ядра вокруг оси разлета осколков, причем его угловой момент значения +K или -K, поскольку оба направления вращения равновероятны. Рассматриваемые bending-колебания вместе с wriggling-колебаниями служат источником [25] больших значений спинов фрагментов деления, но никак не связаны со спинами J и их проекциями K для переходных делительных состояний.

В дальнейшем авторы работы [6] используют гипотезу, что величина  $D_{TRI}(\theta)$  не зависит от угла  $\theta$  и имеет вид  $D_{TRI}(\theta) = D_{TRI}$ . Учитывая, что величина  $D_{ROT}(\theta)$  (15) обращается в нуль в точке максимума углового распределения  $\alpha$ -частиц  $Y_{\alpha}(\theta)$ , возникающего при угле  $\theta^0 = 82^\circ$ , величина  $D_{TRI}$ находится авторами как

$$D_{TRI} = D(\theta^0), \tag{16}$$

при этом  $D_{ROT}(\theta)$  имеет вид:

$$D_{ROT}(\theta) = D(\theta) - D(\theta^0).$$
(17)

Таким образом, в цитированной работе коэффициенты  $D_{TRI}$  и  $D_{ROT}(\theta)$  извлекаются из экспериментального коэффициента  $D(\theta)$  при использовании определенных теоретических представлений, отраженных в формулах (16) и (17).



**Рис. 1.** Экспериментальные (черные кружки) и рассчитанные в рамках теоретических подходов (квантового – непрерывная линия, классического – пунктирная линия) коэффициенты  $D_3(\theta)$  для ядра-мишени <sup>233</sup>U.

#### ХАРАКТЕРИСТИКИ *Т*-НЕЧЕТНЫХ АСИММЕТРИЙ В УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯХ ПРЕДРАЗРЫВНЫХ АЛЬФА-ЧАСТИЦ

Теперь можно провести сравнение найденных экспериментальных коэффициентов  $D_{3 exp}(\theta)$  и  $D_{5 exp}(\theta)$  с  $D_3(\theta)$  и  $D_5(\theta)$ , рассчитанными при использовании двух наиболее общих теоретических подходов. Первый подход основан на классическом методе траекторных расчетов [16, 17], в котором не учитывается интерференция делительных амплитуд различных нейтронных резонансных состояний  $sJ_s \neq s'J_{s'}$ , возбуждаемых в составном делящемся ядре. Альтернативный подход основан на квантовой теории деления [18–21, 27–30], в которой исследуемые *P*-четные *T*-нечетные асимметрии обусловлены только интерференцией делительных амплитуд различных нейтронных резонансных состояний  $sJ_s \neq s'J_{s'}$ .

В случае, когда  $\varphi = 0$ , для коэффициентов  $\frac{d\sigma_{nf}^{l}}{d\Omega}$ (4), построенных в рамках квантового подхода [18–21, 27–30], можно выделить коэффициенты  $D_3$  (18) и  $D_5$  (19), как

$$D_3 = \Delta_{odd} \frac{dY_{odd}^0(\theta)}{d\theta} / Y^0(\theta), \qquad (18)$$

$$D_5 = \Delta_{ev} \frac{dY_{ev}^0(\theta)}{d\theta} / Y^0(\theta), \qquad (19)$$

где  $Y_{odd}^{0}(\theta)$  и  $Y_{ev}^{0}(\theta)$  — нечетная и четная часть, полного угловое распределение  $\alpha$ -частиц  $Y^{0}(\theta)$ .

Исследуем далее реализуемый при исследованиях коэффициентов Р-четных Т-нечетных асимметрий случай, когда детекторы третьих частиц располагаются в верхней полуплоскости XZ, что соответствует наблюдению экспериментальных коэффициентов указанных асимметрий  $D^{exp}(\theta, \phi = 0)$  при выборе азимутального угла  $\phi$ , определяющего направление вылета третьей частицы,  $\phi = 0$ . Тогда при использовании этих коэффициентов  $D^{exp}(\theta, \phi = 0)$  и экспериментальных значений угловых распределений предразрывных  $\alpha$ -частиц  $Y_0^{exp}(\theta)$  [6] можно по формулам (12), (13) восстановить экспериментальные значения коэффициентов  $D_3^{exp}(\theta, \varphi = 0)$  и  $D_5^{exp}(\theta, \varphi = 0)$  для ядер-мишеней <sup>233</sup>U, <sup>235</sup>U, <sup>239</sup>Pu и <sup>241</sup>Pu. Как видно из Рис. 1–8, где представлены экспериментальные коэффициенты  $D_{3}^{exp}\left( \theta, \phi = 0 \right)$  и  $D_{5}^{exp}\left( \theta, \phi = 0 \right)$  (жирные кружки) для ядер-мишеней <sup>233</sup>U, <sup>235</sup>U, <sup>239</sup>Pu и <sup>241</sup>Pu, коэффициенты  $D_{5}^{exp}(\theta, \phi = 0)$ , как и следовало ожидать, обращаются в нуль при  $\theta = \pi/2$ .

Как видно из рис. 1-4, экспериментальные  $D_{3exp}$  и теоретические коэффициенты  $D_{3}$  для <sup>233</sup>U обладают одинаковыми знаками, но при этом сильно отличаются по абсолютным величинам в диапазоне углов  $\theta < 85^{\circ}$  и  $\theta > 100^{\circ}$ , для <sup>235</sup>U и <sup>239</sup>Pu имеют достаточно близкие значения, а для <sup>241</sup>Ри имеются заметные отличия в интервале углов  $\theta >$ 95°. Как видно из рис. 5-8, экспериментальные  $D_{5exp}$  и теоретические коэффициенты  $D_5$  для <sup>233</sup>U имеют противоположные знаки во всей области углов  $\theta$ , для <sup>235</sup>U и <sup>239</sup>Pu качественно согласуются во всей области углов θ и для <sup>241</sup> Ри имеются заметные отличия абсолютных значений в области углов  $\theta > 95^{\circ}$ . Это означает, что представленное в [6] разумное согласие полного коэффициента D, с экспериментальным коэффициентом D<sub>exp</sub> [6], находится в контрасте с существенным расхождением коэффициентов D<sub>5</sub> (25) и экспериментальных коэффициентов  $D_{5exp}$  для <sup>233</sup>U, что ставит под сомнение справедливость указанного подхода.

Представленные в табл. 1 величины  $\Delta_{odd}$  и  $\Delta_{ev}$ , рассчитаны при использовании  $\chi^2$ -метода из условия согласования коэффициентов  $D_3(\theta)$  и  $D_5(\theta)$  с коэффициентами  $D_{3exp}(\theta)$  и  $D_{5exp}(\theta)$ , представленными для исследуемых ядер-мишеней на рис. 1–8. При использовании коэффициентов  $\Delta_{odd}$  и  $\Delta_{ev}$  были рассчитаны коэффициенты  $D_3(\theta)$  и  $D_5(\theta)$ . Как



**Рис. 2.** Экспериментальные (черные кружки) и рассчитанные в рамках теоретических подходов (квантового – непрерывная линия, классического – пунктирная линия) коэффициенты  $D_3(\theta)$  для ядра-мишени <sup>235</sup>U.



**Рис. 4.** Экспериментальные (черные кружки) и рассчитанные в рамках теоретических подходов (квантового – непрерывная линия, классического – пунктирная линия) коэффициенты  $D_3(\theta)$  для ядра-мишени <sup>241</sup> Рu.

видно из рис. 1–4, экспериментальные  $D_{3exp}(\theta)$  и теоретические коэффициенты  $D_3(\theta)$  для <sup>233</sup>U кардинально отличаются, особенно в области углов

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 10 2021



**Рис. 3.** Экспериментальные (черные кружки) и рассчитанные в рамках теоретических подходов (квантового – непрерывная линия, классического – пунктирная линия) коэффициенты  $D_3(\theta)$  для ядра-мишени <sup>239</sup> Рu.



**Рис. 5.** Экспериментальные (черные кружки) и рассчитанные в рамках теоретических подходов (квантового – непрерывная линия, классического – пунктирная линия) коэффициенты  $D_5(\theta)$  для ядра-мишени <sup>233</sup>U.

 $\theta > 95^{\circ}$ , а для <sup>235</sup>U, <sup>239</sup>Pu и <sup>241</sup>Pu разумно согласуются во всей области углов, за исключением  $\theta > 100^{\circ}$ для <sup>235</sup>U и <sup>241</sup>Pu. Представленные на рис. 5–8 теоре-



**Рис. 6.** Экспериментальные (черные кружки) и рассчитанные в рамках теоретических подходов (квантового – непрерывная линия, классического – пунктирная линия) коэффициенты  $D_5(\theta)$  для ядра-мишени <sup>235</sup>U.



**Рис.** 7. Экспериментальные (черные кружки) и рассчитанные в рамках теоретических подходов (квантового – непрерывная линия, классического – пунктирная линия) коэффициенты  $D_5(\theta)$ для ядра-мишени <sup>239</sup> Ри.

тические коэффициенты  $D_5(\theta)$  находятся в достаточно приемлемом согласии, как по абсолютным величинам, так и по знакам для всех ядер-мишеней.



**Рис. 8.** Экспериментальные (черные кружки) и рассчитанные в рамках теоретических подходов (квантового – непрерывная линия, классического – пунктирная линия) коэффициенты  $D_5(\theta)$  для ядра-мишени <sup>241</sup> Рu.

Причиной расхождения экспериментальных  $D_{3\,exp}(\theta)$  и теоретических  $D_3(\theta)$  коэффициентов, рассчитанных в рамках квантовой теории деления, может быть использованное в работе [27, 29] приближение, связанное с влиянием Кориолисова взаимодействия на амплитуду углового распределения  $\alpha$ -частиц. К сожалению, нахождение амплитуды возмущенной амплитуды требует решения достаточно сложной трехтельной квантовой задачи о движении третьей частицы в кулоновском поле фрагментов деления с учетом влияния  $H^{Cor}$  в первом порядке теории возмущений.

**Таблица 1.** Рассчитанные при использовании  $\chi^2$ -метода величины  $\Delta_{odd}$  и  $\Delta_{ev}$  для ядер-мишеней <sup>233</sup>U, <sup>235</sup>U, <sup>239</sup>Pu и <sup>241</sup>Pu

Ядро-мишень	$\Delta_{odd}$	$\Delta_{ev}$	$\Delta_{lpha}$
<sup>233</sup> U	0.018	-0.019	0.0105
<sup>235</sup> U	0.085	0.092	0.1075
<sup>239</sup> Pu	0.010	0.006	0.010
<sup>241</sup> Pu	0.012	0.030	0.0235

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 10 2021

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках квантового подхода удается получить хорошее согласие коэффициентов Р-четных Т-нечетных асимметрий *D*<sub>3</sub> для ядер <sup>235</sup>U, <sup>239</sup>Pu и <sup>241</sup>Pu, хотя не удается достигнуть приемлемого согласия для ядра <sup>233</sup>U. Это может говорить о наличие дополнительного механизма, не связанного с вращением квантовой системы делящегося ядра. В работе [6] была сделана такая попытка введением дополнительной константы  $D_{TRI}$ , но она не увенчалась успехом, так как связывалась с влиянием только коллективных bending - колебаниях составного делящегося ядра в окрестности его точки разрыва, но при этом полностью игнорирует роль wriggling-колебаний. Эффективный угол поворота  $\Delta_{odd}$  для всех ядер имеет один и тоже знак. При описании коэффициентов Р-четных Т-нечетных асимметрий *D*<sub>5</sub> для всех четырех ядер было достигнуто очень хорошее согласие, а также была найдена особенность, что ядро  $^{233}U \Delta_{ev}$  имеет отрицательный знак, а при переходе к ядрам <sup>235</sup>U, <sup>239</sup>Ри и <sup>241</sup>Ри меняется на противоположный, хотя в рамках классического подхода знак  $\Delta_{\alpha}$  остается одинаковым для всех четырех ядер. Это означает, что углы  $\Delta_{odd}$  и  $\Delta_{ev}$  строятся по другим физическим формулам, нежели в классическом подходе.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Jessinger P., Kotzle F., Gagarski F.M. et al. // Nucl. Instr. Meth. 2000. V. 440. P. 618.
- Jessinger P., A. Koetzle A., Gonnenwein F. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2002. V. 65. P. 662.
- 3. Gagarski A.M., Guseva I. S., Gonnenwein F. et al. In: Proc. 1SINN-14 (Dubna, 2007). P. 93.
- Gonnenwein F, Mutterer M., Gagarski A.M. et al. // Phys. Lett. B. 2007. V. 652. P. 13.
- 5. Gagarski A.M., Petrov G.A., Guseva I.S. et al. // Proc. ISINN-16. (Dubna, 2009). P. 356.
- Gagarski A., Goennenwein F., Guseva I. et al. // Phys. Rev. C. 2016. V. 93. Art. No. 054619.
- Kadmensky S.G., Lyubashevsky D.E., Kostryukov P.V.// Proc. 68 Nucl. Conf. "Nucleos 2007" (Voronezh, 2007). P. 39.
- Бунаков В.Е., Кадменский С.Г., Кадменский С.С. // ЯФ. 2008. Т. 71. С. 1917.
- 9. Кадменский С.Г., Бунаков В.Е., Кадменский С.С. // ЯФ. 2010. Т. 73. С. 1429.
- Danilyan G.V., Klenke J., Krakhotin V.A. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2009. V. 72. P. 1872.
- 11. Danilyan G.V., Granz P., Krakhotin V.A. et al. // Phys. Lett. B. 2009. V. 679. P. 25.
- 12. Danilyan G.V., Klenke J., Krakhotin V.A. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2010. V. 73. P. 1155.
- Вальский Г.В., Гагарский А.М., Гусева И.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74. № 6. С. 803; Valsky G.V., Gagarski А.М., Guseva I.S. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2010. V. 74. No. 6. Р. 767.

- Danilyan G.V., Klenke J., Krakhotin V.A. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2011. V. 74. P. 631.
- Данилян Г.В., Кленке Й., Копач Ю.Н. и др. // ЯФ. 2014. Т. 77. С. 715.
- Гусева И.С., Гусев Ю.И. // Изв. РАН. Сер. физ. 2007. Т. 71. № 3. С. 382; Guseva I.S., Gusev Yu.I. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2007. V. 71. No. 3. P. 367.
- Guseva I., Gusev Yu. // AIP Conf. Proc. 2009. V. 1175. P. 355.
- 18. *Bohr A., Mottelson B.R.* Nuclear structure. New York: Benjamin, 1969.
- Сушков О.П., Фламбаум В.В. // УФН. 1982. Т. 136.
   С. 3; Sushkov O.P., Flambaum V.V. // Sov. Phys. Usp. 1982. V. 25. P. 1.
- 20. Кадменский С.Г. // ЯФ. 2002. Т. 65. С. 1424.
- Бунаков В.Е., Кадменский С.Г. // ЯФ. 2003. Т. 66. С. 1894; Bunakov V.E., Kadmensky S.G. // Phys. Atom. Nucl. 2003. V. 66. P. 1846.
- Кадменский С.Г., Родионова Л.В. // ЯФ. 2004. Т. 66. С. 1259; Kadmensky S.G., Rodionova L.V. // Phys. Atom. Nucl. 2004. V. 66. P. 1219.
- Любашевский Д.Е., Кадменский С.Г. // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74. № 6. С. 828; Lyubashevsky D.E., Kadmensky S.G. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2010. V. 74. No. 6. P. 791.
- 24. Бунаков В.Е., Кадменский С.Г., Любашевский Д.Е. // ЯФ. 2016. Т. 79. С. 198.
- 25. Кадменский С.Г., Бунаков В.Е., Любашевский Д.Е. // ЯФ. 2017. Т. 80. С. 447.
- Кадменский С.Г., Титова Л.В., Любашевский Д.Е. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 6. С. 791; Kadmensky S.G., Titova L.V., Lyubashevsky D.E. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 6. P. 717.
- Кадменский С.Г., Бунаков В.Е., Любашевский Д.Е. // ЯФ. 2018. Т. 81. № 4. С. 433.
- Кадменский С.Г., Бунаков В.Е., Любашевский Д.Е. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 9. С. 1236; Kadmensky S.G., Bunakov V.E., Lyubashevsky D.E. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 9. P. 1128.
- Кадменский С.Г., Любашевский Д.Е., Кострюков П.В. // ЯФ. 2019. Т. 82. № 3. С. 252.
- Кадменский С.Г., Бунаков В.Е., Любашевский Д.Е. // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. № 8. С. 1015; Kadmensky S.G., Bunakov V.E., Lyubashevsky D.E. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. No. 8. P. 927.
- 31. Nix J.R., Swiatecki W.J. // Nucl. Phys. A. 1965. V. 71. P. 1.
- 32. Кадменский С.Г. // ЯФ. 2005. Т. 68. С. 2030.

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 10 2021

## The mechanism of *P*-even *T*-odd asymmetries formation in the reactions of ternary nuclear fission by cold polarized neutrons with the emission of alpha particles

#### S. G. Kadmensky<sup>*a*, \*</sup>, D. E. Lyubashevsky<sup>*a*</sup>

<sup>a</sup>Voronezh State University, Voronezh, Russia \*e-mail: kadmensky@phys.vsu.ru

Within the framework of the quantum fission theory, using the concept of space isotropy, the coefficients of the *P*-even *T*-odd asymmetries *D* in the angular distributions of  $\alpha$ -particles  $P^0(\theta)$  depending on the even and odd orbital moments, respectively, are constructed. The values  $\Delta_{odd}$  and  $\Delta_{ev}$  are calculated using the  $\chi^2$ -method from the condition of agreement of the theoretical coefficients  $D_{3,5}$  with analogous experimental coefficients  $D_{3,5exp}$  for the <sup>233</sup>U, <sup>235</sup>U, <sup>239</sup>Pu, and <sup>241</sup>Pu nuclei under study. Comparison  $\Delta_{ev}$  with  $\Delta_{\alpha}$  shows that when someone transits from the <sup>233</sup>U target nucleus to <sup>235</sup>U, the sign changes, which cannot be explained within the framework of the classical approach, but can be used as a theoretical basis for explaining the change in sign in the indicated nuclei for the coefficients of *P*-even *T*-odd asymmetries in the case of prompt neutrons and  $\gamma$ -quanta.

УДК 539.1:539.17:539.164

## СПЕКТРОСКОПИЯ СВОЙСТВ РАСПАДА ТРАНСФЕРМИЕВЫХ ИЗОТОПОВ В ДУБНЕ

© 2021 г. М. С. Тезекбаева<sup>1, 2, \*</sup>, А. В. Еремин<sup>1, 3</sup>, О. Н. Малышев<sup>1, 3</sup>, А. В. Исаев<sup>1</sup>, Р. С. Мухин<sup>1</sup>, А. А. Кузнецова<sup>1</sup>, А. Г. Попеко<sup>1, 3</sup>, Ю. А. Попов<sup>1, 3</sup>, А. И. Свирихин<sup>1, 3</sup>, Е. А. Сокол<sup>1</sup>, М. Л. Челноков<sup>1</sup>, В. И. Чепигин<sup>1</sup>, А. Лопез-Мартенс<sup>4</sup>, К. Хошильд<sup>4</sup>, О. Дорво<sup>5</sup>, Б. Галл<sup>5</sup>, Б. С. Сайлаубеков<sup>1, 2</sup>

> <sup>1</sup>Международная межправительственная организация Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

<sup>2</sup>Институт ядерной физики, Алматы, Казахстан

<sup>3</sup>Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московской области "Университет "Дубна", Дубна, Россия

<sup>4</sup>Национальный институт ядерной физики и физики частиц Национального центра научных исследований, Университет Париж-Сакле, Лаборатория Ирен Жолио-Кюри, Орсе, Франция

<sup>5</sup>Национальный институт ядерной физики и физики частиц Национального центра научных исследований, Университет Страсбург, Междисциплинарный институт Губерта Курьена, Страсбург, Франция

> \**E-mail: tezekbaeva@jinr.ru* Поступила в редакцию 24.05.2021 г. После доработки 01.06.2021 г. Принята к публикации 28.06.2021 г.

Представлены данные по свойствам радиоактивного распада изотопов <sup>256</sup>Rf и <sup>249, 250</sup>No, синтезируемых в реакциях полного слияния <sup>50</sup>Ti + <sup>208</sup>Pb и <sup>48</sup>Ca + <sup>204</sup>Pb, с последующим испарением нейтронов из возбужденного состояния составного ядра. В экспериментах использовались высокоинтенсивные пучки ускоренных тяжелых ионов <sup>48</sup>Ca и <sup>50</sup>Ti циклотрона У400 ЛЯР ОИЯИ и кинематический сепаратор SHELS.

DOI: 10.31857/S0367676521100252

#### введение

Для детального исследования свойств радиоактивного распада изотопов трансфермиевых элементов и поперечных сечений образования этих изотопов используются различные типы реакций с пучками ускоренных частиц и методы идентификации. В наиболее эффективных методиках при синтезе сверхтяжелых элементов использовались экспериментальные установки с кинематическим отделением ядер отдачи от фоновых продуктов, а также корреляционная обработка экспериментальных данных для генетически связанных распадов материнское ядро – дочернее ядро [1]. Корреляционные цепочки имплантированных в детектор ядер отдачи приводят в область известных изотопов, что необходимо для достоверной идентификации материнского ядра. В будущем экспериментальная техника как для сепарации ядер отдачи, так и для регистрации различных видов излучений, испускаемых исследуемыми ядрами, может быть улучшена, что даст новые возможности для изучения и поиска новых изотопов и получения новых данных о распадах известных ядер.

При современных методах изучения область трансфермиевых элементов ( $100 \le Z \le 106$ ) является более доступной для исследования и проведения экспериментов, так как сечения образования этих изотопов гораздо выше образования изотопов сверхтяжелых элементов (СТЭ, Z > 110). Кроме того, область трансфермиевых элементов (нейтронно-избыточные изотопы элементов в области No–Sg) сама по себе является весьма интересной для спектроскопических исследований, так как существует переход от нейтронной подоболочки N = 152 к подоболочке N = 162, причем сечения образования данных изотопов достаточно высоки (более одного нанобарна).

В Лаборатории ядерных реакций (ЛЯР) им. Г.Н. Флерова ОИЯИ на кинематическом сепараторе SHELS [2] проводятся эксперименты по детальному изучению свойств радиоактивного распада (α, β, γ-спектроскопия) изотопов трансфермиевых элементов, синтезируемых в реакци-

**Таблица 1.** ЯО-α-α корреляции для распада изотопа <sup>256</sup>Rf.  $E_{\rm HO}$  – энергия ЯО,  $\Delta T({\rm HO} - \alpha_1)$  – разница времени между зарегистрированным материнским ядром и ЯО.  $E_{\alpha_1}$  – энергия материнского ядра,  $\Delta T(\alpha_1 - \alpha_2)$  – разница времени между материнским и дочерним ядрами,  $E_{\alpha_2}$  – энергия дочернего ядра

<i>Е</i> <sub>ЯО</sub> , кэВ	$\Delta T$ (ЯО – $\alpha_1$ ), мс	<i>Е</i> <sub>α<sub>1</sub>, кэВ</sub>	$\Delta T(\alpha_1 - \alpha_2), c$	<i>Е</i> <sub>α2</sub> , кэВ
10810	21.57	8793	2.585	8418
8148	6.79	8780	2.456	8417
9738	8.078	8789	3.703	8412
8910	0.3	8749	2.226	8417
9402	29.87	8790	6.614	8420
11540	0.134	8726	5.027	8377
9330	3.424	8781	3.369	8405
9120	9.185	8798	3.505	8415
10795	0.981	8794	1.904	8411

ях полного слияния с последующим испарением нескольких нейтронов.

#### ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

В 2019–2020 годах на ускорителе У-400 ЛЯР ОИЯИ были проведены эксперименты по детальному изучению свойств радиоактивного распада изотопов Rf и No, образующихся в реакциях полного слияния ускоренных ионов <sup>50</sup>Ti и <sup>48</sup>Ca с ядрами мишеней из обогащенных изотопов свинца. В экспериментах были использованы мишени <sup>208</sup>PbS, <sup>206</sup>PbS и <sup>204</sup>PbS на 1.5 мкм Ti подложке.

Мишени в форме сегментов устанавливаются на вращающийся диск в мишенном блоке кинематического сепаратора SHELS для снижения тепловой нагрузки [2, 3]. Эффективность транспортировки ядер отдачи (ЯО), образующихся в реакциях полного слияния с ионами <sup>48</sup>Ca и <sup>50</sup>Ti, от мишени до фокальной плоскости сепаратора составляет величину порядка 30–40% в зависимости от настроек ионно-оптической системы сепаратора.

В фокальной плоскости сепаратора располагается комбинированная детектирующая система GABRIELA, позволяющая регистрировать α-частицы, γ-кванты, β-частицы и осколки спонтанного деления (СД), испускаемые исследуемыми ядрами [4, 5]. После отделения от фоновых продуктов ЯО, пролетая через время пролетную систему, состоящую из 2-х (старт и стоп) детекторов, имплантируются в фокальный двусторонний кремниевый многостриповый детектор DSSD (128 × 128 стрипов, размер 100 × 100 мм<sup>2</sup>, толщина 0.5 мм). Дополнительные 8 стриповых детектора  $(16 \times 16 \text{ стрипов, размер } 50 \times 60 \text{ мм}^2, толщина$ 0.7 мм), смонтированные по бокам фокального детектора, образующие "колодец" глубиной 6 см, служат для увеличения эффективности регистрации  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц, а также осколков СД, вылетающих из фокального DSSD-детектора. Энергетическое разрешение для  $\alpha$ -частиц в диапазоне 6— 10 МэВ составляет величину порядка 15—20 кэВ. Вокруг "колодца" смонтированы 4 однокристальных германиевых детектора. Максимально близко к фокальному DSSD детектору расположен германиевый четырехкристальный детектор Клеверного типа [5]. Для снижения фона германиевые детекторы окружены антикомптоновской защитой (BGO), что позволяет существенно снизить фон  $\gamma$ -квантов.

#### РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

#### Изотоп <sup>256</sup>Rf

В экспериментах по изучению свойств спонтанного деления изотопа <sup>256</sup>Rf на сепараторе SHELS, с использованием нейтронного детектора, состоящего из 54 <sup>3</sup>He-счетчиков [6], не удалось обнаружить ни одного события  $\alpha$ -распада, соответствующего <sup>256</sup>Rf, число событий спонтанного деления, отнесенного к данному изотопу, составило величину порядка 1500 [7]. В более ранних экспериментах [8, 9], проведенных в Институте тяжелых ионов (GSI, Дармштадт) были обнаружены события  $\alpha$ -распада, которые были отнесены к распаду <sup>256</sup>Rf. Вероятности  $\alpha$ -распада составили  $b_{\alpha} = 0.022^{+0.073}_{-0.018}$  [8] и  $b_{\alpha} = 0.0032$  [9].

В настоящем эксперименте при исследовании реакции полного слияния  ${}^{50}\text{Ti} + {}^{208}\text{Pb} \rightarrow {}^{256}\text{Rf} + 2\text{n}$ были уточнены свойства распада изотопа  ${}^{256}\text{Rf}$ . Мишень  ${}^{208}\text{PbS}$  толщиной 0.4—0.6 мг · см<sup>-2</sup>, интегральный поток частиц  ${}^{50}\text{Ti}$  составил 5.05 · 10<sup>18</sup>. За время эксперимента в фокальной плоскости сепаратора было зарегистрировано около 6270 событий СД и 9 событий  $\alpha$ -распада, которые можно отнести к распаду ядра  ${}^{256}\text{Rf}$ . События  $\alpha$ -распада были получены в результате проведения корреляционного ЯО- $\alpha$ - $\alpha$  анализа (см. табл. 1).

**Таблица 2.** Существующие литературные данные по распаду изотопа <sup>256</sup>Rf и результаты настоящего эксперимента.  $N_{\alpha}/N_{C\Lambda}$  – число зарегистрированных α-частиц/осколков СД,  $E_{\alpha}$  – энергия зарегистрированных α-частиц,  $b_{\alpha/b_{c\Lambda}}$  – вероятность α-распада/СД

Эксп.	α-распад			СД			
	$N_{lpha}$	<i>Е</i> <sub>α</sub> , кэВ	T <sub>1/2</sub> , мс	$b_{\alpha}, \%$	N <sub>CД</sub>	<i>T</i> <sub>1/2</sub> , мс	b <sub>сд</sub> , %
[7]	1	$8812\pm23$	$10_{-4}^{+47}$	$2.2_{-1.8}^{+7.3}$	73	$7.4_{-0.8}^{+1.3}$	97.8
[8]	3	8776-8800	—	0.32	1900	$6.2\pm0.2$	99.68
[9]	0	—	_	_	1500	$5.75\pm0.17$	~100
2018 г.	9	8726-8798	$5.7 \pm 1.2$	$0.29^{+0.08}_{-0.07}$	6270	$6.9\pm0.23$	99.71 ± 1.26

**Таблица 3.** Параметры экспериментов по синтезу и изучению свойств радиоактивного распада изотопов <sup>250</sup>No и <sup>249</sup>No

Эксперимент	Энергия пучка <sup>48</sup> Са, МэВ	Интегральный поток ионов	Мишень	Толщина мишени, мкг · см <sup>-2</sup>	Обогащение мишени, %
Январь 2019	225	$8\cdot 10^{18}$	<sup>208</sup> PbS	360, 430	99.57
	225	$4.6 \cdot 10^{17}$	<sup>206</sup> PbS	400	99.51
	225	$2.6 \cdot 10^{18}$	<sup>204</sup> PbS	350	99.94
Октябрь 2020	225	$1 \cdot 10^{18}$		450	99.94
	237	$1.6 \cdot 10^{18}$	204 <b>Dh</b> S		
	242	$8.4 \cdot 10^{17}$			
	230	$2.6 \cdot 10^{17}$			

Измеренные периоды полураспада составили величину для СД 6.9  $\pm$  0.23 мс и для  $\alpha$ -распада 5.7  $\pm$  1.2 мс, вероятности распада составили  $b_{CA} = 99.71\%$  и  $b_{a} = 0.29\%$  соответственно, что хорошо согласуется с раннее опубликованными данными [7–9].

В табл. 2 приведены свойства радиоактивного распада ядра  $^{256}$ Rf по существующим и полученным новым данным.

#### Изотопы No. Предварительные результаты

В 2019–2020 гг. в ОИЯИ ЛЯР на циклотроне У-400 проводился ряд экспериментов по изучению свойств радиоактивного распада изотопов нобелия, образующихся в результате испарения составным ядром двух–трех нейтронов в реакциях полного слияния <sup>48</sup>Ca + <sup>204, 206, 208</sup>Pb  $\rightarrow$  <sup>252, 254, 256</sup>No\*. Полученные изотопы нобелия в основном испытывают  $\alpha$ –распад и СД, имеют периоды полураспада от нескольких микросекунд до десятков секунд. Условия экспериментов приведены в табл. 3.

#### <sup>254</sup>No u <sup>252</sup>No

Во время облучения мишени <sup>208</sup>PbS ускоренными ионами пучка <sup>48</sup>Са в фокальной плоскости было зарегистрировано порядка 600 корреляционных событий ЯО-осколок СД. В данном облучении наблюдались две активности, которые можно отнести к СД изотопов <sup>254</sup>No и <sup>252</sup>No. Это связано с достаточно большой вероятностью деления <sup>252</sup>No, образующегося на примеси изотопа <sup>206</sup>Рb в основной мишени. Вероятность спонтанного деления <sup>254</sup>No составляет величину 0.17%, с сечением образования в максимуме функции возбуждения 2 мкб, тогда как для <sup>252</sup>No вероятность СД составляет 29.3% (сечение образования составляет величину порядка 500 нб). Имея большую разницу между временами жизни, данные два изотопа хорошо разделяются по периодам полураспада. В результате к распаду <sup>254</sup> No было отнесено 310 событий СД.

В ходе эксперимента была набрана статистика, сравнимая с предыдущим экспериментом, проведенным в GSI [10]. Наблюдалось два события СД с малыми временами жизни, которые могут быть



**Рис. 1.** Временное распределение для изомерного и основного состояний <sup>250</sup>No. N – число отсчетов.  $\Delta T$  – временной интервал между сигналами от ЯО и СД.

предварительно отнесены к распаду изомерного состояния изотопа <sup>254</sup>No.

В ходе облучения мишени <sup>206</sup>PbS толщиной 400 мкг · см<sup>-2</sup> пучком ускоренных ионов <sup>48</sup>Ca в фокальной плоскости было зарегистрировано 22000 событий СД, отнесенных к распаду изотопа <sup>252</sup>No. Данной статистики было достаточно для проведения калибровки детекторов по полной кинетической энергии (*TKE*).

#### <sup>250</sup>No u <sup>249</sup>No

Целью экспериментов, выполненных в 2019 году, являлось изучение свойств распада изотопа <sup>250</sup>No, синтезируемого в реакции полного слияния <sup>48</sup>Ca + <sup>204</sup>Pb  $\rightarrow$  <sup>250</sup>No + 2*n* с сечением образования в максимуме функции возбуждения около 13 нб. Всего в фокальном детекторе (DSSD) за 13 дней облучения мишени <sup>204</sup>PbS толщиной 350 мкг · см<sup>-2</sup> было зарегистрировано около 18000 корреляционных событий ЯО–осколок СД при энергии пучка 225 МэВ (см. табл. 3).

В эксперименте 2020 года в 2*n* и 3*n* каналах реакции полного слияния <sup>48</sup>Ca с мишенью <sup>204</sup>PbS толщиной 450 мкг · см<sup>-2</sup> изучались свойств радиоактивного распада изотопов <sup>250</sup>No и <sup>249</sup>No. (см. табл. 3). При энергии 225 МэВ за 8 дней облучения было зарегистрировано порядка 3000 событий деления, отнесенных к <sup>250</sup>No.

Временное распределение для основного и изомерного состояния <sup>250</sup>No показано на рис. 1. Время пролета ядер отдачи через сепаратор в среднем составляет величину на уровне 2 мкс, т.е.



**Рис. 2.** Корреляционный спектр  $\gamma$ -квантов, регистрируемых при распаде изотопа <sup>250</sup>No.  $E_{\gamma}$  – энергия  $\gamma$ -квантов. N – число отсчетов.

часть короткоживущих изотопов распадается на лету. Кроме того, мертвое время электронной регистрирующей аппаратуры для ЯО–СД корреляций составляет величину порядка 3 мкс. Эти факторы приводят к некоторой отсечке по времени. Однако, поскольку эта отсечка носит постоянный характер, на вычисление периода полураспада для короткоживущего состояния она не влияет.

Период полураспада для основного короткоживущего состояния составило  $T_{1/2} = 5.84 \pm 1.72$  мкс, а для изомерного  $T_{m1/2} = 40.5 \pm 0.73$  мкс.

На рис. 2 приведен спектр гамма-квантов, видны линии на 914 и 1090 кэВ, разница между которыми составляет 176 кэВ. Пик с такой энергией также наблюдается на спектре. Линии 115 и 176 кэВ хорошо согласуются с тем, что ожидается увидеть в ротационном спектре основного состояния на основе известных данных по спектрам основных состояний изотопов  $^{254}$ No и  $^{252}$ No (рис. *За* и *3б* соответственно). Полученные данные совпадают с результатами предыдущего эксперимента [11].

Для данных изотопов переход от 6+ к 4+ происходит от 159 кэВ в <sup>254</sup>No к 167 кэВ в <sup>252</sup>No, переход от 4+ к 2+ происходит с испусканием фотонов энергией 44 и 46 кэВ соответственно [12]. Исходя из этих данных можно представить схему распада <sup>250</sup>No, показанную на рис. Зв. Распад из 6+ изомерного состояния сопровождается переходами 914 кэВ с мультипольностью *M*1 в 6+ и 1090 кэВ с мультипольностью *E*2 в 4+ основного состояния. Переход от 6+ к 4+ составляет 176 кэВ, от 4+ к 2+ – 115 кэВ и от 2+ к 0+ ~ 49 кэВ.

В ходе ЯО–α-α-α корреляционного анализа в эксперименте был синтезирован новый изотоп



**Рис. 3.** Ротационный спектр основного состояния  $^{254}$ No (*a*). Ротационный спектр основного состояния  $^{252}$ No (*б*). Предположительная схема распада  $^{250}$ No, основанная на полученных данных из эксперимента и существующих данных по  $^{254}$ No (*a*).



**Рис. 4.** Генетическая цепочка α-распада для <sup>249</sup>No. Слева показан коррелированный α-спектр, где *N* – число отсчетов, *E* – энергия α-частиц.

<sup>249</sup>No. 244 события α-распада и 5 событий СД может быть отнесено к распаду <sup>249</sup>No. Оценка вилки на спонтанное деление составляет порядка  $b_{CД} = 0.02^{+0.013}_{-0.009}$ . Генетическая цепочка для <sup>249</sup>No показана на рис. 4. По предварительным данным энергия α-частиц, испускаемых <sup>249</sup>No лежит в диапазоне 9050–9200 кэВ с периодом полураспада 43.8 ± 3.7 мс.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены предварительные результаты по изучению изомерного состояния <sup>250</sup>No и уточне-

ны некоторые свойства распада <sup>256</sup>Rf с использованием методики  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ -спектроскопии, успешно реализуемой на кинематическом сепараторе SHELS. Весной 2019 года в ЛЯР ОИЯИ прошел запуск "Фабрики сверхтяжелых элементов". Методы изучения, на основе которых проведен анализ данных, представленных в работе, позволяющий детально изучить структуру трансфермиевых элементов, является хорошей методологической основой при подготовке исследований структур изотопов сверхтяжелых элементов. На ускорителе DC–280, ток пучка будет примерно в 10 раз больше, чем на работающем циклотроне У-400. На фабрике СТЭ ЛЯР ОИЯИ планируется полу-

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 10 2021

чение пучков тяжелых ионов с интенсивностью до 10 мкА [13]. Использование таких высокоинтенсивных пучков в сочетании с эффективными методиками и экспериментальными установками должно открыть доступ к изучению ядер, более близких к центру "острова стабильности".

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-52-15004).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Еремин А.В., Попеко А.Г. // ЭЧАЯ. 2004. Т. 35. № 4. С. 894; Yeremin A.V., Popeko A.G. // PEPAN. 2004. V. 35. No. 4. P. 480.
- 2. Еремин А.В., Попеко А.Г., Малышев О.Н. и др. // Письма в ЭЧАЯ. 2015. Т. 12. № 1. С. 63; Yeremin A.V., Popeko A.G., Malyshev O.N. et al. // PEPAN Lett. 2015. V. 12. No. 1. P. 43.
- 3. Еремин А.В., Попеко А.Г., Малышев О.Н. и др. // Письма в ЭЧАЯ. 2015. Т. 12. № 1. С. 74; Yeremin A.V., Popeko A.G., Malyshev O.N. et al. // PEPAN Lett. 2015. V. 12. No. 1. P. 35.

- 4. *Hauschild K., Yeremin A.V., Dorvaux O. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. A. 2006. V. 560. P. 388.
- 5. Yeremin A., Popeko A.G., Malyshev O. et al. // Proc. VIII EXON (Kazan, 2016). P. 397.
- 6. Yeremin A.V., Belozerov A.V., Chelnokov M.L. et al. // Nucl. Instrum. Meth. A. 2005. V. 539. P. 441.
- 7. Свирихин А.И., Ерёмин А.В., Изосимов И.Н. и др. // Письма в ЭЧАЯ. 2016. Т. 13. № 4. С. 759; Svirikhin A.I., Yeremin F.V., Izosimov I.N. et al. // PEPAN Lett. 2016. V. 13. No. 4. P. 480.
- 8. *Heβberger F.P., Münzenberg G., Hofmann S. et al.* // Ζ. Phys. A. 1985. V. 321. P. 317.
- Heβberger F.P., Hofmann S., Ninov V. et al. // Z. Phys. A. 1997. V. 359. P. 415.
- 10. *Heβberger F.P., Antalic S., Sulignano B. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2010. V. 43. P. 55.
- 11. Еремин А.В., Попеко А.Г., Малышев О.Н. и др. // ЯФ. 2020. Т. 83. № 4. С. 278.
- 12. https://www.nndc.bnl.gov/nudat2.
- 13. Dmitriev S., Itkis M., Oganessian Y. // EPJ Web Conf. 2016. V. 131. Art. No. 08001.

#### Spectroscopic study of decay properties of transfermium isotopes in Dubna

M. S. Tezekbayeva<sup>*a*, *b*, \*, A. V. Yeremin<sup>*a*, *c*</sup>, O. N. Malyshev<sup>*a*, *c*</sup>, A. V. Isaev<sup>*a*</sup>, R. S. Mukhin<sup>*a*</sup>, A. A. Kuznetsova<sup>*a*</sup>, A. G. Popeko<sup>*a*, *c*</sup>, Yu. A. Popov<sup>*a*, *c*</sup>, A. I. Svirikhin<sup>*a*, *c*</sup>, E. A. Sokol<sup>*a*</sup>, M. L. Chelnokov<sup>*a*</sup>, V. I. Chepigin<sup>*a*</sup>, A. Lopez-Martens<sup>*d*</sup>, K. Hauschild<sup>*d*</sup>, O. Dorvaux<sup>*e*</sup>, B. Gall<sup>*e*</sup>, B. S. Sailaubekov<sup>*a*, *b*</sup></sup>

<sup>a</sup>Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia <sup>b</sup>Institute of Nuclear Physics, Almaty, 050032 Kazakhstan <sup>c</sup>State University "Dubna", Dubna, 141982 Russia <sup>d</sup>IJCLab, IN2P3- CNRS, University Paris – Sacle, Orsay, 91400 France <sup>e</sup>Hubert Curien Multi-Disciplinary Institute, IN2P3- CNRS, Strasbourg, 67200 France \*e-mail: tezekbaeva@jinr.ru

We present a data of  ${}^{256}$ Rf and  ${}^{249, 250}$ No isotopes radioactive decay properties, which are produced in complete fusion reactions  ${}^{50}$ Ti +  ${}^{208}$ Pb, and  ${}^{48}$ Ca +  ${}^{204}$ Pb with subsequent neutron evaporation from the excited compound nucleus. High intensity beams of accelerated  ${}^{48}$ Ca and  ${}^{50}$ Ti heavy ions from the U-400 cyclotron and the SHELS kinematic separator were used in the experiments.

УДК 539.1.01:539.16:539.182

## ОПИСАНИЕ СТАТИСТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ В ФОРМАЛИЗМЕ ТЕОРИИ КОГЕРЕНТНЫХ СОСТОЯНИЙ

© 2021 г. М. О. Кравченко<sup>1</sup>, Э. А. Рудак<sup>1</sup>, Т. Н. Корбут<sup>1, \*</sup>, М. В. Бобкова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Государственное научное учреждение "Объединенный институт энергетических и ядерных исследований — Сосны" Национальной академии наук Беларуси, Минск, Республика Беларусь

> \**E-mail: korbut@sosny.bas-net.by* Поступила в редакцию 24.05.2021 г. После доработки 01.06.2021 г. Принята к публикации 28.06.2021 г.

Проанализирована возможность применения теории когерентных состояний при решении статистических задач в реакторной физике. Дано математическое описание теории как в формализме интегралов перекрытия, так и в формализме операторов рождения и гибели фононов. Проведено сравнение пуассоновского распределения с когерентными состояниями и исследована возможность использования формализма когерентных состояний в реакторной физике.

DOI: 10.31857/S0367676521100203

#### введение

Главная цель настоящей работы состоит в разработке математического аппарата для вычисления средних значений различных физических величин в размножающей среде теплового реактора. Поскольку при этом возникают сложности, характерные для проблем многих тел, то для их устранения целесообразно использовать формализм когерентных состояний так, как это сделано в аналогичной ситуации в [1].

Когерентные состояния обладают следующим основным свойством: их фаза полностью известна, но неизвестно количество частиц в каждом когерентном состоянии. В то же время состояния системы, описываемые теоремой Фока—Крылова (далее фоковские состояния) и характеризуемые числами заполнения, имеют неизвестную фазу при вполне определенном общем числе частиц. Это подводит к мысли, что когерентные состояния настолько близки к классическим детерминистским состояниям, насколько это возможно для квантовых состояний.

Основным преимуществом когерентных состояний является сохранение информации о фазовых характеристика поля, теряемой при использовании фоковских состояний. Для сохранения фазовой информации, которая очень важна при описании явления когерентности, обусловленного совместным поведением большого числа частиц, необходимо определить все недиагональные элементы матрицы Фока, которых бесконечно много. В то же время в представлении когерентных состояний вся информация о свойствах ансамбля, обусловленных взаимодействием входящих в него частиц, содержится только в одном матричном элементе.

В краткой форме физическая суть когерентных состояний изложены в [2, 3] со ссылкой на работы Шрёдингера, в которых и были сформулированы свойства этих состояний. Свойства когерентных состояний в трактовке Глаубера [4] обсуждены в [1], где также отмечается, что их основная привлекательность состоит в том, что они настолько близки к классическим состояниям гармонического осциллятора, насколько это позволяет минимальное значение соотношения неопределенностей.

Подобные исследования когерентных состояний проводятся различными научными группами в самых разных аспектах и приложениях [5, 6]. Математический аппарат в терминах операторов рождения и гибели рассматривался в работах по изучению обобщенного осциллятора [7].

Учитывая возможность описания оптических систем через когерентные состояния, а также явную аналогию между лазерными системами и процессами эволюции нейтронов в активной зоне ядерного реактора [8], в данной работе продемонстрировано на качественном уровне, как метод когерентных состояний может быть использован для решения ряда задач в теории теплового реактора, в частности при описании статистических процессов.

#### ФОРМАЛИЗМ КОГЕРЕНТНЫХ СОСТОЯНИЙ В РАМКАХ ВЫЧИСЛЕНИЯ ИНТЕГРАЛОВ ПЕРЕКРЫТИЯ

Основные формулы математического аппарата когерентных состояний, основанного на вычислении интегралов перекрытии волновой функции когерентного состояния и волновых функций гармонического осциллятора, можно записать, используя понятия и нотацию [2].

Согласно [2] искомые волновые функции должны иметь вид

$$\Psi(x,t) = (m\omega/\pi\hbar)^{1/4} \times \exp[i\langle p \rangle x/\hbar - m\omega(x - \langle x \rangle)^2/(2\hbar) \times.$$
(1)  
  $\times \exp[-i\omega t/2 - i\langle p \rangle \langle x \rangle/(2\hbar)].$ 

При  $\langle x \rangle = 0$  и  $\langle p \rangle = 0$  эта функция переходит в  $\Psi_0 = (x) \exp(-i\omega t/2)$  – волновую функцию основного состояния осциллятора.

Рассматривая классическую систему необходимо определить среднюю энергии осциллятора, находящегося в когерентном состоянии

$$\langle E \rangle = \langle p^2 \rangle / 2m + m\omega^2 \langle x \rangle^2 / 2 = = \langle p \rangle^2 / 2m + m\omega \langle x \rangle^2 / 2 + \hbar \omega / 2 = = \hbar \omega (\langle n \rangle + 1/2),$$
 (2)

где  $\langle n \rangle$  — среднее "число квантов"  $\hbar \omega$  в данном состоянии и определяется формулой

$$\langle n \rangle = [\langle p \rangle^2 / 2m + m\omega \langle x \rangle^2 / 2] / \hbar \omega.$$
 (3)

Когерентное состояние следует определить заданием той или иной зависимости средней координаты  $\langle x(t) \rangle$ , удовлетворяющей классическому уравнению

$$\langle \ddot{x} \rangle + \omega^2 \langle x \rangle = 0. \tag{4}$$

Уравнение (4) представим как следствие из условия  $\langle p(t) \rangle = m \langle \dot{x}(t) \rangle$ . Общий вид такой зависимости определяется в виде

$$(m\omega\langle x\rangle + i\langle p\rangle)/(2m\hbar\omega)^{1/2} = \alpha \exp(-i\omega t),$$
 (5)

где  $\alpha$  — комплексное число и  $|\alpha|^2 = \langle n \rangle$  дает среднее число фононов в когерентном состоянии. Через временной интервал  $\tau = 1/\omega$  в системе одним фононом становится больше.

Из (4) и (5) следует, что гармонический характер функции  $\langle x \rangle$  обеспечивает сохранение во времени волнового пакета. Волновой пакет не расплывается, но "центр тяжести" его совершает колебания с частотой  $\omega$ .

Смысл комплексного числа α в (5) может быть установлен следующим образом. Функция

 $\Psi(x,t)$  (1) раскладывается по волновым функциям стационарных состояний осциллятора  $\Psi_n$ 

$$\Psi(t) = \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_n \Psi_n, \tag{6}$$

 $\Psi_n = \phi_n(x) \exp(-i[n+1/2]\omega t),$ где коэффициенты этого разложения

$$\alpha_n = \int^{+\infty} \Psi_n^* \Psi dx. \tag{7}$$

Отсюда вероятность осциллятору находиться в *n*-м состоянии

$$w_n = |\alpha_n|^2 = (\langle n \rangle^n / n!) \exp(-\langle n \rangle), \qquad (8)$$

т.е. дается известным распределением Пуассона (см. также [9]).

#### СВОЙСТВА КОГЕРЕНТНЫХ СОСТОЯНИЙ В ФОРМАЛИЗМЕ ОПЕРАТОРОВ РОЖДЕНИЯ И УНИЧТОЖЕНИЯ ФОНОНОВ

Вместо переменных "координата *х*–импульс *p*" в случае гармонического осциллятора широко используются и переменные "оператор рождения

 $a^+$ — оператор уничтожения  $a^{"}$ , применение свойства которых рассмотрены в ряде классических работ [1, 11, 12]. Связь между этими парами переменных дается соотношениями

$$a^{+} = (1/2 \, m\omega\hbar)^{1/2} (p - i\omega x), \tag{9}$$

$$a = -(1/2 \, m\omega\hbar)^{1/2} (p + i\omega x), \tag{10}$$

$$[a, a^+] = 1, \tag{11}$$

где смысл обозначений очевиден.

В этих комплексных переменных для квадратичных по координате и импульсу систем гамильтониан имеет вид

$$H = (a^{+}a + 1/2\hbar\omega), \qquad (12)$$

где  $a^+a$  – оператор числа частиц.

Операторы  $a \exp(-i\omega t)$  и  $a^+ \exp(i\omega t)$  соответствуют гейзенберговским операторам гибели a(t)и рождения  $a^+(t)$  и соответственно увеличивают и уменьшают энергию состояния на энергию фонона  $\hbar\omega$ .

Данные операторы действуют на фоковские волновые функции в представлении чисел заполнения  $|n\rangle$  с *n* частицами следующим образом

$$n\rangle = (1/n^{1/2})(a^{+})^{n}|0\rangle,$$
 (13)

$$a|n\rangle = n^{1/2}|n-1\rangle, \qquad (14)$$

$$a^{+}|n\rangle = n^{1/2}|n+1\rangle.$$
 (15)

Операторы координаты и импульса можно найти из соотношений (9), (10)

$$x = x_0(a + a^+), \quad x_0 = (2m\omega)^{-1/2},$$
 (16)

$$p = -im\omega x_0(a - a^+), \qquad (17)$$

где *x*<sub>0</sub> – среднеквадратичная флуктуация в нуле.

Когерентное состояние определим как собственные состояния оператора уничтожения [10]

$$a|\alpha\rangle = \alpha |\alpha\rangle.$$
 (18)

Разложение когерентного состояния  $|\alpha\rangle$  по состояниям гармонического осциллятора с *n* фононами  $|n\rangle$  приводит к рекуррентным соотношениям, решение которых дает

$$|\alpha\rangle = \exp(-|\alpha|^2/2)\sum_{n=0}^{\infty} (\alpha^n/[n!]^{1/2})|n\rangle.$$
(19)

Аналогичный результат получен ранее при вычислении интегралов перекрытия в формулах (7) и (8). Кроме того, для функции  $|\alpha\rangle$  имеют место и соотношения

$$|\alpha\rangle = A(\alpha)|0\rangle,$$
  
$$A(\alpha) = \exp(\alpha a^{+} - a^{+}\alpha),$$
 (20)

где  $A(\alpha)$  — унитарный оператор ( $A^+A = AA^+ = 1$ ), порождающий когерентные состояния. Все эти операторы имеют следующие свойства:

$$A^{+}aA = a + \alpha, \qquad (21)$$

$$A^{\dagger}a^{\dagger}A = a^{\dagger} + \overline{\alpha}, \qquad (22)$$

$$A(a) = A^{+}(-\alpha). \tag{23}$$

Из (19), (20) следует, что скалярное произведение когерентных состояний равно

$$\langle \alpha | \beta \rangle = \exp(\overline{\alpha}\beta - |\alpha|^2/2 - |\beta|^2/2),$$
 (24)

$$|\langle \alpha | \beta \rangle|^2 = \exp(-|\alpha - \beta|^2),$$
 (25)

т.е. соответствует интегралу перекрытий двух гауссовых функций в волновой картине Шрёдингера. Когерентные состояния полны, т.е.

$$\int d^2 \alpha |\alpha\rangle \langle \alpha| = 1, \qquad (26)$$

$$d^2 \alpha = d \operatorname{Re} \alpha d \operatorname{Im} \alpha.$$
 (27)

В [11] подчеркивалась практическая ценность когерентных состояний. Действительно, для когерентных состояний легко рассчитывать ожидаемые значения различных величин.

Ожидаемое значение любого полинома от a и  $a^+$  (упорядоченного так, что все операторы рождения стоят слева от операторов уничтожения)

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 10 2021

получается просто подстановкой  $a \to \alpha, a^+ \to \overline{\alpha}$ . В частности, для координаты

$$\langle \alpha | x | \alpha \rangle = x_0 \langle \alpha | a + a^+ | \alpha \rangle =$$
  
=  $x_0 (\alpha + \overline{\alpha}) = 2x_0 \operatorname{Re} \alpha.$  (28)

Аналогично для импульса получаем

$$\langle \alpha | p | \alpha \rangle = 2m\omega x_0 \operatorname{Im} \alpha.$$
 (29)

Простое выражение получается также и для гамильтониана

$$\langle \alpha | H | \alpha \rangle = \hbar \omega \langle \alpha | (a^{+}a + 1/2) | \alpha \rangle =$$
  
=  $\hbar \omega (|a|^{2} + 1/2)$  (30)

Выражение (30) показывает, что для гамильтониана можно получить любое значение.

Из приведенных выше формул (16), (17) также следует, что среднеквадратичные флуктуации координаты и импульса для когерентного состояния имеют вид

$$(\Delta x)_{coh}^2 = x_0^2 = (2m\hbar\omega)^{-1},$$
 (31)

$$(\Delta p)_{coh}^2 = m^2 \hbar^2 \omega^2 x_0^2 = m \hbar \omega / 2.$$
(32)

Следовательно, для всех когерентных состояний

$$(\Delta x)^2 (\Delta p)_{coh}^2 = \hbar^2 / 4$$
 (33)

соотношение неопределенностей имеет минимальное значений.

Очевидно, что и в этом формализме сохраняются трудности привязки расчетов к модели гармонического осциллятора. Поэтому ниже будет показан классический аналог рассмотренного выше когерентного состояния гармонического осциллятора, который и может быть использован в физике теплового реактора. Это известное распределение Пуассона [13].

В конечном итоге, в рамках классического подхода будет найден аналог разложения функции когерентного состояния  $\Psi(t) = \sum an \Psi n$  (6), комплексного числа  $\alpha$  (5,19) и квадрата модуля  $|\alpha|2 = \langle n \rangle$  (5), равного среднему числу частиц в когерентном состоянии.

#### СВЯЗЬ С ПУАССОНОВСКИМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ

В работе [13] отмечается, что существует две трактовки закона Пуассона, физический смысл которых раскрывается на примере процесса распада радиоактивных ядер — регистрации актов распада ядер на экспериментальной установке.

Согласно одной из трактовок на одной установке производится большое число измерений k в разное время  $t_i$ , но в равные временные интервалы  $\Delta t_k = t_{k+1} - t_k$ . При этом интенсивность распа-

да ядер в образце должна оставаться примерно постоянной.

Во втором случае имеется большое количество идентичных установок, на которых одновременно производятся измерения в равные временные интервалы  $\Delta t$ . При этом интенсивность распада ядер в образце в пределах временного интервала  $\Delta t$  может меняться (более подробно этот случай анализируется в [14]). Можно предположить, что трактовка свойств когерентных состояний в работах [2, 11] связана со второй трактовкой закона Пуассона в [13].

Радиоактивный распад атомных ядер описывается формулой

$$n(t) = n_0 e^{-\lambda t} \tag{34}$$

где  $\lambda = 1/\tau$  – константа распада и  $\tau$  – среднее время жизни ядра,  $n_0$  и n(t) – число ядер в начальный момент и время *t* соответственно.

Для того, чтобы применить закон Пуассона в случае радиоактивного распада ядер в рамках рассматриваемой теории, рассмотрим тождество

$$1 = e^{-\lambda t} e^{\lambda t} = \sum_{k=0}^{\infty} p_k = p_{tot},$$
(35)

которое связывает парциальные вероятности распада k-го ядра  $p_k$  и суммарную вероятность  $p_{tot}$ распада ядра.

Это следует из соотношения

$$e^{-\lambda t}e^{\lambda t} = e^{-\lambda t} \cdot \left(1 + \lambda t + \frac{(\lambda t)^2}{2!} + \dots + \frac{(\lambda t)^k}{k!} + \dots\right). \quad (36)$$

Сравнивая формулы (35) и (36), видно, что парциальная вероятность распада равна

$$p_k = e^{-\lambda t} \cdot \frac{(\lambda t)^k}{k!},(37)$$
(37)

а суммарная вероятность распада равна

$$p_{tot} = \sum_{k=0}^{\infty} p_k.$$
(38)

Здесь  $\lambda t$  среднее число распавшихся ядер.

Из тождества (35) можно получить в аналитическом виде выражения для величин  $p_k$  (37) и  $p_{tot}$  (38) без решения системы связанных уравнений, как это сделано в [13]. Можно отметить, что в формулах (38) и (37) величины  $p_k$  и  $p_{tot}$  входят при одном и том же значении времени *t*. Следовательно, в случае радиоактивного распада атомных ядер верна вторая трактовка закона Пуассона.

С точки зрения квантовой механики, если система образована из взаимодействующих микрочастиц, то она сразу описывается сложной волновой функцией. При этом переход из одного состояния в другое (чем является любая ядерная реакция), как и переход от одной волновой функции к другой, происходит мгновенно, что отличается, например, от классического описания процесса деления через составное ядро в теории ядерных реакций Бора. В случае радиоактивного распада вычисление среднего числа частиц  $\langle n \rangle$ , соответствующего суммарной вероятности  $p_{tot}$  (38), происходит через выражение  $p_{tot}$  в представлении Фока, т.е. через расчет среднего значения величины

$$\langle k \rangle = \sum_{k=0}^{\infty} k \cdot p_k.$$
 (39)

Не трудно заметить, что  $\langle k \rangle = \lambda t$  и является аналогом формулы  $|\alpha|^2 = \langle n \rangle$  (5).

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе изложенных умозаключений видно, что когерентные состояния в трактовке Шредингера есть не что иное, как пример проявления распределения Пуассона в физике микромира, а показанный формализм когерентных состояний по сути дела совпадает формализмом одномерного распределения Пуассона для описания радиоактивного распада атомных ядер.

При описании статистических характеристик размножающей среды в тепловом реакторе можно по усмотрению пользоваться обоими формализмами. При этом, очевидно, проще пользоваться распределением Пуассона, для описания статистических свойств распадающихся систем, но с оглядкой на квантовый характер поведения таких объектов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Перина Я*. Квантовая статистика линейных и нелинейных оптических явлений, М.: Мир, 1987. 386 с.
- Ландау Л.Д. Теоретическая физика. Т. 3. Квантовая механика, нерелятивистская теория. М.: Наука, 1974. 752 с.
- 3. *Давыдов А.С.* Квантовая механика. М.: Наука, 1973. 704 с.
- 4. *Глаубер Р.* Квантовая оптика и квантовая радиофизика. М.: Наука, 1966. с. 91.
- 5. *Курочкин Ю.А.* // Докл. НАН Беларуси. 2019. Т. 63. № 3. С. 278.
- 6. Громов Н.А., Манько В.И. // Тр. ФИАН. 1991. Т. 200. С. 3.
- 7. *Борзов В.В.* Когерентные состояния для обобщенного осциллятора. Автореф. дис. ... докт. физ.-мат. наук. СПб: СПбГУ, 2007. 32 с.
- Корбут Т.Н., Кузьмин А.В., Рудак Э.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 4. С. 503; Korbut T.N., Kuz'min A.V., Rudak E.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. No. 4. P. 461.
- 9. Галицкий В.М. Задачи по квантовой механике. М.: Наука, Физматгиз, 1981. 848 с.

- Базь А.И. Зельдович Я.Б., Переломов А.М. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике: 2-е издание. М.: Книга по требованию, 2013. 544 с.
- Новости фундаментальной физики (ННФ). Вып. 1. Когерентные состояния в квантовой теории. М.: Мир, 1972. 232 с.
- 12. *Люиселл У.* Излучение и шумы в квантовой электронике. М.: Наука, 1972. 398 с.
- 13. Гольданский В.И. Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц. М.: Физматгиз, 1959. 412 с.
- 14. *Тихонов В.И*. Марковские процессы. М.: Сов. радио, 1977. 488 с.

## Nuclear reactor statistical processes description within coherent states notions

M. O. Kravchenko<sup>*a*</sup>, Ed. A. Rudak<sup>*a*</sup>, T. N. Korbut<sup>*a*</sup>, \*, M. V. Bobkova<sup>*a*</sup>

<sup>a</sup>Joint Institute for Power and Nuclear Research – Sosny, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, BY-220109 Belarus \*e-mail: korbut@sosny.bas-net.by

We consider the possibility of applying the coherent states theory in solving statistical problems for the reactor physics needs. A mathematical description of the theory is given both in the formalism of overlap integrals and in the formalism of phonon birth and death operators. An analogy of the Poisson distribution with coherent states is made and the possibilities of using the latter in reactor physics are determined.

УДК 524.1-352

## СТРУКТУРА ГЕЛИОСФЕРНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ И МОДУЛЯЦИЯ ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

© 2021 г. М. С. Калинин<sup>1,</sup> \*, Г. А. Базилевская<sup>1</sup>, М. Б. Крайнев<sup>1</sup>, А. К. Свиржевская<sup>1</sup>, Н. С. Свиржевский<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия \*E-mail: kalininms@lebedev.ru

Поступила в редакцию 24.05.2021 г. После доработки 01.06.2021 г. Принята к публикации 28.06.2021 г.

Рассмотрено влияние трехкомпонентности гелиосферного магнитного поля на модуляцию галактических космических лучей. Радиальная и долготная компоненты модели связаны известным соотношением Паркера, а широтная компонента пропорциональна радиальной и возникает при отклонении зависимости радиальной компоненты от закона обратных квадратов. Модель апробирована в задаче модуляции галактических протонов.

DOI: 10.31857/S0367676521100185

#### введение

Одной из первых работ, в которой была предложена модель гелиосферного магнитного поля (ГМП) является статья Паркера [1]. В этой статье на основании предположения о постоянстве скорости солнечного ветра (СВ) было предложено двухкомпонентное ГМП, в которой компоненты  $B_r$ ,  $B_{0}$  связаны соотношением

$$B_{\varphi} = -\frac{\omega(r-r_s)\sin\theta}{V} \cdot B_r, \quad B_r = B_0 \left(\frac{r_0}{r}\right)^2, \qquad (1)$$

где  $r_s$  — радиус поверхности источника ГМП,  $\omega$  — угловая скорость вращения Солнца,  $B_0$  — значение напряженности на расстоянии  $r_0$ . Второе из равенств (1) следует из условия  $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ . Широтная компонента  $B_t$  в паркеровской модели отсутствует.

Позднее структура ГМП была изучена по данным измерений до расстояний ≈5.4 астрономических единиц (AE). Измерения высокоширотного космического аппарата (к. а.) Улиссис [2, 3] подтвердили сильную широтную зависимость скорости CB за пределами секторной зоны. Другим важным фактом, установленным миссией Улиссис, явилась независимость радиальной компоненты ГМП от широты [3]. За пределами 10 АЕ ГМП до настоящего времени мало изучено. Данные дальних к. а. Вояджер 1, 2 по компонентам ГМП противоречивы вследствие недостаточной точности измерительных приборов для измерения слабых магнитных полей на больших расстояниях от Солнца [4, 5].

#### УРАВНЕНИЕ МОДУЛЯЦИИ ГКЛ И ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛИ

Уравнение модуляции [6] в современном виде формулируется для функции плотности числа частиц  $N(\vec{r}, p, t)$ , связанной с интенсивностью (потоком частиц) U(T, t) соотношением  $U = p^2 N(\vec{r}, p, t)$ , где p – величина импульса частицы, t – время, T – кинетическая энергия,

$$\frac{\partial N/\partial t - \nabla \cdot (K_{ij}^{(S)} \cdot \nabla N) +}{+ (V_i + V_{di}) \cdot \nabla_i N - (\nabla \cdot \vec{V}/3)(\partial N/\partial \ln p) = 0.}$$
(2)

Симметричный тензор диффузии  $K_{ij}^{(S)}$  в системе координат с ортом  $\vec{n}_1$ , направленным вдоль вектора ГМП представляется тремя диагональными коэффициентами  $K_{11} = K_{\parallel}$ ,  $K_{22} = K_{\perp \theta}$ ,  $K_{33} = K_{\perp r}$ . Скорость СВ  $\vec{V}$  радиальна, скорость дрейфа, по определению, выражается равенством  $\vec{V}_d = \nabla \times [\Im(S)K_T\vec{n}_1]$ , где  $\Im(S)$  – знаковая функция, принимающая значение +1 при положительном аргументе и –1 при отрицательном,  $K_T = \text{sign}(qA) \cdot (pv/3qB)$  – дрейфовый коэффициент;  $A = \pm 1$  – описывает знак радиальной компоненты ГМП в северном полушарии гелиосферы, v, q – скорость частицы и ее заряд, B – величина напряженности ГМП. Аргументом знаковой функции  $\Im$  является *S*, где *S*( $\vec{r}, t$ ) = 0 — уравнение поверхности гелиосферного токового слоя (пространственная поверхность, на которой ГМП меняет знак). В расчетах применяется простая "модель наклонного токового слоя" (НТС) с одним модельным параметром — углом наклона  $\alpha$  гелиосферного токового слоя к плоскости гелиоэкватора [14].

#### ГЕЛИОСФЕРНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

К 1980-м годам было установлено, что уравнение модуляции (2) в рамках двухкомпонентного паркеровского магнитного поля (1) неудовлетворительно описывает данные измерений потоков галактических ГКЛ в 11-летних солнечных циклах. Требовалось усиление ГМП в приполярных областях гелиосферы таким образом, чтобы в остальной части гелиосферы магнитное поле примерно описывались равенствами (1).

В настоящее время при описании долговременных вариаций интенсивности применяются две модификации ГМП:

1) модификация Джокипи-Кота [7] с компонентами (1), дополненное широтной компонентой

$$B_{\theta} = \frac{\sigma_{JK} B_r r}{r_0 \sin \theta}, \ \sigma_{JK} \approx 8.7 \cdot 10^{-5}, \ r_0 = 0.005 \text{ AE.}$$
(3)

2) Смита-Бибера [8] с компонентами

$$B_r = \frac{B_r(r_0)r_0^2}{r^2}, \quad B_\theta = 0,$$
  

$$B_\varphi = -B_r \left[\sigma_{SB}\frac{r}{r_0} + \frac{\omega(r - r_s)\sin\theta}{V}\right].$$
(4)

Обе модификации (3), (4) удовлетворяют условию  $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ , применение модификации Джокипи–Кота технически более сложно в силу трехкомпонентности ГМП и расходимости  $B_{\theta}$  на гелиополюсах.

В работе [9], на основании анализа измерительных данных по ГМП в плоскости эклиптики, делается вывод об отклонении зависимости  $B_r$  от *r* от закона обратных квадратов. В предположении, что радиальная компонента изменяется по закону  $B_r = B_0 \left[\frac{r_0}{r}\right]^{2-\delta}$ ,  $B_0 = B_r(r_0)$ ,  $\delta > 0$ , то при условии сохранения связи (1) между радиальной и долготной компонентами, для угловых компонент ГМП получим:

$$B_{\varphi} = -\frac{\omega(r - r_s)\sin\theta}{V}B_r, \quad B_{\theta} = \delta \cdot B_r \cdot V / \frac{\partial V}{\partial \theta}.$$
 (5)

Трехкомпонентное ГМП (5) удовлетворяет уравнению  $\nabla \cdot \vec{B} = 0$  при дополнительном усло-

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 10 2021



Рис. 1. Верхняя пунктирная линия — немодулированный спектр протонов [10]. Светлые отрезки — данные измерений по протонам в минимуме 07.2009 [13]. Толстая сплошная линия — расчет спектра протонов в минимуме 07.2009, A = -1, тонкая сплошная линия расчет спектра протонов в 07.2009 при A = 1, темная пунктирная линия, почти слившаяся со сплошной, расчет без дрейфов.

вии  $\frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial\theta} (\sin\theta B_{\theta}) = -\frac{B_{\theta}}{V} \frac{\partial V}{\partial\theta}$ , которое выполняется для широкого класса поля скоростей.

Из физических соображений следует, что на гелиополюсах  $B_{\theta}$  должно быть ограничено, т.е. показатель  $\delta$  в рамках осесимметричных моделей будет функцией гелиошироты. Зависимость  $\delta \sim \sin \theta$  является удовлетворительной, но условие  $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ при этом нарушается (см. также [10]).

Согласно данным измерений вблизи гелиоэкватора  $|B_{\theta}| \leq |B_r|$ , поэтому из (5) для  $\delta$  получается ограничение

$$\delta \le \left| \frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial \theta} \right|. \tag{6}$$

#### РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ВЫВОДЫ

Решение задачи (1) в рамках трехкомпонентной модели (5) проводилось при упрощенной зависимости скорости СВ от полярного угла  $V = V_0(1 + |\cos \theta|), V_0 = 400 \text{ км/с} - \text{скорость на ге$  $лиоэкваторе. Параметр <math>\delta$  был выбран равным 0.3 в соответствии с [9]. Зависимость коэффициентов от жесткости и немодулированный спектр протонов был взят из работы [11], другие параметры модели кратко описаны в статье [12], Коэффициент  $K_T$  соответствовал 100% вкладу дрейфов в модуляцию.



**Рис. 2.** Светлые прямоугольники — данные по протонам в минимуме 07.2009 [13]. Темные сплошные кривые: нижняя — расчет для 07.2006 г., верхняя — расчет для 07.2009.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты расчетов, представленные на рис. 1, показывают, что трехкомпонентная модель ГМП (5) хорошо описывает измеренные спектры протонов в минимуме 2009.7 г. (A = -1) из работы [13] при увеличенных в 2-3 раза величинами компонент тензора диффузии (классическое значение  $K_{\parallel} = (1.5 - 1.7) \cdot 10^{22} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ ). При этом относительный вклад дрейфового механизма модуляции становится малым, модель в целом становится диффузионно – доминирующей. На рис. 1 тонкая линия, заметная в интервале энергий  $0.1 \le T \le 7-8$  ГэВ соответствует гипотетическому случаю A = 1, указывая, что в минимумах положительных 11 – летних циклов интенсивность ГКЛ несколько выше, чем в минимумах отрицательных циклов. Бездрейфовый вариант –

пунктирная кривая, — слабо отличается от расчетной с дрейфами.

На рис. 2 разность между верхней (07.2009) и нижней (07.2006) кривыми — амплитуда модуляции спектров ГКЛ при A = -1, — составляет приблизительно 60% в максимумах спектральных кривых. Интегральная интенсивность варьируется в пределах 40% за 07.2006—07.2009.7, т.е. в целом модель достаточно чувствительна к используемым модельным параметрам, взятым из баз данных [14, 15].

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Parker E.N. // Astrophys. J. 1958. V. 128. № 4. P. 664.
- 2. *Thomas B.T., Smith E.J.* // J. Geophys. Res. Space Phys. 1980. V. 85. № 12. P. 6861.
- Smith E.J., Balogh A. // Geophys. Res. Lett. 1995. V. 22. No. 23. P. 3317.
- Burlaga L.F., Ness N.F., Belcher J.W. et al. // Space Sci. Rev. 1996. V. 78. Nos. 1–2. P. 34.
- Burlaga L.F., Ness N.F., Richardson J.D. // Astrophys. J. 2017. V. 841. P. 47.
- 6. Parker E.N. // Planet. Space Sci. 1965. V. 13. P. 9.
- Jokipii J.R., Kota J. // J. Geophys. Res. Lett. 1989.
   V. 16. No. 1. P. 1.
- Smith C.W., Bieber J.W. // Astrophys. J. 1991. V. 370. P. 435.
- *Khabarova O., Obridko V.* // Astrophys. J. 2012. V. 761. P. 82.
- Калинин М.С., Крайнев М.Б., Свиржевская А.К., Свиржевский Н.С. // Proc. XLIII Annual Seminar. (Apatity, 2020). Р. 77.
- Bisschoff D., Potgieter M.S., Aslam O.P.M. // Astrophys. J. 2019. V. 878. P. 59.
- Калинин М.С., Базилевская Г. А., Крайнев М. Б. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 5. С. 663; Kalinin M.S., Bazilevskaya G.A., Krainev M.B. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. No. 5. P. 606.
- 13. Adriani O., Barbarino G.C., Bazilevskaya G.A. et al. // Astrophys. J. 2013. V. 765. P. 91.
- 14. http://wso.stanford.edu.
- 15. http://omniweb.gsfc.nasa.gov.

# Structure of the heliosphere magnetic field and modulation of galactic cosmic rays

#### M. S. Kalinin<sup>a, \*</sup>, G. A. Bazilevskaya<sup>a</sup>, M. B. Krainev<sup>a</sup>, A. K. Svirzhevskaya<sup>a</sup>, N. S. Svirzhevsky<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia \*e-mail: kalininms@lebedev.ru

We examine the effect of the three-component heliosphere magnetic field on the modulation of galactic cosmic rays. The radial and longitude components of the model are linked by Parker's known ratio, and the latitude component is proportional to the radial component and occurs when the radial component's dependence on the law of reverse squares deviates. The model is tested in the task of modulating galactic protons. УДК 523-1/-8:524.1

## О СОЛНЕЧНЫХ МИНИМУМАХ 20/21–24/25 И ЗАВИСИМОСТИ МАКСИМАЛЬНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ОТ ГЕЛИОСФЕРНЫХ ФАКТОРОВ

© 2021 г. М. Б. Крайнев<sup>1, \*</sup>, М. С. Калинин<sup>1</sup>, О. П. М. Аслам<sup>2</sup>, М. Д. Нгобени<sup>2, 3</sup>, М. С. Потгитер<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия <sup>2</sup>Северо-Западный Университет, Центр космических исследований, Потчефструм, ЮАР <sup>3</sup>Северо-Западный Университет, Школа физических и химических наук, Ммабато, ЮАР <sup>4</sup>Институт экспериментальной и прикладной физики, Университет Христиана Альбрехта, Киль, Германия \*E-mail: mkrainev46@mail.ru Поступила в редакцию 24.05.2021 г.

Поступила в редакцию 24.05.2021 г. После доработки 01.06.2021 г. Принята к публикации 28.06.2021 г.

Рассмотрены фазы минимума цикла солнечной активности по пятнам на Солнце, в гелиосфере и в интенсивности галактических космических лучей (ГКЛ). Определены моменты максимальной интенсивности ГКЛ в минимумах последних пяти циклах (включая текущий), соответствующие основные гелиосферные факторы и связи между ними. Рассчитана и проанализирована зависимость спектра протонов ГКЛ около Земли от гелиосферных факторов на их линейном тренде в минимумах 21/22, 22/23, 23/24 (1987, 1997, 2009 гг.) с акцентом на поведении энергии кроссовера для последовательных минимумов.

DOI: 10.31857/S0367676521100197

#### введение

В настоящее время Солнце, его наружный слой гелиосфера и галактические космические лучи (ГКЛ) в этом слое находятся в фазе минимума между циклами активности по пятнам 24 и 25 (минимум 24/25), причем для процессов в гелиосфере в этот период очень важна полоидальная ветвь солнечной активности [1]. В этой фазе в определенные моменты интенсивность ГКЛ достигает максимальных значений, после чего начинается ее уменьшение. Надежно установлено, что величина максимальной интенсивности зависит от полярности гелиосферного магнитного поля (ГМП) А, причем для протонов низких энергий ( $T = 200 \ \Gamma \Rightarrow B$ ) интенсивность выше при A > 0, чем при A < 0, а для высоких энергий (*T* > несколько ГэВ) – наоборот. Эту закономерность обычно выражают, говоря о пересечении спектров (cross-over) для A > 0 и A < 0 при энергиях кроссовера Т<sub>со</sub> около 1 ГэВ ([2-4] и ссылки в них). Отметим, что при этом часто имеют в виду пересечение спектров в последовательных минимумах с противоположной полярностью А.

Для понимания процесса модуляции ГКЛ солнечной активностью представляет интерес, какими гелиосферными характеристиками и под действием какого механизма определяются особенности спектра ГКЛ в эти моменты. Количественное описание и исследование процесса модуляции ГКЛ в гелиосфере обычно проводится путем численного решения краевой задачи для функции распределения ГКЛ, причем коэффициенты этой краевой задачи моделируют гелиосферные факторы и процессы взаимодействия с ними ГКЛ [3].

Наиболее полная информация о характеристиках гелиосферы, важных для модуляции ГКЛ (скорости солнечного ветра (СВ) и ГМП), и о самой интенсивности имеется для орбиты Земли в последних пяти минимумах 20/21 – 24/25. Ранее для минимумов 21/22, 22/23, 23/24 (1987, 1997, 2009 гг.) было установлено, что в некоторых характеристиках гелиосферы в эти периоды наблюлается хорошо выраженный линейный тренд и оценен спектр ГКЛ в следующем солнечном минимуме 24/25 в предположении продолжения этого тренда [5]. Это предположение не оправдалось, но сама проблема корреляции между разными гелиосферными факторами и влияния этой корреляции на характеристики ГКЛ нам представляется важной.

 $A \leq 0$  $A \ge 0$  $A \leq 0$  $A \ge 0$  $A \leq 0$ A > 0A > 0A > 0 $A \leq 0$ A > 0M<sub>20</sub> 300-M<sub>21</sub> M<sub>23</sub> M<sub>24</sub> M<sub>23</sub>  $M_{20}$ M<sub>22</sub> M<sub>21</sub> M<sub>22</sub>  $M_{24}$ 125 100 <sup>L</sup>L<sup>*b*</sup> WK<sup>*J*</sup> 100 75 50 25 á 2  $J(t)/J(1997) \cdot 100, \%$ 120 0 9 100 ЦТЛ 7 80 æ, 5 б б 3 60 105 90 100 град 60 95  $\alpha_t$ 90 30 85 в 1970 1980 1990 2000 2010 2020 1970 1980 1990 2000 2010 2020 Годы Годы

**Рис. 1.** Временная зависимость интенсивности ГКЛ, полоидальной ветви солнечной активности и гелиосферных характеристик в районе орбиты Земли в 1970–2020 гг. Периоды инверсии ГМП показаны вертикальными затененными полосами [1], а над панелями указаны времена максимумов пятнообразовательных циклов и преимущественная полярность ГМП *А*. Вертикальными штриховыми линиями отмечены моменты максимальной интенсивности ГКЛ в минимумах 21/22-23/24, а вертикальным пунктиром – в текущем минимуме 24/25. Горизонтальные прямые отмечают уровень максимальной интенсивности, достигнутый в минимуме 23/24. Левые панели *a*-*в*: нормированная на 100% в 1997 г. интенсивность протонов ГКЛ разных энергий. Правые панели *e*-*e*: характеристики полоидальной ветви активности Солнца и ГМП. Подробности см. в тексте.

В статье сначала рассматриваются данные наблюдений, определяются моменты ( $t_{Jmax}$ ) максимума интенсивности ГКЛ (в том числе в текущем минимуме 24/25), соответствующие значения основных гелиосферных факторов (в  $t_{HS} = t_{Jmax} - 0.5$ ) и связи между ними. Затем описывается и обсуждается изменение расчетного спектра протонов ГКЛ из-за тренда напряженности ГМП и наклона (тилта) гелиосферного токового слоя (ГТС) к экватору в солнечных минимумах 21/22–23/24 (т.е. из-за корреляции указанных факторов) с акцентом на поведении энергии кроссовера. При этом здесь мы имеем в виду пересечение спектров не в последовательных минимумах, а при разной полярности ГМП и одинаковых прочих условиях.

#### МАКСИМАЛЬНАЯ ИНТЕНСИВНОСТЬ ГКЛ И ГЕЛИОСФЕРНЫЕ ФАКТОРЫ

На левых панелях рис. 1 показано поведение нормализованной к 1997 г. (предыдущий солнечный минимум с A > 0) интенсивности ГКЛ низких (a, T = 200 МэВ, IMP8, ACE [11]), средних ( $\delta, T >$ > 100 МэВ, [12]) и высоких ( $e, T \ge 10 \text{ ГэВ}$ , [13]) энергий в 1970–2020 гг. около Земли.

На правых панелях рис. 1, иллюстрирующих вариации в те же годы солнечных и гелиосферных факторов, важных для модуляции ГКЛ, кроме моментов максимальной интенсивности ГКЛ значками отмечены усредненные значения этих факторов за предшествовавший моменту год (время распространения солнечного ветра от Солнца до границы гелиосферы). В поведении всех приведенных факторов для минимумов 21/22-23/24 (звездочки) заметен выраженный линейный тренд (штриховые наклонные прямые), а именно напряженность ГМП *B* (рис. 1*д*, [14]) в эти три минимума монотонно уменьшалась, а тилт ГТС  $\alpha_t$  (рис. 1*e*, [15]) – рос. Отметим, что такая зависимость  $\alpha_t$  (*B*) согласуется с эмпирической моделью [6] при учете высокой корреляции в поведении *B* и величины маг-

нитного поля в полярных областях Солнца  $B_{ls}^{p}$  (рис. 1*г*, [15], см. [1]).

# ОПИСАНИЕ СПЕКТРА ГКЛ НА ТРЕНДЕ ГЕЛИОСФЕРНЫХ ФАКТОРОВ

Описание поведения ГКЛ в гелиосфере осуществляется путем решения транспортного уравнения для функции распределения частиц с граничными и начальными условиями (см. [3, 4, 7, 9]). Коэффициенты транспортного уравнения представляют собой модели важных для модуляции



**Рис. 2.** Описание характеристик спектра протонов ГКЛ в моделях [4, 7, 9]. Левая панель *a*: спектры протонов, рассчитанные в данной работе, и наблюдаемый спектр на орбите Земли в минимуме 23/24. Штриховой кривой показан локальный межзвездный спектр протонов согласно [7]. Правые панели *в*-*г*: зависимость характеристик ГКЛ от напря-

женности ГМП *В* при условии линейной связи  $\alpha_t(B)$ , показанной прямой линией на панели  $\delta$ . Менее насыщенными (красными) кривыми показан расчетный спектр при полярности ГМП A < 0, а более насыщенной (синей) — при A > 0. Подробности см. в тексте.

ГКЛ гелиосферных факторов (скорость СВ, регулярное ГМП) и процессов взаимодействия с ними ГКЛ (тензор диффузии ГКЛ на флуктуациях и скорость дрейфа в регулярном ГМП). Большинство пакетов для моделирования ГКЛ очень детализированы и хорошо описывают данные наблюдения. На рис. 2а вертикальными штрихами показан спектр протонов, измеренный магнитным спектрометром PAMELA на орбите Земли в минимуме 23/24 (2009 г., *A* < 0) [8], а сплошной линией – энергетический спектр протонов, рассчитанный с использованием набора наблюдаемых гелиосферных характеристик  $S_{obs} = \{\alpha_t, B, A\}$  и набора других (описательных) параметров  $S_{descr}$ , необходимых для хорошего описания спектра. Видно, что расчетный спектр очень хорошо описывает наблюдения. Кроме того, показан также спектр протонов при полярности ГМП A > 0 и видно, что энергия кроссовера  $T_{co} > 0.5$  ГэВ. Отметим, что использованная модель хорошо описывают спектры ГКЛ по данным PAMELA и в другие периоды, однако с несколько отличными наборами *S*<sub>descr</sub> [4, 7, 9].

В данной статье нас интересует зависимость максимальной интенсивности от соответствующих наблюдаемых гелиосферных характеристик при том же наборе описательных параметров, в частности, как может проявляться в деталях энергетического спектра уменьшение тилта ГТС с ростом напряженности ГМП, обсуждавшееся в предыдущем разделе. На рис. 26, помимо линейной зависимости  $\alpha_t(B)$  для минимумов 21/22-23/24, отмечены пары  $(B, \alpha_t(B))$  для всех минимумов с их номерами. На рис. 2в для указанного линейного тренда  $\alpha_t(B)$  показана энергия кроссовера, которая изменяется в пределах  $0.55 < T_{co}$ , ГэВ < 1.1. Ясно, что при низких энергиях, T < 0.55 ГэВ, интенсивность протонов при A > 0 будет выше (а при высоких энергиях, T > 1.1 ГэВ, – ниже), чем при A < 0 во всем диапазоне ( $B, \alpha_t(B)$ ). Поведение интенсивности ГКЛ средних энергий (точнее, интегральной интенсивности  $J(T > 100 \text{ M} \Rightarrow B))$ , которую можно оценивать по данным РБМ [10], для обоих знаков полярности ГМП А показана на рис. 2г и видно, что кривые близки друг к другу

$$\left(\frac{|J_{A>0} - J_{A<0}|}{J_{A>0} + J_{A<0}} \ll 1\right).$$

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Уменьшение ширины зоны секторной структуры с ростом напряженности ГМП, хорошо коррелирующей с напряженностью высокоширотных магнитных полей Солнца, отражает ведущую роль в гелиосфере в периоды минимума площади пятен полоидальной ветви солнечной активности. В текущем минимуме 24/25 интенсивность ГКЛ, по-видимому, достигла максимума. Влияние зависимости тилта ГТС от напряженности ГМП,  $\alpha_t(B)$ , в минимумах 21/22–23/24, на интенсивность протонов ГКЛ в районе орбиты Земли, согласно нашим расчетам, приводит к систематическому изменению энергии кроссовера, а именно, к ее увеличению с ростом *В*. Для интегральной интенсивности *J*(*T* >100 МэВ) расчеты демонстрируют малую разницу между A > 0 и A < 0, т.е. для этой характеристики модуляция ГКЛ слабо чувствительна к смене полярности ГМП.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект № 18-02-00582а) и гранта РФФИ-NRF (проект № 19-52-60003-ЮАР-т. М.Д. Нгобени благодарен Национальному исследовательскому фонду ЮАР за частичную поддержку в рамках Joint Science and Technology Research Collaboration между ЮАР и Россией (грант № 118915).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Крайнев М.Б. // Солн.-земн. физ. 2019. Т. 5. № 4. С. 12; Krainev М.В. // Solar-Terr. Phys. 2019. V. 5. No. 4. P. 10.
- Свиржевский Н.С., Базилевская Г.А., Калинин М.С. и др. // Изв. РАН Сер. физ. 2017. Т. 81. № 2. С. 181;

Svirzhevsky N.S., Bazilevskaya G.A., Kalinin M.S. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 2. P. 162.

- 3. Potgieter M.S. // Living Rev. Solar Phys. 2013. V. 10. No. 3.
- Potgieter M.S., Vos E.E. // Astron. Astrophys. 2017. V. 601. Art. No. A23.
- Крайнев М.Б., Базилевская Г.А., Калинин М.С. и др. // Геомагн. и аэроном. 2018. Т. 58. № 2. Р. 177; *Krainev M.B., Bazilevskaya G.A., Kalinin M.S. et al.* // Geomagn. Aeronomy. 2018. V. 58. No. 2. Р. 169.
- Krainev M.B., Makarova V.V. // Proc. of the "Solar and Solar-Terrestrial Physics" (Pulkovo, St.-Petersburg, 2008). P. 183.
- Bisschoff D., Potgieter M.S., Aslam O.P.M. // Astrophys. J. 2019. V. 878. No. 1. P. 59.
- Adriani O., Barbarino G.C., Bazilevskaya G.A. et al. // Astrophys. J. 2013. V. 765. P. 91.
- Aslam O.P.M., Bisschoff D., Potgieter M.S. et al. // Astrophys. J. 2019. V. 873. No. 70. P. 1.
- Стожков Ю.И., Свиржевский Н.С., Базилевская Г.А. и др. // Препринт ФИАН им. П.Н. Лебедева. 2007. № 14. С. 77.
- 11. http://www.srl.caltech.edu.
- 12. https://sites.lebedev.ru/en/DNS\_FIAN.
- 13. http://cr0.izmiran.ru/mosc.
- 14. http://omniweb.gsfc.nasa.gov.
- 15. http://wso.stanford.edu.

## On the sunspot minima 20/21-24/25 and the dependence of maximum galactic cosmic ray intensity on the heliosphere factors

M. B. Krainev<sup>a, \*</sup>, M. S. Kalinin<sup>a</sup>, O. P. M. Aslam<sup>b</sup>, D. Ngobeni<sup>b, c</sup>, M. S. Potgieter<sup>d</sup>

<sup>a</sup>Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia
 <sup>b</sup>Center for Space Research, North-West University, Potchefstroom, South Africa
 <sup>c</sup>School of Physical and Chemical Sciences, North-West University, Mmabatho, South Africa
 <sup>d</sup>Institute for Experimental and Applied Physics, Christian Albrechts University, Kiel, Germany
 \*e-mail: mkrainev46@mail.ru

The phases of minima of the sunspot cycles are considered on the Sun, in heliosphere and in the galactic cosmic rays (GCR) intensity. The moments of the maximum GCR intensity are determined for the last five sunspot minima including the current one, as well as the corresponding main heliosphere factors and relations between them. The dependence of the proton GCR spectra near the Earth on the heliosphere factors for their linear trend in the minima 21/22, 22/23, 23/24 (1987 1997, and 2009) is calculated and discussed with the special attention on the energy of crossover.
УДК 524.1-352

# МОДУЛЯЦИОННАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ С РАЗЛИЧНОЙ СТРУКТУРОЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

© 2021 г. А. В. Белов<sup>1</sup>, М. А. Абунина<sup>1, \*</sup>, Е. А. Ерошенко<sup>1</sup>, А. А. Абунин<sup>1</sup>, А. Папаиоанноу<sup>2</sup>, Х. Мавромичалаки<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн имени Н.В. Пушкова Российской академии наук, Москва, Россия

<sup>2</sup>Институт астрономии, астрофизики, космических приложений и дистанционного зондирования, Национальная обсерватория Афин, Пентели, Греиия

> <sup>3</sup>Афинский национальный университет имени Каподистриан, Афины, Греция \*E-mail: abunina@izmiran.ru

Поступила в редакцию 24.05.2021 г. После доработки 01.06.2021 г. Принята к публикации 28.06.2021 г.

Статистическое исследование межпланетных возмущений, создающих Форбуш-понижения, с различным положением максимума межпланетного магнитного поля. Наиболее эффективны межпланетные возмущения с положением максимума поля через 6–15 ч после начала события.

**DOI:** 10.31857/S0367676521100070

#### **ВВЕДЕНИЕ**

Эффективность различных межпланетных возмущений активно исследуется, поскольку эта тема фундаментально интересна и важна для практики [1–4]. Чаще всего изучается связь структуры межпланетных возмущений с геомагнитной активностью, но немало работ и про влияние структуры корональных выбросов массы (КВМ) на модуляцию космических лучей (КЛ), точнее на свойства Форбуш-понижений (ФП) [2, 4–6].

Полная структура межпланетного возмущения, возникающего в результате КВМ, включает в себя межпланетную ударную волну, собственно выброс и турбулентную зону между ними. Такая структура отражается в двухступенчатости ФП [7–9], где первое понижение связано с приходом ударной волны, а второе – с входом в собственно выброс. При отборе и классификации реальных событий трудно избежать субъективизма. Чтобы уменьшить влияние субъективных факторов, необходимо основывать разделение событий на объективных количественных параметрах.

В данной работе рассматривается связь структуры крупномасштабных межпланетных возмущений с Форбуш-понижениями в галактических космических лучах (ГКЛ). Поскольку ГКЛ – это заряженные частицы, для них самое важное свойство межпланетной среды – магнитное поле. Соответственно, главное в структуре межпланетного возмущения — это распределение магнитного поля. Поэтому в качестве классифицирующего параметра разумно рассмотреть положение максимума напряженности межпланетного магнитного поля (ММП) в возмущении.

Цель работы — выявить особенности и характерные черты межпланетных возмущений с разной структурой, источниками которых были КВМ, основываясь на положении максимума ММП, и понять, как структура наблюдаемых возмущений связана с их эффективностью (способностью создавать ФП в КЛ и возрастания геомагнитной активности).

## данные и методы

Нами использовалась база данных Форбушэффектов и межпланетных возмущений, созданная в ИЗМИРАН [12], которая содержит данные по основным параметрам КЛ (плотность и анизотропия), полученные методом глобальной съемки для частиц с жесткостью 10 ГВ [10]. Также в ней содержатся основные параметры солнечного ветра (СВ) из [13], данные по ассоциированным солнечным вспышкам [14] и КВМ [16], время регистрации SSC [15] и другие параметры.

В нашей базе данных содержится около 7500 событий. Из них мы выбрали ФП: 1) с SSC; 2) с полными данными по ММП (в основном по этой причине мы ограничились временным периодом 1996–2017 гг.); 3) с отдельными КВМ в каче-



Рис. 1. Поведение основных параметров солнечного ветра, космических лучей и геомагнитной активности во время Форбуш-понижения 22 января 2004 года. Верхняя панель — скорость СВ (правая шкала, верхняя кривая) и ММП (левая шкала, нижняя кривая), средняя панель — изменение плотности КЛ ( $A_0$ ) (левая шкала, верхняя кривая) и экваториальной составляющей векторной анизотропии КЛ ( $A_{xy}$ ) (правая шкала, черные столбцы), нижняя панель — изменение геомагнитных данных ( $D_{st}$  (правая шкала, верхняя уривая) и  $K_p$  (левая шкала, столбцы) индексы). Вертикальная серая линия — момент регистрации SSC.

стве солнечных источников, ассоциированные с солнечными вспышками; 4) "чистые" события, т.е. достаточно далеко отстоящие от соседних. В результате такого отбора осталось только 65 событий. Чтобы увеличить вероятность возмущений с полной структурой, мы выбрали только  $\Phi\Pi$ , связанные с центральными солнечными источниками ( $-30^\circ$ ... $30^\circ$ ), и получили 42 достаточно уверенно отождествленных  $\Phi\Pi$ .

#### РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Полученные 42 события с центральными источниками были разделены на три подгруппы по времени максимума ММП ( $t_B$ ): в группу *Early* ( $t_B < 6$ ) попало 21 ФП, в группу *Medium* ( $6 \le t_B \le 15$ ) – 10 событий, в группу *Late* ( $t_B > 15$ ) – 11 ФП.

На рисунке 1 приведен пример события из группы *Medium*. На верхней панели рис. 1 указаны поведение скорости СВ и ММП, на средней панели – изменение плотности КЛ ( $A_0$ ) и экваториальной составляющей векторной анизотропии КЛ ( $A_{xy}$ ), на нижней панели – изменение геомагнитных данных ( $D_{st}$  и  $K_p$  индексы). Вертикальная серая линия – момент регистрации SSC.

Форбуш-понижение 22 января 2004 г. началось с регистрации SSC в 01:37 UT. Это было большое событие с амплитудой 9%. КВМ, который явился причиной данного  $\Phi\Pi$ , был очень быстрым (965 км  $\cdot$  с<sup>-1</sup>) и был связан со вспышкой



**Рис. 2.** Усредненное методом наложения эпох (нулевой час – час с SSC) поведение вариаций КЛ с жесткостью 10 ГВ (правая шкала, черная кривая) и  $K_p$  – индекса геомагнитной активности (левая шкала, столбцы: серые –  $K_p < 4$ , светло-серые –  $K_p = 4$ , темно-серые –  $K_p \ge 5$ ) для различных групп событий: *Early (a), Medium (б), Late (в)*. Стрелками показано среднее для группы положение максимумов напряженности ММП и скорости солнечного ветра. Заштрихованы области распределения этих максимумов.

С5.5 (S13W09) в 22:02UT 19 января. Максимум ММП ( $B_{max} = 25.4$  нТл) и минимум ФП находятся рядом и достаточно далеко от максимума скорости СВ ( $V_{max} = 666$  км · c<sup>-1</sup>). В данном событии зарегистрирована большая геомагнитная буря ( $K_{p max} = 7$ ,  $D_{st min} = -149$  нТл). Экваториальная составляющая векторной анизотропии достигала значения  $A_{xy max} = 4.32\%$  в данном событии.

#### Усредненное поведение параметров в различных группах методом наложения эпох

Рассмотрим усредненное методом наложения эпох поведение вариаций ГКЛ и геомагнитной активности для различных типов KBM от центральных источников — для групп *Early* (рис. 2*a*), *Medium* (рис. 2*b*), *Late* (рис. 2*b*).

В группе *Early* максимум скорости СВ, чаще всего, отстает от максимума ММП, в остальных – опережает. Распределение максимумов скорости во всех группах широкое, но самое широкое в группе *Late*.

Группа	$A_F, \%$	K <sub>p max</sub>	<i>B<sub>max</sub></i> , нТл	<i>t<sub>B max</sub></i> , ч	$V_{max}$ , км $\cdot$ с $^{-1}$	$t_{Vmax}$ , ч
Early	3.01	5+	$18.9\pm8.0$	2.29	$564.6\pm98.8$	10.5
Medium	5.4	7	$26.4\pm15.9$	10	$634.5\pm183.7$	5.5
Late	2.1	5	$17.7 \pm 5.3$	30.9	$497.4\pm85.6$	15.7

Таблица 1. Усредненные значения основных параметров методом наложения эпох

Таблица 2. Средние значения максимальных величин различных параметров солнечного ветра, геомагнитной активности и космических лучей

	$\begin{aligned} & Early \\ (t_B < 6) \end{aligned}$			$Medium (6 \le t_B \le 15)$			$Late (t_B > 15)$						
Средние параметры солнечного ветра и геомагнитных индексов													
	Mean	Max	Min	Mean	Max	Min	Mean	Max	Min				
<i>В<sub>тах</sub>, нТл</i>	$19.15\pm1.68$	34.6	7.5	$26.38\pm5.04$	55.8	12.9	$17.74 \pm 1.60$	24.6	9.1				
$V_{max}$ , км · с <sup>-1</sup>	567.4 ± 20.7	774	449	$634.5 \pm 58.1$	959	391	497.4 ± 25.8	677	409				
$K_{p \max}$	$5.24\pm0.32$	7.3	2.3	$6.30\pm0.63$	8.7	3.3	$5.64\pm0.31$	7.3	4.3				
<i>А<sub>р max</sub></i> , нТл	$66.14 \pm 11.34$	154	9	$128.70 \pm 31.45$	300	18	$74.00 \pm 12.07$	154	32				
<i>D<sub>st min</sub></i> , нТл	$-60.3 \pm 7.3$	-132	-22	$-133.9 \pm 40.6$	-422	-4	$-79.6 \pm 13.0$	-159	-26				
Средние параметры космических лучей													
	Mean	Max	Min	Mean	Max	Min	Mean	Max	Min				
$A_F, \%$	$3.52\pm0.50$	9.4	0.9	$5.66\pm0.81$	12.3	2.7	$2.87\pm0.59$	8.9	0.9				
D <sub>min</sub> , %	$-0.76\pm0.11$	-1.97	-0.21	$-1.15 \pm 0.28$	-3.40	-0.46	$-0.49\pm0.06$	-0.81	-0.16				
$A_{xy max}, \%$	$2.00 \pm 0.15$	3.81	1.15	$2.69\pm0.32$	4.35	1.60	$1.83\pm0.12$	2.45	1.31				
A <sub>z range</sub> , %	$2.16\pm0.18$	4.51	1.00	$2.32\pm0.23$	3.68	0.99	$2.55\pm0.47$	5.29	1.34				

Самое большое усредненное  $\Phi\Pi$  в группе *Medium* — оно достигает приблизительно 5.4%. Такую величину следовало бы признать очень большой [11] даже для отдельного  $\Phi\Pi$ , а усреднение методом наложения эпох занижает величину Форбуш-понижений. В группе *Early* усредненная величина  $\Phi\Pi$  меньше (3.1%), а в группе *Late* еще меньше (2.1%).

В группе Medium магнитная буря не только самая большая (сильная), она и самая продолжительная — уровень бури ( $K_p$  около 5 и выше) держится около суток, а возмущенный уровень ( $K_p$  около 4) наблюдается и спустя более двух суток с начала события. В других группах усредненная магнитная буря (малая) заканчивается намного быстрее, особенно в группе Early — всего через 6 часов. В группе Late геомагнитная активность продолжительнее. Все обсуждаемые параметры сведены в табл. 1.

#### Усредненные экстремальные параметры

В табл. 2 приведены средние значения различных параметров солнечного ветра, космических лучей и геомагнитной активности для выделенных групп. Параметры солнечного ветра и геомагнитной активности:  $B_{max}$  — максимальное значение интенсивности ММП,  $V_{max}$  — максимальное значение скорости СВ в событии, экстремальные значения геомагнитных индексов ( $K_{p max}$ ,  $A_{p max}$ ,  $D_{st min}$ ). Параметры КЛ:  $A_F$  — величина ФП,  $D_{min}$  — максимальное часовое понижение плотности КЛ,  $A_{xy max}$  — максимальное значение экваториальной составляющей векторной анизотропии КЛ,  $A_{z range}$  — изменение  $A_r$ -составляющей анизотропии КЛ.

Из табл. 2 видно, что группа *Medium* значительно выделяется практически по всем параметрам относительно двух других групп. Она имеет самые высокие средние значения по всем указанным параметрам солнечного ветра ( $B_{max}$ ,  $V_{max}$ ) и геомагнитной активности ( $K_{p max}$ ,  $D_{st min}$ ). Также в ней находятся самые большие по величине ФП, с самыми большими значениями экваториальной составляющей анизотропии КЛ. Единственный параметр, по которому группу *Medium* превосходит группа *Late* — это изменение  $A_z$ -компоненты анизотропии, однако это превышение незначительно (в пределах статистической погрешности).

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 85 № 10 2021

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Время максимума ММП является важным параметром, на основе которого можно классифицировать Форбуш-понижения и связанные с ними возмущения солнечного ветра. События с центральными солнечными источниками были разделены по времени максимального ММП ( $t_B$ ) на три группы: *Early* ( $t_B < 6$ ), *Medium* ( $6 \le t_B \le 15$ ), *Late* ( $t_B > 15$ ). Выявлены существенные различия групп по характеристикам солнечного ветра, геомагнитной активности и космических лучей. Форбуш-понижения с положением максимума ММП через 6–15 ч после начала события сопровождаются самыми выдающимися значениями основных параметров солнечного ветра, геомагнитной активности и космических лучей.

Исследования А.В. Белова, М.А. Абуниной и А.А. Абунина поддержаны РНФ (проект № 20-72-10023).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gopalswamy N., Akiyama S., Yashiro S. et al. // J. Atm. Solar-Terr. Phys. 2008. V. 70. P. 245.

- 2. *Dumbović M., Vršnak B., Čalogović J., Župan R. //* Astron. Astrophys. 2012. V. 538. Art. No. A28.
- Chertok I.M., Grechnev V.V., Belov A.V., Abunin A.A. // Solar Phys. 2013. V. 283. P. 557.
- Belov A., Abunin A., Abunina M. et al. // Solar Phys. 2014. V. 289. P. 3949.
- 5. Dumbović M., Vršnak B., Čalogović J., Karlica M. // Astron. Astrophys. 2011. V. 531. Art. No. A91.
- Belov A., Abunin A., Abunina M. et al. // Solar Phys. 2015. V. 290. P. 1429.
- Barnden L. // Proc. 13th ICRC. V. 2. (Denver, 1973). P. 1277.
- 8. Белов А.В., Дорман Л.И., Ерошенко Е.А. и др. // Геомагн. и аэроном. 1976. Т. 16. № 5. С. 761.
- 9. Wibberenz G., Le Roux J.A., Potgieter M.S., Bieber J.W. // Space Sci. Rev. 1998. V. 83. P. 309.
- 10. *Belov A., Eroshenko E., Yanke V. et al.* // Solar Phys. 2018. V. 293. P. 68.
- 11. *Belov A.V., Eroshenko E.A., Oleneva V.A. et al.* // Adv. Space Res. 2001. V. 27. P. 625.
- 12. http://spaceweather.izmiran.ru/eng/dbs.html.
- 13. http://omniweb.gsfc.nasa.gov.
- 14. ftp://ftp.swpc.noaa.gov/pub/indices/events.
- 15. http://isgi.unistra.fr/data\_download.php.
- 16. https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME\_list.

# Modulation efficiency of interplanetary coronal mass ejections with different structure of the magnetic field

A. V. Belov<sup>*a*</sup>, M. A. Abunina<sup>*a*, \*</sup>, E. A. Eroshenko<sup>*a*</sup>, A. A. Abunin<sup>*a*</sup>, A. Papaioannou<sup>*b*</sup>, H. Mavromichalaki<sup>*c*</sup>

<sup>a</sup> Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation of Russian Academy of Sciences, Moscow, 108840 Russia

<sup>b</sup>IAASARS, National Observatory of Athens, Penteli, 15236 Greece

<sup>c</sup>National and Kapodistrian University of Athens, Nuclear and Particle Physics Department, Faculty of Physics,

Athens, 15784 Greece

\*e-mail: abunina@izmiran.ru

A statistical study of interplanetary disturbances creating Forbush decreases with different positions of the interplanetary magnetic field maximum has been carried out. It is shown that the most effective interplanetary disturbances with the position of the field maximum 6-15 hours after the beginning of the event.

УДК 524.1:521.16

# ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МЕТЕОПАРАМЕТРОВ НА КОНЦЕНТРАЦИЮ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ ПО ДАННЫМ УСТАНОВКИ "НЕЙТРОН"

© 2021 г. Л. Бушама<sup>1, \*</sup>, Ф. А. Богданов<sup>1</sup>, Д. М. Громушкин<sup>1</sup>, А. Н. Дмитриева<sup>1</sup>, З. Т. Ижбулякова<sup>1</sup>, П. С. Кузьменкова<sup>1</sup>, С. Мешрауи<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования "Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ", Москва, Россия \*E-mail: bouchama\_lazhar@mail.ru Поступила в редакцию 24.05.2021 г.

После доработки 01.06.2021 г. Принята к публикации 28.06.2021 г.

С использованием данных установки "Нейтрон" с мая 2015 г. по февраль 2019 г. исследовано влияние метеопараметров на концентрацию тепловых нейтронов. Получены суточные и сезонные вариации скорости счета нейтронов, связанные с изменениями температуры. Оценено влияние высоты снежного покрова на скорость счета нейтронов за четыре зимних периода. Показано, что метеопараметры оказывают существенное влияние на концентрацию нейтронов в приземной области, суммарный вклад от давления, температуры и высоты снежного покрова может составлять более 30%.

DOI: 10.31857/S0367676521100112

#### **ВВЕДЕНИЕ**

На сегодняшний день большой интерес уделяется изучению естественного потока нейтронов вблизи поверхности Земли. Основными источниками потока нейтронов вблизи поверхности Земли являются атмосфера и земная кора [1]. Чтобы качественно исследовать нейтронный поток в приземной атмосфере, необходима информация о том, как он изменяется в зависимости от разных эффектов окружающей среды.

На малых высотах над поверхностью Земли на поток нейтронов влияют следующие факторы: атмосферные параметры (давление, температура, количество выпавших осадков), высота над поверхностью грунта, содержание воды в окружающей среде (пар, снег, растительность), содержание радона, сейсмическая активность, воздействие Солнца и Луны, изменения потока космических лучей и другие [2–4].

В работе приводятся результаты обработки данных установки "Нейтрон" [5] за период с мая 2015 г. по февраль 2019 г. с целью исследования влияния различных метеопараметров на поток тепловых нейтронов в приземной атмосфере.

## ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ "НЕЙТРОН"

С 2010 года в составе уникальной научной установке "Экспериментальный комплекс НЕВОД" [6] функционирует установка "Нейтрон", предназначенная для контроля нейтронного фона под и над поверхностью Земли. Она состоит из четырех одинаковых сцинтилляционных детекторов на основе неорганического сцинтиллятора  $ZnS(Ag) + {}^{6}LiF$ . Каждый детектор установки представляет собой пирамидальный металлический корпус, в котором находится сцинтиллятор с эффективной площадью, равной 0.75 м<sup>2</sup>, который просматривается одним фотоумножителем ФЭУ-200. Установка работает в непрерывном режиме и регистрирует скорость счета тепловых нейтронов каждые пять минут. Детекторы размещены внутри здания НЕВОД на различных высотах от -3 до 10.5 м от поверхности грунта. Первый детектор находится в подвале (что делает детектор более чувствительным к вариациям нейтронов от естественной радиоактивности за счет радона, скапливающегося в подвалах), второй – в стеклянном переходе между зданиями, третий и четвертый – на втором и третьем этажах здания.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

## Барометрический эффект

Одним из основных метеопараметров, оказывающих влияние на поток нейтронов, является давление, поэтому перед исследованием влияния окружающей температуры на концентрацию ней-



Рис. 1. Суточная волна скорости счета нейтронов *n*, нормированной на среднее значение, по данным четырех детекторов установки "Нейтрон" (точки, левые оси) и температуры *t* (сплошные кривые, правые оси) за период с мая 2015 по февраль 2019 года: *a* – детектор № 1,  $\delta$  – детектор № 2, *s* – детектор № 3, *c* – детектор № 4.

тронов необходимо ввести корректировку в текущую скорость счета N(t):

$$N^{\text{kopp}}(t) = N(t) + B(P_0 - P(t)),$$

где P — текущее значение атмосферного давления,  $P_0$  — среднее значение, B — барометрический коэффициент. Для расчета B строится зависимость скорости счета от давления, определяется коэффициент B уравнения фитирующей прямой. Барометрический коэффициент  $\beta$  (в %/мбар), который показывает на сколько процентов изменится скорость счета детектора, если атмосферное давление изменится на одну единицу, вычисляется по формуле  $\beta = (B/N_0) \times 100\%$ , где  $N_0$  — среднее значение скорости счета за месяц. До введения поправки на барометрический эффект скорость счета нейтронов довольно сильно антикоррелирует с давлением, но после его введения корреляция практически исчезает.

#### Температурный эффект

Поиск суточной волны, показывающей влияние температуры на скорость счета в течение суток (день/ночь), проводился следующим образом. За период принимаются одни сутки (24 ч). Скорость счета пятиминутных данных, попавших в первый час первых суток временного ряда, складывается со скоростью счета пятиминутных данных, попавших в первый час вторых суток, в первый час третьих суток и так далее – по всему изучаемому периоду. Скорость счета пятиминутных данных, попавших во второй час первых суток, складывается со скоростью счета пятиминутных данных, попавших во второй час вторых суток, во второй третьих суток и так далее - по всему изучаемому периоду. Полученная сумма для соответствующего часа затем делится на число пятиминутных событий, попавших в этот час. Наиболее ярко по форме проявляются суточные волны скорости счета для второго и четвертого детекторов. На рис. 1 показаны суточные волны



Рис. 2. Зависимость скорости счета детектора № 2 с поправкой на давление и нормированной на среднее значение *n* (черные сплошные линии, левые оси) и высоты снежного покрова *h* (серые сплошные линии, правые оси) от времени для четырех зим: a - 2015 - 2016 гг.,  $\delta - 2016 - 2017$  гг.,  $\delta - 2017 - 2018$  гг., c - 2018 - 2019 гг.

скорости счета и температуры, построенные по данным четырех детекторов за период с мая 2015 по февраль 2019 года.

По амплитуде более чувствительным оказался второй детектор (2.16% против 0.40, 0.34 и 0.97% для 1-го, 3-го и 4-го детектора, соответственно). Это отличие по большей части объясняется местом расположения каждого детектора внутри здания (разной экранировкой детекторов веществом здания).

Поскольку второй детектор является более чувствительным, для него была рассмотрена сезонная зависимость скорости счета от температуры. Соотношение амплитуда скорости счета – среднее значение температуры – амплитуда температуры для каждого сезона: летом – июнь, июль, август (3.5%,  $19.1^{\circ}$ C,  $6^{\circ}$ C), осенью – сентябрь, октябрь, ноябрь (1.5%,  $6.3^{\circ}$ C,  $3.1^{\circ}$ C), зимой – декабрь, январь, февраль (1.3%,  $-4.6^{\circ}$ C,  $1.5^{\circ}$ C), весной – март, апрель, май (2.6%,  $7.9^{\circ}$ C,  $5.2^{\circ}$ C). Уменьшение амплитуд суточной волны для зимнего и осеннего сезона объясняется уменьшением амплитуд колебаний температуры, а также общим снижением температуры и большим количеством осадков, в частности снега. Сдвиг по времени между волнами скорости счета и температуры наблюдался по всем сезонам.

#### Эффект снежного покрова

Для изучения влияния снежного покрова проведено исследование зависимости скорости счета от его высоты [7] для четырех зим (2015–2016, 2016–2017, 2017–2018, 2018–2019 гг.). Скорость счета была скорректирована на давление, сглажена по трем суткам и нормирована на среднее значение, данные по снежному покрову были усреднены по суткам. На рис. 2 изображены зависимости нормированной скорости счета нейтронов второго детектора и высоты снежного покрова от времени для перечисленных выше четырех зим. Как видно из рисунка, явный эффект влияния снежного покрова наблюдался зимой 2017– 2018 гг., в течение которой скорость счета снижалась на ~20%. Для остальных детекторов эффект был слабее (5, 10 и 10% для 1-го, 3-го и 4-го детектора соответственно). Также видно влияние температуры: при отрицательной температуре снег долго не подтаивает и играет роль экрана нейтронов в течение длительного периода (зимой 2017—2018 гг. высота снега 50 см сохранялась более двух месяцев при температуре примерно  $-10^{\circ}$ С, при этом высота снежного покрова возросла и упала очень быстро), остальные зимы оказались немного теплее, температура варьировалась вокруг нуля, высота снежного покрова изменялась более плавно.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как показали исследования, метеопараметры оказывают существенное влияние на концентрацию нейтронов в приземной области, вклад давления может достигать 0.85%/мбар, температуры до 2.2%, снежного покрова — до 20%. Поэтому их вклад необходимо учитывать при изучении внеатмосферных процессов. Наиболее подходящим для исследования влияния метеорологических параметров является второй детектор установки "Нейтрон", находящийся в открытой галерее. Работа выполнена на уникальной научной установке "Экспериментальный комплекс НЕВОД" при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект "Фундаментальные проблемы космических лучей и темная материя" № 0723-2020-0040).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Kuzhevskij B.M., Nechaev O.Yu., Panasyuk M.I. et al. // J. Radiat. Prot. Res. 2001. V. 26. № 3. P. 315.
- 2. Dorman L.I. Cosmic rays in the Earth's atmosphere and underground. Springer, 2004. 862 p.
- Eroshenko E., Velinov P., Belov A. et al. // Adv. Space Res. 2008. V. 43. P. 637.
- Hutcheson A.L., Grove J.E., Mitchell L.J. et al. // Radiat. Meas. 2017. V. 99. P. 50.
- Громушкин Д.М., Алексеенко В.В., Петрухин А.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т. 73. № 3. С. 425; Gromushkin D.M., Alekseenko V.V., Petrukhin A.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2009. V. 73. No. 3. P. 407.
- 6. http://ununevod.mephi.ru/ru.
- 7. https://rp5.ru.

# Study of the influence of meteoparameters on the concentration of thermal neutrons by the "Neutron" setup data

# L. Bouchama<sup>*a*, \*</sup>, F. A Bogdanov<sup>*a*</sup>, D. M. Gromushkin<sup>*a*</sup>, A. N. Dmitrieva<sup>*a*</sup>, Z. T. Izhbulyakova<sup>*a*</sup>, P. S. Kuzmenkova<sup>*a*</sup>, S. Mechraoui<sup>*a*</sup>

<sup>a</sup>National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow 115409 Russia \*e-mail: bouchama lazhar@mail.ru

Using the data of the "Neutron" setup from May 2015 to February 2019, the influence of meteorological parameters on the thermal neutron concentration was studied. Daily and seasonal variations in the neutron counting rate associated with temperature changes were obtained. The effect of snow depth on the neutron counting rate for four winter periods was estimated. It was shown that meteorological parameters have a significant impact on the neutron concentration near the surface, the total contribution from pressure, temperature and snow depth can be more than 30%.