

СОДЕРЖАНИЕ

Том 86, номер 8, 2022

Ядерная физика и физика элементарных частиц. Ядерно-физические технологии

Сечения образования изотопов ртути и радона в реакциях полного слияния с тяжелыми ионами $^{36,40}\text{Ag}$ и $^{40,48}\text{Ca}$

Е. В. Чернышева, А. М. Родин, В. Ю. Веденеев, А. В. Гуляев, А. В. Гуляева, М. Голик, С. Н. Дмитриев, Д. Камас, Я. Климан, А. Б. Комаров, Л. Крупа, П. Когоут, А. Когоутова, А. С. Новоселов, Ю. Ц. Оганесян, А. Опихал, Й. Пехоушек, А. В. Подшибякин, В. С. Саламатин, С. В. Степанцов, С. А. Юхимчук 1070

Тестовая установка для регистрации совпадающих сигналов из реакций с вылетом заряженных частиц и нейтронов на нейтронном канале РАДЭКС

А. А. Каспаров, М. В. Мордовской, А. А. Афонин, В. В. Мищук 1077

Измерение углового распределения нейтронов с энергией 14.1 МэВ, рассеянных на ядрах углерода

И. Д. Дашков, Н. А. Федоров, Д. Н. Грозданов, Ю. Н. Копач, Т. Ю. Третьякова, И. Н. Русков, В. Р. Ской, А. Эрболот, Д. Бериков, Ю. Н. Бармаков, Е. П. Боголюбов, Д. И. Юрков 1081

Исследование направленной чувствительности двухкоординатного детектора нейтронов на основе слоя ^{10}B и проволочной камеры

С. И. Поташев, А. А. Каспаров, И. В. Мешков, А. А. Афонин, Ю. М. Бурмистров, А. И. Драчев, С. Х. Караевский, В. Н. Пономарев, В. И. Разин 1087

Изучение основных состояний ядер $^{13,14}\text{C}$, $^{13,14}\text{N}$, ^{14}O методом фейнмановских континуальных интегралов

В. В. Самарин 1091

Модельный анализ распределения дозы в костном имплантате в процессе радиационной стерилизации

В. В. Розанов, А. О. Хуцистова, И. В. Матвейчук, А. П. Черняев 1099

Спектры возбужденных состояний нейтрон-избыточных изотопов никеля

С. В. Сидоров, Д. С. Жуляева, Т. Ю. Третьякова 1104

Исследование энергий и электромагнитных характеристик состояний отрицательной четности ядра ^{156}Gd

П. Н. Усманов, А. И. Вдовин, А. Н. Нишинов 1112

Стабильность легких экзотических Λ -гиперядер с несвязанным нуклонным остовом

С. В. Сидоров, А. С. Корнилова, Д. Е. Ланской, Т. Ю. Третьякова 1119

Разработка метода контроля распределения дозы в лучевой терапии на пучках фотонов

А. Г. Синельников, А. П. Черняев, А. А. Щербаков, С. А. Золотов, Е. Н. Лыкова 1123

Распределение нуклонных плотностей и адиабатический потенциал в столкновениях тяжелых ионов

М. В. Симонов, А. В. Карпов, Т. Ю. Третьякова 1127

Сечения реакций $^6\text{Li}(d,p_0)^7\text{Li}$, $^6\text{Li}(d,p_1)^7\text{Li}^*(0.478 \text{ МэВ})$, $^6\text{Li}(d,p_2)^7\text{Li}^*(4.63 \text{ МэВ})$, $^6\text{Li}(d,p_4)^7\text{Li}^*(7.46 \text{ МэВ})$, $^6\text{Li}(d,n_0)^7\text{Be}$, $^6\text{Li}(d,n_1)^7\text{Be}^*(0.429 \text{ МэВ})$, $^6\text{Li}(d,n_2)^7\text{Be}^*(4.57 \text{ МэВ})$, $^6\text{Li}(d,n_4)^7\text{Be}^*(7.21 \text{ МэВ})$, $^6\text{Li}(d,x)^7\text{Be}$

Л. Н. Генералов, В. А. Жеребцов, С. М. Селянкина 1134

Новые технологии для вершинных детекторов в экспериментах на коллайдере NICA

В. И. Жеребчевский, Н. А. Мальцев, Д. Г. Нестеров, С. Н. Белокурова, В. В. Вечернин, С. Н. Иголкин, В. П. Кондратьев, Т. В. Лазарева, Н. А. Прокофьев, А. Р. Рахматулина, Г. А. Феофилов 1146

Комплексная оценка состояния поверхности катода пропорциональной камеры после работы в эксперименте на большом адронном коллайдере <i>Г. Е. Гаврилов, М. Э. Бузоверя, И. А. Карпов, М. В. Таценко, М. В. Ткаченко, А. А. Дзюба, О. Е. Маев, П. В. Середин, Д. Л. Голощанов</i>	1155
Описание столкновений атомных ядер в неравновесном гидродинамическом подходе как столкновений солитонов Кортевега—де Фриза <i>А. Т. Дьяченко, И. А. Митропольский</i>	1162
Анализ резонансных состояний при описании астрофизического S-фактора для слияния тяжелых ионов $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ <i>С. Ю. Ториллов, Н. А. Мальцев, В. И. Жеребчевский</i>	1166
Исследование изотопного состава азотнокислых растворов плутония методами альфа- и гамма-спектроскопии <i>И. Е. Алексеев, С. Е. Белов, К. В. Ершов, Н. Е. Мишина, А. А. Мурзин</i>	1172
Применение гамма-спектрометрии с германиевым детектором для целей поисковой нефтяной и рудной геологии <i>И. Р. Макарова, Ф. Ф. Валиев, С. А. Горобец, Н. Н. Лаптев, А. М. Яфясов, В. О. Сергеев</i>	1178
Изучение радионуклидного состава донных отложений рек Санкт-Петербурга <i>А. Ю. Опекунов, Д. В. Пичугина, В. И. Жеребчевский, М. Г. Опекунова</i>	1184
Спонтанное и вынужденное тройное и четверное деление как виртуальные процессы <i>Л. В. Титова, С. Г. Кадменский</i>	1190
Нестатистическая природа спинового распределения фрагментов двойного деления ядер <i>С. Г. Кадменский, Д. Е. Любашевский</i>	1196
Расчеты октупольной деформации изотопов радия и тория в приближении Хартри—Фока—Боголюбова с силами Скирма <i>В. Н. Тарасов, В. И. Куприков, Д. В. Тарасов</i>	1205
Идентификационная способность внутренней трековой системы установки NICA-MPD при регистрации D мезонов <i>В. П. Кондратьев, Н. А. Мальцев, Ю. А. Мурин</i>	1212

Contents

Vol. 86, No. 8, 2022

Nuclear Physics and Elementary Particle Physics. Nuclear Physics Technologies

- Production cross section of mercury and radon isotopes in complete fusion reactions with $^{36,40}\text{Ar}$ and $^{40,48}\text{Ca}$ projectiles
E. V. Chernysheva, A. M. Rodin, A. V. Gulyaev, A. V. Gulyaeva, M. Holik, S. N. Dmitriev, D. Kamas, J. Kliman, A. B. Komarov, L. Krupa, P. Kohout, A. Kohoutova, A. S. Novoselov, Yu. Ts. Oganessian, A. Opichal, J. Pechousek, A. V. Podshibiyakin, V. S. Salamatin, S. V. Stepantsov, V. Yu. Vedenev, S. A. Yukhimchuk 1070
- Test setup for registration of coincident signals from reactions with the emission of charged particles and neutrons on the RADEX channel
A. A. Kasparov, M. V. Mordovskoy, A. A. Afonin, V. V. Mitcuk 1077
- Measuring the angular distribution of 14.1 MeV neutrons scattered by carbon nuclei
I. D. Dashkov, N. A. Fedorov, D. N. Grozdanov, Yu. N. Kopach, T. Yu. Tretyakova, I. N. Ruskov, V. R. Skoy, A. Erbolot, D. Berikov, Yu. N. Barmakov, E. P. Bogolyubov, D. I. Yurkov 1081
- Directional sensitivity investigation of two coordinate neutron detector based on ^{10}B layer and wire chamber
S. I. Potashev, A. A. Kasparov, I. V. Meshkov, A. A. Afonin, Yu. M. Burmistrov, A. I. Drachev, S. Kh. Karaevsky, V. N. Ponomarev, V. I. Razin 1087
- Study of ground states of $^{13,14}\text{C}$, $^{13,14}\text{N}$, ^{14}O nuclei by Feynman's continual integrals method
V. V. Samarin 1091
- Model analysis of dose distribution in bone implant during radiation sterilization
V. V. Rozanov, A. O. Khutsistova, I. V. Matveychuk, A. P. Chernyaev 1099
- Spectra of excited states of neutron-rich nickel isotopes
S. V. Sidorov, D. S. Zhulyaeva, T. Yu. Tretyakova 1104
- Investigation of the energies and electrical characteristics of the states of negative parity of the ^{156}Gd nucleus
P. N. Usmanov, A. I. Vdovin, A. N. Nishonov 1112
- Stability of light exotic Λ -hypernuclei with unstable cores
S. V. Sidorov, A. S. Kornilova, D. E. Lanskoj, T. Yu. Tretyakova 1119
- Development of a method for control of dose distribution in radiotherapy on photon beams
A. G. Sinelnikov, A. P. Chernyaev, A. A. Scherbakov, S. A. Zolotov, E. N. Lykova 1123
- Nucleon density distributions and diabatic potential in heavy ion reactions
M. V. Simonov, A. V. Karpov, T. Yu. Tretyakova 1127
- $^6\text{Li}(d,p_0)^7\text{Li}$, $^6\text{Li}(d,p_1)^7\text{Li}^*(0.478\text{ MeV})$, $^6\text{Li}(d,p_2)^7\text{Li}^*(4.63\text{ MeV})$, $^6\text{Li}(d,p_4)^7\text{Li}^*(7.46\text{ MeV})$, $^6\text{Li}(d,n_0)^7\text{Be}$, $^6\text{Li}(d,n_1)^7\text{Be}^*(0.429\text{ MeV})$, $^6\text{Li}(d,n_2)^7\text{Be}^*(4.57\text{ MeV})$, $^6\text{Li}(d,n_4)^7\text{Be}^*(7.21\text{ MeV})$, $^6\text{Li}(d,x)^7\text{Be}$ reactions cross sections
L. N. Generalov, V. A. Zherebtsov, S. M. Selyankina 1134

New technologies for the vertex detectors at the NICA collider experiments	
<i>V. I. Zhrebchevsky, V. V. Vechernin, S. N. Igolkin, V. P. Kondratiev, T. V. Lazareva, N. A. Maltsev, S. N. Belokurova, D. G. Nesterov, N. A. Prokofiev, A. R. Rakhmatullina, G. A. Feofilov</i>	1146
Complex estimation of cathode surface state of the proportional chamber after work in experiment at the Large Hadron Collider	
<i>G. E. Gavrilov, M. E. Buzoverya, I. A. Karpov, M. V. Tatsenko, M. V. Tkachenko, A. A. Dzyuba, O. E. Maev, P. V. Seredin, D. L. Goloshchapov</i>	1155
Description of atomic nucleus collisions in the non-equilibrium hydrodynamic approach as collisions of Korteweg-de Vries solitons	
<i>A. T. D'yachenko, I. A. Mitropolsky</i>	1162
Analysis of resonance states in the description of the astrophysical S -factor for heavy ion fusion reaction $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$	
<i>S. Yu. Torilov, N. A. Maltsev, V. I. Zhrebchevsky</i>	1166
Investigation of plutonium nitric acid solutions with unknown isotopic composition by alpha and gamma spectroscopy	
<i>I. E. Alekseev, S. E. Belov, K. V. Ershov, N. E. Mishina, A. A. Murzin</i>	1172
The application of gamma-spectrometry with a germanium detector for oil and ore geology	
<i>I. R. Makarova, F. F. Valiev, S. A. Gorobets, N. N. Laptev, A. M. Yafyasov, V. O. Sergeev</i>	1175
Studies of radionuclide concentrations in the sediment samples from the St. Petersburg rivers	
<i>A. Yu. Opekunov, D. V. Pichugina, V. I. Zhrebchevsky, M. G. Opekunova</i>	1184
Spontaneous and induced ternary and quaternary fission as virtual process	
<i>L. V. Titova, S. G. Kadmsky</i>	1190
Non-statistical nature of fragments' spin distributions in binary nuclear fission	
<i>S. G. Kadmsky, D. E. Lyubashevsky</i>	1196
Calculations of the octupole deformation of radium and thorium isotopes in the Hartree–Fock–Bogolyubov approximation with Skyrme forces	
<i>V. N. Tarasov, V. I. Kuprikov, D. V. Tarasov</i>	1205
The identification capability of the inner tracking system for the detection of D -mesons at the NICA-MPD facility	
<i>V. P. Kondratev, N. A. Maltsev, Yu. A. Murin</i>	1212

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 539.172.17:539.1.074.55

СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ИЗОТОПОВ РТУТИ И РАДОНА В РЕАКЦИЯХ ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ $^{36, 40}\text{Ar}$ И $^{40, 48}\text{Ca}$

© 2022 г. Е. В. Чернышева^{1, *}, А. М. Родин¹, В. Ю. Веденеев¹, А. В. Гуляев¹, А. В. Гуляева¹, М. Голик², С. Н. Дмитриев¹, Д. Камас^{1, 3}, Я. Климан³, А. Б. Комаров¹, Л. Крупа^{1, 2}, П. Когоут^{1, 4}, А. Когоутова^{1, 4}, А. С. Новоселов¹, Ю. Ц. Оганесян¹, А. Опихал^{1, 4}, И. Пехоушек⁴, А. В. Подшибякин¹, В. С. Саламатин¹, С. В. Степанцов¹, С. А. Юхимчук¹

¹Международная межправительственная организация

Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория ядерных реакций имени Г.Н. Флерова, Дубна, Россия

²Чешский технический университет, Институт экспериментальной и прикладной физики, Прага, Чехия

³Физический институт Словацкой академии Наук, Братислава, Словакия

⁴Университет имени Палацки, Оломоуц, Чехия

*E-mail: ElenaChernysheva@jinr.ru

Поступила в редакцию 14.03.2022 г.

После доработки 08.04.2022 г.

Принята к публикации 22.04.2022 г.

Абсолютные сечения xn -испарительных каналов реакций полного слияния $^{144}\text{Sm}(^{40}\text{Ar}, xn)^{184-x}\text{Hg}$, $^{148}\text{Sm}(^{36}\text{Ar}, xn)^{184-x}\text{Hg}$, $^{144}\text{Nd}(^{40}\text{Ca}, xn)^{184-x}\text{Hg}$, $^{142}\text{Nd}(^{48}\text{Ca}, xn)^{190-x}\text{Hg}$ и $^{166}\text{Er}(^{40}\text{Ar}, xn)^{206-x}\text{Rn}$ были измерены с помощью модифицированного метода подвижных поглотителей. Для учета влияния энергетического разброса налетающего пучка тяжелых ионов на функции возбуждения испарительных остатков применялся метод деконволюции. Проведено сравнение измеренных функций возбуждения с теоретическими расчетами, полученными в модели связанных каналов.

DOI: 10.31857/S036767652208004X

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время достигнуты значительные успехи в ядерно-физических экспериментах, посвященных синтезу новых сверхтяжелых элементов и изучению их свойств. Сверхтяжелые ядра с атомными номерами до $Z = 118$ (Og) были синтезированы в реакциях полного слияния дважды магических ядер ^{48}Ca с актиноидными мишенями [1, 2]. В настоящее время широко обсуждается вопрос перехода к синтезу более тяжелых элементов с $Z > 118$ на новых экспериментальных установках [3]. Среди установок для исследования короткоживущих радиоактивных ядер, важную роль играют кинематические сепараторы, работающие как фильтры скоростей/энергий и отделяющие синтезированные ядра от фоновых продуктов. Идентификация синтезированных ядер проводится на них по цепочкам α -распадов без прямого измерения масс. Поэтому в ЛЯР ОИЯИ был создан масс-сепаратор MASHA [4], объединивший ISOL-метод [5] для синтеза и сепарации радиоактивных ядер с классической масс-спектрометрией и позволяющий проводить прямое измерение масс синтезированных нуклидов.

Для определения быстродействия и эффективности масс-сепаратора MASHA при регистрации короткоживущих нуклидов были выбраны реакции полного слияния, ведущие к образованию изотопов ртути, как гомолога Sn ($Z = 112$), и инертного газа радона. Эффективность масс-сепаратора предполагается определять в последующих экспериментах через отношение измеренных сечений получения нуклидов, к соответствующим абсолютным сечениям. Однако, поскольку информация об абсолютных сечениях реакций, о которых идет речь в данной работе, в настоящее время отсутствует в литературе, мы провели специальный эксперимент по измерению сечений образования испарительных остатков составных ядер, образованных в реакциях: $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$, $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$, $^{40}\text{Ca} + ^{144}\text{Nd}$, $^{48}\text{Ca} + ^{142}\text{Nd}$ и $^{40}\text{Ar} + ^{166}\text{Er}$. Характеристики входного канала исследуемых реакций представлены в табл. 1.

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились на циклотроне У400М ЛЯР ОИЯИ в Дубне. Использовались пучки ионов $^{36, 40}\text{Ar}$ и $^{40, 48}\text{Ca}$ с энергиями в диапазоне

Таблица 1. Характеристики входного канала исследуемых реакций: E_{lab} — энергия налетающих ионов в лабораторной системе; $Z_p Z_t$ — произведение ядерных зарядов налетающего тяжелого иона и ядра мишени; V_c — кулоновский барьер реакции [6] в системе центра масс; Q_{gg} — энергия реакции в основном состоянии ядер [7]; E^* — энергия возбуждения составного ядра, соответствующая кулоновскому барьеру реакции

Реакция	E_{lab} , МэВ	$Z_p Z_t$	V_c , МэВ	Q_{gg} , МэВ	E^* , МэВ
$^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm} \rightarrow ^{184}\text{Hg}$	154–232	1116	129.57	–90.66	38.91
$^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm} \rightarrow ^{184}\text{Hg}$	144–233	1116	130.95	–83.22	47.73
$^{40}\text{Ca} + ^{144}\text{Nd} \rightarrow ^{184}\text{Hg}$	145–216	1200	140.11	–92.25	47.87
$^{48}\text{Ca} + ^{142}\text{Nd} \rightarrow ^{190}\text{Hg}$	202–264	1200	136.53	–98.80	37.73
$^{40}\text{Ar} + ^{166}\text{Er} \rightarrow ^{206}\text{Rn}$	156–202	1224	138.90	–90.85	48.05

270–330 МэВ и интенсивностями не более $1.2 \cdot 10^9$ частиц/с. Для непрерывного измерения энергии пучка во время эксперимента методом времени пролета использовались два пикап-детектора, расположенных на расстоянии 2 м друг от друга, что обеспечивало разрешение по энергии $\sim 0.5\%$.

Изменение энергии пучка на мишени с шагом 3 МэВ осуществлялось посредством никелевых фольг-поглотителей толщиной 2.7, 4.95, 10.3 и 16.9 мкм, установленных на вращающемся механическом приводе перед мишенью.

В качестве мишеней использовались слои ^{144}Sm , ^{166}Er , ^{148}Sm , ^{142}Nd и ^{144}Nd толщиной 280–330 мкг/см², осажденные электрохимическим способом на титановые подложки толщиной 680 мкг/см².

В измерениях применялся усовершенствованный метод подвижного поглотителя [8] с использованием стопки из пяти тонких алюминиевых фольг диаметром 20 мм и толщиной 0.8 мкм каждая. Стопка фольг располагалась на расстоянии 18.2 мм за мишенью. Исследуемые продукты реакции останавливались в соответствующих фольгах в зависимости от их энергии, в то время как ионы пучка и быстрые продукты реакций проходили через них и останавливались в цилиндре Фарадея. Для того, чтобы получить максимальный выход продуктов реакции в середине стопки фольг, сразу за мишенью были добавлены две дополнительные алюминиевые фольги толщиной 0.8 мкм каждая. Использование стопки из пяти тонких фольг, вместо одной толстой фольги [8], улучшило энергетическое разрешение, которое в наших экспериментах составляло от 70 до 100 кэВ

(ШПВ) для используемых пяти кремниевых детекторов.

Во время эксперимента фольги периодически находились в двух положениях (рис. 1). В режиме облучения, в течение интервала времени t_B , фольги располагались друг за другом позади мишени. Затем, с помощью специально смонтированного пневмопривода линейного передвижения, рамки с фольгами перемещались к соответствующим кремниевым детекторам, и, в течение интервала времени t_D , проводилась регистрация α -распадов продуктов реакции. В зависимости от периодов полураспада исследуемых испарительных остатков, длительности времен облучения t_B и измерения t_D выбирались в диапазоне ~ 10 –30 с. Время перемещения фольг между этими двумя положениями составляло не более 0.3 с, и было синхронизировано с электростатическим прерывателем пучка и с системой сбора данных.

Расстояние от фольг до соответствующих кремниевых детекторов увеличивалось монотонно с 21.9 мм для первого детектора до 32.7 мм для пятого детектора. Геометрические эффективности детекторов 1–5 составляли 4.90, 3.95, 3.37, 2.84 и 2.43%, соответственно.

ИДЕНТИФИКАЦИЯ ИЗОТОПОВ И ИЗМЕРЕНИЕ ПОПЕРЕЧНЫХ СЕЧЕНИЙ

Идентификация продуктов реакций производилась по энергетическим спектрам регистрируемых α -частиц, их периодам полураспада, а также по форме функций возбуждения. При идентификации нуклидов анализировались также цепочки дочер-

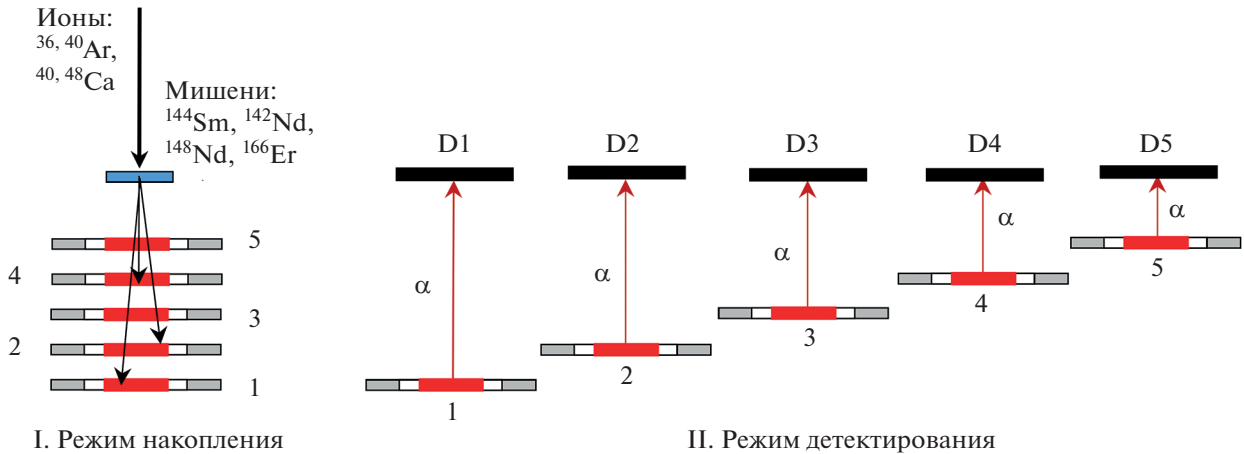


Рис. 1. Схема эксперимента с движущимися поглотителями. В режиме накопления (положение I) продукты реакции накапливаются в фольгах-поглотителях во время облучения мишени пучком ионов; в режиме детектирования (положение II), α -частицы, продукты распада накопленных нуклидов, детектируются кремниевыми детекторами.

них ядер (рис. 2а), оценивалась вероятность их регистрации в выбранных диапазонах времен t_D и t_B .

Экспериментальные спектры энергий α -частиц фитировались гауссовыми кривыми с помощью программы ORIGIN [9]. Для выделенных областей энергий, соответствующих этим кривым, анализировались временные зависимости распадов нуклидов и определялись их периоды

полураспада. Площади под гауссовыми кривыми, соответствующие выходам различных α -радиоактивных нуклидов (рис. 2б), суммировались для всех пяти детекторов с учетом их геометрической эффективности. Сечения реакций рассчитывались с учетом времен накопления и измерения, периодов полураспада и вероятностей α -распада нуклидов по формуле:

$$\sigma = \frac{N_{run}^{\alpha} \lambda t_B (1 - \exp(-\lambda T))}{g \epsilon_{\alpha} N_{at} J (1 - \exp(-\lambda t_B)) \exp(-\lambda t_m) (1 - \exp(-\lambda t_D))},$$

где σ – поперечное сечение образования испарительных остатков, N_{run}^{α} – количество α -распадов выбранного изотопа за время измерения, g – геометрическая эффективность детектора, ϵ_{α} – вероятность α -распада, N_{at} – число атомов мишени (ат/см²), λ – постоянная распада исследуемого изотопа, J – интеграл с цилиндра Фарадея, t_m – время перемещения рамки с фольгами из области облучения до места измерения, t_B – время облучения, t_D – время измерения, $T = t_B + t_D + 2t_m$.

Погрешность определения сечений включала в себя статистическую погрешность, а также погрешности определения толщины мишени ($\pm 15\%$) и дозы пучка ($\pm 5\%$).

В работе [10] обсуждалось влияние дисперсии энергии пучка ионов на форму функций возбуждения испарительных остатков. Этот эффект проявляется наиболее сильно вблизи кулоновского барьера, где есть резкое падение сечений с пони-

жением энергии. Для учета этого нежелательного эффекта мы применили метод деконволюции [11]. Был проведен дополнительный эксперимент по определению экспериментальной дисперсии энергий пучков ионов при прохождении ими никелевых поглотителей различной толщины. Применение метода деконволюции в данной работе привело к значительному понижению сечений в области кулоновского барьера и незначительно повлияло на их величину в области максимумов функций возбуждения.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис. 3 показаны абсолютные сечения испарительных остатков в зависимости от энергии возбуждения составных ядер для реакций $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$, $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$, $^{40}\text{Ca} + ^{144}\text{Nd}$, $^{48}\text{Ca} + ^{142}\text{Nd}$ и $^{40}\text{Ar} + ^{166}\text{Er}$. Символами обозначены экспериментальные значения сечений, а пунктирными линиями – расчеты теоретических сечений χI -испари-

тельных каналов, выполненные в модели связанных каналов и статистической модели распада возбужденных ядер (программа NRV [6, 12, 13]). Теоретические расчеты сечений полного слияния показаны сплошными линиями.

В реакции $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ (рис. 3а) с энергией возбуждения, соответствующей кулоновскому барьеру реакции $V_C = 39$ МэВ (здесь и далее величина кулоновского барьера приводится в терминах энергии возбуждения составного ядра), доминируют каналы $2n$ и $3n$, имеющие близкие максимальные значения поперечных сечений: $\sigma(2n)_{max} = 13 \pm 2.9$ мб, $\sigma(3n)_{max} = 12.4 \pm 3.5$ мб. Сечения испарительных каналов с более высоким числом нейтронов ($4n-6n$) плавно уменьшаются из-за увеличения вероятности деления с повышением энергии возбуждения составного ядра.

Подобное поведение сечений характерно и для реакции $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$ (рис. 3б), также ведущей к образованию компаунд-ядра ^{184}Hg . Однако, в отличие от реакции $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$, протекающей на двух сферических ядрах во входном канале, в данной реакции налетающее ядро и ядро мишени деформированы (с параметром статической квадрупольной деформации β_2 равным, соответственно, -0.148 и 0.175 [14]). При этом высота кулоновского барьера зависит от взаимной ориентации взаимодействующих ядер: $V_p = 42$ МэВ для полярной и $V_{Eq} = 49$ МэВ для экваториальной конфигураций во входном канале. Расчеты для реакции $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$ были сделаны с учетом возбуждения двух квадрупольных и одного октупольного фононов в обоих ядрах. В случае реакции $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ предполагалось возбуждение в ядре ^{144}Sm двух квадрупольных фононов, а в ядре ^{40}Ar — только одного квадрупольного.

В реакции полного слияния дважды магического ядра ^{40}Ca ($N = Z = 20$) с немагическим ядром ^{144}Nd ($N = 84, Z = 60$) (рис. 3в) также образуется составное ядро ^{184}Hg , как и в реакции немагического ядра ^{40}Ar ($N = 22, Z = 18$) с магическим ядром ^{144}Sm ($N = 82, Z = 62$). В обоих случаях во входном канале реакции взаимодействуют два сферических ядра, но отличающиеся по степени близости к значениям нейтронной и протонной оболочек ($N = 20, Z = 20$) для налетающего ядра, и нейтронной ($N = 82$) для ядра мишени. При переходе от реакции между ядрами аргона и самария к реакции ядер кальция с ядрами неодима, произведение ядерных зарядов во входном канале $Z_1 Z_2$ увеличивается с 1116 до 1200, что приводит, как видно из рис. 3а и 3в, к сдвигу кулоновского барьера V_C с 39 до 48 МэВ. Этот сдвиг оказывает влияние на положение и максимальное значение

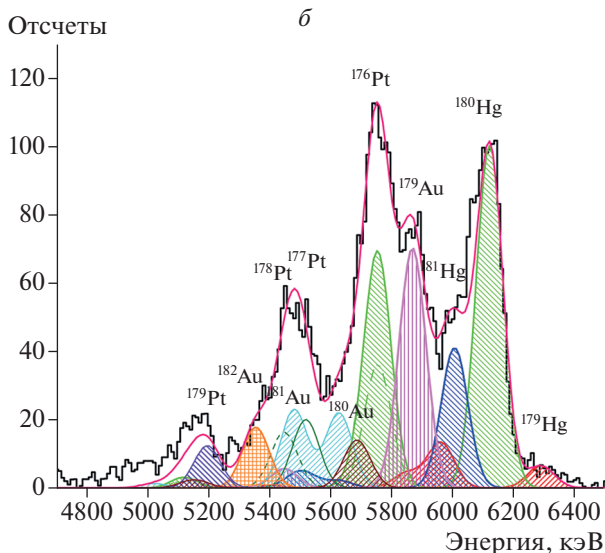
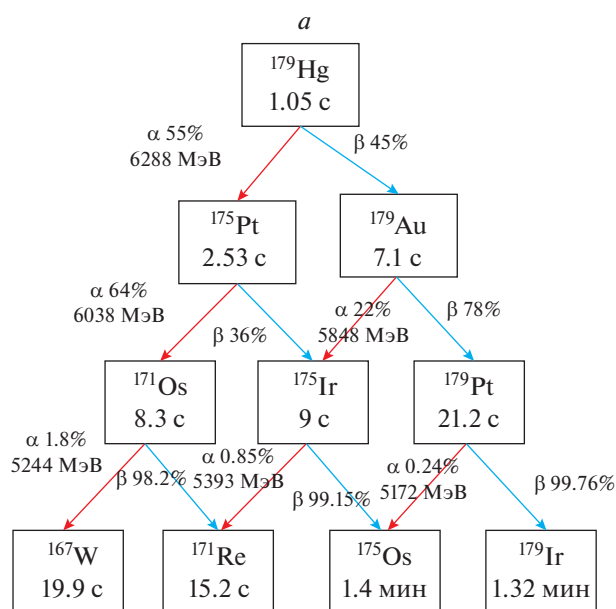


Рис. 2. Цепочка α - и β -распадов ^{179}Hg с соответствующими вероятностями в процентах и периодами полураспадов (а). Экспериментальный спектр α -частиц испарительных остатков реакции $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$, накопленный в четвертой фольге, при энергии пучка $E_{lab} = 187$ МэВ для циклов измерения—накопления 10–10 с (б). Цветными линиями показано разложение экспериментального спектра на гауссианы, соответствующие выходам α -радиоактивных продуктов реакции с цепочками их распадов.

сечения $2n$ -испарительного канала, которое, в данном случае ниже, чем для $3n$ -канала ($\sigma(2n)_{max} = 2.7 \pm 0.8$ мб, $\sigma(3n)_{max} = 6.7 \pm 2.2$ мб). Следует отметить, что измеренные значения $4n$ -каналов в реакции $^{40}\text{Ca} + ^{144}\text{Nd}$, также, как и в реакции $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$, получились несколько выше пред-

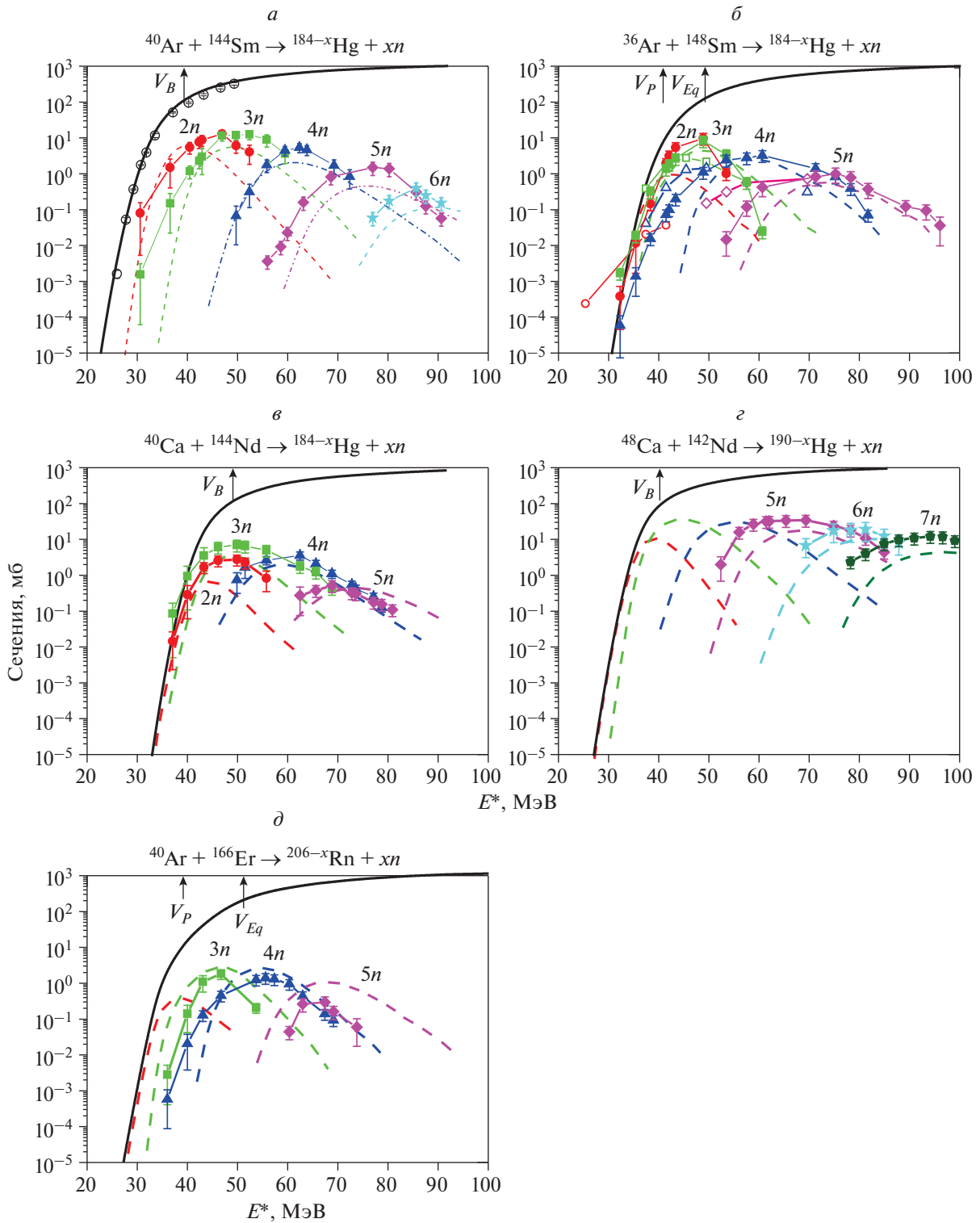


Рис. 3. Сечения xn -каналов испарения для реакций $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ (а); $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$ (б); $^{40}\text{Ca} + ^{144}\text{Nd}$ (в); $^{48}\text{Ca} + ^{142}\text{Nd}$ (г); $^{40}\text{Ar} + ^{166}\text{Er}$ (д) в зависимости от энергии возбуждения составного ядра. Экспериментальные сечения показаны сплошными символами: $2n$ – круги, $3n$ – квадраты, $4n$ – треугольники, $5n$ – ромбы, $6n$ – звезды, $7n$ – пятиугольники. Открытыми символами показаны сечения полного слияния в реакции $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ [15] (а) и сечения испарения xn -каналов реакции $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$ из работы [16] (б). Теоретические расчеты сечений слияния показаны черной жирной линией, xn -каналов – пунктирными линиями.

сказаний теории. В теоретических расчетах для данной реакции учитывалось возбуждение одного квадрупольного и одного октупольного фонона ядра ^{40}Ca и двух квадрупольных и одного октупольного фонона для ^{144}Nd .

В реакции дважды магического ядра ^{48}Ca ($N=28$, $Z=20$) с магическим ядром ^{142}Nd ($N=82$, $Z=60$), при энергии возбуждения составного ядра, соответствующей $V_C=38$ МэВ, (рис. 3з), наблюдались изотопы $^{183-185}\text{Hg}$ ($5n-7n$ испарительные каналы). Каналы с меньшим количеством испаряющихся нейтронов не были зарегистрированы, поскольку образующиеся в них изотопы ртути не испытывают α -распад. При вычислении теоретических сечений предполагалось возбуждение одного квадрупольного фонона в ^{48}Ca и двух квадрупольных и одного октупольного фонона в ^{142}Nd . Существенное превышение сечения $5n$ -канала этой реакции с аналогичным каналом в реакции дважды магического ^{40}Ca ($N=20$, $Z=20$) с немагическим ядром ^{144}Nd ($N=84$, $Z=60$) связано, по всей видимости, с более высоким сечением слияния в первой реакции.

На рис. 3д показаны функции возбуждения xn -испарительных каналов реакции $^{40}\text{Ar} + ^{166}\text{Er}$. В этом случае, энергия возбуждения составного ядра, соответствующая кулоновскому барьеру в полярной конфигурации ядер (V_p) во входном канале, составляет 39 МэВ, и 52 МэВ в экваториальной конфигурации (V_{Eq}). Максимальное сечение наблюдалось для $3n$ -канала. Сечения образования испарительных остатков в этой реакции в 5–10 раз меньше, по сравнению с реакциями $^{36,40}\text{Ar}$ и $^{40,48}\text{Ca}$ на лантаноидных мишенях $^{144,148}\text{Sm}$ и $^{142,144}\text{Nd}$. В теоретических расчетах учитывалось возбуждение двух квадрупольных фононов в ^{40}Ar и статическая квадрупольная деформация ^{166}Er . Как и в предыдущих реакциях, сечения каналов с большим количеством испаряющихся нейтронов плавно уменьшаются.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сечения образования испарительных остатков реакций ^{144}Sm ($^{40}\text{Ar}, xn$) $^{184-x}\text{Hg}$, ^{148}Sm ($^{36}\text{Ar}, xn$) $^{184-x}\text{Hg}$, ^{144}Nd ($^{40}\text{Ca}, xn$) $^{184-x}\text{Hg}$, ^{166}Er ($^{40}\text{Ar}, xn$) $^{206-x}\text{Rn}$ и ^{142}Nd ($^{48}\text{Ca}, xn$) $^{190-x}\text{Hg}$ были измерены с помощью модифицированного метода подвижного поглотителя. В трех первых реакциях, ведущих к образованию составного ядра ^{184}Hg , исследовалось влияние высоты кулоновского барьера на положение максимума сечения $2n$ канала.

Для всех реакций, ведущих к образованию изотопов ртути, экспериментальные значения сечений xn -каналов были выше расчетных, в отличие

от реакции $^{40}\text{Ar} + ^{166}\text{Er} \rightarrow ^{206}\text{Rn}$. Понижение сечений xn -испарительных каналов в этой реакции может быть вызвано относительно высокими значениями сечений $1pxn$ -каналов испарения. Сечения xn -каналов реакций $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$, $^{40}\text{Ca} + ^{144}\text{Nd}$, $^{48}\text{Ca} + ^{142}\text{Nd}$ и $^{40}\text{Ar} + ^{166}\text{Er}$ измерены впервые.

Авторы благодарят сотрудников циклотрона У400М ЛЯР ОИЯИ за предоставленные пучки тяжелых ионов, а также инженерные службы за обеспечение условий, необходимых для выполнения данных экспериментов.

Работа выполнена при поддержке гранта IGA Университета им. Палацки (IGA_PrF_2020_011) и проекта № 2/0181/21 Агентства грантов VEGA.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Oganessian Yu. Ts., Abdullin F. Sh., Bailey P. D. et al.* // Phys. Rev. C. 2004. V. 70. No. 6. Art. No. 064609.
2. *Oganessian Yu. Ts., Utyonkov V. K., Lobanov Yu. V. et al.* // Phys. Rev. C. 2006. V. 74. Art. No. 044602.
3. *Оганесян Ю. Ц.* // Вестн. РАН. 2019. Т. 89. № 6. С. 563.
4. *Родин А. М., Белозеров А. В., Ванин Д. В. и др.* // ПТЭ. 2014. № 4. С. 14; *Rodin A. M., Belozеров A. V., Dmitriev S. N. et al.* // Instrum. Exp. Tech. 2014. V. 57. No. 4. P. 386.
5. *Kofoed-Hansen O., Nielsen K. O.* // Phys. Rev. 1951. V. 82. P. 96.
6. <http://nr.vjnr.ru>.
7. *Myers W. D., Swiatecki W. J.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. Art. No. 014606.
8. *Vermeulen D., Clerc H. G., Sahn C. C. et al.* // Z. Phys. A. 1984. V. 318. P. 157.
9. <https://www.originlab.com>.
10. *Sagaidak R. N., Andreyev A. N.* // Int. J. Mod. Phys. E. 2014. V. 23. Art. No. 1450001.
11. *Morhac M., Kliman J., Matousek V. et al.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 1997. V. 401. P. 385.
12. *Karpov A. V., Denikin A. S., Naumenko M. A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2017. V. 859. P. 112.
13. *Zagrebaev V. I., Samarina V. V.* // Phys. Atom. Nucl. 2004. V. 67. P. 1462.
14. <http://cdfc.sinp.msu.ru/cgi-bin/muh/radcard.cgi>.
15. *Reisdorf W., Hessberger F. P., Hildenbrand K. D. et al.* // Nucl. Phys. A. 1985. V. 438. P. 212.
16. *Schädel M., Bröchle W., Jäger E. et al.* // GSI Sci. Rep. 2003. Art. No. 20.

**Production cross sections of mercury and radon isotopes
in complete fusion reactions with $^{36,40}\text{Ar}$ and $^{40,48}\text{Ca}$ projectiles**

**E. V. Chernysheva^{a, *}, A. M. Rodin^a, V. Yu. Vedenev^a, A. V. Gulyaev^a, A. V. Gulyaeva^a, M. Holik^b,
S. N. Dmitriev^a, D. Kamas^{a, c}, J. Kliman^c, A. B. Komarov^a, L. Krupa^{a, b}, P. Kohout^{a, d}, A. Kohoutova^{a, d},
A. S. Novoselov^a, Yu. Ts. Oganessian^a, A. Opíchal^{a, d}, J. Pechousek^d, A. V. Podshibyakin^a,
V. S. Salamatin^a, S. V. Stepantsov^a, S. A. Yukhimchuk^a**

^aFlerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR, Dubna, Russia

^bInstitute of Experimental and Applied Physics, Czech Technical University in Prague, Prague, Czech Republic

^cInstitute of Physics SASc, Bratislava, Slovak Republic

^dPalacký University in Olomouc, Olomouc, Czech Republic

**e-mail: ElenaChernysheva@jinr.ru*

The absolute cross-sections of xn -evaporation channels in the complete fusion reactions $^{144}\text{Sm}(^{40}\text{Ar}, xn)^{184-x}\text{Hg}$, $^{148}\text{Sm}(^{36}\text{Ar}, xn)^{184-x}\text{Hg}$, $^{144}\text{Nd}(^{40}\text{Ca}, xn)^{184-x}\text{Hg}$, $^{142}\text{Nd}(^{48}\text{Ca}, xn)^{190-x}\text{Hg}$ and $^{166}\text{Er}(^{40}\text{Ar}, xn)^{206-x}\text{Rn}$ have been measured by using the modified catcher foil method. The influence on the excitation functions of the energy spread of the beam at its passing through the absorbing foils and the target has been considered using the deconvolution method. The measured excitation functions have been compared with theoretically calculated ones with the coupled-channel model.

УДК 539.172.4

ТЕСТОВАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ СОВПАДАЮЩИХ СИГНАЛОВ ИЗ РЕАКЦИЙ С ВЫЛЕТОМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ И НЕЙТРОНОВ НА НЕЙТРОННОМ КАНАЛЕ РАДЭКС

© 2022 г. А. А. Каспаров¹, *, М. В. Мордовской¹, А. А. Афонин¹, В. В. Мицук¹¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
“Институт ядерных исследований Российской академии наук”, Москва, Россия

*E-mail: kasparov200191@gmail.com

Поступила в редакцию 14.03.2022 г.

После доработки 08.04.2022 г.

Принята к публикации 22.04.2022 г.

Описан прототип экспериментальной установки для проверки возможности регистрации в совпадении заряженных частиц и нейтронов на нейтронном канале РАДЭКС ИЯИ РАН. Выполнены тестовые измерения реакции $n + {}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d + n$ и показана возможность регистрации в совпадении заряженных частиц и нейтронов, а также возможность идентификации типа заряженной частицы.

DOI: 10.31857/S0367676522080105

ВВЕДЕНИЕ

Одной из фундаментальных проблем ядерной физики является исследование структуры легких ядер. Легкие ядра с $A = 6$ (${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{Be}$) привлекают внимание экспериментаторов и теоретиков из-за своей ярко выраженной кластерной структуры.

Как известно, явление кластеризации является результатом строгой корреляции между нуклонами в атомных ядрах. Ядерные кластеры, отличающиеся от альфа-кластеров, играют заметную роль как для адекватного описания механизмов ядерных реакций, так и структуры ядер [1, 2].

Целью данной работы является изучение кластерной структуры ядра ${}^6\text{Li}$, представляющее значительный экспериментальный и теоретический интерес из-за кластерной структуры низколежащих состояний, рассматриваемых как ${}^4\text{He} + d$. В то же время, при высоких энергиях возбуждения возможно трехнуклонное квазимолекулярное состояние. Существование трехнуклонного кластерного состояния в изобарах с $A = 6$ было теоретически предсказано более полувека назад [3]. Такое состояние в ${}^6\text{Li}$ описывается как двухфермионная система $t + {}^3\text{He}$ и аналогично двухнуклонной системе.

Спектроскопическая информация о нижних уровнях ядра ${}^6\text{Li}$ известна с достаточной точностью, в то время как данные о структуре возбужденных состояний, тем более данные о структуре, энергиях и ширинах высоковозбужденных состояний по-прежнему довольно противоречивы. На рис. 1 показано сравнение энергетических уров-

ней ${}^6\text{Li}$, представленных в работах [4] и [5]. Существенное расхождение наблюдается при энергиях возбуждения выше 15.79 МэВ (пороговая энергия развала по каналу ${}^6\text{Li} \rightarrow t + {}^3\text{He}$). Кроме того, расхождения в данной области демонстрируют результаты теоретических [3, 6] и последних экспериментальных работ [7–10]. Следовательно, требуется дальнейшее изучение структуры возбужденных состояний ${}^6\text{Li}$ в различных реакциях и с использованием различных методов.

МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для определения вкладов различных конфигураций в структуру возбужденных состояний ${}^6\text{Li}$ нами предложено исследование реакции неупругого рассеяния нейтронов на ядрах ${}^6\text{Li}$ с регистрацией в совпадении как рассеянного нейтрона, так и вторичных частиц. Предполагаемый метод исследования достаточно подробно описан в работе [11], где в качестве налетающих частиц предлагается использовать альфа-частицы с энергией 30 МэВ. Однако исследовать область возбуждения ${}^6\text{Li}$ выше порога развала по каналу ${}^6\text{Li} \rightarrow t + {}^3\text{He}$ при такой энергии не представляется возможным.

С помощью программы [12] было проведено кинематическое моделирование реакции $n + {}^6\text{Li}$. В программе из множества событий с произвольными или частично-заданными параметрами (энергия пучка, углы вылета и энергии вторичных частиц), отбираются только те события, которые

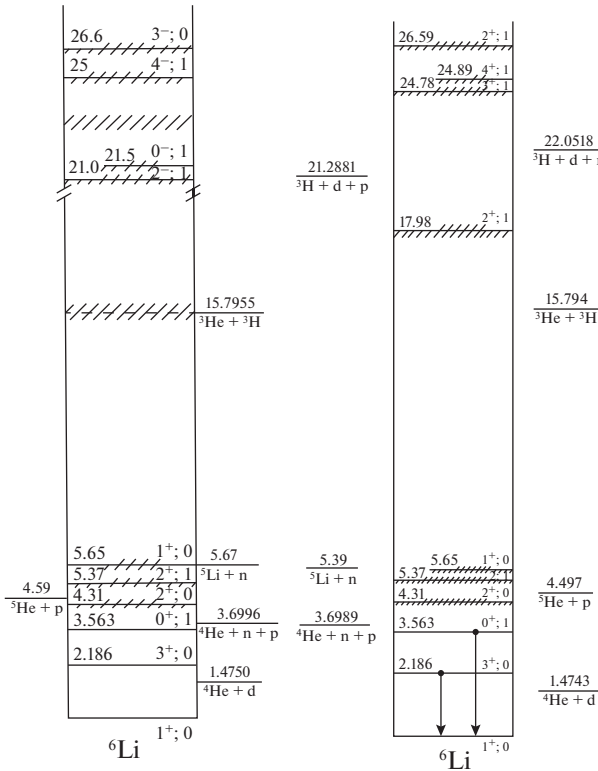


Рис. 1. Сравнение энергетических уровней ${}^6\text{Li}$, представленных в работах [4] (левая панель) и [5] (правая панель).

удовлетворяют законам сохранения энергии и импульса с заданной заранее точностью.

Результаты проведенного кинематического моделирования показывают, что в случае регистрации неупруго-рассеянного нейтрона под углом, определенным в двухчастичной реакции $n + {}^6\text{Li} \rightarrow n' + {}^6\text{Li}^*$ с возбуждением определенного уровня ${}^6\text{Li}$, в совпадении с вторичными (развальными) частицами существуют кинематические области развалных частиц, соответствующие определенным каналам развала этого возбужденного состояния ${}^6\text{Li}$. Например, на рис. 2а представлено двумерное распределение $E_\alpha - \Theta_\alpha$ вторичных альфа-частиц для различных каналов развала возбужденного состояния ${}^6\text{Li}^*(5.65 \text{ МэВ})$. Параметры моделирования указаны в подписи к рисунку. Видно, что кинематические области, соответствующие каналу реакции $\alpha + d$ отличаются от тех, которые соответствуют каналам $\alpha + n + p$, ${}^5\text{Li} + n$, ${}^5\text{He} + p$ и практически полностью перекрываются. Однако, регистрация в совпадении неупруго-рассеянного нейтрона, вторичных альфа-частиц и нейтронов при определенных кинематических условиях дает возможность разделить кинематические области, соответствующие каналам $\alpha + p + n$ и ${}^5\text{Li} + n$ (рис. 2б).

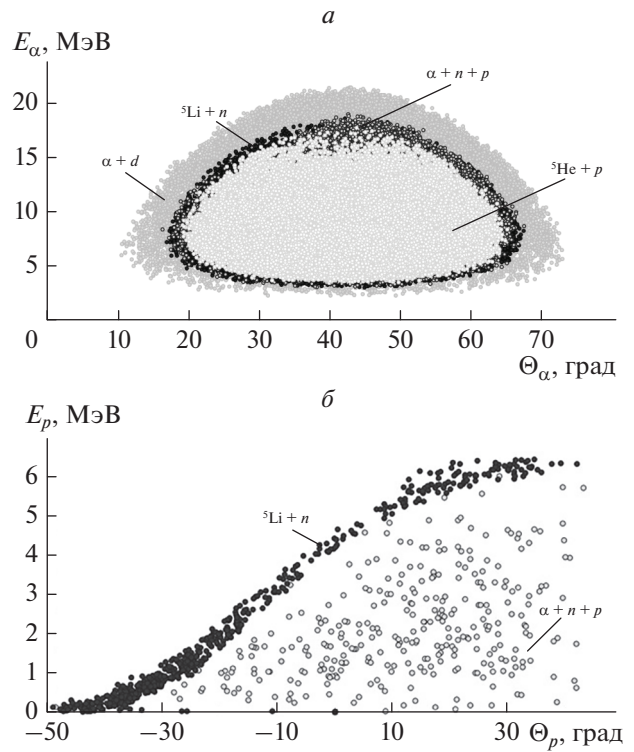


Рис. 2. Двумерная диаграмма $E_\alpha - \Theta_\alpha$ развалных альфа-частиц для уровня ${}^6\text{Li}^*(5.65 \text{ МэВ})$. Параметры моделирования: $E_0 = 60 \pm 1 \text{ МэВ}$, $\Theta_n = -80^\circ \pm 1^\circ$, $E_n = 40.06 \pm 2.14 \text{ МэВ}$ (а). Двумерная диаграмма $E_p - \Theta_p$ развалных протонов для уровня ${}^6\text{Li}^*(5.65 \text{ МэВ})$. Параметры моделирования: $E_0 = 60 \pm 1 \text{ МэВ}$, $\Theta_n = -80^\circ \pm 1^\circ$, $E_n = 40.06 \pm 2.14 \text{ МэВ}$, $\Theta_\alpha = 45^\circ \pm 2^\circ$, $\Theta_n = 55^\circ \pm 2^\circ$, $E_n > 8 \text{ МэВ}$ (б).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

На нейтронном пучке канала РАДЭКС ИЯИ РАН проводятся исследования реакций с малонуклонными системами, вызванных нейтронами с энергией 10–100 МэВ. Для исследования таких реакций необходимы регистрация в совпадении нейтронов и заряженных частиц, их идентификация и определение энергии. Сложностью для такого типа работ являются условия канала РАДЭКС: широкий пучок нейтронов с диаметром ~50 мм, наличие большого γ -фона, а также ограничения в работе полупроводниковых кремниевых детекторов при облучении нейтронами.

Для проверки возможности регистрации в совпадении заряженных частиц и нейтронов на нейтронном канале РАДЭКС в качестве предварительных тестовых измерений была выбрана реакция $n + {}^6\text{Li} \rightarrow n + \alpha + d$, с регистрацией рассеянных нейтронов и вторичных альфа-частиц. При этом тестовые измерения могут считаться успешными в случае наличия пиков в энергетическом спектре

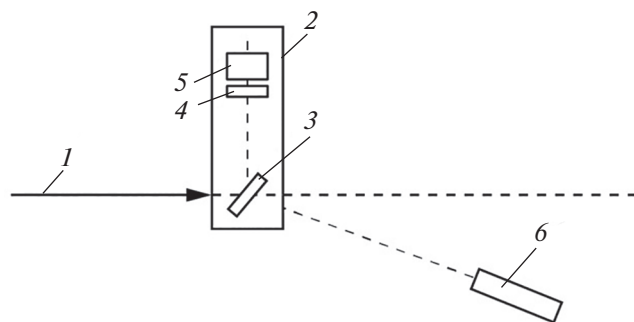


Рис. 3. Схема экспериментальной установки для исследования реакции $n + {}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d + n$: 1 – поток нейтронов канала РАДЭКС; 2 – малая вакуумная камера рассеяния; 3 – ${}^6\text{Li}_2\text{CO}_3$ -мишень; 4 – ΔE -детектор; 5 – E -детектор; 6 – нейтронный детектор.

зарегистрированных альфа-частиц, соответствующих развалу основного и возбужденных состояний ядра ${}^6\text{Li}$, в совпадении с нейтронным сигналом.

Ввиду широкого энергетического спектра нейтронов канала РАДЭКС, падающих на мишень, регистрация вторичных альфа-частиц и нейтронов позволит восстановить первоначальную энергию нейтрона для каждого зарегистрированного события.

По результатам моделирования был создан прототип экспериментальной установки (рис. 3), включающий как малую вакуумную камеру рассеяния с установленной мишенью ${}^6\text{Li}_2\text{CO}_3$ и телескопом ΔE – E кремниевых детекторов для регистрации заряженных частиц с толщинами 40 и 300 мкм, соответственно, так и нейтронный детектор на основе жидкого сцинтиллятора EJ-301 для регистрации нейтронов, позволяющий при необходимости измерять энергию нейтронов по методу времени пролета. Углы установки детекторов для регистрации заряженных частиц и нейтронов были выбраны $\sim 90^\circ$ и $\sim 30^\circ$, соответственно, по разные стороны от оси пучка.

Для получения временных и амплитудных характеристик сигналов использовалась система сбора информации на основе цифровых сигнальных процессоров DT5742 и DT5720 фирмы CAEN. Блок DT5742 предназначен для временного анализа сигналов и имеет следующие характеристики: количество детекторных входов 16, максимальная частота оцифровки $5 \cdot 10^9$ выборок $\cdot \text{с}^{-1}$ (шаг временной развертки 0.2 нс, 1024 канала), амплитудное разрешение 12 бит. Блок 5720 предназначен для амплитудного анализа и, соответственно, имеет характеристики: 4 детекторных входа, $250 \cdot 10^6$ выборок $\cdot \text{с}^{-1}$ (шаг 4 нс, 16000 каналов), разрешение 12 бит. Сочетание этих дигитайзеров позволяет получать с хорошим разрешени-

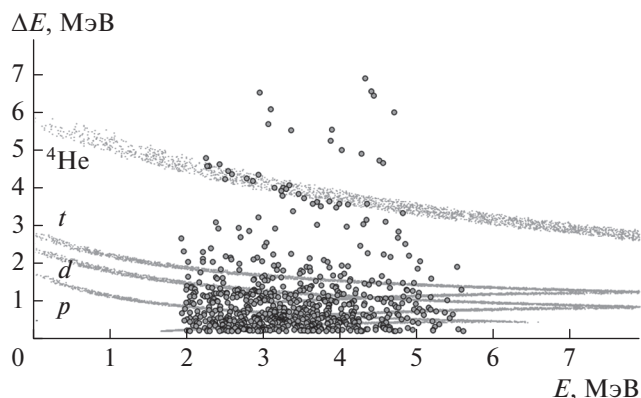


Рис. 4. Двумерная ΔE – E диаграмма, полученная при условии совпадения сигналов от ΔE -, E - и нейтронного детектора. На диаграмме нанесены расчетные локусы, соответствующие однозарядным частицам (p , d , t) и ${}^4\text{He}$.

ем как временную, так и амплитудную информацию со всех детекторов системы регистрации.

В системе сбора данных быстрый сигнал от ΔE -детектора запускал блок DT5742, на который также поступали временные сигналы от E -детектора и нейтронного детектора. Блок DT5742 в свою очередь запускал блок DT5720, на который поступали амплитудные сигналы со всех детекторов. Реальному событию соответствовал случай, когда на оба блока поступали сигналы от трех детекторов (ΔE -, E - и нейтронного детектора). Обработка информации в офлайн режиме состояла из определения амплитуд и площадей импульсов, получения времен возникновения сигналов в детекторах, определении энергии нейтрона по времени пролета и цифрового анализа формы импульсов для дискриминации нейтронных событий от событий, вызванных γ -квантами.

На рис. 4 показана экспериментальная двумерная ΔE – E диаграмма, полученная при условии совпадения сигналов от ΔE -, E - и нейтронного детектора.

Усиление на детекторах было подобрано таким образом, чтобы отчетливо наблюдать альфа-частичный локус. В связи с этим однозначное разделение однозарядных частиц не предоставляется возможным. Для наглядности на диаграмме нанесены моделированные ΔE – E спектры ионизационных потерь протонов, дейтронов, тритонов и альфа-частиц.

К сожалению, недостаточная статистика проведенных измерений не позволяет получить энергетический спектр альфа-частиц, однако, возможность регистрации в совпадении заряженных частиц и нейтронов (“полезных” событий), а также возможность идентификации типа заря-

женной частицы кажется достаточно основательными.

Тестовые измерения проводились в течение ~30 мин при потоке нейтронов $\sim 10^7 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ на измерительной мишени канала РАДЭКС. При телесных углах заряженных частиц и нейтронов $\sim 6 \cdot 10^{-3}$ и $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ ср, соответственно, число “полезных” событий составило $\sim 1.8 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$. Это дает надежду, что при стабильном пучке нейтронов за достаточно приемлемое время можно исследовать кластерную структуру возбужденных состояний ${}^6\text{Li}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описана тестовая установка для проверки возможности регистрации в совпадении заряженных частиц и нейтронов на нейтронном канале РАДЭКС ИЯИ РАН. Проведены тестовые измерения реакции $n + {}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d + n$ с регистрацией в совпадении нейтронов и заряженных частиц.

Предполагается, что применение второго плеча для регистрации заряженных частиц и тонкой мишени даст возможность значительно расширить программу исследуемых реакций с малонуклонными системами на нейтронном пучке канала РАДЭКС, с восстановлением их полной кинематики, с разделением фоновых и исследуемых реакций.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Rose H.J., Jones G.A.* // Nature. 1984. V. 307. No. 5948. P. 245.
2. *Freer M., Angelique J.C., Axelsson L. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. No. 7. P. 1383.
3. *Tompson D.R., Tang Y.C.* // Nucl. Phys. A. 1968. V. 106. No. 3. P. 591.
4. *Ajzenberg-Selove F.* // Nucl. Phys. A. 1984. V. 413. No. 1. P. 1.
5. *Tilley D.R., Cheves C.M., Godwin J.L. et al.* // Nucl. Phys. A. 2002. V. 708. No. 1–2. P. 3.
6. *Okhura H., Yamada T., Ikeda K.* // Prog. Theor. Exp. Phys. 1995. V. 94. No. 1. P. 47.
7. *Kuramoto R., Lichtenthaler R., Lepine-Szily A. et al.* // Braz. J. Phys. 2004. V. 34. No. 3A. P. 933.
8. *Nakayama S., Yamagata T., Akimune H. et al.* // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. No. 4. Art. No. 041304.
9. *Povoroznyk O., Gorpinich O.K., Jachmenjov O.O. et al.* // J. Phys. Soc. Japan. 2011. V. 80. Art. No. 094204.
10. *Гуров Ю.Б., Короткова Л.Ю., Карпукхин В.С. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 6. С. 714; *Gurov Yu.B., Korotkova L.Yu., Karpukhin V.S. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 6. P. 641.
11. *Каспаров А.А., Конобеевский Е.С., Зуев С.В. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 5. С. 690; *Kasparov A.A., Konobeevski E.S., Zuyev S.V. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 5. P. 534.
12. *Зуев С.В., Каспаров А.А., Конобеевский Е.С.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 6. С. 753; *Zuyev S.V., Kasparov A.A., Konobeevski E.S.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 6. P. 679.

Test setup for registration of coincident signals from reactions with the emission of charged particles and neutrons on the RADEX channel

A. A. Kasparov^{a,*}, M. V. Mordovskoy^a, A. A. Afonin^a, V. V. Mitcuk^a

^a Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

*e-mail: kasparov200191@gmail.com

A prototype of experimental setup for testing the registration possibility in the coincidence of charged particles and neutrons on the RADEX neutron channel of INR RAS is described. Test measurements of the $n + {}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d + n$ reaction were carried out, and the registration possibility in the coincidence of charged particles and neutrons, as well as the identification possibility of the charged particle type was shown.

УДК 539.171.4

ИЗМЕРЕНИЕ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 14.1 МэВ, РАССЕЯННЫХ НА ЯДРАХ УГЛЕРОДА

© 2022 г. И. Д. Дашков^{1, 2, *}, Н. А. Федоров¹, Д. Н. Грозданов^{1, 3}, Ю. Н. Копач¹, Т. Ю. Третьякова^{1, 2}, И. Н. Русков^{1, 3}, В. Р. Ской¹, А. Эрболот^{1, 4}, Д. Бериков^{1, 5}, Ю. Н. Бармаков⁶, Е. П. Боголюбов⁶, Д. И. Юрков⁶

¹Международная межправительственная организация
“Объединенный институт ядерных исследований”, Дубна, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”,
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

³Институт ядерных исследований и ядерной энергетики Болгарской академии наук, София, Болгария

⁴Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московской области
“Университет “Дубна”, Дубна, Россия

⁵Министерство энергетики Республики Казахстан, Институт ядерной физики, Алматы, Казахстан

⁶Федеральное государственное унитарное предприятие
“Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики имени Н.Л. Духова”, Москва, Россия

*E-mail: daschkov.id15@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 14.03.2022 г.

После доработки 08.04.2022 г.

Принята к публикации 22.04.2022 г.

В рамках проекта TANGRA выполнены измерения для меченых нейтронов с начальной энергией 14.1 МэВ, рассеянных на углеродном образце. Получены угловые распределения нейтронов для упругого рассеяния и рассеяния на первое возбужденное состояние ^{12}C с энергией 4.44 МэВ. Полученные результаты сравниваются с экспериментальными данными других авторов и модельными расчетами, выполненными в рамках метода связанных каналов с деформированным оптическим потенциалом.

DOI: 10.31857/S0367676522080051

ВВЕДЕНИЕ

В рамках проекта “TANGRA” (TAGged Neutrons and Gamma Rays), базирующегося в Лаборатории нейтронной физики имени И.М. Франка Объединенного института ядерных исследований (ЛИФ ОИЯИ, Дубна) [1, 2] проводится множество экспериментов по измерению свойств характеристического γ -излучения, возникающего при взаимодействии меченых нейтронов энергии 14.1 МэВ с атомными ядрами. Большая часть работ коллаборации TANGRA включает в себя данные о выходах наблюдаемых γ -переходов или угловых распределений γ -квантов [3, 4], подобное исследование было проведено и для углерода [5]. Данная работа посвящена измерению и модельному описанию углового распределения нейтронов с начальной энергией 14.1 МэВ, рассеянных на образце из углерода.

Естественная смесь изотопов углерода более чем на 98% состоит из ядер ^{12}C , поэтому процесс рассеяния нейтронов практически полностью

определяется свойствами именно этого изотопа. Структура ^{12}C представляет собой особый интерес для описания астрофизических процессов. Это связано, в том числе, с существованием состояния Хойла [6], второго возбужденного уровня ядра с энергией 7.65 МэВ. Все возбужденные состояния ^{12}C , которые находятся по энергии выше первого ($E_1 = 4.44$ МэВ), лежат выше энергии отделения α -частицы и имеют крайне малую вероятность γ -распада, поэтому для эффективного исследования этих состояний важно регистрировать пробные частицы, рассеянные нейтроны, которые сохраняют информацию о состоянии взаимодействовавшего ядра.

Для модельного описания полученных экспериментальных данных использовалась программа TALYS версии 1.9. Основой процесса расчета в TALYS можно назвать оптическую модель ядерных реакций, с ее помощью вычисляются полное сечение взаимодействия и сечение упругого рассеяния. Заданный деформированный оптиче-

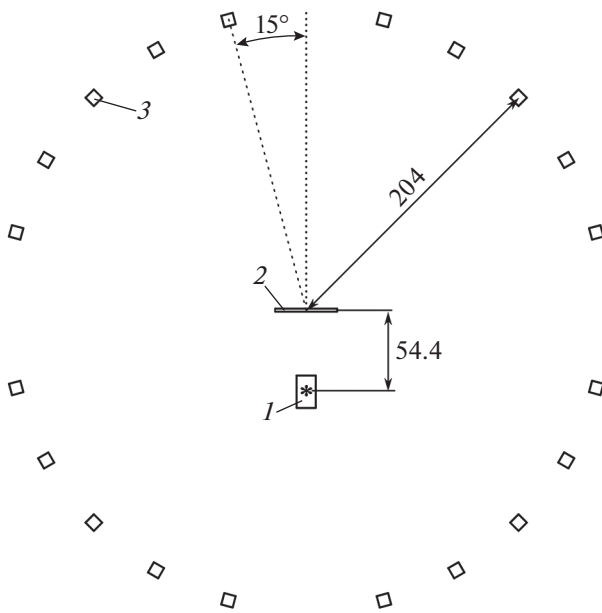
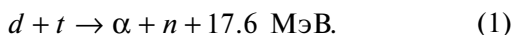


Рис. 1. Схема установки TANGRA для измерения углового распределения нейтронов: 1 — генератор нейтронов ИНГ-27 (звездочкой отмечена тритиевая мишень), 2 — образец из углерода, 3 — детектор нейтронов. Расстояния указаны в см.

ский потенциал также используется для решения обратной задачи рассеяния в приближении прямого механизма ядерной реакции, например, в рамках метода связанных каналов. К полученным сечениям, упомянутым ранее, добавляется вклад процессов, происходящих в рамках модели составного ядра, чтобы получить в сумме сечения, удовлетворяющие оптической модели.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Для регистрации рассеянных нейтронов была собрана экспериментальная установка, схема которой показана на рис. 1. Ее основной особенностью является использование метода меченых нейтронов (ММН) [7]. Источником нейтронов является генератор ИНГ-27 [8], в котором происходит реакция синтеза ускоренных до 80 кэВ дейтронов с ядрами трития.



В результате одного акта реакции возникает нейтрон с энергией 14.1 МэВ и соответствующая ему α -частица с энергией 3.5 МэВ. Вторичное излучение от образца регистрируется в совпадении с α -частицей. ММН не только определяет направление вылета нейтронов, что необходимо для расчета угла рассеяния нейтронов, но и улучшает соотношение сигнал/фон, позволяет использовать времяпролетную методику. Подробнее про реали-

зацию ММН на установках TANGRA можно узнать в работах [3–5].

Детектор α -частиц, встроенный в генератор, состоит из 8 горизонтальных Y-стрипов и 8 вертикальных X-стрипов, пересечения которых образуют пиксели размером $6 \times 6 \text{ мм}^2$. Таким образом формируются 64 разрешенных в пространстве нейтронных пучка. Поток меченых нейтронов оценивается нами в $1.6 \cdot 10^5$ нейтронов/с. Пространственная конфигурация нейтронных пучков, испускаемых генератором, определялась в измерениях, проведенных с использованием профилометра [9]. Разброс энергии нейтронов, учитываемых в эксперименте, определяется геометрическими размерами встроенного α -детектора и равен 0.17 МэВ.

Регистрирующая система кольцевой геометрии (рис. 1) состояла из 20 сцинтилляционных пластиковых детекторов модели SCIONIX V80A300/3M-E1-P-X-NEG объемом $8 \times 8 \times 30 \text{ см}^3$. Расстояние между центрами детекторов и углеродной мишени составило 204 см.

В качестве мишени использовался блок химически чистого углерода естественного изотопного состава (^{12}C (99%), ^{13}C (1%)) объемом $44 \times 44 \times 2 \text{ см}^3$. Большая площадь образца была продиктована желанием использовать все меченые пучки нейтронов при размещении мишени на расстоянии 50 см от генератора. Время измерения составило 22.6 ч. Также было проведено измерение без образца в течение 8 ч.

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Были построены времяпролетные гистограммы, показывающие зависимость числа зарегистрированных событий N_i от разности времен срабатывания детектора нейтронов t_d и X-стрипа α -детектора t_x для каждой комбинации пикселя α -детектора и детектора нейтронов. Для временной калибровки использовался пик, соответствующий γ -излучению, исходящему от корпуса генератора.

Для упрощения обработки времяпролетных спектров были просуммированы данные для разных Y-стрипов, соответствующие одной комбинации X-стрипа и детектора нейтронов, а также симметричные относительно оси центрального нейтронного пучка пары комбинаций детектора и X-стрипа. Так как нейтронные пучки X-стрипов били в мишень под разными углами, каждый полученный спектр соответствовал своему углу рассеяния нейтронов θ в системе центра масс продуктов реакции, где $9^\circ \leq \theta \leq 171^\circ$.

Для устранения эффектов, не связанных со взаимодействием частиц с облучаемым образцом,

было произведено вычитание нормированных данных, полученных в измерениях без образца. Примеры итоговых времяпролетных гистограмм показаны на рис. 2. На полученных гистограммах наблюдаются пик, соответствующий испусканию γ -квантов от углеродного образца, пик упругого рассеяния нейтронов, хорошо различимый пик неупругого рассеяния на первое возбужденное состояние (2_1^+ , 4.44 МэВ), пики неупругого рассеяния на второе (0_2^+ , 7.65 МэВ) и третье (3_1^- , 9.64 МэВ) возбужденные состояния ^{12}C .

Для пиков упругого рассеяния и рассеяния на первое возбужденное состояние были определены площади, равные числу нейтронов, рассеянных в соответствующем процессе под определенным углом. Полученную зависимость числа нейтронов от угла рассеяния можно назвать угловым распределением. Несмотря на то, что в спектре присутствуют пики более высоких по энергии состояний ^{12}C , точное определение их площадей не может быть произведено для всего диапазона доступных углов, из-за недостаточного числа событий. Данные по рассеянию нейтронов на второе и третье возбужденные состояния ^{12}C были исключены из анализа в данной работе.

МОДЕЛЬНЫЙ РАСЧЕТ

Для широкого набора ядер и энергий взаимодействия в TALYS предустановлены параметры моделей, расчет с использованием которых в среднем хорошо описывает наблюдаемые в эксперименте величины. Однако ядро ^{12}C находится на границе применимости используемой в TALYS глобальной систематики параметров оптического потенциала [10], поэтому оптические параметры требуют уточнения.

Для описания неупругого рассеяния нейтронов на ^{12}C по умолчанию в TALYS используется метод борновского приближения с искаженными волнами (DWBA), где подразумевается слабая связь неупругих каналов с основным каналом реакции, каналом упругого рассеяния. Однако более разумным в случае ^{12}C кажется использование метода связанных каналов (CC), в котором каналы рассеяния на основное состояние $0_{g.s.}^+$ и первое возбужденное состояние 2_1^+ оказываются сильно связаны. Этот метод показал себя лучше всего при исследовании рассеяния нейтронов с энергией 15.57 МэВ и более в работе [11] при использовании приближения вращательного возбуждения уровней.

Большое влияние угловое распределение неупруго-рассеянных нейтронов оказывает величина деформации ядра. По умолчанию в TALYS заложена величина квадрупольной деформации

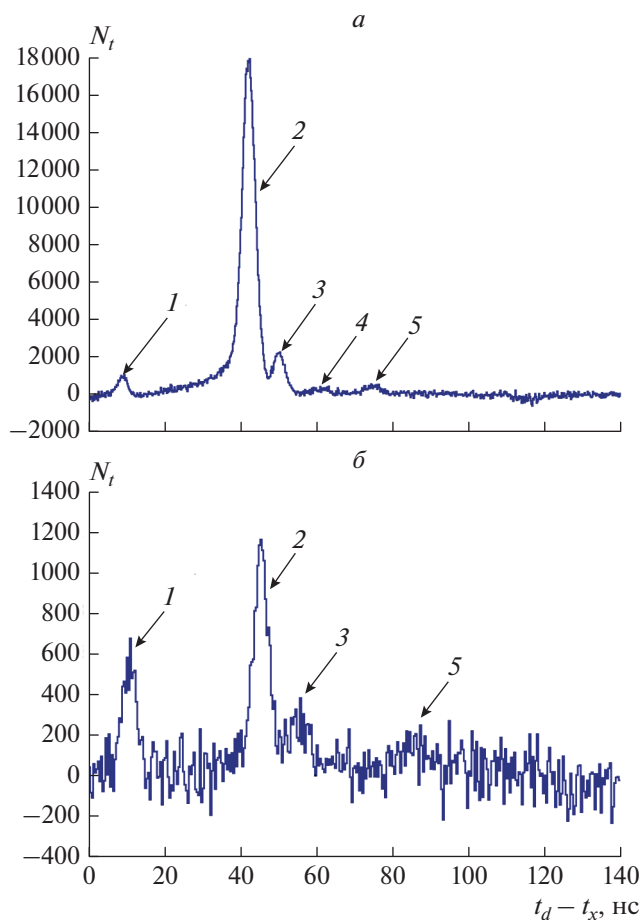


Рис. 2. Времяпролетные спектры, полученные для угла $\theta = 12^\circ$ (а), 93° (б): 1 – пик γ -квантов от образца, 2 – пик упруго рассеянных нейтронов, 3, 4, 5 – пики нейтронов, рассеянных на первое, второе и третье возбужденное состояние ^{12}C , соответственно.

$\beta_2 = 0.4$ для первого возбужденного состояния ядра ^{12}C , при этом знак параметра деформации не учитывается в DWBA. В то же время, оценки той же величины в экспериментах по рассеянию заряженных частиц на ^{12}C указывают на сплюснутую форму ядра [12], и значение β_2 может достигать по величине до -0.76 [13]. Таким образом, остается актуальной задача получения корректного самосогласованного набора параметров моделей, которые подходили бы для описания экспериментального углового распределения рассеянных нейтронов.

Для одновременного определения параметров оптического потенциала и степени квадрупольной деформации в рамках метода связанных каналов с приближением вращательного возбуждения первого уровня ядра ^{12}C была использована библиотека TalysLib, созданная для работы с программой TALYS при решении задач проекта TANGRA [14]. Библиотека способна итерационно-

Таблица 1. Параметры оптического потенциала и квадрупольной деформации β_2 , используемые в расчетах TALYS по умолчанию и после аппроксимации в TalysLib двух наборов экспериментальных данных: из этой работы и работ других авторов [15–17]

Набор	Метод	V_V , МэВ	W_V , МэВ	r_V , фм	a_V , фм	W_D , МэВ	r_D , фм	a_D , фм	V_{SO} , МэВ	W_{SO} , МэВ	r_{SO} , фм	a_{SO} , фм	β_2
По умолчанию	DWBA	49.1	1.26	1.13	0.68	7.65	1.31	0.54	5.39	−0.07	0.90	0.59	0.40
Наши данные	СС (вращ.)	52.1	0.25	1.02	0.56	5.53	1.26	0.36	10.1	−4.76	0.95	0.48	−0.79
Другие данные [15–17]	СС (вращ.)	49.7	0.21	1.11	0.44	5.42	1.20	0.34	6.31	−3.75	1.21	0.59	−0.83

но запускать расчет в TALYS, считывать результаты вычислений и подбирать с помощью пакета MINUIT модельные параметры, наиболее подходящие для описания выбранных экспериментальных данных.

Используя функционал библиотеки, мы аппроксимировали два набора экспериментальных данных по дифференциальным сечениям рассеяния нейтронов на основное состояние $(d\sigma/d\Omega)_{el}$ и первое возбужденное состояние $(d\sigma/d\Omega)_{inel}$ ядра ^{12}C при энергии налетающей частицы около 14.1 МэВ. Первый набор содержал только нормированные угловые распределения, полученные в этой работе, второй набор – только данные из работ других авторов [15–17]. Начальным приближением подбираемых параметров стали параметры оптического потенциала и β_2 , используемые в TALYS 1.9 по умолчанию. В результате аппроксимации для каждого набора была получена своя группа оптических параметров и значение β_2 . Параметры, используемые в TALYS по умолчанию, использованные в расчетах методы, а также подобранные параметры при аппроксимации двух наборов экспериментальных данных указаны в табл. 1, где используется формализм работы [10].

Самыми значительными изменениями, возникшими в подбираемых параметрах после аппроксимации, по сравнению с начальным приближением, стали уменьшение параметра диффузности a для большинства компонент оптического потенциала и увеличение абсолютного значения параметра β_2 . При этом между двумя наборами экспериментальных данных подобранные параметры отличаются незначительно, за исключением параметров, соответствующих спин-орбитальной части потенциала (V_{SO} , W_{SO} , R_{SO} , a_{SO}).

Для численной оценки качества аппроксимации экспериментальных данных использовалась величина χ^2 , деленная на число точек в аппроксимируемом наборе – N . Величина χ^2/N для набора экспериментальных точек из работ [15–17] составила 73.5 при использовании параметров TALYS по умолчанию. После изменения метода описания неупругого рассеяния на СС в приближении вращательного возбуждения уровней и аппрокси-

мации данных этого набора χ^2/N стала равна 2.7, что указывает на лучшее соответствие экспериментальным данным. При использовании в той же процедуре подбора параметров набора с нашими данными $\chi^2/N = 2.2$.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Для сравнения полученных угловых распределений с дифференциальными сечениями рассеяния нейтронов на ядрах ^{12}C из работ других авторов, наши значения были нормированы на данные из работ [15–17] для углового рассеяния нейтронов в диапазоне углов от 10° до 50° , где число рассеянных нейтронов максимально. Сравнение нормированных угловых распределений, полученных в этой работе, и дифференциальных сечений рассеяния нейтронов из других работ приведено на рис. 3а, рис. 3б. Для наших значений указаны статистические погрешности.

Полученные угловые распределения, в целом, хорошо согласуются с другими экспериментальными данными. Для упругого рассеяния наблюдается меньшая выраженность минимума дифференциального сечения около 70° , наши значения до 52% больше данных [15] в этой области углов. Для неупругого рассеяния наши значения вне области нормировки лежат до 32% ниже по величине дифференциального сечения, что указывает на меньшую, по сравнению с другими работами, вероятность неупругого рассеяния нейтронов на состояние ^{12}C с энергией 4.44 МэВ.

Экспериментальные данные были использованы для получения значений оптических параметров и β_2 , подходящих выбранному для ^{12}C модельному описанию. Результаты расчета с подобранными в результате аппроксимации наших данных параметрами, в сравнении с расчетом в TALYS по умолчанию, показаны на рис. 3в, рис. 3г. Описание в TALYS дифференциальных сечений рассеяния нейтронов при использовании параметров, заданных по умолчанию, не может считаться удовлетворительным. В этом случае наблюдается серьезная недооценка вероятности неупругого рассеяния нейтронов и вклада в

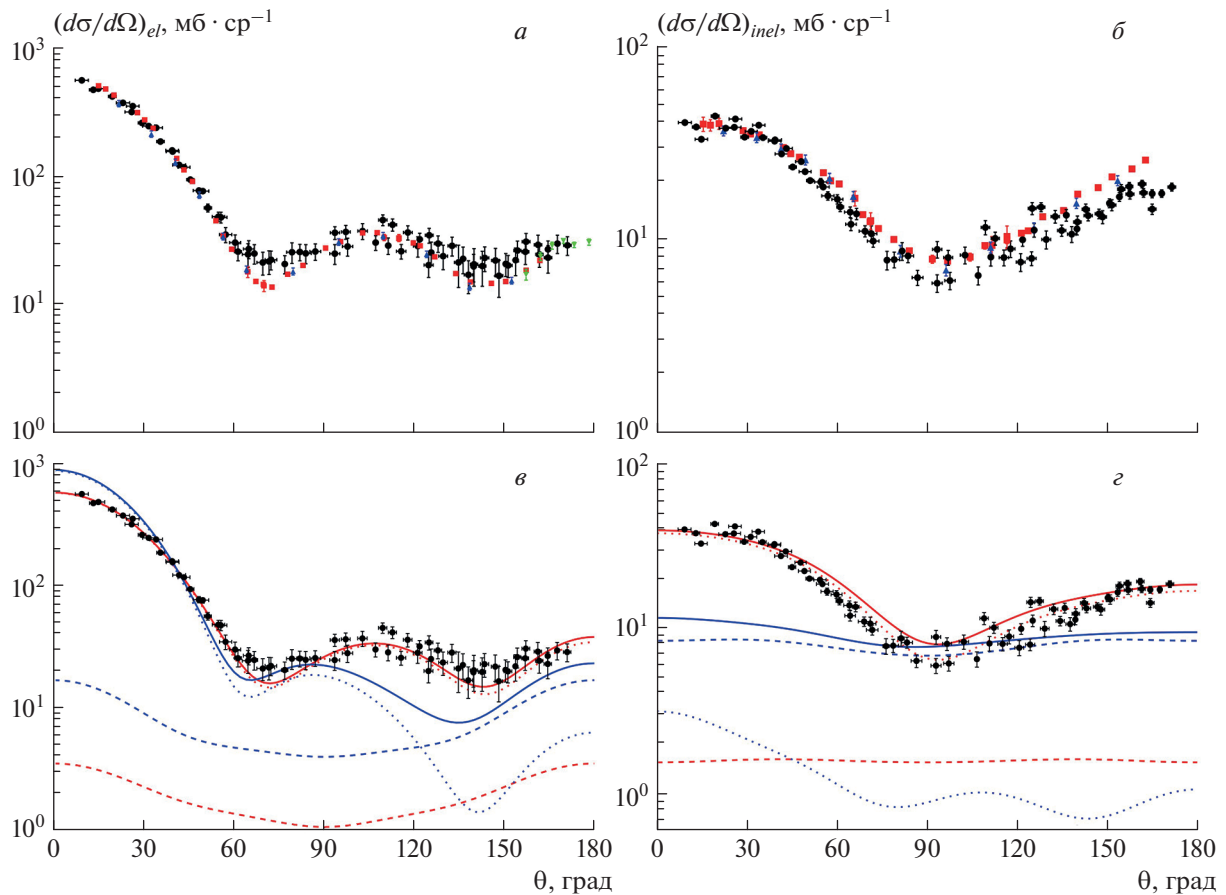


Рис. 3. Полученные угловые распределения рассеянных нейтронов для основного состояния (*a*, *v*) и первого возбужденного состояния ядра ^{12}C (*b*, *z*) в сравнении с дифференциальными сечениями других работ (*a*, *b*) и модельным расчетом TALYS 1.9 во вращательном приближении уровней (*v*, *z*). Экспериментальные данные: черные круги – эта работа, красные квадраты – [15], синие треугольники – [16], зеленые перевернутые треугольники – [17]. Результаты расчета в TALYS: синие линии – с использованием параметров по умолчанию, красные линии – с использованием параметров, полученных при аппроксимации наших данных, сплошная линия – дифференциальное сечение, пунктирная линия – вклад прямых процессов, прерывистая линия – вклад процессов, идущих через составное ядро.

дифференциальные сечения прямых процессов ядерной реакции. При использовании в расчетах метода СС во вращательном приближении возбуждения уровней совместно с подобранными параметрами оптического потенциала и β_2 расчет в пределах погрешностей сходится с экспериментальными данными, при этом вклад прямых процессов в рассеяние нейтронов на ^{12}C становится подавляющим.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Была продемонстрирована возможность применения установки TANGRA, использующей портативный генератор, для получения углового распределения рассеянных на ^{12}C быстрых нейтронов. Для основного и первого возбужденного состояний были получены угловые распределения, которые хорошо согласуются с эксперимен-

тальными данными других авторов. Планируется дальнейшее исследование более высоких возбужденных состояний ^{12}C в рамках проекта TANGRA.

Модельные расчеты дифференциальных сечений рассеяния с согласованным использованием подходов для описания процессов, идущих через составное ядро, и прямых реакций указывают на подавляющий вклад последних. Получена значительная степень квадрупольной деформации ядра ^{12}C ($\beta_2 < -0.79$) при использовании метода связанных каналов во вращательном приближении возбуждения состояния 2_1^+ .

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.

2. *Ruskov I.N., Kopatch Yu.N., Bystritsky V.M. et al.* // Phys. Proc. 2015. V. 64. P. 163.
3. *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.
4. *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. 200.
5. *Грозданов Д.Н., Федоров Н.А., Быстрицкий В.М. и др.* // ЯФ. 2018. Т. 81. № 5. С. 548; *Grozdanov D.N., Fedorov N.A., Bystritski V.M. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2018. V. 81. No. 5. P. 588.
6. *Freer. M., Fynbo H.O.U.* // Prog. Part. Nucl. Phys. 2014. V. 78. P. 1.
7. *Valković V.* 14 MeV neutrons. Physics and applications. Boca Raton: CRC Press, Taylor & Francis Group, LLC. 2016.
8. http://vniia.ru/production/incl/prospekt_element.pdf.
9. *Zamyatin N.I., Bystritsky V.M., Kopach Y.N.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2018. V. 898. P. 46.
10. *Koning A.J., Delaroche J.P.* // Nucl. Phys. A. 2003. V. 713. P. 231.
11. *Chen Z.M., Baird K., Howell C.R. et al.* // J. Phys. G. 1993. V. 19. P. 877.
12. *Yasue M., Tanabe T., Soga F., Kokame J.* // Nucl. Phys. A. 1983. V. 394. P. 29.
13. *Ray L., Blanpied G.S., Coker W.R. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1978. V. 40. P. 1547.
14. <https://github.com/terawatt93/TalysLib>.
15. *Boerker G., Mannhart W., Siebert B.R.L.* // Proc. Int. Conf. Nucl. Data Sci. Technol. (Julich, 1991). P. 317.
16. *Baba M., Matsuyama S., Fujisawa M. et al.* // Proc. 1989 Sem. Nucl. Data (Tokai-mura, 1989). P. 383.
17. *Bonazzola G.C., Bressani T., Chiavassa E. et al.* // Lett. Nuovo Cimento. 1972. V. 3. P. 99.

Measuring the angular distribution of 14.1 MeV neutrons scattered by carbon nuclei

**I. D. Dashkov^{a, b, *}, N. A. Fedorov^a, D. N. Grozdanov^{a, c}, Yu. N. Kopach^a,
T. Yu. Tretyakova^{a, b}, I. N. Ruskov^{a, c}, V. R. Skoy^a, A. Erbolot^{a, d}, D. Berikov^{a, e},
Yu. N. Barmakov^f, E. P. Bogolyubov^f, D. I. Yurkov^f**

^a *Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia*

^b *Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow, Russia*

^c *Institute for Nuclear Research and Nuclear Energy of the Bulgarian Academy of Sciences, Sofia, Bulgaria*

^d *Dubna State University, Dubna, Russia*

^e *The Institute of Nuclear Physics, Almaty, Kazakhstan*

^f *Dukhov All-Russia Research Institute of Automatics, Moscow, Russia*

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

Within the framework of the TANGRA project, measurements were carried out for tagged neutrons with initial energy of 14.1 MeV, scattered on a carbon sample. The angular distributions of neutrons for elastic scattering and scattering to the first excited state of ¹²C with an energy of 4.44 MeV are obtained. The obtained results have been compared with the experimental data of other authors and model calculations performed within the framework of the coupled channels method with a deformed optical potential.

ИССЛЕДОВАНИЕ НАПРАВЛЕННОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ДВУХКООРДИНАТНОГО ДЕТЕКТОРА НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ СЛОЯ ^{10}B И ПРОВОЛОЧНОЙ КАМЕРЫ

© 2022 г. С. И. Поташев^{1, 2, *}, А. А. Каспаров¹, И. В. Мешков², А. А. Афонин¹, Ю. М. Бурмистров¹, А. И. Драчев¹, С. Х. Караевский¹, В. Н. Пономарев¹, В. И. Разин¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

“Институт ядерных исследований Российской академии наук”, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

“Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук”, Москва, Россия

*E-mail: potashev@inr.ru

Поступила в редакцию 14.03.2022 г.

После доработки 08.04.2022 г.

Принята к публикации 22.04.2022 г.

Исследована направленная чувствительность двухкоординатного детектора нейтронов на основе 3 мкм слоя ^{10}B и проволочной камеры. Наблюдается подавление регистрации детектором рассеянных нейтронов по сравнению с данными от ^3He -счетчика. Это можно объяснить сильным поглощением потока нейтронов в слое ^{10}B , падающим под большим углом к плоскости детектора, и тем, что энергия вторичного ядра ^4He или ^7Li недостаточна, чтобы превысить порог, если ядро образовалось сразу после входа в слой ^{10}B .

DOI: 10.31857/S0367676522080142

ВВЕДЕНИЕ

Большинство существующих детекторов медленных нейтронов: активационных, сцинтилляционных и газовых не обладают избирательной чувствительностью к направлению движения нейтронов. В то же время на источниках нейтронов поток, как правило, сопровождается большим фоном рассеянных нейтронов. В связи с этим измерение пространственного распределения потока нейтронов вызывает значительные трудности. Именно поэтому необходим детектор нейтронов, имеющий направленную чувствительность к потоку нейтронов. Такой детектор на основе газонаполненной сеточной камеры с чувствительными газами ^3He и ^4He , останавливающим газом CF_4 , сцинтиллирующими добавками и ПЗС-камерой был предложен ранее в США [1]. Однако, газы ^3He и ^4He обладают высокой диффузией через уплотнения и тонкие стенки и требуют высокой степени герметичности. К тому же газ ^3He является дорогим и редким, который распределяется по квотам США и России. Хорошей им заменой в качестве конвертера нейтронов является изотоп ^{10}B . Он используется или в виде твердого слоя или газа $^{10}\text{BF}_3$. Такие детекторы были созданы в ИЯИ РАН [2, 3]. Недавно [4, 5] было

показано, что детектор нейтронов на основе на основе 3-мкм слоя ^{10}B и проволочной пропорциональной камеры в отличие от ^3He -счетчика обладает слабой чувствительностью к фону рассеянных тепловых нейтронов, совершающих хаотическое броуновское движение в экспериментальном зале.

МОДЕЛИРОВАНИЕ

В позиционно-чувствительном детекторе нейтронов (ПЧДН) чувствительный 3-мкм слой ^{10}B нанесен на внутреннюю сторону 1.8-мм стеклянной пластины. На этот слой нанесен 0.2–0.3 мкм слой алюминия, который служит первым катодом пропорциональной камеры. В последующих двух газовых зазорах пропорциональной камеры возникают ионизационные сигналы, пропорциональные потерям энергии вторичных ядер ^4He и ^7Li , образованных в реакциях $n + ^{10}\text{B} \rightarrow ^4\text{He} + ^7\text{Li}$ и $n + ^{10}\text{B} \rightarrow ^4\text{He} + ^7\text{Li} + \gamma$ [4, 5].

Рассмотрим варианты событий под действием нейтрона, падающего под различными углами Θ к плоскости детектора. Если нейтрон падает перпендикулярно плоскости детектора, то ослабление потока нейтронов и потери энергии вторичного ядра в слоях бора и алюминия минимальны. Триггер события возникает с высокой вероятностью

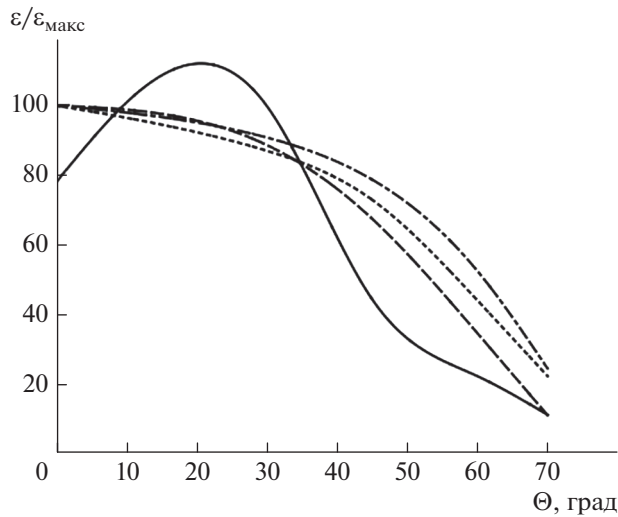


Рис. 1. Расчетная эффективность позиционно-чувствительного детектора нейтронов в зависимости от угла падения нейтронного потока. Линии: сплошная — толщина слоя алюминия $l = 0.3$ мкм, порог по энергии во втором газовом слое $E_{thr} = 0.3$ МэВ; штриховая — $l = 0.2$ мкм, $E_{thr} = 0.3$ МэВ; пунктирная — $l = 0.3$ мкм, $E_{thr} = 0.2$ МэВ; штрих-пунктирная — $l = 0.2$ мкм, $E_{thr} = 0.2$ МэВ.

стью. Пусть нейтрон падает на плоскость слоя ^{10}B под большим углом к ее нормали. Если взаимодействие нейтрона с ^{10}B произойдет сразу после входа в слой, то энергии вторичного ядра ^4He (или ^7Li) может быть недостаточно, чтобы вызвать сигнал во втором газовом зазоре детектора для получения триггера события. В то же время поток нейтронов в глубине слоя ^{10}B будет ослаблен из-за увеличенной толщины слоя бора. Для проверки этих утверждений были выполнены расчеты. Для заданного числа падающих нейтронов определялось количество событий с вылетом ядра ^4He с учетом кинематики двух реакций и ионизационных потерь, которые вызвали сигнал во втором газовом зазоре детектора. Моделирование зависимости эффективности детектора от угла падения показало, что ее отношение к максимальной эффективности падает с увеличением угла Θ и степень падения зависит главным образом от толщины слоя алюминия и энергетического порога регистрации как показано на рис. 1. Повышение порога и увеличение толщины алюминиевого слоя приводит к усилению направленной чувствительности детектора, т.е. к большей величине отношения эффективности регистрации нейтронов, падающих к перпендикулярно плоскости детектора по сравнению с нейтронами, падающими под большими углами к нормали плоскости детектора. Однако, полная эффективность детектора при этом снижается.

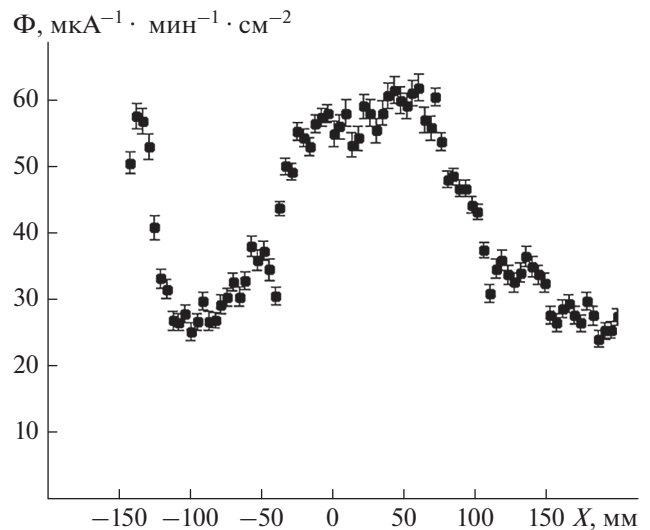


Рис. 2. Распределение нейтронов, измеренное на расстоянии 204 см от ^9Be -мишени перемещаемым ^3He -счетчиком.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Измерения проводились на источнике нейтронов на базе линейного ускорителя ЛУЭ-8 и замедлителя из полиэтилена объемом 1 м^3 [6]. В геометрическом центре замедлителя располагалась мишень из ^9Be . Поток нейтронов из мишени под углом 67° на выходе из коллиматора диаметром 3 см регистрировался ПЧДН на основе твердого слоя ^{10}B и проволочной камеры [7] и равномерно перемещаемым за ним стандартным счетчиком на основе ^3He . Это было возможно, поскольку ПЧДН обладает малым рассеянием и поглощением нейтронов за счет конструктивных материалов детектора (стекло, алюминий, газ) и практически не искажает поток. Различие в распределении потока нейтронов, измеренном ПЧДН и ^3He -счетчиком, наблюдалось в эксперименте. На рис. 2 показано экспериментальное распределение нейтронов вдоль горизонтальной оси, измеренное ^3He -счетчиком, расположенном на расстоянии 204 см от центра мишени. Можно заметить, что широкий поток ~ 10 см находится на высоком фоне рассеянных нейтронов. Фон слева значительно увеличен за счет присутствия большой массивной установки в левой части зала. На рис. 3а показано экспериментальное распределение нейтронов, измеренное ПЧДН. Можно заметить, что этот детектор с гораздо меньшей эффективностью регистрирует фон рассеянных нейтронов чем ^3He -счетчик, даже от присутствующей вблизи массивной установки в несколько десятков тонн. В другом эксперименте перед детектором был установлен кадмиевый фильтр. Его гра-

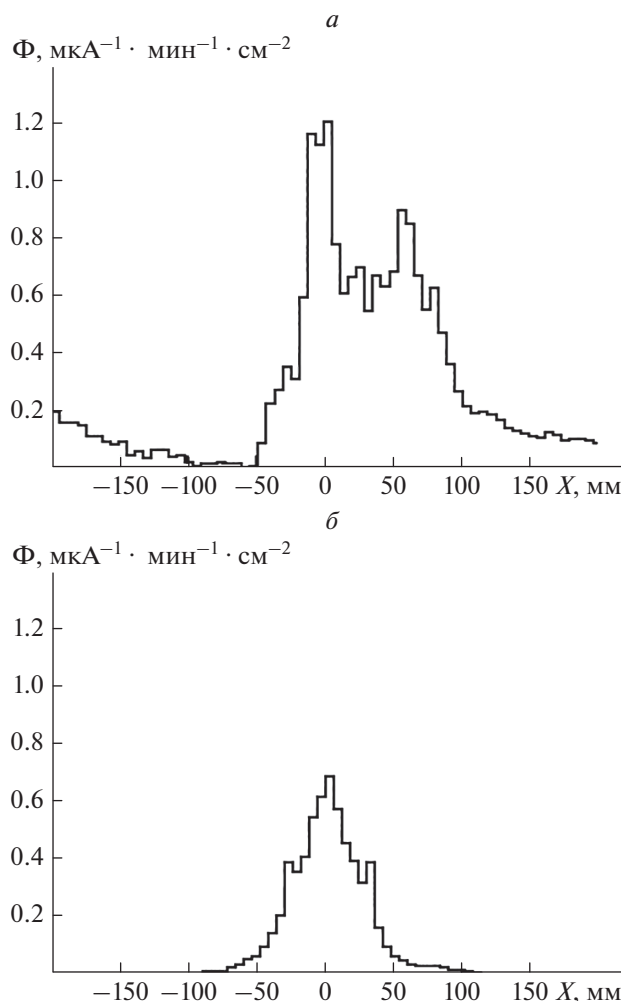


Рис. 3. Распределение нейтронов, измеренное на расстоянии 204 см от ${}^9\text{Be}$ -мишени позиционно-чувствительным детектором на основе слоя ${}^{10}\text{B}$: медленных и быстрых нейтронов (а); быстрых нейтронов с $E_n > 0.55$ эВ (б).

ничная энергия составляет около 0.55 эВ. ${}^3\text{He}$ -счетчик регистрировал лишь редкие события нейтронов. Распределение потока с энергиями $E_n > 0.55$ эВ, измеренное с помощью ПЧДН и представленное на рис. 3б, оказалось симметричным и соответствующим размеру и форме коллиматора на данной дистанции 204 см. При этом фон рассеянных нейтронов был подавлен.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнены расчеты, показавшие, что детектор на основе твердого слоя ${}^{10}\text{B}$ и пропорциональной камеры должен проявлять направленную чувствительность к нейтронам, падающим нормально к плоскости детектора. В эксперименте было подтверждено свойство направленной чувствительности и низкой чувствительности ${}^{10}\text{B}$ -детектора к фону рассеянных нейтронов. Свойство

направленной чувствительности этого детектора еще более ярко проявляется при детектировании быстрых нейтронов.

Работа частично выполнена в рамках темы государственного задания ФИАН № 4 “Физика конденсированного состояния: новых материалов, молекулярных и твердотельных структур нанопотоники, наноэлектроники и спинтроники”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Roccaro A., Tomita H., Ahlen S. et al. // NIM A. 2009. V. 608. P. 305.
2. Литвин В.С., Поташев С.И., Разин В.И. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2011. Т. 75. № 2. С. 247; Litvin V.S., Potashev S.I., Razin V.I. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2011. V. 75. No. 2. P. 229.
3. Potashev S., Drachev A., Burmistrov Yu. et al. // EPJ Web Conf. 2020. V. 231. Art. No. 05010.

4. Мешков И.В., Поташев С.И., Афонин А.А. и др // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 4. № 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.
5. Potashev S., Burmistrov Yu., Drachev A. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2017. V. 798. Art. No. 012160.
6. 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.
7. Поташев С.И., Бурмистров Ю.М., Драчев А.И. и др. // Поверхн. Рент., синхр., нейтр. исслед. 2018. № 10. С. 108; Potashev S.I., Burmistrov Yu.M., Drachev A.I. et al. // J. Surf. Invest. X-ray, Synch. Neutr. Tech. 2018. V. 12. P. 627.

Directional sensitivity investigation of two coordinate neutron detector based on ^{10}B layer and wire chamber

**S. I. Potashev^{a, b, *}, A. A. Kasparov^a, I. V. Meshkov^b, A. A. Afonin^a, Yu. M. Burmistrov^a,
A. I. Drachev^a, S. Kh. Karaevsky^a, V. N. Ponomarev^a, V. I. Razin^a**

^a Institute for Nuclear Research of Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia

^b P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia

*e-mail: potashev@inr.ru

Directional sensitivity of two coordinate neutron detector based on $3\ \mu\text{m}$ ^{10}B layer and wire chamber was studied. The suppression of scattered neutron detection by the detector is observed in comparison with the data from the ^3He -counter. It can be explained by strong absorption of the neutron flux in the ^{10}B layer which falling at a large angle to the detector plane and the fact that secondary nucleus energy of ^4He or ^7Li is not enough to exceed the threshold if the nucleus was produced just immediately after entering the ^{10}B layer.

УДК 539.17.01:539.142:539.143

ИЗУЧЕНИЕ ОСНОВНЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР $^{13,14}\text{C}$, $^{13,14}\text{N}$, ^{14}O МЕТОДОМ ФЕЙНМАНОВСКИХ КОНТИНУАЛЬНЫХ ИНТЕГРАЛОВ

© 2022 г. В. В. Самарин^{1,2, *}¹Международная межправительственная организация

“Объединенный институт ядерных исследований”, Дубна, Россия

²Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московской области

“Университет “Дубна”, Дубна, Россия

*E-mail: samarin@jinr.ru

Поступила в редакцию 14.03.2022 г.

После доработки 08.04.2022 г.

Принята к публикации 22.04.2022 г.

Энергия и квадрат модуля волновой функции основного состояния ядер $^{13,14}\text{C}$, $^{13,14}\text{N}$ и ^{14}O вычислены методом континуальных интегралов Фейнмана в модели взаимодействия альфа-кластеров и внешних нуклонов. Для энергий получено согласие с экспериментальными данными.

DOI: 10.31857/S0367676522080166

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что ряд легких ядер могут быть представлены как состоящие из альфа-частиц (альфа-кластеров) и внешних (“валентных”) нуклонов [1, 2]. Структура ядер ^9Be , ^{10}Be , ^{10}B , ^{10}C , ^{11}B , ^{11}C как систем, состоящих из двух α -частиц и, соответственно, одного ($2\alpha + n$), двух ($2\alpha + 2n$, $2\alpha + n + p$, $2\alpha + 2p$) и трех ($2\alpha + 2n + p$, $2\alpha + n + 2p$) нуклонов рассмотрена в работах [3, 4]. Было показано, что наиболее вероятной в ядре ^9Be является конфигурация ядерной “молекулы” с нейтроном между α -частицами. В ядрах ^{10}Be , ^{10}B , ^{10}C конфигурация ядерной “молекулы” с двумя нуклонами, образующими двухнуклонный кластер между α -частицами, обеспечивает большую устойчивость системы и большее значение энергии разделения ядра на α -частицы и нуклоны. Ядра ^{11}B , ^{11}C имеют аналогичную структуру с трехнуклонным кластером между двумя α -частицами. Добавление к ядру ^{10}Be двух протонов приводит к существенному изменению структуры системы — ядро ^{12}C может быть представлено как состоящее из трех α -частиц (α -кластеров) [5, 6]. В данной работе изучается структура основного состояния ядра $^{12}\text{C}(3\alpha)$ и соседних ядер $^{13,14}\text{C}$, $^{13,14}\text{N}$, ^{14}O как систем из трех α -частиц и одного или двух нуклонов. Для решения квантовых задач трех, четырех и пяти тел использован метод фейнмановских континуальных интегралов [7–10]. Вычисление так называемого пропагатора $K_E(q, \tau)$ (континуального интеграла или интеграла по траекториям) в мнимом времени $t = -i\tau$ по

схеме, изложенной в работе [11] с использованием параллельных вычислений [12] позволяет определить энергию E_0 и плотность вероятности $|\Psi_0(q)|^2$ для основного состояния системы, описываемой s -мерным вектором q координат Якоби. Для этого используется асимптотика $K_E(q, \tau)$:

$$K_E(q, \tau) \rightarrow |\Psi_0(q)|^2 \exp\left(-\frac{E_0\tau}{\hbar}\right) + \sum_{n>0} |\Psi_n(q)|^2 \exp\left(-\frac{E_n\tau}{\hbar}\right), \quad (1)$$

$$\tau \rightarrow \infty,$$

где E_n — энергия и $|\Psi_n(q)|^2$ — плотность вероятности для n -го возбужденного состояния системы. Расчеты, как и в работах [3, 4, 11], выполнялись в безразмерных переменных $\tilde{q} = q/x_0$, $\tilde{V} = V(q)/\epsilon_0$, $\tilde{E}_0 = E_0/\epsilon_0$, $\tilde{m} = m/m_0$, $\tilde{\tau} = \tau/t_0$, $\tilde{\Delta\tau} = \Delta\tau/t_0$, $\tilde{K}_E = K_E x_0^s$, где $x_0 = 1$ фм, $\epsilon_0 = 1$ МэВ, m_0 — масса нейтрона, $t_0 = m_0 x_0^2 / \hbar \approx 1.57 \cdot 10^{-23}$ с, $b_0 = t_0 \epsilon_0 / \hbar \approx 0.02412$. Энергия \tilde{E}_0 и плотность вероятности $|\Psi_0(\tilde{q})|^2$ определялись с помощью выражения

$$b_0^{-1} \ln \tilde{K}_E(\tilde{q}, \tilde{\tau}) \approx b_0^{-1} \ln |\Psi_0(\tilde{q})|^2 - \tilde{E}_0 \tilde{\tau}, \quad (2)$$

справедливого в области линейной части графика зависимости пропагатора от $\tilde{\tau}$. Сравнение теоретических значений энергии основного состояния системы α -частиц и нуклонов с экспериментальными значениями энергий разделения ряда атомных ядер на те же составляющие частицы позво-

Таблица 1. Значения параметров ядерной части взаимодействия α -частиц и энергии разделения ядер на три альфа-частицы и нуклоны

Ядро	$U_{\alpha 2}$, МэВ	$B_{\alpha 2}$, фм	Энергия разделения, МэВ	
			эксперимент, [19]	теория
^{12}C (3α)	37.1	2.71	7.27	7.26 ± 0.05
^{13}C ($3\alpha + n$)	37	2.59	12.220	12.10 ± 0.10
^{13}N ($3\alpha + p$)	37.7	2.59	9.217	9.26 ± 0.05
^{14}C ($3\alpha + 2n$)	37	2.37	20.397	20.39 ± 0.12
^{14}N ($3\alpha + n + p$)	36.3	2.37	19.771	19.81 ± 0.20
^{14}O ($3\alpha + 2p$)	37.2	2.37	13.844	13.91 ± 0.09

ляет уточнить свойства эффективных потенциалов взаимодействия частиц. Квадраты модуля ненормированных волновых функций основного состояния $|\Psi_0(q)|^2$, вычисленные по формуле

$$|\Psi_0(\vec{q})|^2 = \tilde{K}_E(\vec{q}, \vec{\tau}), \quad (3)$$

могут быть использованы для определения структуры основных состояний рассматриваемых ядер, в частности, для сравнения вероятностей конфигураций с различным расположением частиц относительно друг друга. Как и в работах [3, 4, 11, 12] параллельные вычисления с использованием технологии CUDA [13–15], в основном, выполнялись на гетерогенном кластере HybridIT [16] Лаборатории информационных технологий Объединенного института ядерных исследований.

ОСНОВНЫЕ СОСТОЯНИЯ ЯДЕР ^{12}C , ^{13}C , ^{13}N

Ядро ^{12}C может быть представлено как состоящее из трех α -частиц (α -кластеров) [5, 6]. Для ядерной части взаимодействия α -частиц $V_{\alpha-\alpha}^{(N)}(r)$ в работах [3, 4] предложено выражение в виде суммы

$$V_{\alpha-\alpha}^{(N)}(r) = -U_{\alpha 1} f(r; B_{\alpha 1}, a_{\alpha 1}) + U_{\alpha 2} f(r; B_{\alpha 2}, a_{\alpha 2}) \quad (4)$$

функций типа Вудса–Саксона (фермиевского распределения)

$$f(r; B, a) = \left[1 + \exp\left(\frac{r-B}{a}\right) \right]^{-1}. \quad (5)$$

Второе слагаемое в формуле (4) учитывает усредненное действие отталкивательного кора нуклон–нуклонного взаимодействия и следствия принцип Паули. Из-за отсутствия глубоких (“запрещенных”) уровней энергии выражение (4) можно назвать псевдопотенциалом (как и в теории металлов [17]), оно описывает поведение альфа-частиц при не очень малых расстояниях между их центрами. Выражение (4) сходно по струк-

туре с четырехпараметрическим потенциалом Али–Бодмера [18]

$$V_{\alpha-\alpha}^{(N)}(r) = -V_a \exp(-\mu_a r^2) + V_r \exp(-\mu_r r^2), \quad (6)$$

но благодаря большому числу параметров может дать дополнительные возможности при сравнении теоретических энергий разделения ядер на альфа-частицы и нуклоны с экспериментальными данными. В расчетах для перечисленных ядер были использованы общие значения параметров потенциала (4) $U_{\alpha 1} = 30$ МэВ, $B_{\alpha 1} = 3.73$ фм $a_{\alpha 1} = a_{\alpha 2} = a_{\alpha} = 0.512$ фм, значения параметров $U_{\alpha 2}$, $B_{\alpha 2}$ несколько менялись от ядра к ядру, они приведены в табл. 1. Для кулоновской части $V_{\alpha-\alpha}^{(C)}(r)$ взаимодействия α -частиц использовано выражение с функцией (интегралом) ошибок $\text{erf}(x)$ из работы [18]

$$V_{\alpha-\alpha}^{(C)}(r) = q_{\alpha}^2 \frac{1}{r} \text{erf}(\beta r), \quad (7)$$

где $\beta = 0.6$ фм $^{-1}$. Графики потенциалов взаимодействия α -кластеров $V_{\alpha-\alpha}(r) = V_{\alpha-\alpha}^{(N)}(r) + V_{\alpha-\alpha}^{(C)}(r)$, полученные для ядер ^{12}C , ^{13}C показаны на рис. 1а. График потенциала $V_{\alpha-\alpha}(r)$ для ядра ^{13}N близок к графику для ядра ^{13}C . Результаты расчетов пропагаторов \tilde{K}_E для ядер ^{12}C , ^{13}C , ^{13}N для интервалов $\vec{\tau} = \tau/t_0$, где выполнены условия линейности (2), показаны на рис. 1б, значения энергий разделения ядер на α -частицы и нуклоны приведены в табл. 1. Видно, что при выбранных значениях параметров потенциала (4) получено согласие с экспериментальными данными [19] для энергий разделения ядра ^{12}C на три α -частицы и ядер ^{13}C , ^{13}N на три α -частицы и нуклон. Некоторое углубление потенциальной ямы на графике $V_{\alpha-\alpha}(r)$ (рис. 1а) при переходе от ядра ^{12}C к ядрам ^{13}C , ^{13}N можно объяснить дополнительной поляризацией α -кластеров в ядрах ^{13}C , ^{13}N из-за взаимодействия с внешним нуклоном.

При расчетах для ядра $^{12}\text{C}(3\alpha)$ использовались координаты Якоби

$$\bar{\rho}_1 = \bar{r}_{\alpha_2} - \bar{r}_{\alpha_1}, \quad \bar{\rho}_2 = \bar{r}_{\alpha_3} - \frac{1}{2}(\bar{r}_{\alpha_2} + \bar{r}_{\alpha_1}). \quad (8)$$

Зависимость величины $\tilde{K}_E(\bar{\rho}_1, \bar{\rho}_2; \tau)$, при $\tilde{\tau} = \tau/t_0 = 30$ пропорциональной квадрату модуля ненормированной волновой функции основного состояния $|\Psi_0(\bar{\rho}_1, \bar{\rho}_2)|^2$, от ρ_1, ρ_2 при $\bar{\rho}_1 \perp \bar{\rho}_2$, показана на рис. 2а вместе с рельефом потенциальной энергии системы $^{12}\text{C}(3\alpha)$. Видимое соответствие между областями определенных значений $|\Psi_0(\bar{\rho}_1, \bar{\rho}_2)|^2$ и линиями уровня потенциальной энергии здесь и далее наглядно подтверждает достаточную точность расчетов. Узкий максимум функции $\tilde{K}_E(\rho_1, \rho_2; \tau)$ вблизи минимума потенциальной энергии соответствует наиболее вероятной конфигурации системы в форме правильного треугольника (см. рис. 2б). Расстояние между центрами α -частиц $x = |\bar{r}_{\alpha_2} - \bar{r}_{\alpha_1}| \approx 3$ фм, соответствует окрестности минимума потенциала $V_{\alpha-\alpha}(r)$ (рис. 1а). Вблизи вершин правильного треугольника располагаются максимумы плотности протяженных облаков (плотностей вероятности) из нуклонов, объединенных в α -кластеры. Покажем, что этот результат для распределения нуклонов близок к результату оболочечной модели деформированного ядра.

Известно, что ядро ^{12}C деформировано с параметром квадрупольной деформации $\beta_2 = -0.411 \pm \pm 0.226$ [20]. Решение уравнения Шредингера с учетом спин-орбитального взаимодействия для двухкомпонентной спинорной волновой функции

$$\Psi_{n,l,j,m_j}(\vec{r}) = \begin{pmatrix} \Psi_{n,l,j,m_j}(\vec{r}) \\ \Phi_{n,l,j,m_j}(\vec{r}) \end{pmatrix} \quad (9)$$

в аксиально-симметричном поле может быть выполнено с использованием разложений по функциям Бесселя [21]. В оболочечной модели деформированного ядра с $\beta_2 < 0$ 6 нейтронов и 6 протонов заселяют последовательно уровни с модулем $|m_j|$ проекции полного углового момента на ось симметрии ядра $|m_j| = 1/2, 3/2, 1/2$ (см., например, [19]). Полная плотность вероятности для 6 нейтронов

$$n(\vec{r}) = \sum \left(|\Psi_{n,l,j,m_j}(\vec{r})|^2 + |\Phi_{n,l,j,m_j}(\vec{r})|^2 \right) \quad (10)$$

показана на рис. 2в, для 6 протонов распределение плотности вероятности аналогично. Видно, что результаты для распределения нуклонной плотности вероятности согласуются с распределением плотности вероятности для конфигурации α -кластерных облаков вблизи вершин правильного треугольника, лежащего в плоскости перпендику-

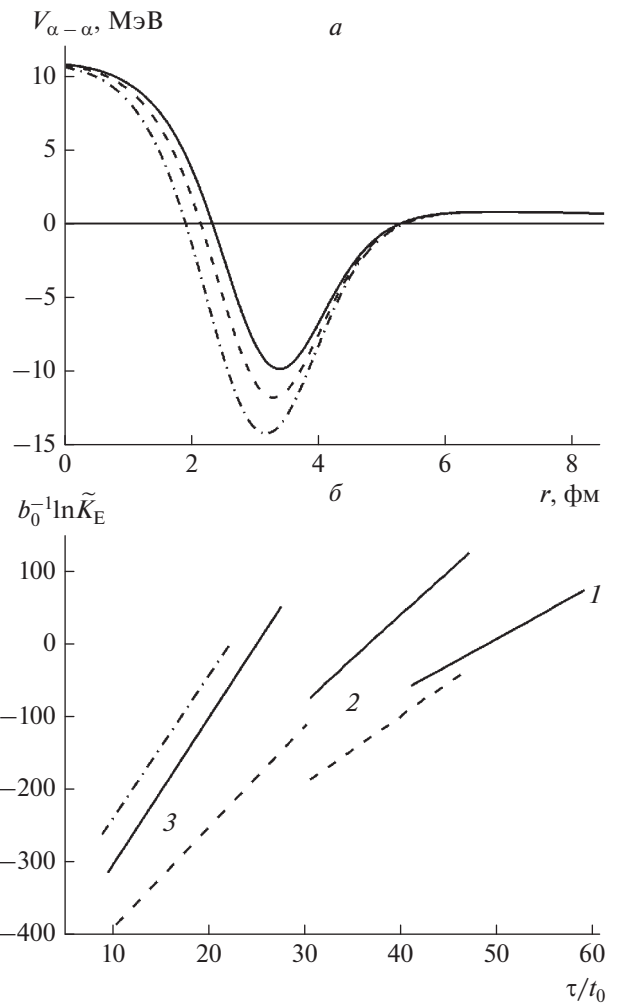


Рис. 1. Графики потенциала взаимодействия α -кластеров $V_{\alpha-\alpha}(r) = V_{\alpha-\alpha}^{(N)}(r) + V_{\alpha-\alpha}^{(C)}(r)$ в ядрах ^{12}C (сплошная кривая), ^{13}C (штриховая кривая) и ^{14}C (штрих-пунктирная кривая) (а). Линейные участки зависимости нормированного логарифма пропагатора $b_0^{-1} \ln \tilde{K}_E$ от мнимого времени $\tilde{\tau} = \tau/t_0$ для ядер ^{12}C (сплошная линия 1), ^{13}C (сплошная линия 2), ^{13}N (штриховая линия 2), ^{14}C (сплошная линия 3), ^{14}N (штрих-пунктирная линия 3), ^{14}O (штриховая линия 3) (б).

лярной оси Oz при дополнительном усреднении по углам поворота треугольника вокруг Oz .

Ядра ^{13}C и ^{13}N представим состоящим из трех α -частиц и, соответственно, из нейтрона и протона. Псевдопотенциалы взаимодействия нейтрона и протона с α -частицей приведены в работах [3, 4]. При расчетах пропагатора использовались координаты Якоби

$$\begin{aligned} \bar{\rho}_1 &= \bar{r}_{\alpha_2} - \bar{r}_{\alpha_1}, \quad \bar{\rho}_2 = \bar{r}_{\alpha_3} - \frac{1}{2}(\bar{r}_{\alpha_2} + \bar{r}_{\alpha_1}), \\ \bar{\rho}_3 &= \bar{r}_n - \frac{1}{3}(\bar{r}_{\alpha_2} + \bar{r}_{\alpha_1} + \bar{r}_{\alpha_3}) \end{aligned} \quad (11)$$

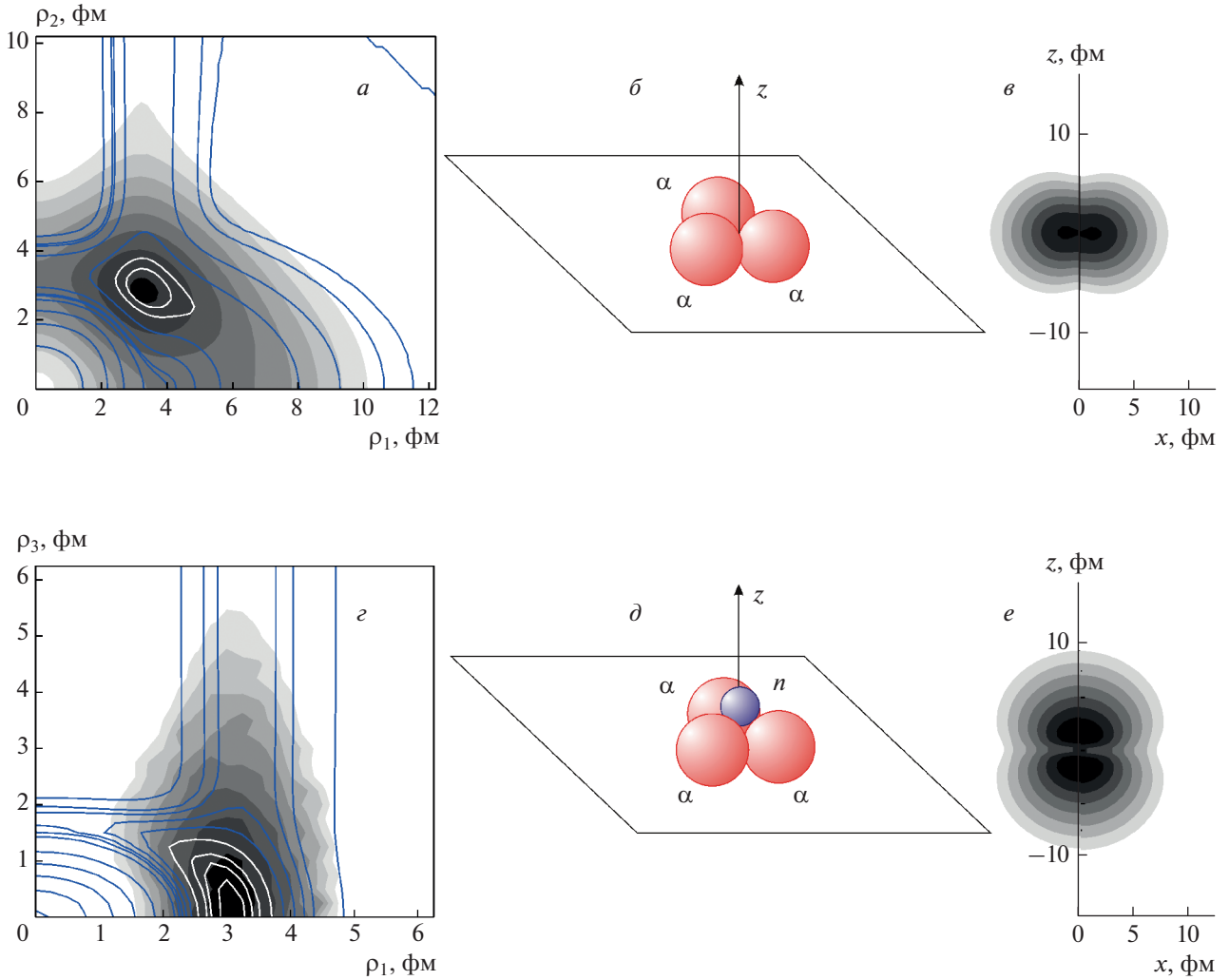


Рис. 2. Потенциальный рельеф (здесь и далее линии) и топография (здесь и далее градации серого в логарифмическом масштабе) пропагатора $\tilde{K}_E(\bar{\rho}_1, \bar{\rho}_2; \tau)$, $\tau/t_0 = 30$, пропорционального $|\Psi_0(\bar{\rho}_1, \bar{\rho}_2)|^2$ для ядра $^{12}\text{C}(3\alpha)$ в координатах Якоби $\bar{\rho}_1 \perp \bar{\rho}_2$ (а). Модель положений частиц, соответствующих максимуму плотности вероятности $|\Psi_0|^2$ для ядра $^{12}\text{C}(3\alpha)$ (б). Полная плотность вероятности для 6 нейтронов в оболочечной модели деформированного ядра ^{12}C (в). Потенциальный рельеф и топография пропагатора $\tilde{K}_E(\bar{\rho}_1, \bar{\rho}_2, \bar{\rho}_3; \tau)$, $\tau/t_0 = 35$, пропорционального $|\Psi_0(\bar{\rho}_1, \bar{\rho}_2, \bar{\rho}_3)|^2$ для ядра $^{13}\text{C}(3\alpha + n)$ при $\bar{\rho}_1 \perp \bar{\rho}_2 \perp \bar{\rho}_3$, $\rho_2 = \rho_1 \sqrt{3}/2$ (г). Модель положений частиц, соответствующих максимуму плотности вероятности $|\Psi_0|^2$ для ядра $^{13}\text{C}(3\alpha + n)$ (д). Плотность вероятности для внешнего нейтрона в оболочечной модели деформированного ядра ^{13}C (е).

для ядра $^{13}\text{C}(3\alpha + n)$ и

$$\begin{aligned} \bar{\rho}_1 &= \bar{r}_{\alpha_2} - \bar{r}_{\alpha_1}, \quad \bar{\rho}_2 = \bar{r}_{\alpha_3} - \frac{1}{2}(\bar{r}_{\alpha_2} + \bar{r}_{\alpha_1}), \\ \bar{\rho}_3 &= \bar{r}_p - \frac{1}{3}(\bar{r}_{\alpha_2} + \bar{r}_{\alpha_1} + \bar{r}_{\alpha_3}) \end{aligned} \quad (12)$$

для ядра $^{13}\text{N}(3\alpha + p)$.

Величина $\tilde{K}_E(\bar{\rho}_1, \bar{\rho}_2, \bar{\rho}_3; \tau)$, при $\tilde{\tau} = \tau/t_0 = 35$ пропорциональная квадрату модуля ненормированной волновой функции основного состояния

$|\Psi_0(\bar{\rho}_1, \bar{\rho}_2, \bar{\rho}_3)|^2$ ядра $^{13}\text{C}(3\alpha + n)$, от ρ_1, ρ_3 при $\bar{\rho}_1 \perp \bar{\rho}_2 \perp \bar{\rho}_3$, $\rho_2 = \rho_1 \sqrt{3}/2$, показана на рис. 2г и 3 вместе с рельефом потенциальной энергии системы. Узкий по ρ_1 и широкий по ρ_3 максимум функции $\tilde{K}_E(\rho_1, \rho_1 \sqrt{3}/2, \rho_3; \tau)$ вблизи минимума потенциальной энергии соответствует наиболее вероятной конфигурации системы с узкими облаками α -кластеров вблизи вершин правильного треугольника (как у ядра ^{12}C) и протяженным ней-

тронным облаком с максимумом в центре треугольника (см. рис. 2б и рис. 3). Свойства функции $\tilde{K}_E(\rho_1, \rho_1\sqrt{3}/2, \rho_3; \tau)$ для ядра $^{13}\text{N}(3\alpha + p)$ аналогичны свойствам для ядра $^{13}\text{C}(3\alpha + n)$, причем протяженность протонного облака несколько больше, чем для ядра ^{13}C из-за кулоновского отталкивания всех частиц системы. Представленная на рис. 2д модель положений частиц, соответствующих максимуму плотности вероятности $|\Psi_0|^2$ основного состояния, согласуется с представлениями о форме ядер ^{13}C и ^{13}N как о ядерных молекулах, состоящих из трех α -частиц (α -кластеров) и облака внешнего нуклона вблизи центра молекулы.

В обобщенной модели можно считать, что ядро ^{13}C состоит из деформированного остова $\{^{12}\text{C}\}$ с отрицательным параметром деформации $\beta_2 < 0$ и внешнего нейтрона. В оболочечной модели деформированного ядра при $\beta_2 = -0.4$ внешний нейтрон занимает состояние с $|m_j| = 1/2$, это соответствует экспериментальному значению спина ядра ^{13}C $J = 1/2$. Плотность вероятности для внешнего нейтрона ядра ^{13}C в состоянии с $|m_j| = 1/2$, показана на рис. 2е. Видно, что эти результаты для распределения нуклонной плотности согласуются с зависимостью распределения плотности вероятности от положения внешнего нейтрона, полученного для системы четырех тел ($3\alpha + n$). Полное распределение нейтронов ядра ^{13}C с учетом рис. 2в и 2е близко к сферическому.

ОСНОВНЫЕ СОСТОЯНИЯ ЯДЕР ^{14}C , ^{14}N и ^{14}O

Ядра ^{14}C , ^{14}N и ^{14}O представим состоящими из трех α -кластеров и двух нуклонов: двух нейтронов для ^{14}C , нейтрона и протона для ^{14}N , двух протонов для ^{14}O . Для указанных ядер использовались сходные координаты Якоби, приведем их для ядра ^{14}C (системы $3\alpha + 2n$)

$$\begin{aligned} \bar{\rho}_1 &= \bar{r}_{\alpha_2} - \bar{r}_{\alpha_1}, \quad \bar{\rho}_2 = \bar{r}_{\alpha_3} - \frac{1}{2}(\bar{r}_{\alpha_1} + \bar{r}_{\alpha_2}), \quad \bar{\rho}_3 = \bar{r}_{n_2} - \bar{r}_{n_1}, \\ \bar{\rho}_4 &= \frac{1}{2}(\bar{r}_{n_1} + \bar{r}_{n_2}) - \frac{1}{3}(\bar{r}_{\alpha_1} + \bar{r}_{\alpha_2} + \bar{r}_{\alpha_3}). \end{aligned} \quad (13)$$

Для описания взаимодействия между протоном и нейтроном в ядре ^{14}N использован триплетный потенциал $V_{p-n}^{(1^+)}(r)$ взаимодействия протона с нейтроном, имеющий место в дейтроне [3, 4]. Экспериментальное значение спина нечетно-нечетного ядра ^{14}N $J = 1$ соответствует результату оболочечной модели, оно получается при сложении параллельных моментов протона и нейтрона с проекциями моментов $m_j = 1/2$, аналогичного сложению моментов нуклонов в дейтроне. Для вза-

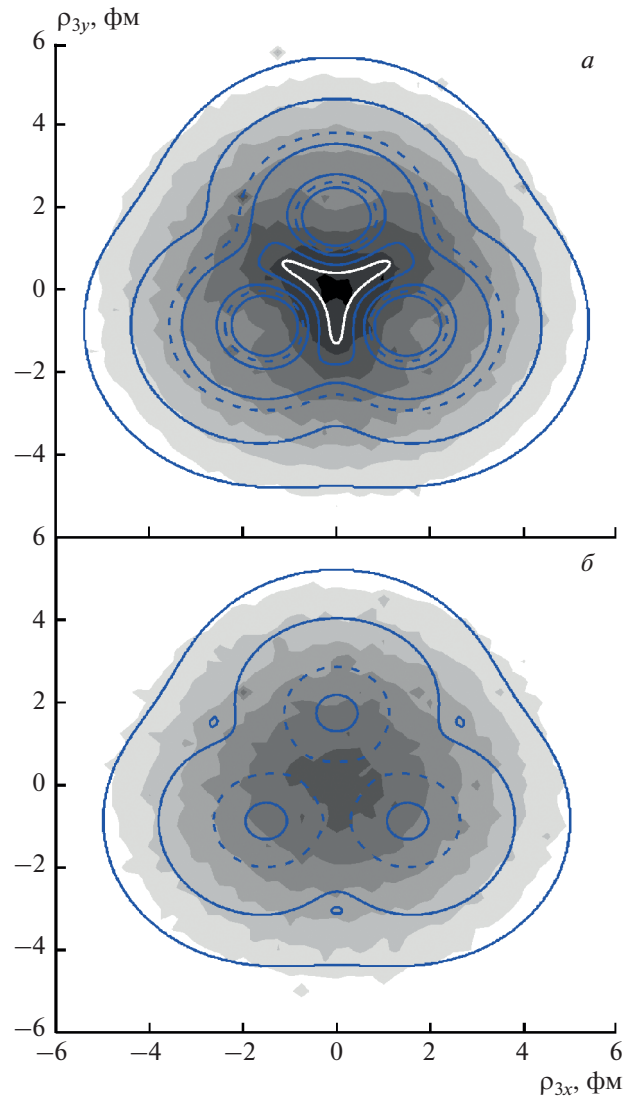


Рис. 3. Потенциальный рельеф (линии) и топография пропагатора $\tilde{K}_E(\bar{\rho}_1, \bar{\rho}_2, \bar{\rho}_3; \tau)$, $\tau/t_0 = 20$, пропорционального $|\Psi_0(\bar{\rho}_1, \bar{\rho}_2, \bar{\rho}_3)|^2$, для ядра $^{13}\text{C}(3\alpha + n)$ при $\bar{\rho}_1 \perp \bar{\rho}_2$, $\rho_1 = 3$ фм, $\rho_2 = \rho_1\sqrt{3}/2$, $\rho_{1,y} = \rho_{1,z} = 0$, и $\rho_{3,z} = 1$ фм (а) и $\rho_{3,z} = 2$ фм (б). Отдельные линии уровня потенциальной энергии: 40 (штриховые линии), 75 МэВ (белая линия).

имодействия между нейтронами в ядре ^{14}C и протонами в ядре ^{14}O использовались синглетные потенциалы $V_{n-n}^{(0^+)}(r)$ и $V_{p-p}^{(0^+)}(r)$, соответственно [3, 4].

Результаты расчетов пропагатора $\tilde{K}_E(\bar{\rho}_1, \bar{\rho}_2, \bar{\rho}_3, \bar{\rho}_4; \tau)$ для ядер ^{14}C , ^{14}N и ^{14}O показаны на рис. 1б, значения энергий разделения ядер на α -частицы и нуклоны и значения параметров $U_{\alpha 2}$, $B_{\alpha 2}$ потенциала $V_{\alpha-\alpha}(r)$ приведены в табл. 1. Видно, что при выбранных значениях параметров потенциала (4) получено согласие с экспери-

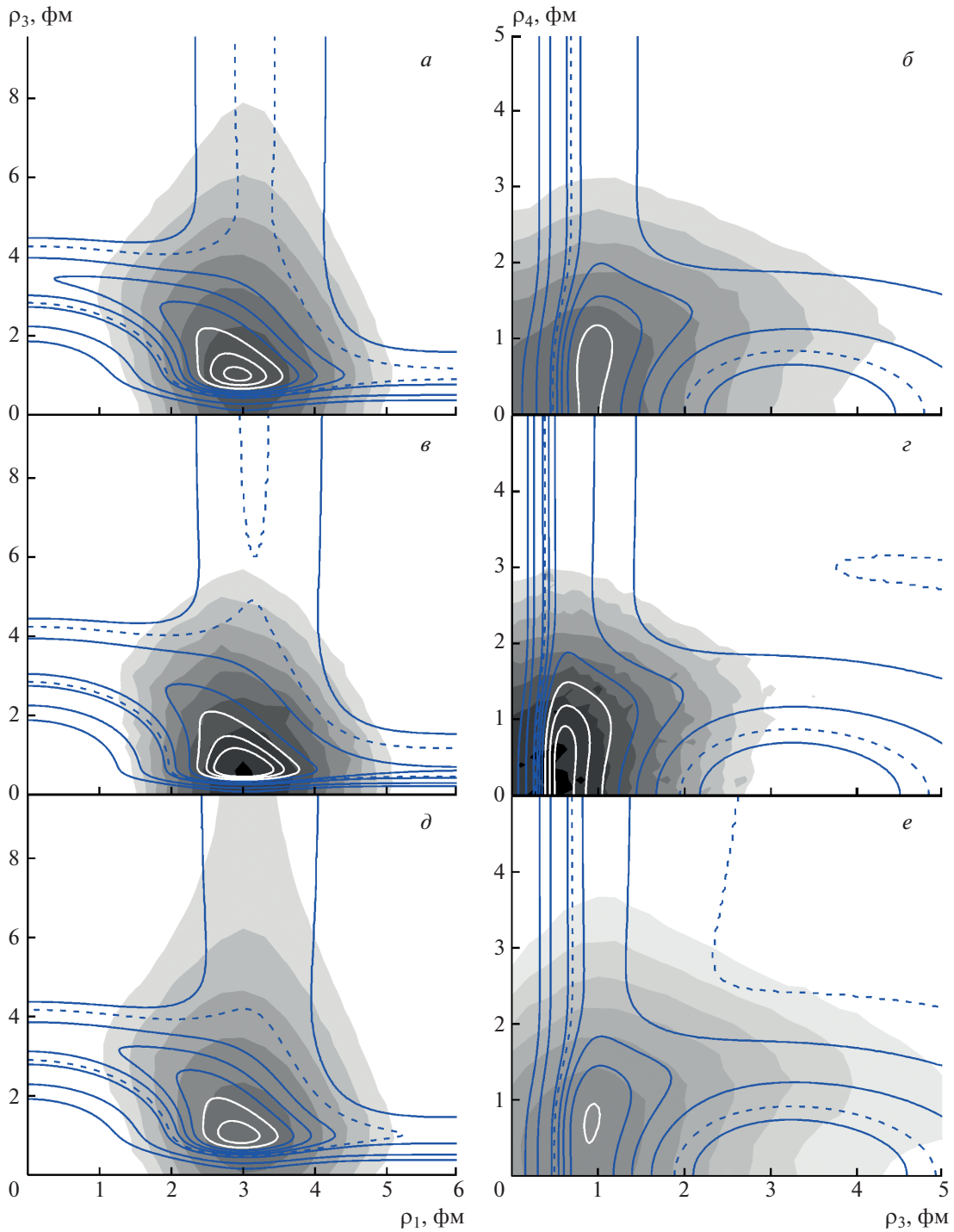


Рис. 4. Потенциальный рельеф (линии) и топография пропагатора $\bar{K}_E(\bar{\rho}_1, \bar{\rho}_2, \bar{\rho}_3, \bar{\rho}_4; \tau)$, $\tau/t_0 = 10$, пропорционального $|\Psi_0(\bar{\rho}_1, \bar{\rho}_2, \bar{\rho}_3, \bar{\rho}_4)|^2$, для ядер $^{14}\text{C}(3\alpha + 2n)$ (а, б), $^{14}\text{N}(3\alpha + n + p)$ (в, з), $^{14}\text{O}(3\alpha + 2p)$ (д, е) в координатах Якоби, $\bar{\rho}_1 \perp \bar{\rho}_2 \perp \bar{\rho}_3$, $\rho_2 = \rho_1 \sqrt{3}/2$, $\rho_4 = 0$ (а, в, д) и $\bar{\rho}_1 \perp \bar{\rho}_2 \perp \bar{\rho}_4$, $\bar{\rho}_3 \parallel \bar{\rho}_1$, $\rho_2 = \rho_1 \sqrt{3}/2$, $\rho_1 = 3$ фм (б, з, е). Отдельные линии уровня потенциальной энергии: 40 МэВ (штриховые линии), 160, 190, 210 МэВ (белые линии).

ментальными данными [19] для энергий разделения ядер ^{14}C , ^{14}N и ^{14}O на три α -частицы и нуклоны.

График потенциала взаимодействия α -частиц $V_{\alpha-\alpha}(r)$, полученного для ядра ^{14}C , показан на рис. 1а. Графики потенциала $V_{\alpha-\alpha}(r)$ для ядер ^{14}N ,

^{14}O близки к графику для ядра ^{14}C . Дополнительное углубление потенциальной ямы на графике $V_{\alpha-\alpha}(r)$ (рис. 1а) при переходе от ядер ^{13}C , ^{13}N к ядрам ^{14}C , ^{14}N и ^{14}O можно объяснить усилением поляризации α -кластеров в ядрах ^{14}C , ^{14}N , ^{14}O из-за взаимодействия с двумя внешними нуклонами.

Зависимость величины $\tilde{K}_E(\bar{\rho}_1, \bar{\rho}_2, \bar{\rho}_3, \bar{\rho}_4; \tau)$, при $\tau/t_0 = 10$ пропорциональной квадрату модуля ненормированной волновой функции основного состояния $|\Psi_0(\bar{\rho}_1, \bar{\rho}_2, \bar{\rho}_3, \bar{\rho}_4)|^2$ ядер $^{13}\text{C}(3\alpha + n)$, $^{14}\text{N}(3\alpha + n + p)$, $^{14}\text{O}(3\alpha + 2p)$ показана на рис. 4 вместе с рельефом потенциальных энергий систем. Вероятности конфигураций с расположением α -частиц в вершинах правильного треугольника со стороной ρ_1 и высотой $\rho_2 = \rho_1 \sqrt{3}/2$ и симметричным расположением нуклонов на оси симметрии треугольника с междуклонным расстоянием ρ_3 показаны на рис. 4а, 4в и 4д. Вероятности конфигураций с расположением α -частиц в вершинах правильного треугольника со стороной $\rho_1 = 3$ фм и симметричным относительно оси симметрии треугольника расположением нуклонов на расстоянии ρ_3 друг от друга в плоскости, параллельной плоскости треугольника с междуклонным расстоянием ρ_4 показаны на рис. 4б, 4г и 4е. Для обеих рассмотренных конфигураций ядра ^{14}N наиболее вероятно близкое расположение нейтрона и протона, соответствующее их объединению в дейтонный кластер, локализованный вблизи центра треугольника из α -частиц. Такая картина сходна с образованием дейтонного кластера в ядрах $^{10}\text{B}(2\alpha + p + n)$ [4] и $^6\text{Li}(\alpha + p + n)$ [22]. Динейтронный кластер в ядре ^{14}C также с наибольшей вероятностью находится центра треугольника из α -частиц, но является более протяженным и, следовательно, менее связанным, как и в ядрах $^6\text{He}(\alpha + 2n)$ [11] и $^{10}\text{Be}(2\alpha + 2n)$ [4]. При этом достаточно большую вероятность имеет и расположение нейтронов на больших удалениях друг от друга. Распределение протонов в ядре ^{14}O еще более протяженное, поэтому существование дипротонного кластера в нем маловероятно, как и в ядре $^{10}\text{C}(2\alpha + 2p)$ [4].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В альфа-кластерной модели установлена пространственная структура основного состояния ядер $^{13, 14}\text{C}$, $^{13, 14}\text{N}$, ^{14}O . Наиболее вероятными являются конфигурации частиц с расположением альфа-кластерных облаков вблизи вершин правильного треугольника и облаков внешних нуклонов над и под плоскостью треугольника вблизи его центра. Показано, что в ядре ^{14}N наиболее ве-

роятно расположение внешних протона и нейтрона в форме компактного дейтонного кластера. Для ядра ^{14}C показано, что аналогичный динейтронный кластер является более протяженным, достаточно большую вероятность имеет и расположение нейтронов на больших удалениях друг от друга.

Предложенный подход к расчетам характеристик основного состояния ядер $^{13, 14}\text{C}$, $^{13, 14}\text{N}$, ^{14}O может служить полезным дополнением к существующим более сложным теоретическим методам. Он позволяет достаточно просто определить зависимость энергии основного состояния от параметров потенциалов и вероятности различных конфигураций составляющих систему частиц.

Автор выражает благодарность команде гетерогенного кластера Лаборатории информационных технологий ОИЯИ за содействие выполнению трудоемких компьютерных расчетов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. von Oertzen W., Freer M., Kanada En'yo Y. // Phys. Rep. 2006. V. 432. P. 43.
2. Freer M. // Rep. Prog. Phys. 2007. V. 70. P. 2149.
3. Самарин В.В. // Изв. РАН Сер. физ. 2020. Т. 84. С. 1187; Samarina V.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. P. 981.
4. Самарин В.В. // Изв. РАН Сер. физ. 2021. Т. 85. С. 655; Samarina V.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. P. 501.
5. Ikeda K., Takigawa N., Horiuchi H. // Prog. Theor. Phys. Suppl. 1968. Extra No. P. 464.
6. Horiuchi, Ikeda K., Suzuki Y. // Prog. Theor. Phys. Suppl. 1972. No. 52. Chap. 3.
7. Фейнман Р., Хибс А. Квантовая механика и интегралы по траекториям. М.: Мир, 1968.
8. Блохинцев Д.И. Основы квантовой механики. М.: Наука, 1976.
9. Шурыак Э.В. // УФН. 1984. Т. 143. С. 309; Shuryak E.V. // Sov. Phys. Usp. 1984. V. 27. P. 448.
10. Shuryak E.V., Zhironov O.V. // Nucl. Phys. B. 1984. V. 242. P. 393.
11. Самарин В.В., Науменко М.А. // ЯФ. 2017. V. 80. С. 473; Naumenko M.A., Samarina V.V. // Phys. Atom. Nucl. 2017. V. 80. P. 877.
12. Naumenko M.A., Samarina V.V. // Supercomp. Front. Innov. 2016. V. 3. P. 80.
13. <https://developer.nvidia.com/cuda-zone/>.
14. Перепёлкин Е.Е., Садовников Б.И., Иноземцева Н.Г. Вычисления на графических процессорах (GPU) в задачах математической и теоретической физики. М.: Ленанд, 2014.
15. Сандерс Д., Кэндрот Э. Технология CUDA в примерах: введение в программирование графических процессоров. М.: ДМК, 2011.
16. <http://hybrilit.jinr.ru/>.

17. Харрисон У. Псевдопотенциалы в теории металлов. М.: Мир, 1968.
18. Ali S., Bodmer A.R. // Nucl. Phys. 1966. V. 80. P. 99.
19. <http://nr.v.jinr.ru/>.
20. <http://cdf.e.sinp.msu.ru/services/radchart/radmain.html>.
21. Самарин В.В. // ЯФ. 2015. Т. 78. С. 133; Samarín V.V. // Phys. Atom. Nucl. 2015. V. 78. P. 128.
22. Самарин В.В., Науменко М.А. // Изв. РАН Сер. физ. 2019. Т. 83. С. 411; Samarín V.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. P. 981.

Study of ground states of $^{13, 14}\text{C}$, $^{13, 14}\text{N}$, ^{14}O nuclei by Feynman's continual integrals method

V. V. Samarín^{a, b, *}

^a Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia

^b Dubna State University, Dubna, 141982 Russia

*e-mail: samarin@jinr.ru

The energy and the square of the wave function modulus for the ground state of $^{13, 14}\text{C}$, $^{13, 14}\text{N}$ and ^{14}O nuclei are calculated using Feynman continual integrals in the model of the interaction between alpha-clusters and outer nucleons. The obtained values of energy are in good agreement with the experimental data.

УДК 539.1.047

МОДЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДОЗЫ В КОСТНОМ ИМПЛАНТАТЕ В ПРОЦЕССЕ РАДИАЦИОННОЙ СТЕРИЛИЗАЦИИ

© 2022 г. В. В. Розанов^{1, 2, *}, А. О. Хуцистова¹, И. В. Матвейчук², А. П. Черняев¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
“Всероссийский научно-исследовательский институт лекарственных и ароматических растений”, Москва, Россия

*E-mail: vrozanov@mail.ru

Поступила в редакцию 14.03.2022 г.

После доработки 08.04.2022 г.

Принята к публикации 22.04.2022 г.

С использованием программного комплекса GEANT4 проведено моделирование процесса радиационной обработки костного имплантата потоком гамма-квантов и пучком ускоренных электронов. Получены данные о пространственном распределении поглощенной дозы в образце с характеристиками костной ткани в зависимости от определяющих условий процесса радиационной обработки.

DOI: 10.31857/S0367676522080154

ВВЕДЕНИЕ

Стерилизация является важнейшим этапом технологии изготовления костных имплантатов, во многом определяющим эффективность и безопасность реконструктивно-восстановительных операций [1]. Около половины современного мирового рынка технологий стерилизации биообъектов занимает радиационная стерилизация [2], причем общая тенденция его развития ориентирована на расширение доли радиационных технологий. Такое положение обусловлено не только очевидными преимуществами радиационной обработки перед стерилизацией оксидом этилена [1], но и постоянным совершенствованием радиационных методик, включая и прогрессивное направление комбинированных методов [3, 4]. Их использование позволяет существенно снизить дозовую нагрузку на обрабатываемый костный материал и предотвратить проявление негативных дозозависимых воздействий радиации на биологические ткани [5]. При этом вопрос надежного контроля поглощаемой дозы в процессе стерилизации остается актуальным. Дополнительные сложности могут быть обусловлены спецификой архитектоники костной ткани ввиду наличия в ней развитой, пространственно-ориентированной системы внутрикостных пространств (СВП) [6]. СВП выполняет ряд важных функций, однако в ее объеме могут содержаться патогенные

микроорганизмы. Прямые измерительные методики с использованием, например, калиброванных пленочных детекторов, а также расчетные методы могут дать информацию об интегральной дозе, полученной образцом в целом. Однако очевидно, что вопрос достижения равномерного пространственного распределения поглощенной дозы в объеме костного имплантата является существенным для обеспечения эффективного подавления патогенов и требует специального изучения и выработки соответствующих практических рекомендаций. Следует заметить, что вопрос обеспечения равномерности радиационного воздействия на обрабатываемые объекты остается актуальным и для случаев, например, обработки пищевой (в частности, мясной и рыбной) продукции [7]. Однако проблема равномерности дозового распределения в костных фрагментах в известной литературе практически не освещена. Это обусловило необходимость проведения настоящего исследования. Решение этого вопроса возможно с привлечением модельных подходов на базе адекватных программных средств.

Цель настоящего исследования – определение оптимальных условий радиационной стерилизации костных имплантатов на основе результатов моделирования процесса радиационного воздействия.

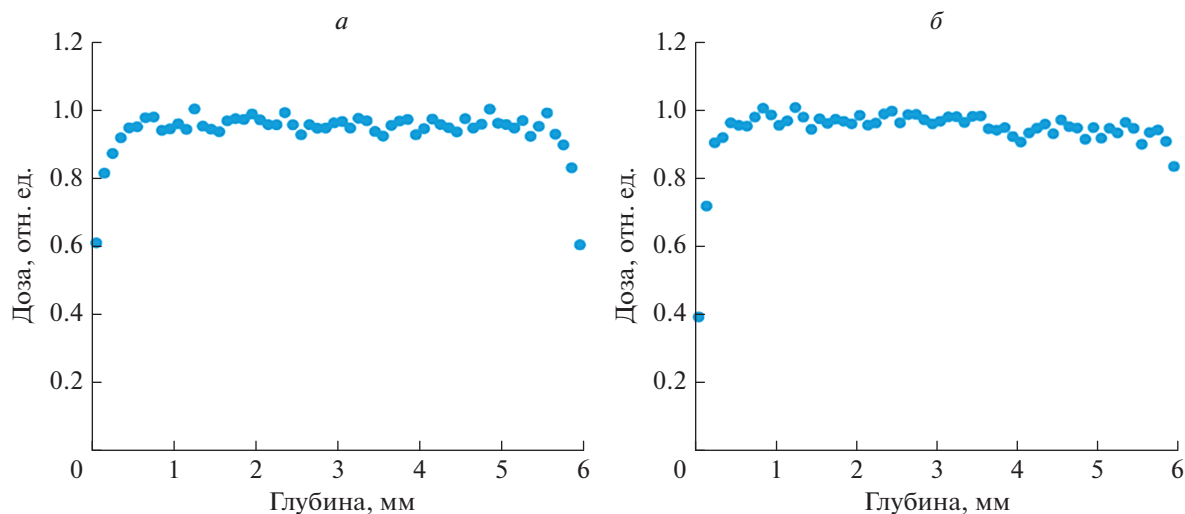


Рис. 1. Глубинное распределение величины поглощенной дозы в кости при облучении гамма-излучением с начальной энергией: 0.5 МэВ ($K = 2.23$) (а); 1 МэВ ($K = 2.58$) (б).

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

За основу модельной задачи были взяты условия осуществленного ранее в НИИЯФ МГУ на базе линейного ускорителя электронов с энергией 1 МэВ эксперимента по радиационной обработке костного фрагмента, который предварительно подвергся воздействию озono-кислородной смеси [8]. В этом исследовании использовали фрагменты кости — параллелепипеды с размерами $6 \times 8 \times 18$ мм, полученные из компактного вещества нативных бедренных костей быка.

При анализе полученных данных сравнение проводили с результатами работ, где комбинированное воздействие на костные имплантаты осуществляли путем обработки водным раствором этанола, димексида и тимола (первый этап), а на втором этапе — потоком гамма-квантов [9].

В качестве основного инструмента при проведении моделирования в работе использовали программный комплекс GEANT4 — универсальный программный продукт, созданный в CERN для исследований в области физики высоких энергий [10, 11]. В настоящее время существует целый ряд пакетов специализированных программ, предназначенных для реализации модельных исследований по конкретным проблемам астрофизики, медицины, устройств радиационной защиты и др. [12]. В каждом конкретном случае в реализуемом программном пакете учитывается геометрия процесса радиационного воздействия, вид излучения, его энергетические параметры, физические процессы, происходящие при радиационном воздействии, геометрия, материал объекта воздействия и проч. В данном случае в качестве объекта были выбраны образцы прямоугольной формы с размерами 18 мм по оси Ox и 8 мм по оси

Oy . Толщину образца по оси Oz варьировали. Облучение осуществляли по направлению оси Oz . Статистика составляла 10^6 частиц. Параметры кортикальной костной ткани выбирали из данных, имеющихся в библиотеке GEANT4.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Среди применяемых в современных условиях радиационных технологий стерилизации преобладает обработка гамма-квантами [2]. Такое положение обусловлено рядом преимуществ, к которым, в первую очередь, следует отнести большую глубину проникновения и относительную простоту технологической процедуры стерилизации. Значительная проникающая способность гамма-лучей определяет высокую равномерность распределения поглощенной дозы [1, 13]. Это положение в полной мере подтвердилось в модельных исследованиях.

Специально для этого случая был проведен модельный расчет при энергиях 0.5 и 1 МэВ для образца толщиной 6 мм при расстоянии между источниками гамма-излучения и костным фрагментом 15 см (рис. 1а и 1б).

Для получения количественной оценки равномерности распределения дозы в костном образце при расчетах используется величина коэффициента неравномерности K , определяемого как отношение максимальной поглощенной дозы к минимальной. Приведенные графические зависимости подтверждают, что при облучении гамма-квантами достигается равномерное глубинное распределение дозы практически по всей толщине костного образца. Вместе с тем, накопление поглощенной дозы, достаточной для надежного

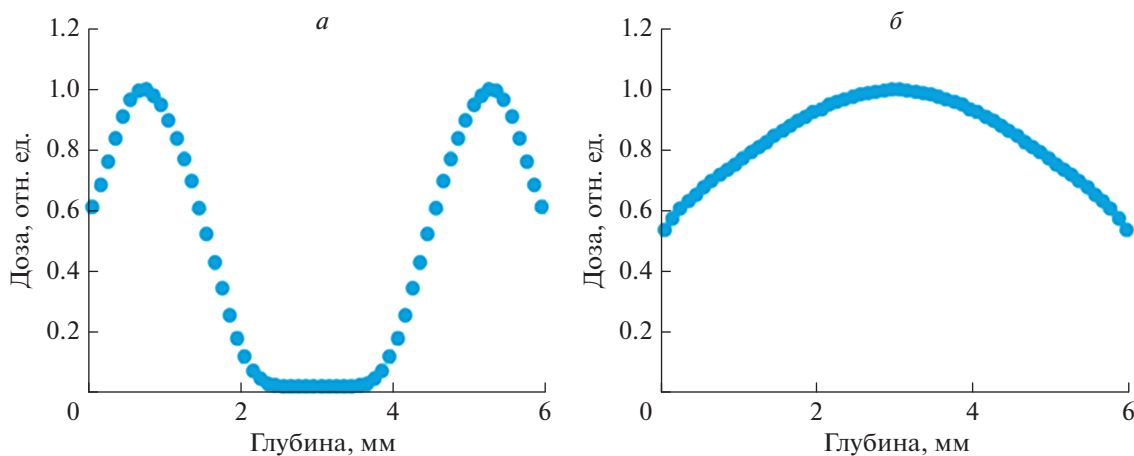


Рис. 2. Распределение поглощенной дозы по глубине образца костной ткани при облучении пучком ускоренных электронов с энергией 1 (а) и 3 МэВ (б).

подавления патогенов и достижения эффективной стерилизации костного образца, требует значительного времени радиационного воздействия. Эта закономерность отчетливо проявляется и при моделировании данного процесса. На практике метод стерилизации с использованием неподвижного источника гамма-излучения, в качестве которого обычно используется радиоактивный изотоп ^{60}Co , считается наиболее простым и относительно недорогим. Однако обработка гамма-квантами может продолжаться в течение нескольких часов и даже суток. При этом обязателен контроль возможного изменения уровня активности изотопа. Кроме того, изотоп излучает непрерывно и это приводит к необходимости принятия специальных мер по постоянной защите персонала и окружающей среды. В результате между методиками радиационной стерилизации гамма-квантами и быстрыми электронами происходит постоянное соперничество. С появлением все более совершенной ускорительной техники использование пучков электронов для радиационной обработки стерилизуемых изделий становится вполне конкурентоспособным [14], особенно в связи с тем, что продолжительность такой процедуры может составлять всего несколько минут, а при выключении ускорителя между рабочими циклами нет необходимости в постоянной мощной радиационной защите. Вместе с тем, в условиях относительно малой проникающей способности ускоренных электронов, воздействующих на костный образец в процессе радиационной стерилизации, технологические условия этого процесса должны учитывать определенную специфику для обеспечения эффективности стерилизующего воздействия. Проведенные исследования показали, что в рамках модельного подхода возможно выделить ряд определяющих параметров для выработки рекомендаций по опти-

мизации процесса стерилизации костных имплантатов пучком быстрых электронов. В частности, к таким параметрам относятся, в первую очередь, расстояние от источника электронов до обрабатываемого объекта, энергия электронного пучка, а также толщина образца, подвергающегося радиационной обработке. Расчеты показали, что оптимальное расстояние между источником электронов и костным фрагментом составляет 7–10 см в зависимости от рассматриваемых энергетических параметров пучка. Именно эти значения задавались в дальнейших сериях расчетов, определивших оптимальные величины энергии пучка для обработки костных фрагментов различной толщины, варьируемой в диапазоне от 4 до 10 мм с шагом 2 мм. Указанный диапазон выбирали из соображения соответствия характерным размерам реальных заготовок для костных имплантатов.

Проведенное моделирование показало, что при малых значениях исходной энергии пучка электронов (0.5–1.0 МэВ) основная доза поглощается в поверхностной области. Поэтому для увеличения эффективности радиационной обработки образец следует либо вращать, или облучать последовательно с двух противоположных сторон. Типичная картина получаемого при этом глубинного распределения поглощенной дозы для образца толщиной 6 мм и при энергии пучка 1 МэВ (как в исходном фактическом эксперименте [8]) приведена на рис. 2а. Хорошо видно, что центральные области костного образца практически не получили дозы при такой обработке. В этом случае наличие в костной ткани объемной системы внутрикостных пространств [6, 15], которые могут содержать патогенные микроорганизмы, может способствовать сохранению в этих областях очага инфекции и как следствие — снизить эффективность процесса стерилизации.

Увеличение энергии пучка электронов постепенно приводит к тому, что при величине энергии уже в 1.5 МэВ правый и левый пики начинают перекрываться и поглощенная доза в центре образца сравнивается по величине с дозой на поверхности. Дальнейшее увеличение дозы приводит к получению глубинного распределения величины поглощенной дозы, по своей конфигурации приближающегося к распределению дозы при обработке гамма-квантами. Пример такого распределения для энергии пучка 3 МэВ приведен на рис. 2б). Подобные зависимости получены и для других значений толщины костного образца. Однако следует обязательно иметь в виду, что увеличение энергии стерилизующего радиационного воздействия неизбежно сопряжено с дополнительной дозовой нагрузкой на биоткани, что будет сопровождаться негативными дозозависимыми эффектами [16]. Поэтому в каждом конкретном случае необходимо стремиться к установлению оптимального соотношения величины поглощенной дозы, энергии и продолжительности радиационного воздействия с учетом особенностей процесса, выбором вида радиационной обработки, объекта воздействия. При этом важно обеспечить соответствие национальным нормативам, регламентирующим применение радиационных технологий в различных приложениях [1, 17].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование универсального программного комплекса GEANT4 позволило провести модельное исследование процессов, сопровождающих радиационное воздействие потоком гамма-квантов и пучков ускоренных электронов на образцы прямоугольной формы со структурно-функциональными характеристиками костной ткани. В результате получены пространственные распределения величины поглощенной дозы при различных условиях облучения и значениях определяющих параметров, что в свою очередь дает возможность выработать практические рекомендации по оптимизации процесса радиационной стерилизации костных имплантатов. В частности, показано, что воздействие потоком гамма-квантов позволяет получить равномерное распределение поглощенной дозы по всей толщине костного фрагмента, но для этого требуется значительное время. В свою очередь ускоренные электроны обеспечивают получение необходимой дозы в короткое время. Но при этом равномерность распределения величины поглощенной дозы по объему стерилизуемого образца требует его облучения с разных сторон или вращения в процессе радиационного воздействия. При этом для достижения относительной равномерности распределения дозы необходимо использовать пучки электронов с оптимальными (в зависимости от толщины стерилизуемого

фрагмента) значениями энергии. В частности, для толщины 6 мм оптимальной является энергия пучка в 3 МэВ при двустороннем облучении костного образца.

При таких условиях пучки быстрых электронов становятся перспективной альтернативой традиционным гамма-квантам, и их доля на современном рынке радиационной стерилизации может существенно вырасти.

Исследование выполнено в рамках темы государственного задания АААА-А20-120061890024-5 при поддержке Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Розанов В.В., Матвейчук И.В. // Альм. клин. мед. 2019. Т. 47. № 7. С. 634.
2. Розанов В.В., Матвейчук И.В., Черняев А.П. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 4. С. 521; Rozanov V.V., Matveychuk I.V., Chernyaev A.P. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 4. P. 403.
3. Матвейчук И.В., Розанов В.В., Гордонова И.К. и др. Комбинированный способ стерилизации костных имплантатов. Пат. РФ № 2630464, кл. А61L23. 2017.
4. Розанов В.В., Матвейчук И.В., Черняев А.П. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 5. С. 745; Rozanov V.V., Matveychuk I.V., Chernyaev A.P. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 5. P. 581.
5. Шангина О.Р., Нигматуллин Р.Т. // Морфология. 2006. Т. 129. № 3. С. 44.
6. Денисов-Никольский Ю.И., Миронов С.П., Омеляненко Н.П. и др. Актуальные проблемы теоретической и клинической ортопедии. М.: ОАО «Типография «Новости», 2005. 336 с.
7. Черняев А.П., Авдюхина В.М., Близняк У.А. и др. // Учен. зап. физ. фак-та. МГУ. 2020. № 2. С. 1920303.
8. Алимов А.С., Близняк У.А., Борщевская П.Ю. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 6. С. 819; Alimov A.S., Bliznyuk U.A., Borshchovskaya P.U. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 6. P. 743.
9. Савельев В.И., Булатов А.А., Рыков Ю.А. Комбинированный способ стерилизации костных трансплантатов. Пат. РФ № 2356224, кл. А01N1/02. 2009.
10. Lei F., Truscott P.R. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2002. V. 49. No. 6. P. 2788.
11. Allison J. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2006. V. 53. No. 1. P. 270.
12. Allison J. Geant4 Developments and Applications // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2006. V. 53. No. 1. P. 270.
13. Singh R., Singh D., Singh A. // World J. Radiol. 2016. V. 8. No. 4. P. 355.
14. Черняев А.П. Радиационные технологии. Наука. Народное хозяйство. Медицина. М.: Изд-во Московского университета, 2019. 231 с.
15. Розанов В.В., Матвейчук И.В., Литвинов Ю.Ю. и др. // Биорадикалы и антиоксиданты. 2016. Т. 3. № 3. С. 229.

16. Розанов В.В., Матвейчук И.В., Черняев А.П., Николаева Н.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 10. С. 1415; Rozanov V.V., Matveychuk I.V., Chernyaev A.P., Nikolaeva N.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 10. P. 1311.
17. Черняев А.П., Розанов В.В., Беклемишев М.К. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 11. С. 1619; Chernyaev A.P., Rozanov V.V., Beklemishev M.K. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 11. P. 1380.

Model analysis of dose distribution in bone implant during radiation sterilization

V. V. Rozanov^{a, b, *}, A. O. Khutsistova^a, I. V. Matveychuk^b, A. P. Chernyaev^a

^a Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

^b Russian Institute of Medicinal and Aromatic Plants, Moscow, Russia

*e-mail: vrozanov@mail.ru

A simulation of the process of radiation treatment of a bone implant with a flux of gamma quanta and a beam of accelerated electrons was carried out by using of the GEANT4 software package. The data on the spatial distribution of the absorbed dose in the sample with the characteristics of the bone tissue, depending on the determining conditions of the radiation treatment process, were obtained.

УДК 539.144.3

СПЕКТРЫ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ НЕЙТРОН-ИЗБЫТОЧНЫХ ИЗОТОПОВ НИКЕЛЯ

© 2022 г. С. В. Сидоров^{1, 2, 3}, Д. С. Жуляева¹, Т. Ю. Третьякова^{1, 2, 3, *}¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, Москва, Россия²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”,
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия³Международная межправительственная организация
“Объединенный институт ядерных исследований”, Дубна, Россия

*E-mail: tretyakova@sinp.msu.ru

Поступила в редакцию 14.03.2022 г.

После доработки 08.04.2022 г.

Принята к публикации 22.04.2022 г.

Рассмотрены спектры нейтроноизбыточных изотопов $^{70-76}\text{Ni}$, в которых основная конфигурация определяется заполнением подоболочки $1g_{9/2}$. Проведен анализ зависимости порядка уровней мультиплета основного состояния (GSM) и расщепления мультиплета с сеньорити $\nu = 4$ от положения состояния $J = 2^+ (\nu = 2)$. В ряде исследуемых изотопов особенно низкое положение этого состояния приводит к инверсии уровней с одинаковым J^π и различным значением сеньорити ν .

DOI: 10.31857/S036767652208018X

ВВЕДЕНИЕ

Изотопы никеля, в первую очередь изотопы с нейтронным избытком, традиционно привлекают к себе особое внимание как с точки зрения теоретической, так и экспериментальной ядерной физики [1]. Изотопы в области ^{68}Ni имеют особенности оболочечной структуры и являются примером так называемого острова инверсии, подобно более изученному острову инверсии в области $N = 20$.

Исследование свойств ядер вблизи дважды магического ^{78}Ni имеет важнейшее значение не только с точки зрения изменений оболочечной структуры, но и с точки зрения ядерной астрофизики, поскольку эта область ядер является стартовой площадкой для g -процесса, ответственного за синтез ядер $Z > 26$. Вероятность синтеза ядер вдоль той или иной цепочки нейтрон-избыточных изотопов напрямую зависит от оболочечных структур ядер вдали от линии стабильности.

Изучение ^{78}Ni , а также детальная спектроскопия окружающих его изотопов входит в программу всех основных экспериментов нового поколения на радиоактивных пучках, таких как RIBF в

Японии, FRIB в США, FAIR в Германии. Существенный прогресс за два последних десятилетия достигнут в экспериментальном изучении цепочки нейтрон-избыточных изотопов никеля $^{70-76}\text{Ni}$ [2–10].

Мы рассматриваем спектры возбужденных состояний в нейтрон-избыточных изотопах никеля $^{70-76}\text{Ni}$ в простом феноменологическом подходе. Для описания части спектра с сеньорити $\nu = 2$ используется приближение δ -сил, при этом в качестве оценки расщепления мультиплета основного состояния (ground state multiplet, GSM) использована оценка энергии спаривания, основанная на массах соседних ядер [11]. Состояния с более высоким числом сеньорити рассчитываются с использованием генеалогических коэффициентов. Преимуществом данного подхода является прозрачность и отсутствие подгоночных параметров. Ранее в работах [12, 13] данная методика была использована нами для расчета спектров GSM $j = 9/2$ в цепочке изотопов $N = 50$ и для ядер в области ^{208}Pb , при этом было получено удовлетворительное описание состояний с высокими значениями J в мультиплетах с $\nu = 3$ и $\nu = 4$.

Таблица 1. Сложение угловых моментов для $j = 9/2$

ν	Полный момент J
0	0
1	$9/2$
2	2, 4, 6, 8
3	$3/2, 5/2, 7/2, 9/2, 11/2, 13/2, 15/2, 17/2, 21/2$
4	0, 2, 3, 4^2 , 5, 6^2 , 7, 8, 9, 10, 12
5	$1/2, 5/2, 7/2, 9/2, 11/2, 13/2, 15/2, 17/2, 19/2, 25/2$

МУЛЬТИПЛЕТ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ И МОДЕЛЬ СЕНЬОРИТИ

Как известно, в спектрах возбужденных состояний ряда четно-четных ядер наблюдаются характерные наборы энергетических уровней, обусловленных парным взаимодействием нуклонов на нижайшей подоболочке — мультиплет основного состояния. Для пары тождественных нуклонов в состоянии j уровни мультиплета с числом неспаренных нуклонов (или сеньорити ν), равным 2, имеют четные значения $J \leq 2j - 1$, характеризуются изоспином пары нуклонов $T = 1$ и суммарным спином $S = 0$. В модели сеньорити данный набор является вырожденным и отстоит от уровня с $\nu = 0 (J = 0)$ на энергию спаривания Δ_{NN} . В приближении δ -сил относительный сдвиг состояния с полным моментом J определяется соотношением [14]:

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

Зная величину энергии спаривания тождественных нуклонов $\Delta E_0 = \Delta_{NN}$, можно найти энергию всех уровней мультиплета E_J из соотношения:

$$E_J = \Delta_{NN} \left(1 - \frac{\Delta E_J}{\Delta E_0} \right). \quad (2)$$

Приведенная выше картина предусматривает описание ядра как систему из замкнутого дважды магического остова $(N - 2, Z)$ и двух валентных (внешних) нуклонов, например, нейтронов. В этом случае величину остаточного взаимодействия двух нейтронов $\Delta_{nn}(N, Z)$ можно оценить как [15]:

$$\begin{aligned} \Delta_{nn}(N, Z) &= (-1)^N [S_{nn}(N, Z) - 2S_n(N - 1, Z)] = \\ &= (-1)^N [B(N, Z) - 2B(N - 1, Z) + B(N - 2, Z)] = \\ &= (-1)^N [S_n(N, Z) - S_n(N - 1, Z)], \end{aligned} \quad (3)$$

где $B(N, Z)$ — энергия связи ядра. В случае протонов индексы n меняются на p и соотношение строится вдоль цепочки изотонов $N = \text{const}$. Данная простейшая оценка построена на экспериментальных значениях энергий связи трех соседних ядер. Вопрос о взаимосвязи энергии спаривания тождественных нуклонов и различных массовых соотношений, так или иначе связанных с четно-нечетным эффектом массовой поверхности, широко освещен в литературе, подробный анализ различных массовых соотношений, в которых для расчета используются данные трех и более ядер, ранее проведен нами в [16]. В настоящей работе для описания спектров нейтрон-избыточных изотопов никеля используется соотношение [17]

$$\begin{aligned} \Delta_{nn}^{(4)}(N) &= \frac{(-1)^N}{2} \times \\ &\times [-S_n(N + 1) + 2S_n(N) - S_n(N - 1)], \end{aligned} \quad (4)$$

являющееся усреднением $\Delta_{nn}(N, Z)$ для двух соседних ядер. Расчеты значений $\Delta_{nn}^{(4)}$ проведены на основе последних данных АМЕ2020 [18].

В экспериментальных спектрах четных нейтрон-избыточных изотопов Ni присутствует набор уровней, характерный для спаривания тождественных нуклонов с $j = 9/2$. Величины $\Delta_{\tau\tau}^{(4)}$ ($\tau = n, p$) соответствуют положению уровня 8^+ или лежат на 0–250 кэВ выше, причем не только в ^{70}Ni , структуру которого можно представить в виде пары нуклонов сверх замкнутого остова, но и в четных изотопах с большим числом валентных нуклонов.

Данная картина соответствует схеме сеньорити, в которой расщепление $\nu = 2$ остается постоянным на протяжении всего заполнения оболочек. В табл. 1 приведены возможные состояния J ядер с N валентными нуклонами на внешней подоболочке $j = 9/2$, ν из которых не спарены. С ростом j наборы значений J для $\nu > 2$ существен-

но усложняются: например, только часть мультиплета $\nu = 4$ включает 13 состояний.

В схеме сеньорити состояния с более высокими значениями ν также вырождены, вырождение снимается в результате расчетов, использующих в качестве базиса невырожденный набор уровней $\nu = 2$, либо найденный в результате модельных расчетов, либо использующий экспериментальные значения. При этом энергии состояний системы с тремя внешними нуклонами могут быть найдены с использованием соотношения:

$$E(J_3) = \sum_{J_2} \left[(jj)J_2 j J_3 \right] j^3 J_3^2 E(J_2), \quad (5)$$

где $\left[(jj)J_2 j J_3 \right] j^3 J_3$ – генеалогические коэффициенты, а суммирование включает все значения момента пары нуклонов J_2 с $\nu = 2$. Найденные спектры для системы трех нуклонов аналогичным образом могут быть использованы для расчета уровней системы четырех частиц, пяти частиц и т.д. итерационным методом [19]. Далее в своих расчетах мы использовали значения генеалогических коэффициентов Баймана–Ланде [20].

Схема сеньорити была построена Рака и Флауэрсом [21–23] для $j \leq 7/2$, для более высоких значений j сеньорити не сохраняется. При переходе к $j = 9/2$ в случае сеньорити $\nu = 4$ появляются пары состояний с $J^\pi = 4^+$ и $J^\pi = 6^+$, которые частично смешиваются с соответствующими состояниями $\nu = 2$. При этом остаются два выделенных состояния с $J^\pi = 4^+$ и $J^\pi = 6^+$, для которых сеньорити является хорошим квантовым числом для любого двухчастичного взаимодействия [24–27]. Аналитические и численные исследования данного вопроса показали, что в схеме генеалогических коэффициентов эти состояния воспроизводятся с точностью более 99% [28].

РЕЗУЛЬТАТЫ

Модель сеньорити в совокупности с приближением δ -сил спаривания была использована для описания мультиплетов основного состояния в изотопах никеля $^{70-76}\text{Ni}$, при этом в качестве замкнутого остова выступает магическое ядро ^{68}Ni . Ядра в данной области масс и с таким нейтронным избытком принято описывать в рамках многочастичной оболочечной модели для учета смешивания конфигураций, однако основной вклад вносят состояния $1g_{9/2}$.

Поэтому представляет определенный интерес рассмотрение цепочки нейтрон-избыточных изотопов никеля в приближении одночастичной оболочечной модели, в которой происходит по-

следовательное заполнение нейтронами внешней подоболочки $1g_{9/2}$.

Ранее в работе [29] мы уже описывали структуру мультиплета $\nu = 2$ в приближении δ -сил для изотопов $^{70,76}\text{Ni}$, в которых имеется два нуклона и две дырки на уровне $1g_{9/2}$ соответственно. Там же показали, что уровни 6^+ и 8^+ удовлетворительно воспроизводятся в приближении δ -сил спаривания, при этом завышены энергии уровней 4^+ на 250–300 кэВ и энергии уровней 2^+ на ~ 1 МэВ. Следует отметить, что в разложении остаточного взаимодействия по полиномам Лежандра

$$v(r_{12}) = \sum_l f_l(r_1, r_2) P_l(\cos \Theta_{12}) \quad (6)$$

в пределе δ -сил наибольшие значения f_l соответствуют большим значениям l :

$$f_l = \delta(r_1 - r_2) \frac{2l+1}{4\pi r_1^2}. \quad (7)$$

Члены с малыми значениями l являются дальнедействующими мультипольными силами, ответственными за коллективные эффекты [30]. Это подтверждается тем фактом, что в экспериментальных спектрах энергия первого состояния 2^+ часто соответствует половине энергии спаривания (энергетическая щель БКШ $\Delta_\tau = \Delta_{\tau\tau}/2$) при том, что в приближении δ -сил $E^*(2^+)/\Delta_\tau^{(4)} = 0.75$. В области средних и легких ядер положение 2^+ воссоздается за счет учета смешивания конфигураций, большую роль также играет фитирование значений матричных элементов к экспериментальным спектрам.

Сеньорити $\nu = 4$

Согласно модели сеньорити, спектр ядра ^{72}Ni с четырьмя нейтронами на $1g_{9/2}$ должен содержать набор уровней $\nu = 2$ (наблюдавшийся в ^{70}Ni), дополненный уровнями $\nu = 4$. По аналогии с ^{70}Ni , расчет в приближении δ -сил приводит к завышенному значению энергии состояния 2^+ (см. 1-ый спектр на рис. 1а). Соответственно, это приводит к смещению состояний 4_2^+ и 6_2^+ , наблюдавшихся в эксперименте (3-й спектр). Однако, если рассчитать уровни $J^\pi = 4^+, 6^+, 8^+$ на основе δ -взаимодействия, а уровень $J^\pi = 2^+$ взять, например, из экспериментальных данных, происходит смещение $4_2^+, 6_2^+$ вниз по энергии (2-й спектр). Более того, данное смещение настолько велико, что эти уровни оказываются ниже по энергии, чем $4_1^+, 6_1^+$ в приближении δ -сил спаривания. Иными словами, уровни $\nu = 4$ (отмеченные для всех расчетов

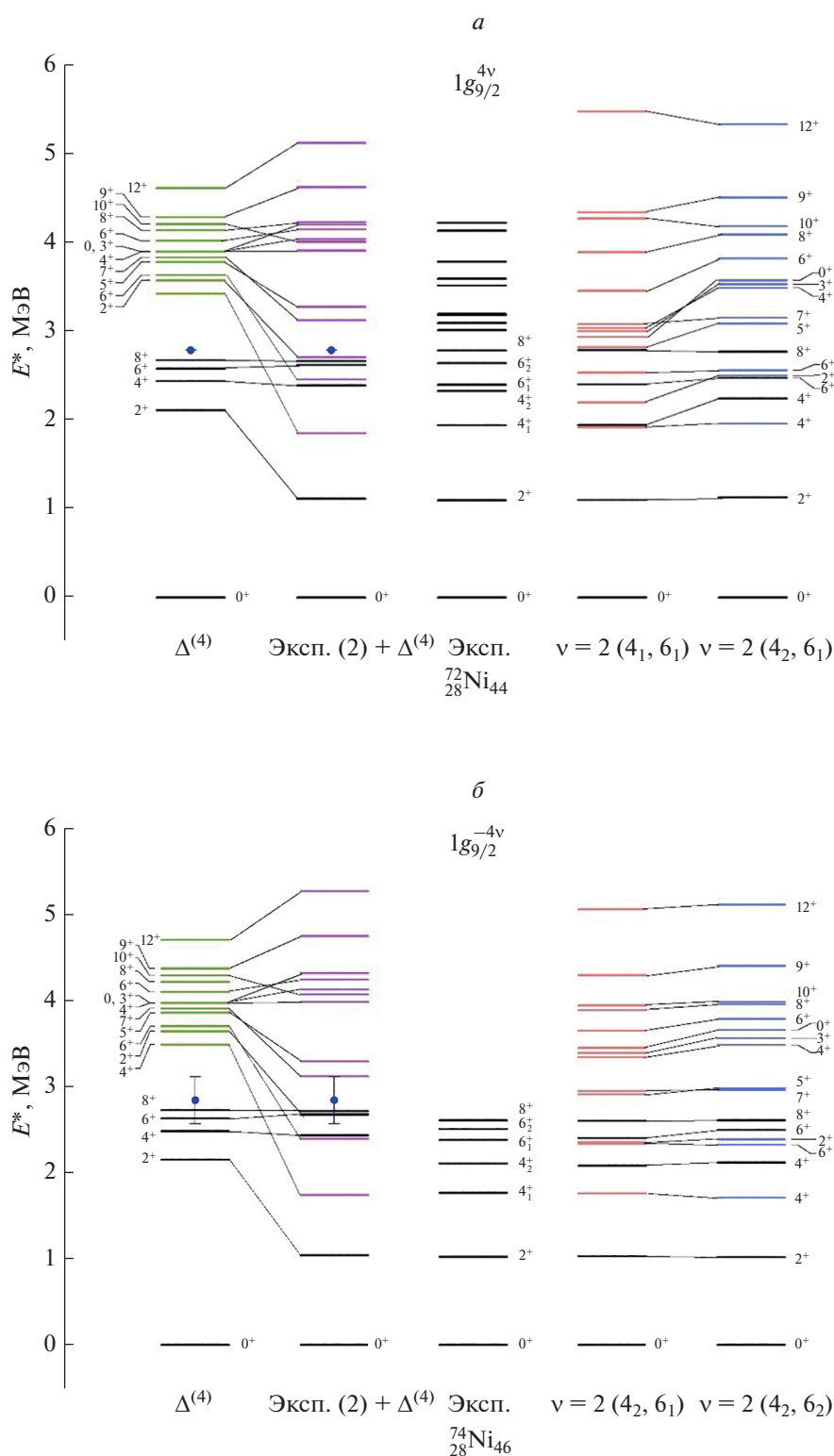


Рис. 1. Спектры $\nu = 2, 4$ для ${}^{72}\text{Ni}$ (*a*) и ${}^{74}\text{Ni}$ (*б*). Сверху указана основная конфигурация валентных нуклонов. Черным помечены уровни, которые мы идентифицировали в процессе расчетов как $\nu = 2$. Точками показана величина $\Delta_{nn}^{(4)}$. Экспериментальные данные взяты из [32].

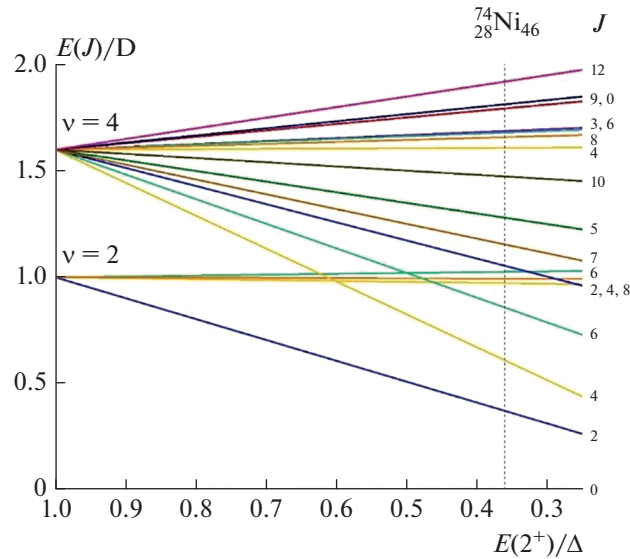


Рис. 2. Спектры сеньорити $\nu = 4$ в зависимости от энергии состояния 2^+ в спектре $\nu = 2$.

цветными линиями на рис. 1а) лежат ниже уровней $\nu = 2$, что отвечает аномальному порядку уровней с точки зрения модели сеньорити.

Для того, чтобы объективнее оценить, какие экспериментальные уровни (4_1^+ или 4_2^+ , 6_1^+ или 6_2^+) обладают природой $\nu = 2$ и $\nu = 4$, мы провели расчеты с всеми возможными комбинациями экспериментальных уровней $4_i^+, 4_j^+$ в спектре ^{72}Ni в качестве состояний $\nu = 2$. На рис. 1а в качестве примера 4-ым и 5-ым спектром приводятся расчеты, в которых за $\nu = 2$ брались уровни $4_1^+, 6_1^+$ и $4_2^+, 6_1^+$ соответственно. Из сопоставления с экспериментом можно заключить, что именно состояние 4_2^+ характеризуется сеньорити $\nu = 2$. И действительно, экспериментальные данные по распадам возбужденных состояний ^{72}Ni подтверждают этот факт. В то же время остается неясным, какое из состояний $6_{1,2}^+$ относится к набору уровней $\nu = 2$, поскольку оба расчета в целом воспроизводят положение этих уровней в экспериментальном спектре. Отдельно отметим, что от выбранного способа описания спектра $\nu = 2$ в GSM может сильно зависеть расщепление его части $\nu = 4$.

На рис. 1б показаны аналогичные расчеты для ядра ^{74}Ni (4 дырки на $1g_{9/2}$). Наши расчеты подтверждают такой же результат для уровней $4_{1,2}^+$: нижайшее состояние 4_1^+ — это состояние $\nu = 4$. Что касается состояний $J^\pi = 6^+$, то в спектре ^{74}Ni

еще труднее определить их порядок в силу их близости по энергии.

Как видно из расчетов для $\nu = 4$, полное расщепление GSM весьма чувствительно к положению 2^+ . Изменение расщепления мультиплета и его структуры в зависимости от соотношения энергии спаривания и энергии 2^+ $\nu = 2$ показано на схеме рис. 2. Наиболее сильно положение 2^+ влияет на 4^+ и 6^+ в спектре $\nu = 4$. Вторая пара $4^+, 6^+$ с $\nu = 4$ не зависит от уровней $\nu = 2$ и не меняет своего положения, как и 8^+ , что свидетельствует о том, что для этих уровней сеньорити является хорошим квантовым числом. Из состояний с нечетными моментами наименее чувствительным к положению 2^+ состояние 3^+ . Соотношение между энергией спаривания и энергией 2^+ влияет также на полное расщепление мультиплета и расщепление между 12^+ и 10^+ . Что касается структуры мультиплета, то видно, что в случае δ -сил для $j = 9/2$ соотношение $E^*(2^+)/\Delta_{\tau\tau} \approx 0.75$, порядок уровней сохраняется и все состояния $\nu = 4$ лежат выше энергии спаривания. В случае изотопов никеля это соотношение меньше 0.4 (0.39 для ^{72}Ni и 0.36 для ^{74}Ni) и в области спектра $\nu = 2$ находятся уже как уровень 4^+ , так и состояние 6^+ с $\nu = 4$ (см. рис. 2).

Сеньорити $\nu = 3$

Нечетный изотоп ^{71}Ni имеет три нуклона на подболочке $1g_{9/2}$. Спектр этого ядра содержит единственное состояние $\nu = 1$ — основное состояние ядра, а также набор уровней $\nu = 3$, энергии

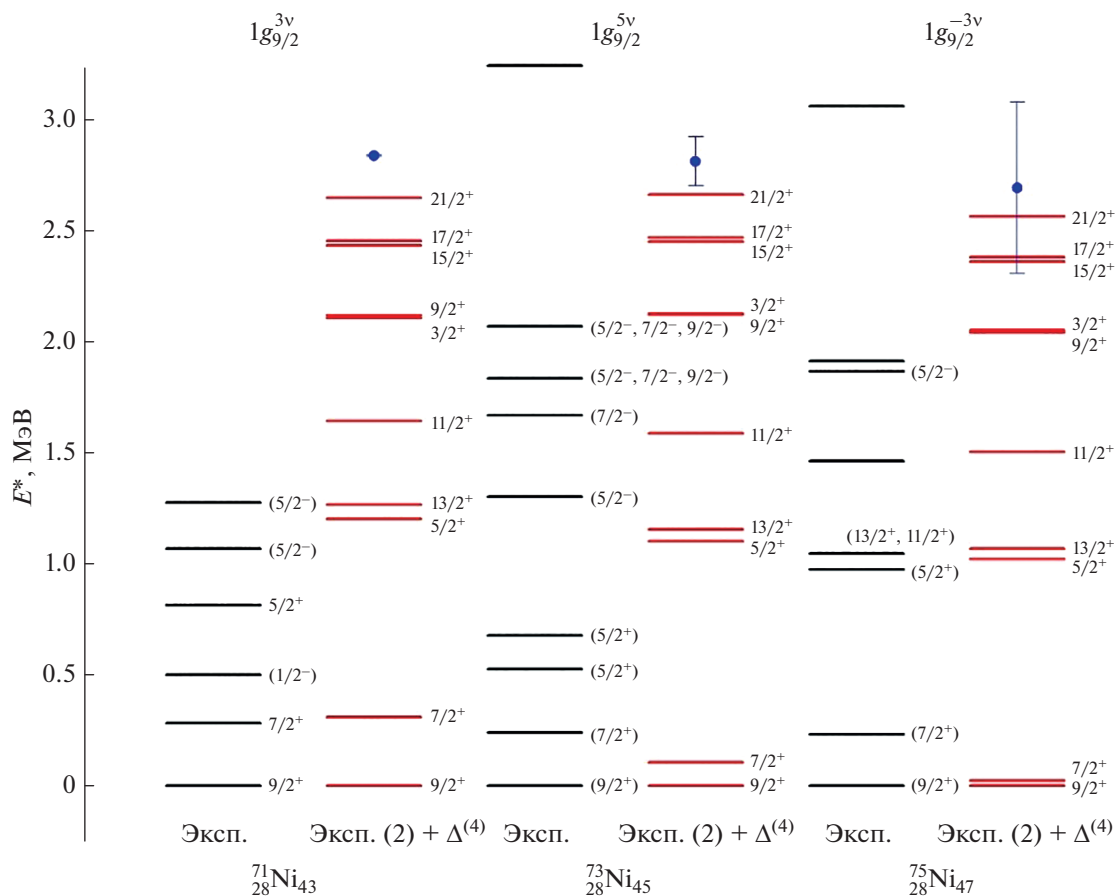


Рис. 3. Спектры $\nu = 3$ для $^{71}, ^{73}, ^{75}\text{Ni}$. Экспериментальные данные взяты из [8, 10, 32]. Обозначения см. на рис. 1.

которых можно рассчитать в рамках модели сеньорити на основе энергий уровней для системы из двух нуклонов на $j = 9/2$. Так же, как это было сделано в четных изотопах, энергии мультиплета $\nu = 2$ были найдены в приближении δ -сил спаривания. Поскольку в приближении δ -сил положение состояния 2^+ не отвечает экспериментальному значению, оно было взято из экспериментального спектра возбужденных состояний соседнего изотопа ^{70}Ni . Сопоставимость подобных расчетов с экспериментальными данными может служить критерием достоверности модели сеньорити вне зависимости от используемого приближения для остаточного взаимодействия (такой подход используется, например, в работах [24, 31]). Результаты расчетов представлены на рис. 3. Многие состояния лежат в области, в которой отсутствуют экспериментальные данные, однако можно выделить хорошее совпадение состояния $J^\pi = 7/2^+$ с экспериментом.

Аналогичные расчеты с использованием экспериментальных уровней 2^+ от ^{72}Ni и ^{74}Ni были сделаны для изотопов ^{73}Ni (хотя для системы из пяти нуклонов должны быть состояния $\nu = 1, 3, 5$, мы ограничились расчетом состояний $\nu = 1, 3$) и ^{75}Ni (три дырки на $1g_{9/2}$) соответственно. Таким образом, на рис. 3 можно наблюдать соответствие уровней $J^\pi = 5/2^+, 13/2^+$ для ядра ^{75}Ni . Данные нечетные изотопы лежат на границе существования ядер и на данный момент экспериментальные данные по их возбужденным состояниям только накапливаются, также стоит обратить внимание и на большие ошибки величин Δ_{nn} для $^{73}, ^{75}\text{Ni}$, что может существенно отражаться на результатах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Парные корреляции нуклонов оказывают существенное влияние на структуру атомных ядер. Структура мультиплета возбужденных состояний как одного из проявлений спаривания зависит от

ряда факторов, таких как форма остаточного нуклон-нуклонного взаимодействия, одночастичная структура ядра и его деформация. Тем не менее, даже упрощенная модель, не принимающая во внимание смешивание конфигураций и дальнедействующую часть взаимодействия нуклонов, позволяет получить наглядное представление о структуре низколежащих возбужденных состояний ядер с выделенной валентной подоболочкой.

В настоящей работе было использовано приближение δ -сил спаривания для описания положения возбужденных уровней с сеньорити $\nu = 2$ в изотопах $^{70-76}\text{Ni}$ с заполняемой подоболочкой $j = 9/2$. Показано, что расщепление GSM-мультиплета в исследуемых изотопах может быть описано на основе массовых соотношений, при этом в четных ядрах с ошибкой не более 0.1 МэВ воспроизводятся состояния $J^\pi = 6^+, 8^+ (\nu = 2)$ и с ошибкой не более 0.5 МэВ воспроизводится состояние $J^\pi = 4^+ (\nu = 2)$. Приближение δ -взаимодействия не позволяет корректно описывать положение состояния 2^+ в силу того, что для состояний с более низким моментом значительную роль играет смешивание конфигураций и коллективные моды, связанные с дальнедействующей частью взаимодействия нуклонов.

Корректный учет $J^\pi = 2^+ (\nu = 2)$ приводит к ряду интересных эффектов. Яркая зависимость расщепления спектра $\nu = 4$ от положения этого уровня приводит к смещению состояния 12^+ на 300–500 кэВ вверх по энергии в различных изотопах с четырьмя нуклонами/дырками на $j = 9/2$. Два состояния $J^\pi = 4^+, 6^+ (\nu = 4)$, напротив, сдвигаются вниз, причем этот сдвиг тем больше, чем ниже уровень $J^\pi = 2^+ (\nu = 2)$. Особенно яркое проявление такой зависимости наблюдается в изотопах $^{72, 74}\text{Ni}$, где особенно низкое положение 2_1^+ приводит к инверсии уровней 4^+ с различным числом сеньорити. Для квази-вырожденных состояний 6^+ порядок уровней менее очевиден и, вероятно, сеньорити в данном случае не является хорошим квантовым числом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Carlson J., Carpenter M., Casten R. et al. // Prog. Part. Nucl. Phys. 2017. V. 94. P. 68.
2. Grawe H., Górska M., Lipoglavšek M. et al. // Prog. Part. Nucl. Phys. 1997. V. 38. P. 15.
3. Grzywacz R., Béraud R., Borcea C. et al. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 766.
4. Sawicka M., Grzywacz R., Matea I. et al. // Phys. Rev. C. 2003. V. 68. Art. No. 044304.
5. Chiara C.J., Walters W.B., Stefanescu I. et al. // Phys. Rev. C. 2011. V. 84. Art. No. 037304.
6. Morales A.I., Benzoni G., Watanabe H. et al. // Phys. Rev. C. 2016. V. 93. Art. No. 034328.
7. Morales A.I., Benzoni G., Watanabe H. et al. // Phys. Lett. B. 2018. V. 781. P. 706.
8. Go S., Grzywacz R., Mazzocchi C. et al. // Phys. Rev. C. 2020. V. 102. Art. No. 044331.
9. Gottardo A., de Angelis G., Doornenbal P. et al. // Phys. Rev. C. 2020. V. 102. Art. No. 014323.
10. Eserig S., Morales A.I., Nishimura S. et al. // Phys. Rev. C. 2021. V. 103. Art. No. 064328.
11. Имашева Л.Т., Ишханов Б.С., Степанов М.Е. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 4. С. 564; Imasheva L.T., Ishkhanov B.S., Stepanov M.E. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. No. 4. P. 521.
12. Степанов М.Е., Имашева Л.Т., Ишханов Б.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 6. С. 697; Stepanov M.E., Imasheva L.T., Ishkhanov B.S. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No. 6. P. 697.
13. Stepanov M., Imasheva L., Ishkhanov B. et al. // EPJ Web Conf. 2018. V. 177. Art. No. 03004.
14. De Shalit A. // Phys. Rev. 1953. V. 91. P. 6.
15. Preston M.A. Physics of the nucleus. Mass.: Addison-Wesley Reading, 1962.
16. Ishkhanov B.S., Sidorov S.V., Tretyakova T.Yu. et al. // Chin. Phys. C. 2017. V. 41. Art. No. 094101.
17. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. Т. 1. М.: Мир, 1971.
18. Wang M., Huang W.J., Kondev F.G. et al. // Chin. Phys. C. 2021. V. 45. Art. No. 030003.
19. De-Shalit A., Talmi I. Nuclear shell theory. New York: Acad. Press, 1963.
20. Bayman B., Lande A. // Nucl. Phys. 1966. V. 77. P. 1.
21. Racah G. // Phys. Rev. 1942. V. 61. P. 186.
22. Racah G. // Phys. Rev. 1943. V. 63. P. 367.
23. Flowers B.H. // Proc. Royal. Soc. A. 1952. V. 212. P. 248.
24. Escuderos A., Zamick L. // Phys. Rev. C. 2006. V. 73. Art. No. 044302.
25. Zamick L. // Phys. Rev. C. 2007. V. 75. Art. No. 064305.
26. Van Isacker P., Heinze S. // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. Art. No. 052501.
27. Van Isacker P., Heinze S. // Ann. Phys. 2014. V. 349. P. 73.
28. Qi C. // Phys. Rev. C. 2011. V. 83. Art. No. 014307.
29. Жуляева Д.С., Сидоров С.В., Третьякова Т.Ю. // Учен. зап. физ. фак-та МГУ. 2021. № 3. С. 2130402.
30. Лэйн Э.М. Теория ядра. М.: Атомиздат, 1967.
31. Van Isacker P. // Int. J. Mod. Phys. E. 2011. V. 20. P. 191.
32. <https://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>.

Spectra of excited states of neutron-rich nickel isotopes**S. V. Sidorov^{a, b, c}, D. S. Zhulyaeva^a, T. Yu. Tretyakova^{a, b, c, *}**^a *Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*^b *Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*^c *Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia***e-mail: tretyakova@sinp.msu.ru*

We consider the spectra of neutron-rich isotopes $^{70-76}\text{Ni}$ in which the main configuration is determined by the filling of the subshell $1g_{9/2}$. An analysis is made of the dependence of the order of the levels of the ground state multiplet (GSM) and the splitting of the $\nu = 4$ seniority multiplet on the position of the state $J = 2 (\nu = 2)$. In several isotopes under study, a particularly low position of this state leads to level inversion with the same J^π and different seniority ν .

УДК 539.142

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГИЙ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СОСТОЯНИЙ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ЧЕТНОСТИ ЯДРА ^{156}Gd

© 2022 г. П. Н. Усманов^{1, *}, А. И. Вдовин², А. Н. Нишонов¹¹Наманганский инженерно-технологический институт, Наманган, Узбекистан²Международная межправительственная организация “Объединенный институт ядерных исследований”,
Лаборатория теоретической физики имени Н.Н. Боголюбова, Дубна, Россия*E-mail: usmanov1956.56@mail.ru

Поступила в редакцию 14.03.2022 г.

После доработки 08.04.2022 г.

Принята к публикации 22.04.2022 г.

В рамках феноменологической модели, учитывающей кориолисово взаимодействие состояний ротационных полос, исследуются свойства состояний отрицательной четности ядра. Рассматривается смешивание состояний октупольных полос на основаниях с ^{156}Gd . Рассматривается смешивание состояний октупольных полос на основаниях с $K^\pi = 0^-, 1^-$. Для вычисления энергий, волновых функций и вероятностей $E1$ -переходов получены аналитические выражения. Вычисленные значения энергий и отношений вероятностей $E1$ -переходов хорошо согласуются с экспериментом.

DOI: 10.31857/S0367676522080257

ВВЕДЕНИЕ

По совокупности экспериментальных данных можно предположить, что в ядре ^{156}Gd обнаружены все или почти все уровни до энергии возбуждения 2 МэВ. Соответствующие экспериментальные данные оценены и систематизированы в работе [1]. Экспериментально известны развитые ротационные полосы с положительной четностью. В работах [2–5] нами проведены теоретические исследования состояний положительной четности этого ядра и обсуждены эффекты неадиабатичности, проявляющиеся в энергиях и электромагнитных характеристиках состояний полос. В спектре ^{156}Gd выделены четыре ротационные полосы отрицательной четности с квантовыми числами оснований $K^\pi = 0^-, 1^-$ и 2^- . Нижайшая из указанных четырех полос – полоса с основанием $K^\pi = 1^-$ и энергией $E_x = 1.2425$ МэВ. Эта полоса прослежена до спина $I^\pi = 25^-$, в ней нарушена последовательность уровней с четными и нечетными спинами. Неадиабатичность видна также и в отношениях вероятностей $E1$ -переходов с уровнем этой полосы на уровне основной полосы. В полосе с $K^\pi = 0^-$ и энергией основания 1.3665 МэВ известны три уровня с $I^\pi = 1^-, 3^-, 5^-$. Две другие полосы построены на основаниях с

$K^\pi = 2^-$ и энергиями 1.7805 МэВ и 1.9342 МэВ, в них известны по три уровня: $I^\pi = 2^-, 3^-, 4^-$.

В работе [6] рассматривалось смешивание полос с $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-, 3^-$ и численным методом определены энергии, волновые функции состояний. Описаны энергии полосы $K^\pi = 1^-$ до спина $I^\pi = 13^-$ и изучены отношения вероятностей дипольных переходов. Экспериментально не были известны приведенные вероятности $E1$ -переходов из октупольных состояний на уровне основной полосы. Головная энергия $K^\pi = 1^-$ полосы более близка расположена к $K^\pi = 0^-$ полосе, чем $K^\pi = 2^-$. Поэтому в неадиабатичностях проявляющихся в состояниях $K^\pi = 1^-$ полосе, основную роль играет $K^\pi = 0^-$ полоса.

В настоящей работе для изучения свойств состояний отрицательной четности ядра ^{156}Gd предложена простая феноменологическая модель, которая учитывает смешивание состояний полос с $K^\pi = 0^-$ и 1^- . Получены аналитические выражения для расчета энергий и волновых функций ротационных уровней. Исследуются неадиабатические эффекты, проявляющиеся в энергиях и вероятностях $E1$ -переходов из октупольно-колебательных полос. Модель хорошо

описывает экспериментальные значения энергий. Нарушение четно-нечетной последовательности уровней в ротационной полосе с $K^\pi = 1^-$ и неадиабатичность в вероятностях $E1$ -переходов объясняются смешиванием состояний октупольных полос $K^\pi = 0^-$ и 1^- .

МОДЕЛЬ ЯДРА

Для изучения свойств низколежащих коллективных состояний в деформированных ядрах, гамильтониан ядра выбираем в следующем виде [7]

$$H = H_{rot}(I^2) + H_{KK'}(I), \tag{1}$$

где

$$H_{KK'}(I) = \omega_K \delta_{KK'} - \omega_{rot}(I)(j_x)_{KK'} \chi(I, K) \delta_{KK' \pm 1},$$

$$\chi(I, 0) = \frac{1}{2} [1 - (-1)^I]^{1/2}, \quad \chi(I, 1) = \left[1 - \frac{2}{I(I+1)} \right]^{1/2}, \tag{2}$$

$$\chi(I, 2) = \left[1 - \frac{6}{I(I+1)} \right]^{1/2}.$$

Здесь ω_K – энергия оснований ротационных полос, $\omega_{rot}(I)$ – угловая частота вращения остова, j_x – проекция внутреннего углового момента на ось x .

Волновую функцию ищем в виде:

$$|IMK\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \sum_{K'} \frac{\psi_{K'K}^I}{\sqrt{1+\delta_{K',0}}} \times \tag{3}$$

$$\times \left\{ D_{M,K'}^I(\theta) b_{K'}^+ + (-1)^{I+K'} D_{M,-K'}^I(\theta) b_{-K'}^+ \right\} |0\rangle,$$

где $\psi_{K'K}^I$ – коэффициент смешивания ротационных полос; $D_{MK'}^I$ – функция Вигнера; $b_{K'}^+$ – однофононные состояния, служащие основаниями полос отрицательной четности: $b_{\lambda=3K}^+ |0\rangle = b_{K'}^+ |0\rangle$ с $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$ и 3^- .

Решая уравнение Шрёдингера

$$(H_{Kv}(I) - \varepsilon_v(I)) \psi_{Kv}^I = 0 \tag{4}$$

определяем собственные значения энергии и волновые функции состояний отрицательной четности. Полная энергия состояния определяется формулой

$$E_v(I) = E_{rot}(I) + \varepsilon_v(I). \tag{5}$$

Энергию вращающегося остова $E_{rot}(I)$ определяем, используя параметризацию Харриса

$$E_{rot}(I) = \frac{1}{2} \mathfrak{S}_0 \omega_{rot}^2(I) + \frac{3}{4} \mathfrak{S}_1 \omega_{rot}^4(I), \tag{6}$$

$$\sqrt{I(I+1)} = \mathfrak{S}_0 \omega_{rot}^2(I) + \mathfrak{S}_1 \omega_{rot}^3(I), \tag{7}$$

где \mathfrak{S}_0 и \mathfrak{S}_1 – инерционные параметры вращающегося остова, которые определяются по наилучшему согласию энергий уровней основной полосы с экспериментом. Далее, используя найденные значения параметров \mathfrak{S}_0 и \mathfrak{S}_1 , находим частоту вращения остова $\omega_{rot}(I)$, решив кубическое уравнение (7). Действительное решение этого уравнения имеет вид:

$$\omega_{rot}(I) = \left\{ \frac{\sqrt{I(I+1)}}{2\mathfrak{S}_1} + \left[\left(\frac{\mathfrak{S}_0}{3\mathfrak{S}_1} \right)^3 + \frac{I(I+1)}{4\mathfrak{S}_1^2} \right]^{1/2} \right\}^{1/3} + \tag{8}$$

$$+ \left\{ \frac{\sqrt{I(I+1)}}{2\mathfrak{S}_1} - \left[\left(\frac{\mathfrak{S}_0}{3\mathfrak{S}_1} \right)^3 + \frac{I(I+1)}{4\mathfrak{S}_1^2} \right]^{1/2} \right\}^{1/3}.$$

ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ

Расчеты проводились для изотопа ^{156}Gd . Спектр возбужденных уровней этого ядра получен в реакции $(n, n' \gamma)$ [8]. Из двух полос с отрицательной четностью основание нижней полосы с $K^\pi = 1^-$ и энергией 1.2425 МэВ хорошо совпадает с рассчитанным в [9] коллективным октупольным состоянием. Будем рассматривать кориолисово смешивание состояний только известных из эксперимента полос с $K^\pi = 0^-$ и 1^- , что значительно упрощает теоретические расчеты. В этом случае для собственных значений энергии $\varepsilon(I)$ в уравнении (5) имеем следующую формулу:

$$\varepsilon(I)_{0,1} = \frac{\omega_0 + \omega_1}{2} \pm \sqrt{\frac{(\omega_0 - \omega_1)^2 + 4\omega_{rot}^2(I)(j_x)_{0,1}^2}{4}}. \tag{9}$$

При вычислении $E_{rot}(I)$ для инерционных параметров использовались значения $\mathfrak{S}_0 = 42.739 \hbar^2/\text{МэВ}$ и $\mathfrak{S}_1 = 131.59 \hbar^4/\text{МэВ}^3$, отличающиеся от значений, найденных по энергиям уровней основной полосы [2]. Наилучшее согласие вычисленных значений энергий с экспериментом получено при значениях $\omega_0 = 1.33 \text{ МэВ}$, $\omega_1 = 1.235 \text{ МэВ}$ и $(j_x)_{0,1} = 2.142$.

Рассчитанные энергии уровней представлены на рис. 1, где также приведены данные экспериментов. Кроме того, здесь же показаны состояния основной полосы ($K^\pi = 0_1^+$). Отметим, что в вычислениях энергий уровней основной полосы не учитывалось смешивание уровней основной полосы с другими полосами, т.е. на рисунке приведены адиабатические значения энергий состояний основной полосы. Как видно из рисунка, предложенная нами модель хорошо описывает экспериментальные энергии.

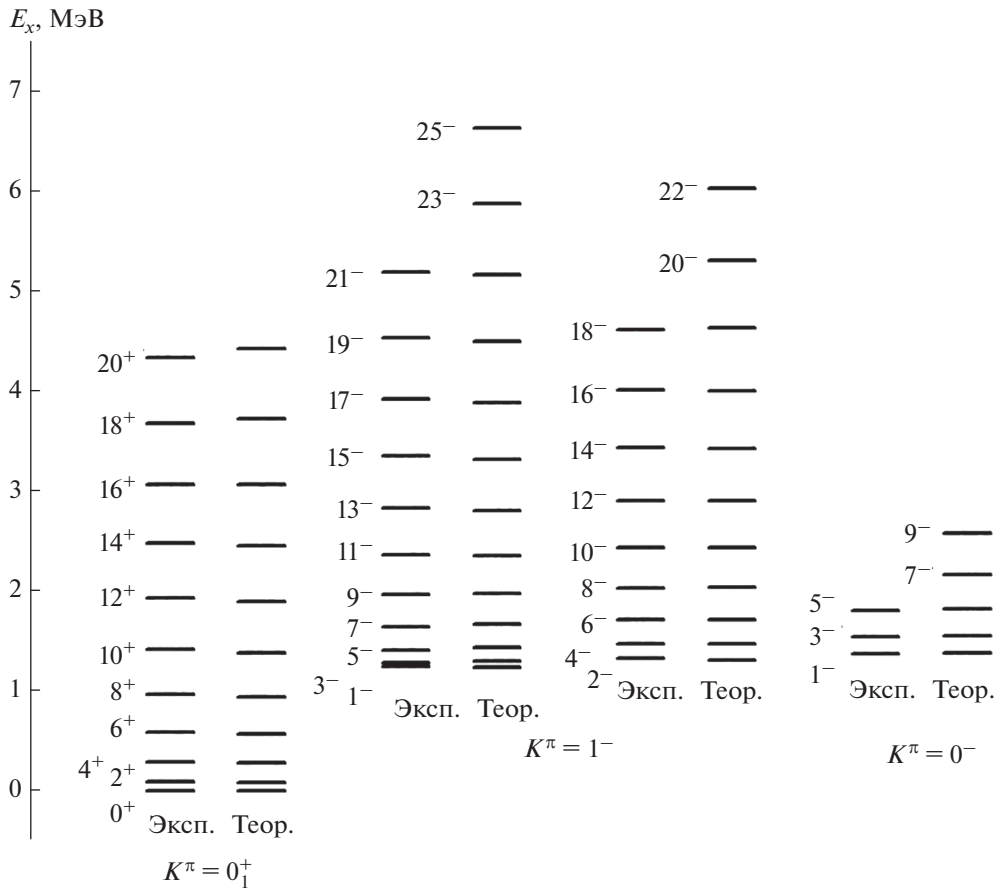


Рис. 1. Сравнение теоретических и экспериментальных значений энергий состояний основной полосы и полос отрицательной четности с $K^\pi = 0^-$ и 1^- .

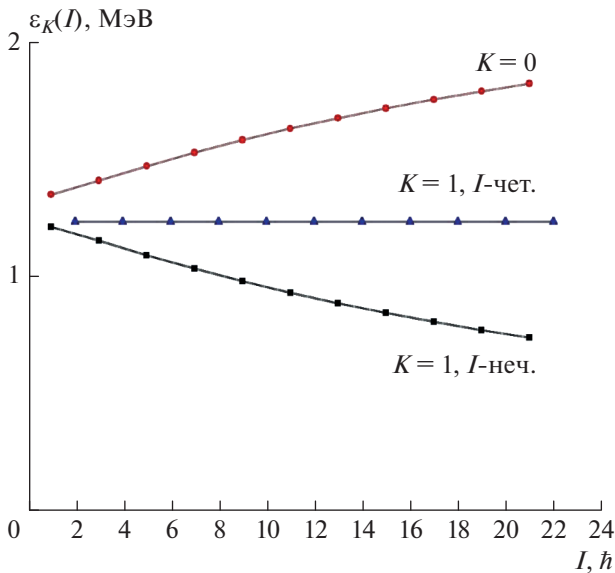


Рис. 2. Спиновая зависимость внутренней энергии $\epsilon_K(I)$.

На рис. 2 приведены зависимости внутренней энергии $\epsilon(I)$ состояний полос с $K^\pi = 1^-$ и $K^\pi = 0^-$ от спина I . Из рисунка видно, что внутренняя энергия $\epsilon(I)$ состояний с четными спинами полосы $K^\pi = 1^-$ является постоянной, т.е. не зависит от спина. Причина этого в том, что в нашей схеме они не смешиваются с состояниями полос с $K^\pi \geq 2^-$. С ростом углового момента увеличивается кориолисова взаимодействия между полосами, поэтому энергии нечетных состояний $K^\pi = 1^-$ и $K^\pi = 0^-$ полос сильнее отталкиваются друг от друга.

В адиабатическом приближении приведенные вероятности $E2$ переходов внутри ротационной полосы имеют следующий вид:

$$B(E2; IK \rightarrow (I - 2)K) = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 [C_{IK;20}^{I-2,K}]^2. \quad (10)$$

В табл. 1 представлены сравнения экспериментальных [10, 11] и вычисленных значений приведенных вероятностей $B(E2; Igr \rightarrow (I - 2)gr)$

внутриполосных переходов в основной полосе, которые дают хорошие согласия. Отметим, что в вычислениях $B(E2)$ внутренний квадрупольный момент был взят равным $Q_0 = 6.87$ барн [12].

В данной схеме для собственных функций состояний отрицательной четности с учетом взаимодействия Кориолиса имеем следующую формулу:

$$\psi'_{K,K'}(I) = \frac{\Phi'_{K,K'}}{\sqrt{\sum_{v=0}^1 [\Phi'_{K,v}]^2}}, \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} \Phi_{00} &= \omega_0 - \varepsilon_1(I), & \Phi_{11} &= -(\omega_1 - \varepsilon_0(I)), \\ \Phi_{01} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \omega_{rot}(I)(j_x)_{01}, & \Phi_{10} &= -\frac{1}{\sqrt{2}} \omega_{rot}(I)(j_x)_{01}. \end{aligned} \quad (12)$$

В (11) K и K' принимают значения 0 и 1.

На рис. 3 представлена структура состояний октупольной $K^\pi = 1^-$ полосы. Из рисунка видно, что даже при низких значениях спина кориолисово смешивание является заметным и больших значениях спина компоненты $\psi_{11}(I)$ и $\psi_{01}(I)$ имеют веса 60 и 40%, соответственно. Этот эффект должен проявляться в $E2$ -переходах внутри октупольных полос и $E1$ переходах из них на состояния основной полосы.

В рамках данной модели для вероятностей $E1$ -переходов из октупольных состояний на уровни основной полосы имеем:

$$\begin{aligned} B(E1; IK^\pi; (I \pm 1)gr) &= \\ &= [m_0 \psi'_{0K} C_{I0;10}^{(I \pm 1)0} - \sqrt{2} m_1 \psi'_{1K} C_{I1;1-1}^{(I \pm 1)0}]^2, \end{aligned} \quad (13)$$

где коэффициенты m_0 и m_1 – это матричные элементы перехода между внутренними волновыми функциями основной и октупольных полос (в данном случае полос в $K^\pi = 0^-, 1^-$), т.е. $m_K = \langle gr | M(E1) | K^- \rangle$.

Выписав явно выражения для коэффициентов Клебша–Гордана, получим:

$$B(E1; IK^\pi \rightarrow (I-1)gr) = \left\{ -m_0 \sqrt{\frac{I}{2I+1}} \psi'_{0K} - m_1 \sqrt{\frac{I+1}{2I+1}} \psi'_{1K} \right\}^2, \quad (14)$$

$$\begin{aligned} B(E1; IK^\pi \rightarrow (I+1)gr) &= \\ &= \left\{ m_0 \sqrt{\frac{I+1}{2I+1}} \psi'_{0K} - m_1 \sqrt{\frac{I}{2I+1}} \psi'_{1K} \right\}^2. \end{aligned} \quad (15)$$

Таблица 1. Приведенные вероятности $B(E2; Igr \rightarrow (I-2)gr)$ переходов в основной полосе ^{156}Gd ($e^2\text{б}^2$)

I	Эксп.	Настоящая работа
2	0.92(3) [14]	0.94
4	1.29(2) [14]	1.34
6	1.47(4) [14]	1.48
8	1.57(15) [13, 14]	1.55
10	1.59(9) [13, 14]	1.59
12	–	1.61
14	–	1.63

Отношения вероятностей $E1$ -переходов из октупольных состояний на уровни основной полосы имеют вид:

$$\begin{aligned} R_{IK} &= \frac{B(E1; IK \rightarrow (I+1)gr)}{B(E1; IK \rightarrow (I-1)gr)} = \\ &= \frac{|\psi'_{K,0}(I)\sqrt{I+1} - Z \cdot \psi'_{K,1}(I)\sqrt{I}|^2}{|\psi'_{K,0}(I)\sqrt{I} + Z \cdot \psi'_{K,1}(I)\sqrt{I+1}|^2}, \end{aligned} \quad (16)$$

где $Z = m_1/m_0$.

В табл. 2 представлены вычисленные значения отношений R_{IK} вероятностей $E1$ -переходов из состояний $K^\pi = 1^-$ полосы, которые сравниваются с экспериментальными данными [1, 13–17]. Экспериментальные значения отношений $R_{IK}^{\text{эксп}}$ отличаются от адиабатических значений R_{IK}^A в 1.5–2 раза. Кроме того, с ростом спина адиабатические значения увеличиваются, тогда как для

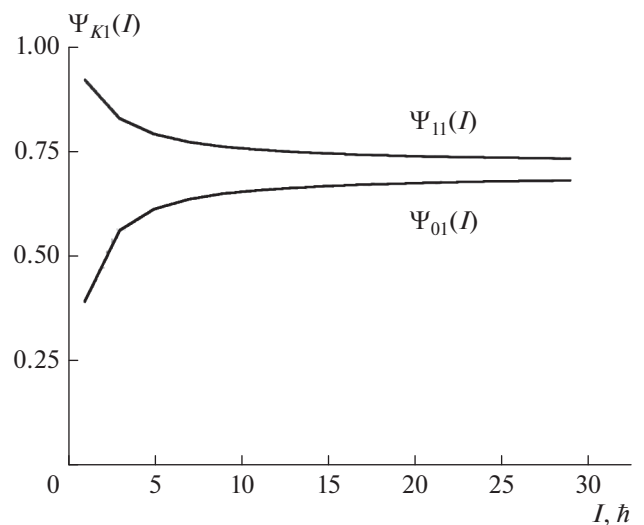


Рис. 3. Структура состояний $K^\pi = 1^-$ полосы.

Таблица 2. Теоретические и экспериментальные значения отношений $R_{JK} = B(E1; I^\pi K \rightarrow I_1^+ gr) / B(E1; I^\pi K \rightarrow I_2^+ gr)$ для $E1$ -переходов с уровней $K^\pi = 1^-$ полос на уровни основной полосы

$I^\pi K$	$I_1^+ gr$	$I_2^+ gr$	Эксп.	Теория	
				настоящая работа	правило Алаги
1 ⁻ 1	2 ⁺ gr	0 ⁺ gr	1.21(1) [1] 1.16(11) [16] 1.23(13) [9]	1.40	0.5
3 ⁻ 1	4 ⁺ gr	2 ⁺ gr	0.81(3) [1] 0.80(12) [15] 0.5 ^(+∞ -0.3) [17] 0.872(233) [18] 0.746(50) [19]	1.07	0.75
5 ⁻ 1	6 ⁺ gr	4 ⁺ gr	0.75(7) [1] 0.5(3) [17] 0.746(67) [19]	0.99	0.83
7 ⁻ 1	8 ⁺ gr	6 ⁺ gr	1.27(3) [1] 0.71(8) [17]	0.96	0.88
9 ⁻ 1	10 ⁺ gr	8 ⁺ gr	0.42 (18) [1] 0.43(12) [17]	0.93	0.90
11 ⁻ 1	12 ⁺ gr	10 ⁺ gr	0.63(7) [1]	0.92	0.92
13 ⁻ 1	14 ⁺ gr	12 ⁺ gr	—	0.91	0.93

Таблица 3. Приведенные вероятности $E1$ -переходов из состояний $K^\pi = 1^-$ полосы на состояния основной полосы (в ед. Вайскопфа W.u.)

$I_i^\pi K_i$	$I_f K_f$	$B(E1; I_i 1^- \rightarrow I_f gr)$ (W.u.)	
		эксп. [1]	$m_0 = 0.15$ $m_1 = 0.0056$
1 ⁻ 1	0 ⁺ gr	0.0018(7)	0.0015
1 ⁻ 1	2 ⁺ gr	0.0025 ⁺⁸ ₋₁₈	0.0020
3 ⁻ 1	2 ⁺ gr	0.00098(21)	0.0034
3 ⁻ 1	4 ⁺ gr	0.000777(16)	0.0037
2 ⁻ 1	2 ⁺ gr	<3.2 · 10 ⁻⁵	3.1 · 10 ⁻⁵
5 ⁻ 1	4 ⁺ gr	0.00085 ⁺¹⁵ ₋₆₉	0.0042
4 ⁻ 1	4 ⁺ gr	<4.0 · 10 ⁻⁵	3.1 · 10 ⁻⁵
5 ⁻ 1	6 ⁺ gr	0.00064 ⁺¹⁰ ₋₅₂	0.0042
7 ⁻ 1	6 ⁺ gr	—	0.0047
7 ⁻ 1	8 ⁺ gr	—	0.0045

экспериментальных значений R_{JK} видна обратная тенденция. Наши расчеты такое неадиабатическое поведение R_{JK} воспроизводят.

Вычисленные значения вероятностей $E1$ -переходов из состояний октупольных полос с $K^\pi = 1^-$ представлены в таблице 3 вместе с имеющимися экспериментальными данными [1]. Отметим, что вероятности $E1$ -переходов и их отношения вычислены при значениях $m_0 = 0.15\sqrt{W.u.}$ и $m_1 = 0.0056\sqrt{W.u.}$

В рамках используемой модели приведенные вероятности $E2$ -переходов внутри октупольных ротационных полос имеют следующий вид:

$$B(E2; IK \rightarrow I - 2K) = \frac{5}{16\pi} Q_0^2 \frac{3}{2(4I^2 - 1)} \times \left[\Psi'_{0K} \Psi'^{I-2}_{0K} \sqrt{I(I-1)} + \Psi'_{1K} \Psi'^{I-2}_{1K} \sqrt{(I-2)(I+1)} \right]^2. \tag{17}$$

На рис. 4 представлены вычисленные по формуле (17) значения приведенных вероятностей $E2$ -переходов внутри $K^\pi = 0^-$ и 1^- полосах, которые сравниваются с адиабатическими значениями. Из сравнения видно, что теоретические значения $B(E2)$ вычисленные с учетом кориолисова смешивания состояний отличаются от адиабатических значений. Учет смешивания полос приво-

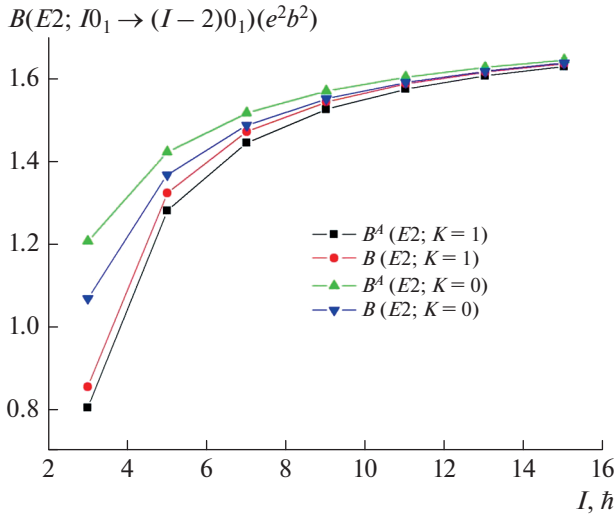


Рис. 4. Приведенные вероятности $E2$ -переходов внутри полос с $K^\pi = 1^-$ и 0^- . ($B^A(E2; K=1)$ – Адиабатические значения для $K^\pi = 1^-$ полосы; $B^A(E2; K=0)$ – адиабатические значения для $K^\pi = 0^-$ полосы; $B(E2; K=1)$ – вычисленные по формуле (17) для $K^\pi = 1^-$ полосы; $B(E2; K=0)$ – вычисленные по формуле (17) для $K^\pi = 0^-$ полосы).

дит к уменьшению $B(E2; I0^- \rightarrow (I-2)0^-)$ и увеличению $B(E2; I1^- \rightarrow (I-2)1^-)$. Это связано с тем, что учет взаимодействия полос приводит к увеличению энергий состояний $K^\pi = 0^-$ полосы (т.е. уменьшению эффективного момента инерции) и уменьшению энергий состояний полосы с $K^\pi = 1^-$ (т.е. увеличению эффективного момента инерции) (см. рис. 2). Полосы с большими моментами инерции имеют большие квадрупольные моменты Q_0 . Внутриполосные переходы прямо пропорциональны Q_0 [18]. К сожалению, для данных переходов отсутствуют экспериментальные данные. Поэтому было бы интересно экспериментально исследовать $E2$ -переходы внутри октупольных полос.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для изучения свойств октупольных состояний ядра ^{156}Gd предложена простая феноменологическая модель, которая учитывает смешивание состояний полос с $K^\pi = 0^-$ и 1^- . Получены аналитические выражения для расчета энергий и волновых функций ротационных уровней.

Наши расчеты, проведенные с учетом кориолисова смешивания состояний отрицательной четности полос с $K^\pi = 0^-$ и 1^- , удовлетворительно воспроизводят экспериментальные данные. Используемая модель качественно описывает нарушение четно-нечетной последовательности уровней в ротационной полосе $K^\pi = 1^-$. Показано, что эффект смешивания полос приводит к существенным отклонениям от адиабатичности у вероятностей $E2$ -переходов внутри $K^\pi = 0^-$ и 1^- полос и отношений приведенных вероятностей $E1$ -переходов $R_{IK} = B(E1; IK \rightarrow (I+1)gr)/B(E1; IK \rightarrow (I-1)gr)$ из состояний $K^\pi = 0^-$ и 1^- полос.

Проведенный расчет и анализ известных экспериментальных данных указывает: чтобы улучшить теоретическое описание эксперимента, необходимо учитывать смешивание состояний полос с $K^\pi \geq 2^-$. В ядре ^{156}Gd экспериментально известны две полосы с $K^\pi = 2^-$, но не обнаружены состояния с квантовой характеристикой $K^\pi = 3^-$ и не изучены внутриполосные переходы в октупольных полосах. Поэтому были бы интересны дополнительные экспериментальные и теоретические исследования для классификации высоколежащих уровней по K , где плотность состояний существенно высока.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Reich C.W. // Nucl. Data Sheets. 2012. V. 113. P. 2537.
2. Usmanov P.N., Yusupov E.K. // ИУМ Engin. J. 2021. V. 22. No. 1. P. 167.
3. Усманов П.Н., Вдовин А.И., Юсупов Э.К. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 10. С. 1423; Usmanov P.N., Vdovin A.I., Yusupov E.K. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 10. P. 1102.
4. Усманов П.Н., Вдовин А.И., Юсупов Э.К. // Сб. тезисов III Межд. науч. форума “Ядерн. наука и технологии” (Алматы, 2021). С. 67.
5. Михайлов И.Н., Усманов П.Н., Бриансон Ш. // ЯФ. 1991. Т. 54. С. 1239.
6. Громов К.Я., Усманов П.Н., Холматов А.Х. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 1993. Т. 57. С. 91.
7. Михайлов И.Н., Усманов П.Н., Бриансон Ш. // ЯФ. 1995. Т. 58. С. 1371.
8. Бондаренко В.А., Григорьев Е.П., Прокофьев П.Т. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1981. С. 2141.
9. Григорьев Е.П., Соловьев В.Г. Структура четных деформированных ядер. М.: Наука, 1974.
10. Sie S.H., Ward D., Geiger J.S. et al. // Nucl. Phys. 1977. V. A 291. P. 443.
11. Kearns F., Varley G., Dracoulis G.D. et al. // Nucl. Phys. 1977. V. A 278. P. 109.

12. Бегжанов Р.Б., Беленький В.М., Залюбовский И.И. Справочник по ядерной физике. Ташкент: Фан, 1989.
13. Backlin A., Hedin G., Fogelberg B. et al. // Nucl. Phys. 1982. V. A 380. P. 189.
14. McMillan D.J., Hamilton J.H., Pinajian J.J. // Phys. Rev. 1971. V. C 4. P. 542.
15. Konijn J., Be Boer F.W.N., Van Poelgeest A. et al. // Nucl. Phys. 1981. V. A352. P. 191.
16. McGowan F.K., Milner W.T. // Phys. Rev. 1981. V. C 23. P. 1926.
17. McGowan F.K. // Phys. Rev. 1981. V. 24. P. 1803.
18. Okhunov A.A., Hasan Abu Kassim, Usmanov Ph.N. // Sains Malays. 2011. V. 40. No. 1. P. 13.

Investigation of the energies and electrical characteristics of the states of negative parity of the ^{156}Gd nucleus

P. N. Usmanov^{a, *}, A. I. Vdovin^b, A. N. Nishonov^a

^a *Namangan Engineering-Technological Institute, Namangan, 160115 Uzbekistan*

^b *Joint Institute for Nuclear Research, Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, Dubna, 141980 Russia*

*e-mail: usmanov1956.56@mail.ru

Within the framework of a phenomenological model, that considers the Coriolis interaction of the rotational band states, the negative parity states of the ^{156}Gd nucleus are studied. Mixing of octupole band states built on $K^\pi = 0^-, 1^-$ is considered. Analytical expressions for calculation of the energies, wavefunctions and $E1$ transition probabilities are obtained. The calculated values of the energies and probability ratios of $E1$ transitions are in a good agreement with the experiment.

УДК 539.144

СТАБИЛЬНОСТЬ ЛЕГКИХ ЭКЗОТИЧЕСКИХ Λ -ГИПЕРЯДЕР С НЕСВЯЗАННЫМ НУКЛОННЫМ ОСТОВОМ

© 2022 г. С. В. Сидоров^{1, 2, 3, *}, А. С. Корнилова¹, Д. Е. Ланской¹, Т. Ю. Третьякова^{1, 2, 3}

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, физический факультет, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”,
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

³Международная межправительственная организация
“Объединенный институт ядерных исследований”, Дубна, Россия

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

Поступила в редакцию 14.03.2022 г.

После доработки 08.04.2022 г.

Принята к публикации 22.04.2022 г.

Структура легких Λ -гиперядер с протонным избытком рассмотрена в рамках подхода Хартри–Фока с эффективным потенциалом Скирма. Показано, что гиперядро ${}^9_{\Lambda}\text{C}$ является связанным, в отличие от своего нуклонного остова ${}^8\text{C}$. Протон-избыточные гиперядра бора, азота и кислорода с несвязанными нуклонными остовами остаются несвязанными.

DOI: 10.31857/S0367676522080191

ВВЕДЕНИЕ

С точки зрения физики барионных систем со странностью гиперядра с протонным или нейтронным избытком представляют особый интерес. Такого рода системы на данный момент весьма скупо изучены в эксперименте, определенные надежды по их получению можно возложить на реакции с тяжелыми ионами, например в рамках экспериментов на NICA в Объединенном институте ядерных исследований [1]. Свойства экзотических гиперядер могут быть весьма интересны с точки зрения изучения деталей нуклон-нуклонного и гиперон-нуклонного взаимодействий. В частности, это относится к зависимости гиперон-нуклонных сил от барионной плотности, которая играет важную роль в моделировании нейтронных звезд при высоких плотностях, а также к нарушению зарядовой симметрии, что может существенно отразиться на структуре гиперядер с нейтронным или протонным избытком [2–5]. Благодаря связывающей роли Λ -гиперона существует вероятность сделать более стабильными слабосвязанные системы на границе существования ядер и даже получить стабильные гиперядра несвязанным ядерным остовом.

Мы рассматриваем протон-избыточные гиперядра $5 \leq Z \leq 8$ с нуклонным остовом за границей существования ядер. Согласно современным экспериментальным данным, в области протонного избытка граница существования обычных ядер лежит за связанными изотопами ${}^8\text{B}$, ${}^9\text{C}$, ${}^{12}\text{N}$ и ${}^{13}\text{O}$. Благодаря притягивающему характеру ΛN -взаимодействия добавление Λ -гиперона к этим ядрам очевидно приводит к образованию связанных гиперядер. Более интересны с этой точки зрения гиперядра ${}^8_{\Lambda}\text{B}$, ${}^9_{\Lambda}\text{C}$, ${}^{12}_{\Lambda}\text{N}$ и ${}^{13}_{\Lambda}\text{O}$, имеющие несвязанный нуклонный остов. Основная цель нашей работы – определить границы существования связанных протон-избыточных гиперядер с $5 \leq Z \leq 8$.

МЕТОД СКИРМА–ХАРТРИ–ФОКА ДЛЯ ГИПЕРЯДЕР

Структура исследуемых гиперядер рассмотрена в приближении Хартри–Фока с использованием эффективных потенциалов в форме сил Скирма, при этом нуклон-нуклонные (NN) [6] и гиперон-нуклонные (ΛN) [7] взаимодействия записываются в стандартном виде:

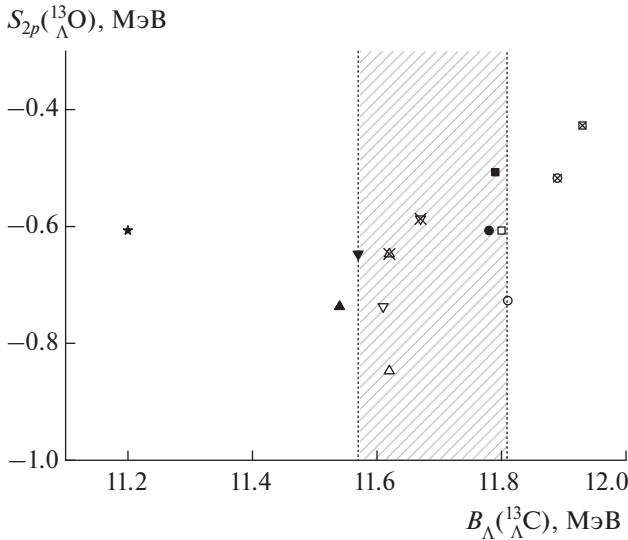


Рис. 1. Энергия отделения двух протонов S_{2p} в ${}^{13}_{\Lambda}O$ в зависимости от энергии связи гиперона $B_{\Lambda}({}^{13}_{\Lambda}C)$ для различных параметризаций NN и ΛN взаимодействий. Штрихованная область соответствует экспериментальному значению $B_{\Lambda}({}^{13}_{\Lambda}C) = 11.69 \pm 0.12$ МэВ. Закрашенные, пустые и перечеркнутые точки отвечают NN-взаимодействиям SLY4, SkM*, SIII соответственно. Различные формы точек отвечают различным ΛN -взаимодействиям: \blacksquare – SLL4', \blacktriangle – LY1, \blacktriangledown – LY5r, \bullet – SLL4, \star – YBZ5.

$$\begin{aligned}
 V_{NN}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) &= t_0(1 + x_0 P_{\sigma})\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + \\
 &+ \frac{1}{2}t_1(1 + x_1 P_{\sigma}) \times \left[\mathbf{k}'^2 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \mathbf{k}^2 \right] + \\
 &+ t_2(1 + x_2 P_{\sigma}) \mathbf{k}' \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \mathbf{k} + \\
 &+ \frac{1}{6}t_3(1 + x_3 P_{\sigma}) \rho^{\alpha}(\mathbf{R}) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + \\
 &+ iW_0 \sigma[(\mathbf{k}' \times \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \mathbf{k})], \\
 V_{\Lambda N}(\mathbf{r}_q, \mathbf{r}_{\Lambda}) &= t_0^{\Lambda} (1 + x_0^{\Lambda} P_{\sigma}) \delta(\mathbf{r}_N - \mathbf{r}_{\Lambda}) + \\
 &+ \frac{1}{2}t_1^{\Lambda} \left[\mathbf{k}'^2 \delta(\mathbf{r}_N - \mathbf{r}_{\Lambda}) + \delta(\mathbf{r}_N - \mathbf{r}_{\Lambda}) \mathbf{k}^2 \right] + \\
 &+ t_2^{\Lambda} \mathbf{k}' \delta(\mathbf{r}_N - \mathbf{r}_{\Lambda}) \mathbf{k} + \frac{3}{8}t_3^{\Lambda} (1 + x_3^{\Lambda} P_{\sigma}) \rho^{\gamma}(\mathbf{R}) \delta(\mathbf{r}_N - \mathbf{r}_{\Lambda}).
 \end{aligned}$$

Здесь $t_0 \dots t_3, x_0 \dots x_3, \alpha, W_0$ – параметры NN-взаимодействия, $t_0^{\Lambda} \dots t_3^{\Lambda}, x_0^{\Lambda}, x_3^{\Lambda}, \gamma$ – параметры ΛN -взаимодействия, P_{σ} – оператор перестановки спинов, оператор импульса относительного движения \mathbf{k} действует на правую обкладку матричного элемента, а \mathbf{k}' – на левую, $\rho(\mathbf{R}) = \rho((\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2)$ – плотность нуклонов.

Различные комбинации параметризаций нуклон-нуклонного и гиперон-нуклонного сил, от-

ражающие различные свойства взаимодействий, приводят к достаточно удовлетворительному описанию известных энергий связи Λ -гиперона $B_{\Lambda}({}^A_{\Lambda}Z) = B({}^AZ) - B({}^{A-1}Z)$ в легких гиперядрах.

Чтобы проверить, связано ли данное гиперядро относительно испускания одного или двух протонов, необходимо определить соответствующие значения энергий отделения протонов. Следует отметить, что наш подход чрезмерно связывает протон-избыточные гиперядра. В частности, все нуклонные остовы гиперядер, рассмотренные в нашей работе, (${}^7B, {}^8C, {}^{11}N$ и ${}^{12}O$) в данном подходе оказываются связанными. Это одна из причин, почему мы напрямую не определяем энергии отделения протонов. С другой стороны, энергии связи гиперонов, основанные на разности энергий связи, с достаточной точностью согласуются с имеющимися данными [8]. Энергия отделения протона S_p (или двух протонов S_{2p}) в гиперядре рассчитывается следующим образом:

$$S_p({}^AZ) = S_p({}^{A-1}Z) + B_{\Lambda}({}^AZ) - B_{\Lambda}({}^{A-1}(Z-1)), \quad (1)$$

$$\begin{aligned}
 S_{2p}({}^AZ) &= S_{2p}({}^{A-1}Z) + B_{\Lambda}({}^AZ) - \\
 &- B_{\Lambda}({}^{A-2}(Z-2)). \quad (2)
 \end{aligned}$$

Важно, что значения $S_p({}^{A-1}Z)$ или $S_{2p}({}^{A-1}Z)$ мы всегда берем из эксперимента, в то время как для энергии связи гиперона B_{Λ} при отсутствии экспериментальных данных используется модельная оценка, полученная в методе Скирма–Хартри–Фока.

РЕЗУЛЬТАТЫ

При выборе тех или иных параметризаций взаимодействия Скирма мы в первую очередь руководствовались качеством описания экспериментальных значений энергии связи гиперона в легких гиперядрах. Такие наборы параметров NN-взаимодействия, как SLY4 [9], SkM* [10] и SkIII [11] активно используются в научной литературе и достаточно адекватно описывают характеристики легких ядер. В качестве ΛN сил мы используем параметризации SLL4, SLL4' [12], LY1 [13], LY5r [14], а также YBZ5 [15].

На рис. 1 показаны значения энергии отделения двух протонов S_{2p} для гиперядра ${}^{13}_{\Lambda}O$. Известно, что его нуклонный остов ${}^{12}O$ не стабилен относительно испускания двух протонов с энергией отделения $S_{2p} = -1.638$ МэВ [16], следовательно, гиперядро ${}^{13}_{\Lambda}O$ должно распадаться аналогичным образом. Точки на рисунке относятся к различным комбинациям скирмовских параметризаций NN и ΛN -взаимодействий. Значения S_{2p} представлены в зависимости от энергии связи гиперо-

на B_Λ в соседнем гиперядре $^{13}_\Lambda\text{C}$. Сравнение расчетных значений с экспериментальной величиной $B_\Lambda = 11.69 \pm 0.12$ МэВ [18] показывает, что большинство рассмотренных параметризаций приводят к достаточно реалистичным оценкам энергии связи гиперона. Поскольку все полученные значения S_{2p} лежат ниже нуля, можно с уверенностью заключить, что $^{13}_\Lambda\text{O}$ не связан. Аналогичное рассмотрение гиперядер $^8_\Lambda\text{B}$ and $^{12}_\Lambda\text{N}$ показывает, что эти гиперядра также должны распадаться с испусканием одного протона.

Гиперядро $^9_\Lambda\text{C}$ представляет особый интерес благодаря уникальному соотношению протонов и нейтронов 3 : 1 – столь значительным протонным избытком не обладает ни одно из ядер или гиперядер. Его нуклонный остов распадается с испусканием четырех протонов в результате двухступенчатого процесса: $^8\text{C} \rightarrow ^6\text{Be} + 2p$, $^6\text{Be} \rightarrow ^4\text{He} + 2p$. В отличие от ^6Be , $^7_\Lambda\text{Be}$ является связанным гиперядром, что означает, что для $^9_\Lambda\text{C}$ основным каналом распада должно быть испускание двух протонов: $^9_\Lambda\text{C} \rightarrow ^7_\Lambda\text{Be} + 2p$. Если этот канал закрыт, то реакция испускания четырех протонов $^9_\Lambda\text{C} \rightarrow ^5\text{He} + 4p$ тем более будет запрещена. Таким образом, мы рассматриваем величину именно $S_{2p}(^8\text{C})$. Значения $S_{2p}(^8\text{C})$ и $B_\Lambda(^7_\Lambda\text{Be})$, необходимые для расчетов по формуле (2) известны из эксперимента ($S_{2p}(^8\text{C}) = -2.14$ МэВ [16], $B_\Lambda(^7_\Lambda\text{Be}) = 5.16$ МэВ [17]), таким образом мы получаем модельные оценки только для $B_\Lambda(^9_\Lambda\text{C})$.

На рис. 2 показаны рассчитанные значения $S_{2p}(^9_\Lambda\text{C})$ в зависимости от B_Λ в соседних гиперядрах $^9_\Lambda\text{B}$ и $^9_\Lambda\text{Li}$. Левый и правый символ в каждой паре значений относится к энергиям связи гиперона $B_\Lambda(^9_\Lambda\text{B})$ и $B_\Lambda(^9_\Lambda\text{Li})$, соответственно. Две заштрихованные области показывают коридоры, соответствующие экспериментальным значениям $B_\Lambda(^9_\Lambda\text{B})$ и $B_\Lambda(^9_\Lambda\text{Li})$. Видно, что рассмотренные параметризации взаимодействий в большинстве приводят к заниженным значениям энергии связи гиперона $B_\Lambda(^9_\Lambda\text{B})$ и $B_\Lambda(^9_\Lambda\text{Li})$ (экспериментальные данные из работы [17]). Однако, чем лучше описание экспериментальных значений $B_\Lambda(^9_\Lambda\text{B})$ и $B_\Lambda(^9_\Lambda\text{Li})$, тем выше значение энергии отделения двух протонов $S_{2p}(^9_\Lambda\text{C})$, что указывает на ее поло-

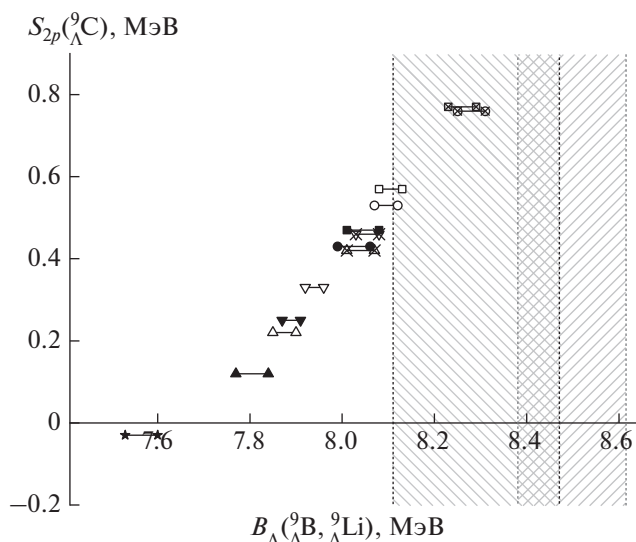


Рис. 2. Энергия отделения двух протонов S_{2p} в $^9_\Lambda\text{C}$ в зависимости от энергии связи гиперона B_Λ в гиперядрах $^9_\Lambda\text{B}$ и $^9_\Lambda\text{Li}$. В каждой паре левый и правый символ показывают $B_\Lambda(^9_\Lambda\text{B})$ и $B_\Lambda(^9_\Lambda\text{Li})$ соответственно. Две штрихованные области соответствуют экспериментальным значениям $B_\Lambda(^9_\Lambda\text{B}) = 8.29 \pm 0.18$ МэВ и $B_\Lambda(^9_\Lambda\text{Li}) = 8.50 \pm 0.12$ МэВ. Обозначения как на рис. 1.

жительное значение: $S_{2p}(^9_\Lambda\text{C}) > 0$. Тем самым можно утверждать, что гиперядро $^9_\Lambda\text{C}$ является связанным.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках подхода Скимма–Хартри–Фока рассмотрены характеристики легких Λ -гиперядер с протонным избытком и сделаны предсказания относительно стабильности гиперядер с $5 \leq Z \leq 8$. Реалистичность данных предсказаний базируется на адекватном описании энергий связи Λ -гиперона в легких гиперядрах, которая может быть использована в расчетах энергий отделения одного или двух протонов. Показано, что гиперядро $^9_\Lambda\text{C}$ является связанным, что делает его единственным нуклидом с тройным перевесом числа протонов над нейтронами. Остальные рассмотренные гиперядра $^8_\Lambda\text{B}$, $^{12}_\Lambda\text{N}$ и $^{13}_\Lambda\text{O}$ нестабильны по отношению к испусканию протонов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Rappold C., Lopez-Fidalgo J.* // Phys. Rev. C. 2016. V. 94. Art. No. 044616.

2. *Tretyakova T., Lanskoj D.* // Eur. Phys. J. A. 1999. V. 5. P. 391.
3. *Gal A.* // Phys. Lett. B. 2015. V. 744. P. 352.
4. *Achenbach P.* // Few-Body Syst. 2017. V. 58. P. 1.
5. *Botta E., Bressani T., Felicielo A.* // Nucl. Phys. A. 2017. V. 960. P. 165.
6. *Vautherin D., Brink D.* // Phys. Rev. C. 1972. V. 5. P. 626.
7. *Rayet. M.* // Nucl. Phys. A. 1981. V. 367. No. 3. P. 381.
8. *Sidorov S., Lanskoj D., Tretyakova T.* // Proc. LXX Int. Conf. "NUCLEUS-2020" (St Petersburg, 2020). P. 40.
9. *Chabanat E., Bonche P., Haensel P. et al.* // Nucl. Phys. A. 1998. V. 635. P. 231.
10. *Bartel J., Quentin P., Brack M. et al.* // Nucl. Phys. A. 1982. V. 386. P. 79.
11. *Beiner M., Flocard H., Van Giai N. et al.* // Nucl. Phys. A. 1975. V. 238. P. 29.
12. *Schulze H.-J., Hiyama E.* // Phys. Rev. C. 2014. V. 90. Art. No. 047301.
13. *Lanskoj D., Yamamoto Y.* // Phys. Rev. C. 1997. V. 55. P. 2330.
14. *Zhang Y., Sagawa H., Hiyama E.* // Phys. Rev. C. 2021. V. 103. Art. No. 034321.
15. *Yamamoto Y., Bandō H., Žofka J.* // Prog. Theor. Phys. 1988. V. 80. P. 757.
16. *Wang M., Huang W.J., Kondev F.G. et al.* // Chin. Phys. C. 2021. V. 45. Art. No. 030003.
17. *Gal A., Hungerford E., Millener D.* // Rev. Mod. Phys. V. 88. Art. No. 035004.

Stability of light exotic Λ -hypernuclei with unstable cores

S. V. Sidorov^{a, b, c, *}, A. S. Kornilova^a, D. E. Lanskoj^a, T. Yu. Tretyakova^{a, b, c}

^a Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

^b Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

^c Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia

*e-mail: sv.sidorov@physics.msu.ru

The structure of light proton-rich Λ -hypernuclei is addressed in the framework of the Hartree–Fock approach with effective potentials in the Skyrme form. We argue that the ${}^9_{\Lambda}\text{C}$ hypernucleus is bound contrary to its nuclear core ${}^8\text{C}$. Proton-rich boron, nitrogen, and oxygen hypernucleus with unstable cores are shown to remain unbound.

УДК 539.1+61

РАЗРАБОТКА МЕТОДА КОНТРОЛЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДОЗЫ В ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ НА ПУЧКАХ ФОТОНОВ

© 2022 г. А. Г. Синельников¹ *, А. П. Черняев¹, А. А. Щербаков¹, С. А. Золотов¹, Е. Н. Лыкова¹¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова», физический факультет, Москва, Россия

*E-mail: sinelnikov1995@gmail.com

Поступила в редакцию 14.03.2022 г.

После доработки 08.04.2022 г.

Принята к публикации 22.04.2022 г.

Представлены новые результаты исследования, направленного на разработку метода модернизации действующих медицинских ускорителей электронов, который может стать способом оценки в режиме реального времени дозового распределения в теле пациента при облучении. Обоснована идея создания математической модели, позволяющей по распределению возникающих в процессе облучения аннигиляционных фотонов оценить распределение поглощенной дозы в исследуемом участке тканей.

DOI: 10.31857/S036767652208021X

ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на распространение применения достижений ядерной физики в медицине, приведшее к созданию и активному использованию установок для лучевой терапии (гамма-нож, кибер-нож, томотерапия), а также установок для лучевой диагностики (компьютерная томография (КТ), однофотонная эмиссионная компьютерная томография (ОФЭКТ), позитрон-эмиссионная томография (ПЭТ), магнитно-резонансная томография (МРТ), остается актуальной задача поиска новых методов, направленных на повышение качества оказываемого лечения.

Наравне с развитием радиационных технологий в лучевой терапии важно развитие дозиметрических технологий. В связи с необходимостью облучения пациентов ионизирующим излучением при проведении лучевой терапии, требуется особый подход к их радиационной защите. В медицине требуется управлять дозой у пациента так, чтобы она была соизмерима с лечебной целью, состоящей в использовании соответствующих доз для получения желаемого лечения [1].

Последнее десятилетие в зарубежных странах активно развиваются методы радиационной медицины, сочетающие в себе одновременно терапевтический и диагностический аспекты лечения. Разработан метод контроля дозы в процессе облучения электронами [2], для ионной лучевой терапии подобный метод разрабатывался в работах ученых в Германии и Республике Корея [3, 4].

Несмотря на то, что для дистанционной лучевой терапии используются пучки фотонов, электронов, протонов и ионов, более чем в 95% случаев лучевую терапию проводят именно на пучках тормозного излучения. Притом необходимые для этого медицинские ускорители электронов, которых в мире насчитывается более 14 000, составляют более 97% установок, используемых в дистанционной лучевой терапии [5].

Поэтому весьма актуальной для современной ядерной медицины задачей представляется разработка методов модернизации уже существующих медицинских ускорителей электронов, задействованных в лучевой терапии тормозными фотонами, методов, направленных на контроль распределения дозы в опухоли в динамике, непосредственно в процессе облучения.

Настоящая работа отражает результаты продолжения исследования, описанного авторами в работах [6, 7], в котором авторами было выдвинуто предположение, что число актов аннигиляции может быть инструментом определения величины дозы, поглощенной облучаемым телом. Поэтому целью данного исследования является поиск математической функции, осуществляющей получение глубинного распределения поглощенной дозы путем пересчета глубинного распределения актов аннигиляций позитронов, возникающих в процессе облучения. Акты аннигиляций регистрируются системой детекторов, подключенных по схеме совпадений.

Таблица 1. Количество аннигиляционных фотонов энергией 511 кэВ, зарегистрированных системой детекторов, окружающих тело, полученное в результате моделирования облучения при различных энергиях электронов в первичном пучке

Энергия, МэВ	Количество аннигиляционных фотонов, ед.	Доля в общем потоке гамма-квантов, %	Доля в потоке гамма-квантов с энергией 511 кэВ, %	Доля в потоке гамма-квантов с энергией, близкой к 511 кэВ, %
6	6110	7.56	96.07	82.94
12	61475	7.01	95.25	83.38
16	135120	7.01	95.19	83.20
20	234855	7.11	95.20	83.23

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

В представленной работе был смоделирован компьютерный эксперимент, используя метод Монте-Карло, для реализации которого был использован пакет программ GEANT4 [8]. Выполнялось моделирование облучения водного фантома формы куба с ребром 200 мм пучком тормозного излучения, получаемого при прохождении монохроматического пучка электронов с энергией от 6 до 20 МэВ через тормозную мишень. Количество частиц в пучке электронов составляет $5 \cdot 10^7$. Тормозная мишень состоит из слоя вольфрама (^{74}W) толщиной 0.6 мм и слоя меди (^{29}Cu) толщиной 10 мм. Электроны, взаимодействуя с мишенью, образуют поток тормозных фотонов, который облучает водный фантом формы куба с ребром 200 мм. Расстояние “источник–поверхность фантома” (SSD) составляет 100 см. Фантом окружен системой кольцевых детекторов, регистрирующие тормозные и аннигиляционные фотоны, испускаемые из тела фантома.

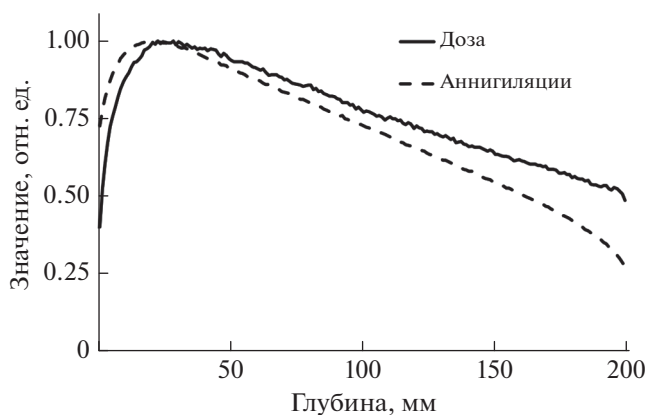


Рис. 1. Глубинное распределение поглощенной дозы и количества актов аннигиляций. Энергия первичного пучка электронов 20 МэВ.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Для области энергий гамма-квантов от 2.5 до 25 МэВ зависимость сечения рождения пар может быть представлена в следующем виде [9]:

$$\sigma_n \sim Z^2 \ln \frac{E}{m_e c^2}, \quad (1)$$

где σ_n — сечение рождения пар, E — энергия γ -квантов, Z — зарядовое число атомного ядра вещества, из которого состоит мишень, $m_e c^2$ — энергия покоя электрона, равная 0.511 МэВ.

Поэтому в целях получения более информативных результатов, в работе представлены результаты компьютерного эксперимента, в котором энергия первичного пучка электронов составляла 20 МэВ. При этой энергии абсолютное количество аннигиляций будет наибольшим, а результаты будут наиболее удобными для анализа в условиях ограниченных вычислительных мощностей компьютерного моделирования (табл. 1).

На рис. 1 представлены результаты компьютерного эксперимента: глубинное дозовое распределение и глубинное распределение числа аннигиляций, для удобства анализа нормированные на собственное максимальное значение.

В представленной работе ведется поиск математической функции пересчета, позволяющей получить глубинное дозовое распределение из распределения числа актов аннигиляций.

На рис. 2а представлено распределение отношения “доза–число аннигиляций”, используемое в качестве искомой функции. Данное распределение представляет собой отношение дозы к числу аннигиляций, приходящиеся на каждый миллиметр облучаемого тела.

Представленное распределение качественно аппроксимируется следующей функцией:

$$f(x) = \begin{cases} A_1 \ln x + A_2, & x \in (1, 140) \\ B_1 + B_2 x + B_3 x^2 + B_4 x^3, & x \in (140, 200), \end{cases} \quad (2)$$

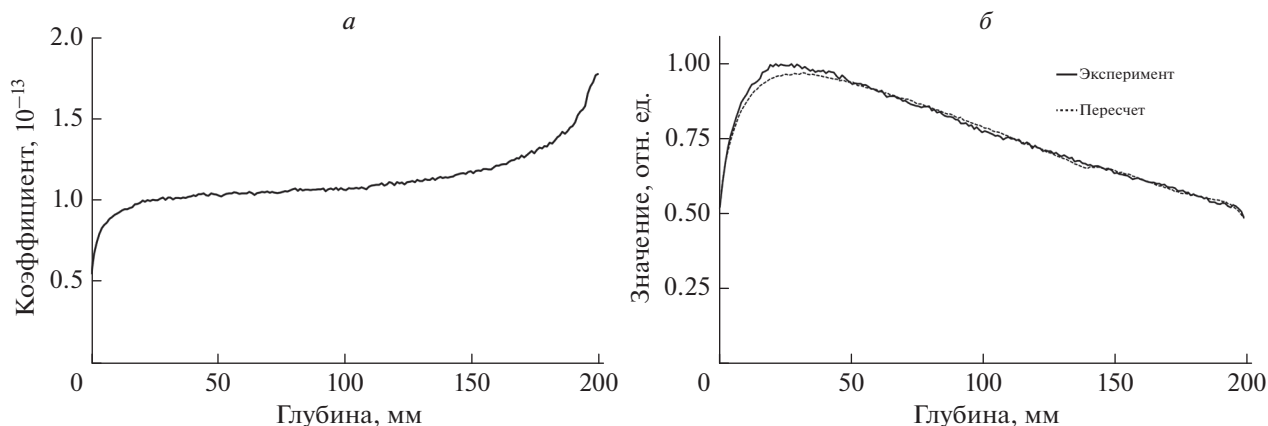


Рис. 2. Распределение отношения “доза–число аннигиляций” (а). Глубинные распределения поглощенной дозы, полученные при пересчете и методом Монте-Карло (20 МэВ) (б).

где x – координата по глубине, $A_1 \approx 1.9974$, $A_2 \approx 6.0327$, $B_1 \approx -2.410523$, $B_2 \approx 4.748492$, $B_3 \approx -2.986843$, $B_4 \approx 6.301349$. Коэффициент корреляции данной функции составляет $R = 0.99543$. Средняя ошибка аппроксимации составляет $\bar{A} = 1.64\%$.

Используя представленную выше функцию на распределении числа аннигиляций, было получено пересчитанное глубинное дозовое распределение. Результаты представлены на рис. 2б. Сравнение смоделированного и “пересчитанного” дозовых распределений привело к следующим выводам: координаты максимумов распределений совпадают (на глубине 28 мм), но отличаются величиной поглощенной дозы на 4%, составляя величину 0.96 отн. ед. для пересчитанных результатов и 1 отн. ед. для результатов компьютерного эксперимента. Градиент спада дозы для обоих графиков совпадает.

В процессе облучения из фантома, помимо аннигиляционных фотонов энергии 511 кэВ, вылетают значительное количество как тормозных фотонов различных энергий, так и аннигиляционных фотонов, потерявших часть своей энергии при взаимодействии с веществом, потому возникает интерес изучения количества и качества детектируемых фотонов, а также оценки загрузки используемых детекторов. В связи с этим был получен и исследован энергетический спектр фотонов, попадающих в окружающую фантом систему детекторов. Полученный спектр представлен на рис. 3.

Анализ полученного спектра показал, что более 80% зарегистрированных фотонов обладают энергией, меньшей 511 кэВ. Количество аннигиляционных фотонов составляет 95% от общего числа фотонов с энергией 511 кэВ и более 80% от общего количества фотонов в диапазоне энергий

500–520 кэВ (табл. 1). Высокая разрешающая способность современных детекторов, составляющая от 4–5%, для сцинтилляционных счетчиков, до 0.1–0.2%, для полупроводниковых [10], позволяет создание на их основе будущей экспериментальной установки, основной задачей которой будет возможность идентификации пар аннигиляционных фотонов и качественное их отличие тормозного излучения.

Также в работе в целях оценки загрузки детекторов было рассчитано приближенное число актов аннигиляции позитронов, приходящееся на 1 Гр поглощенной дозы облучения. В случае использования электронов с энергией 20 МэВ данное число составляет $\sim 7.37 \cdot 10^9$ по всему объему облучаемого тела. Это, учитывая временное разрешение современных сцинтилляционных детекторов (от 10^{-6} до 10^{-11} с) [11], а также размер рабочей зоны предполагаемого в будущей экспериментальной установке детектора и среднюю мощность дозы

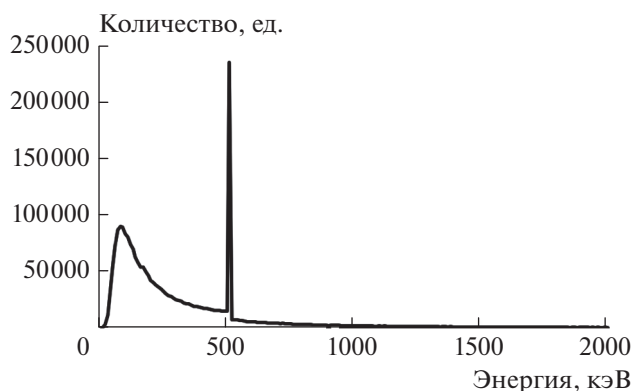


Рис. 3. Энергетический спектр фотонов, вылетающих из облучаемого тела, для энергии первичного пучка электронов 20 МэВ (за исключением фотонов с энергией, меньшей 10 кэВ).

на медицинских ускорителях в 3–4 Гр/мин, позволяет судить о возможности их детектирования.

Учитывая вышесказанное, полученные результаты дают основание полагать предлагаемый метод реализуемым на практике.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подобрана приближенная математическая функция, позволяющая получение глубинного распределения дозы путем пересчета глубинного распределения аннигиляций (2). Полученное с помощью этой функции дозовое распределение качественно отражает результаты моделирования: градиент спада дозы и координаты максимума совпадают, отличаясь на 4% по величине.

Полученные результаты позволяют сделать вывод о теоретической обоснованности предлагаемого метода. Установка на уже существующие медицинские ускорители электронов предлагаемой системы детекторов позволит в динамике получать оценку глубинного распределения поглощенной дозы одновременно с сеансом облучения, тем самым осуществляя контроль за процессом лучевого лечения.

Исследование выполнено при поддержке Междисциплинарной научно-образовательной

школы Московского университета “Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Черняев А.П., Желтоножская М.В., Варзарь С.М. Радиационная безопасность: Уч. пособие. М.: ООП физ. фак-та МГУ, 2019. 98 с.
2. Jarvis L.A., Williams B.B., Gladstone D.J. et al. // Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys. 2021. V. 109. № 5. P. 1627.
3. Su Jung An, Cheol-Ha Beak, Kisung Lee, Yong Hyun Chung // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2013. V. 698. P. 37.
4. Ponisch F., Parodi K., Hasch B.G., Enghardt W. // Phys. Med. Biol. 2004. V. 49. P. 5217.
5. Черняев А.П. Радиационные технологии. Наука. Народное хозяйство. Медицина. М.: Издательство Московского университета, 2019. 231 с.
6. Синельников А.Г., Черняев А.П., Лыкова Е.Н. и др. // Мед. физика. 2020. № 1(85). С. 85.
7. Синельников А.Г., Черняев А.П. // Учен. зап. физ. фак-та МГУ. 2021. № 4. С. 2140501.
8. Allison J., Amako K., Apostolakis J. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2016. V. 835. P. 186.
9. Мурзина Е.А. Взаимодействие излучения высокой энергии с веществом. Уч. пособие. Москва, 2007. 97 с.
10. Капитонов И.М. // БРЭ. 2006. Т. 6. С. 363.
11. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Кэбин Э.И. Частицы и ядра. Эксперимент. М.: МАКС Пресс, 2013.

Development of a method for control of dose distribution in radiotherapy on photon beams

A. G. Sinelnikov^{a, *}, A. P. Chernyaev^a, A. A. Shcherbakov^a, S. A. Zolotov^a, E. N. Lykova^a

^a Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

*e-mail: sinelnikov1995@gmail.com

The results of the development of a method for the modernization of operating medical electron accelerators, which can become a way to assess in real time the dose distribution in the patient's body during irradiation, are presented. The paper presents the idea of creating a mathematical model, which makes it possible to estimate the distribution of the absorbed dose in the investigated tissue area by the distribution of annihilation photons arising in the course of irradiation.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НУКЛОННЫХ ПЛОТНОСТЕЙ И ДИАБАТИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

© 2022 г. М. В. Симонов^{1, 2, *}, А. В. Карпов², Т. Ю. Третьякова^{1, 2, 3}

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, физический факультет, Москва, Россия

²Международная межправительственная организация
“Объединенный институт ядерных исследований”, Дубна, Россия

³Федеральное 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: simonov.mv16@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 14.03.2022 г.

После доработки 08.04.2022 г.

Принята к публикации 22.04.2022 г.

Выполнен анализ экспериментальных данных по параметрам распределений нейтронной и протонной плотности в атомных ядрах. С использованием полученных параметров плотностей рассчитан диабатический потенциал для столкновений сферических ядер с $Z, N \geq 8$.

DOI: 10.31857/S0367676522080208

ВВЕДЕНИЕ

Последние успехи ядерной физики в области синтеза новых изотопов во многом достигнуты благодаря реакциям с тяжелыми ионами. Синтез новых ядер невозможен без понимания процессов образования ядер, поэтому задача теоретического описания и моделирования ядерных реакций является актуальной.

Одной из основных задач, требующих решения при описании реакций с тяжелыми ионами, является определение потенциала взаимодействия в системе двух сталкивающихся ядер. Столкновение двух ионов может происходить в двух режимах [1]: адиабатическом, когда нуклоны за время взаимодействия успевают перераспределиться между ядрами и когда возможно слияние, и диабатическом, когда распределение нуклонных плотностей практически не изменяется. Разнообразные подходы к определению потенциала как в быстрых, так и медленных столкновениях можно найти в книге [2]. При вычислении потенциальной энергии большое значение имеет корректное описание распределения нуклонных плотностей [3, 4], поскольку распределение ядерного “вещества” определяет взаимодействие как разделенных, так и моноядер.

Цель данной работы – построение глобальных феноменологических соотношений для расчета

диабатического ядро-ядерного потенциала. Расчет проводится в рамках процедуры фолдинга (свертки) с эффективным взаимодействием Мигдала для сферических ядер с $Z, N \geq 8$. Для описания плотностей ядер применяется двухпараметрическое распределение Ферми. Основное внимание уделяется выбору параметров нуклонных плотностей и влиянию этих параметров на фолдинг-потенциал.

ПАРАМЕТРЫ НУКЛОННЫХ ПЛОТНОСТЕЙ

Распределение плотностей нуклонов и заряда в сферических ядрах может быть описано с помощью распределения Ферми:

$$\rho_i(r) = \frac{\rho_{i_0}}{1 + \exp\left(\frac{r - R_{i_0}}{a_i}\right)}, \quad (1)$$

где r – радиальная координата, R_{i_0} – радиус половинной плотности, a_i – диффузность. Индекс $i = p, n, ch$ соответствует протонной, нейтронной и зарядовой плотности. Распределение (1) называют двухпараметрическим, поскольку параметры R_{i_0} и a_i являются свободными, а константа ρ_{i_0} определяется из нормировки на соответствующее число нуклонов N или Z . Хотя плотности в виде (1)

Таблица 1. Параметры нуклонных распределений, применяемые для расчета потенциалов. Параметры протонного и нейтронного распределений центров нуклонов: радиусы половинной плотности R_{ρ_0} , R_{n_0} , сумма нормировочных констант $\rho_{n_0} + \rho_{p_0}$. Параметры зарядового распределения: среднеквадратичный радиус $R_{ch_{ms}}$, радиус половинной плотности R_{ch_0} , диффузность a_{ch} — даны в сравнении с экспериментальными данными (погрешности приведены в скобках)

	$R_{ch_{ms}}$, фм		R_{ch_0} , фм		R_{ρ_0} , фм	R_{n_0} , фм	a_{ch} , фм		$\rho_{n_0} + \rho_{p_0}$, фм ⁻³
	эта работа	эксп. [7]	эта работа	эксп. [21]			эта работа	эксп. [21]	
⁴⁰ Ca	3.459	3.4776(19)	3.603	3.564	3.433	3.384	0.55	0.613	0.192
⁴⁸ Ca	3.554	3.477(2)	3.753	—	3.590	3.781	0.55	—	0.186
⁶⁰ Ni	3.849	3.8225(19)	4.211	4.179	4.066	4.112	0.55	0.548	0.178
²⁰⁸ Pb	5.544	5.5012(13)	6.653	6.627	6.563	6.786	0.55	0.544	0.155

обычно применяются для ядер с $A \geq 22$ [5], они являются достаточно универсальными, чтобы использовать их и для более легких ядер.

Необходимо различать точечные плотности ρ_n и ρ_p , соответствующие распределению центров нуклонов в ядре, и “объемные” плотности, которые учитывают, что нуклоны не являются точечными. Объемные плотности ρ^{volume} (называемые также “материальными”) рассчитывают как свертку точечной нуклонной плотности ρ^{point} с распределением массы или заряда в нуклоне g [6]:

$$\rho^{volume}(\vec{r}) = \int \rho^{point}(\vec{r}') g(\vec{r} - \vec{r}') d^3r'. \quad (2)$$

Зарядовая и протонная плотности

Распределение заряда ρ_{ch} в ядрах изучено достаточно хорошо благодаря доступности экспериментов с пучками заряженных частиц, а также потому, что электромагнитное взаимодействие поддается точному описанию. В работе [5] можно найти данные по радиусам половинной плотности R_{ch_0} для 58 изотопов от $Z = 9$ до $Z = 92$. Кроме параметра R_{ch_0} , зарядовый размер ядра характеризуется среднеквадратичным зарядовым радиусом $R_{ch_{ms}}$, который определяется как

$$R_{ch_{ms}} = \sqrt{\frac{1}{Z} \int r^2 \rho_{ch}(r) d^3r}. \quad (3)$$

В компиляции [7] представлены экспериментальные данные по радиусу $R_{ch_{ms}}$ для различных изотопов. Эти данные мы использовали, чтобы расширить массив используемых данных по радиусам ядер. Различные аналитические формулы для $R_{ch_{ms}}$ можно найти в работах [8, 9]. Одной из наиболее точных зависимостей $R_{ch_{ms}}$ от числа

нуклонов в ядре является формула, предложенная в [10]:

$$R_{ch_{ms}} = r_0 \left(1 + b \frac{N - Z}{A} + c \frac{1}{A} \right) A^{1/3}. \quad (4)$$

На основе данных [7] для 813 ядер с $Z, N \geq 8$ мы определили коэффициенты аппроксимации (4): $r_0 = 0.9560(14)$ фм, $b = -0.1527(67)$, $c = 2.326(63)$; среднеквадратичное (сркв.) отклонение составило 0.041 фм. В предположении $\exp(R_{i_{rms}}/a_i) \gg 1$, которое выполняется для всех ядер с $Z \geq 8$, с учетом формулы (1) можно получить соотношение:

$$R_{i0} = R_{i_{rms}} \sqrt{\frac{5}{3} \left(1 - \frac{7}{5} \left(\frac{\pi a_i}{R_{i_{rms}}} \right)^2 \right)}. \quad (5)$$

Полагая $i = ch$ в (5), можно выразить R_{ch_0} через $R_{ch_{ms}}$. Рисунок 1а демонстрирует качество описания аппроксимацией (4) данных [7]. Отклонение значений, полученных по аппроксимации (4), от экспериментальных данных для большинства ядер не превышает 0.1 фм и в среднем меньше, чем для значений, даваемых стандартной зависимостью $R_{ch_{ms}} = r_0 A^{1/3}$. Отметим, что наибольшие расхождения наблюдаются для легких и средних ядер $16 \leq A \leq 80$. Эти расхождения можно объяснить влиянием оболочечной структуры ядра на зарядовый радиус (см. данные для ⁴⁸Ca в табл. 1).

Экспериментальные данные по диффузностям зарядовой плотности a_{ch} для двухпараметрического распределения (1) приводятся в [5]. Значения диффузности a_{ch} лежат в пределах 0.45–0.65 фм (см. рис. 1б). Отметим, что для одного ядра значения a_{ch} , полученные в разных работах, часто отличаются друг от друга на 0.05 фм, а иногда разница достигает 0.14 фм (ядро ¹⁵⁰Nd, [5]). Пред-

ставляется разумным выбрать для оценки диффузности a_{ch} среднее значение в 0.55 фм.

Для расчета потенциала необходимо определить параметры распределения протонов ρ_p . Точная связь между распределением заряда ρ_{ch} и центрами протонов ρ_p дается формулой (2), где в качестве g следует взять распределение заряда в протоне. Обратный переход — от зарядовой плотности к плотности центров протонов — может быть осуществлен только численно, однако можно указать эффективный способ такого перехода. Согласно [11], срkv. радиусы распределения протонов $R_{p_{rms}}$ и заряда $R_{ch_{rms}}$ связаны соотношением:

$$R_{ch_{rms}}^2 = R_{p_{rms}}^2 + R_{prot}^2, \quad (6)$$

где R_{prot} — срkv. зарядовый радиус протона, равный 0.847(8) фм [12]. Диффузность при преобразовании (2) меняется на 0.02–0.03 фм, поэтому, в силу экспериментальных неопределенностей и большого разброса значений относительно среднего, этим изменением можно пренебречь и считать $a_p = a_{ch}$. Параметр протонной плотности ρ_{p_0} нормируется на число протонов Z , как и ρ_{ch_0} .

Нейтронная плотность

Распределение нейтронов в ядрах изучено далеко не так подробно, как зарядовое распределение, в силу сложности описания ядерного взаимодействия. Эксперименты по рассеянию и аннигиляции барионов на ядрах [13] позволяют определить различия в срkv. радиусах нейтронного $R_{n_{rms}}$ и протонного $R_{p_{rms}}$ распределений. Это различие называют толщиной нейтронной шубы:

$$\Delta R_{np} = R_{n_{rms}} - R_{p_{rms}}. \quad (7)$$

Величина ΔR_{np} может быть аппроксимирована линейной зависимостью от нейтронного избытка:

$$\Delta R_{np} = b \frac{N - Z}{A} + c, \quad (8)$$

где, согласно данным по антипротонной аннигиляции [13], $b = 0.90 \pm 0.15$, $c = -0.03 \pm 0.02$. Как видно из погрешностей коэффициентов, величина ΔR_{np} имеет большую неопределенность, однако она позволяет получить ценную информацию по радиусам $R_{n_{rms}}$. Отметим, что, поскольку $c < 0$, для симметричных ядер нейтронный радиус превосходит протонный.

Диффузность распределения нейтронов a_n в ядре мы полагаем равной диффузности a_p .

ФОЛДИНГ-ПОТЕНЦИАЛ

Ядро-ядерный потенциал может быть определен на основе эффективного нуклон-нуклонного

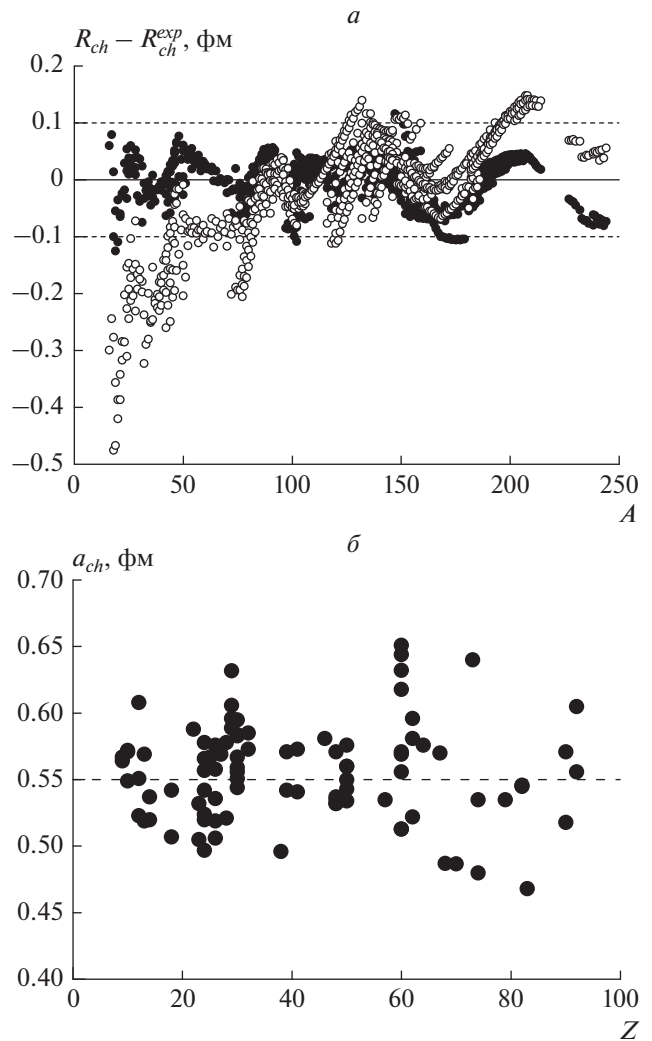


Рис. 1. Экспериментальные данные по параметрам зарядовых распределений и их аппроксимации для ядер с $Z \geq 8$. Отклонение среднеквадратичных зарядовых радиусов R_{ch} от экспериментальных данных [7] в зависимости от массового числа A : для значений, полученных по аппроксимации (4) (закрашенные символы) и значений стандартной аппроксимации $R_{ch} = r_0 A^{1/3}$, $r_0 = 0.952$ фм (открытые символы) (а). Экспериментальные значения диффузностей зарядовых плотностей a_{ch} в зависимости от заряда ядра Z [5]. Среднее значение 0.55 фм показано пунктиром (б).

взаимодействия, если известно распределение нуклонов в сталкивающихся ядрах. Взаимодействие двух ядер описывается с помощью процедуры фолдинга, когда полный потенциал $V_{fold}(r)$ рассчитывают, интегрируя эффективное межнуклонное взаимодействие $v(r)$ с плотностям двух ядер:

$$V_{fold}(r) = \int \rho_1(r_1) \int \rho_2(r_2) v(|r_{12}|) d^3 r_2 d^3 r_1, \quad (9)$$

где r – расстояние между центрами ядер, $\bar{r}_{12} = \bar{r}_1 + \bar{r}_2 - \bar{r}_1$. Нуклонные плотности ρ_i для каждого ядра ($i = 1, 2$) вычисляются как сумма протонной и нейтронной плотностей. Потенциал v состоит из двух частей: кулоновской v_C и ядерной части v_N . Ядерная часть может быть описана потенциалом Мигдала с зависимостью от плотностей нуклонов [14]:

$$v_N(\bar{r}_{12}) = C(F_{ex} + (F_{in} - F_{ex})) \frac{\rho_1(\bar{r}_1) + \rho_2(\bar{r}_2)}{(\rho_2(0) + \rho_2(0))/2} \delta(\bar{r}_{12}), \quad (10)$$

где $F_{ex, in} = f_{ex, in} \pm f'_{ex, in}$, причем знак “–” соответствует взаимодействию протонов с нейтронами, а знак “+” – взаимодействию тождественных нуклонов (n–n, p–p). Используемые значения параметров $f_{in} = 0.09$, $f_{ex} = -2.59$, $f'_{in} = 0.42$ и $f'_{ex} = 0.54$ основаны на данных [15] и соответствуют нормировочной константе $C = 300 \text{ МэВ} \cdot \text{фм}^{-3}$.

Потенциал рассчитывается в диабатическом приближении: предполагается, что за время реакции не происходит динамических изменений в распределении нуклонных плотностей взаимодействующих ядер [16]. Назовем точкой контакта расстояние между ядрами $r = R_{cont}$:

$$R_{cont} = R_{i_0} + R_{j_0}, \quad (11)$$

где R_{i_0} – радиус половинной плотности для полной материальной плотности ядра i : $\rho_{total}^{mat}(r) = \rho_p^{volume}(r) + \rho_n^{volume}(r)$. В процессе сближения ядер в определенный момент распределения плотностей начинают перекрываться, и, когда ядра приближаются к точке контакта, образуется область повышенной ядерной плотности, которая приводит к отталкиванию ядер при их дальнейшем сближении в силу принципа Паули. В наших расчетах мы считаем плотности “замороженными”: распределение плотности в одном ядре не зависит от распределения в другом и поэтому не зависит от относительного расстояния между ядрами. Это предположение выполняется при быстрых (диабатических) столкновениях, когда относительная скорость движения ядер больше скорости внутриядерного движения нуклонов. При расстояниях $r > R_{cont}$ диабатический и адиабатический потенциал совпадают. Результаты расчета диабатического потенциала изложены в следующем разделе.

Фолдинг-потенциал, рассчитанный по формуле (9), сравнивается с потенциалом Басса [17]:

$$V_{Bass}(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} + \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \left[A \exp\left(\frac{\xi}{d_1}\right) + B \exp\left(\frac{\xi}{d_2}\right) \right]^{-1}, \quad (12)$$

где $\xi = r - (R_1 + R_2)$, а радиусы ядер $R_{1,2}$ определяются как $R_i = 1.16 A_i^{1/3} - 1.39 A_i^{-1/3}$. Потенциал Басса описывает потенциальный барьер, определяемый кулоновской и ядерной частью взаимодействия, при расстояниях $r \approx R_{cont}$. Параметры A , B , d_1 , d_2 можно найти в [17].

Также для сравнения приводится феноменологический потенциал “проксимити” [18]:

$$V_{prox}(r) = 4\pi b P_{sph}^{-1}(R_1, R_2) F\left(\frac{\xi}{b}\right), \quad (13)$$

где $b = 1 \text{ фм}$ – параметр толщины поверхностного слоя, $P_{sph} = 1/\sqrt{R_1} + 1/\sqrt{R_2}$ – фактор, учитывающий кривизну поверхностей ядер и $\bar{R}_i = R_i(1 + (b/R_i)^2)$. $F(x)$ – универсальная функция “проксимити”. Под радиусами R_i понимаются материальные радиусы половинной плотности ядер R_{i_0} , как в формуле (11). Несмотря на то, что потенциал “проксимити” содержит всего один свободный параметр b , расчеты с этим потенциалом позволяют достигать согласия с экспериментальными данными по сечениям слияния [19].

РАСЧЕТ ФОЛДИНГ-ПОТЕНЦИАЛА

Параметры нуклонных плотностей, полученные по формулам (4)–(8) и используемые для расчета потенциалов, представлены в табл. 1. Приводятся параметры распределений центров нуклонов (R_{p_0} , R_{n_0} , сумма нормировочных констант $\rho_{p_0} + \rho_{n_0}$). Также для сравнения приводятся экспериментальные значения сркв. зарядового радиуса R_{chms} и диффузности зарядового распределения a_{ch} .

Радиусы нуклонных распределений, необходимых для расчета фолдинг-потенциала по формулам (9), (10), определяются следующим образом. В качестве исходных данных используется аппроксимация (4), по которой определяются среднеквадратичные зарядовые радиусы R_{chms} . Эта аппроксимация позволяет единым образом описывать зарядовые радиусы всех ядер с $Z \geq 8$ и имеет точность не ниже 0.1 фм. Формулы (6)–(8) позволяют перейти от среднеквадратичных зарядовых радиусов к среднеквадратичным нейтрон-

ным и протонным, а соотношение (5) – к радиусам половинной плотности R_{p_0} , R_{n_0} протонного и нейтронного распределений, которые непосредственно входят в выражение для нуклонных плотностей.

Прежде всего продемонстрируем, как влияет изменение параметров плотностей на вид фолдинг-потенциала. На рис. 2 представлены результаты расчета фолдинг-потенциала для системы $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$. Сплошная линия соответствует параметрам плотностей, представленным в табл. 1 и полученным описанным выше способом. В частности, для ядра ^{48}Ca получены следующие значения радиусов: $R_{p_0} = 3.59$ фм, $R_{n_0} = 3.78$ фм. Пунктирные линии соответствуют случаю изменения протонного радиуса R_{p_0} ядра ^{48}Ca на ± 0.2 фм и связанного с ним нейтронного радиуса R_{n_0} также на ± 0.2 фм (радиусы изменены на 5–6% вручную, диффузность постоянна, плотности нормированы). Как видно из рис. 2а, изменение радиусов оказывает значительное влияние на форму барьера: при увеличении радиуса одного из ядер притягивающее действие ядерных сил начинает проявляться на больших относительных расстояниях, и потенциальный барьер становится более пологим, а локальный минимум менее выраженным.

Аналогичное изменение диффузности a_p у ядра ^{48}Ca на ± 0.06 фм (относительное изменение около 11%) при фиксированных радиусах приводит к согласованному смещению максимума и минимума по энергетической шкале, оставляя форму барьера без изменений (рис. 2б). Увеличение диффузности приводит к понижению потенциальной энергии, поскольку диффузный слой распределения плотности простирается на большее расстояние.

В качестве итоговых результатов представим расчет фолдинг-потенциала для двух систем: $^{208}\text{Pb} + ^{40}\text{Ca}$ и $^{208}\text{Pb} + ^{60}\text{Ni}$. Фолдинг-потенциал для системы $^{208}\text{Pb} + ^{40}\text{Ca}$ представлен на рис. 3а в сравнении с другими потенциалами. Расчеты с фолдинг-потенциалом и с потенциалом “проксимити” дают близкие значения потенциальной энергии.

Результат расчета потенциальной энергии для системы $^{208}\text{Pb} + ^{60}\text{Ni}$ представлен на рис. 3б. Фолдинг-потенциал не имеет экстремумов, что говорит о преобладании кулоновского отталкивания при любых расстояниях. Также наблюдается значительное расхождение с потенциалом Басса. Это можно объяснить фиксированным значением диффузности $a_p = a_n = 0.55$ фм: как было показано на рис. 2б, выбор большего значения диффузности для одного/двух ядер позволил бы снизить

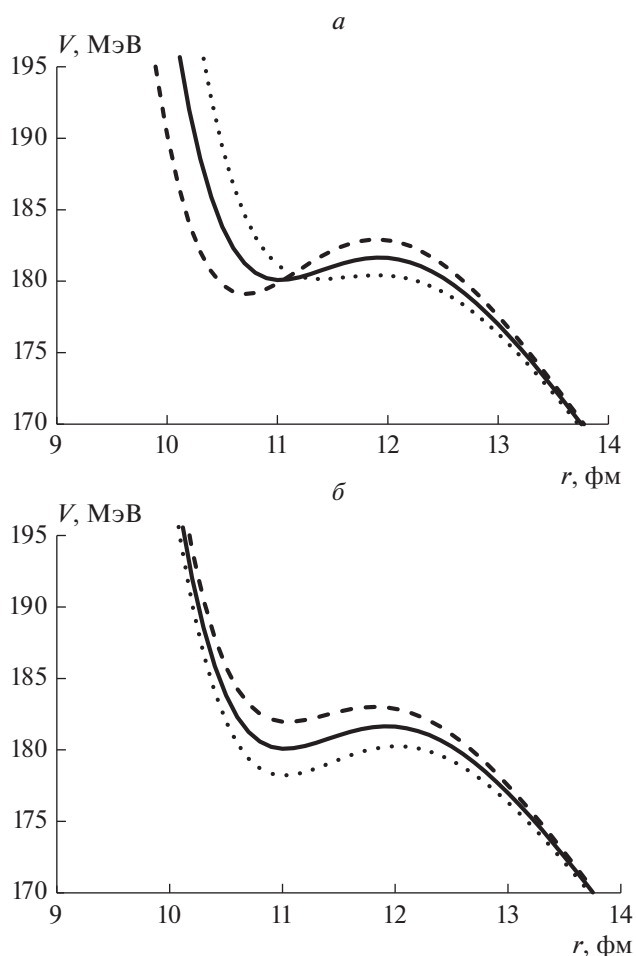


Рис. 2. Влияние вариаций параметров протонной и нейтронной плотности на форму фолдинг-потенциала в системе $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$. Изменение протонного R_{p_0} и нейтронного R_{n_0} радиусов ядра ^{48}Ca на $+0.2$ (точки) и -0.2 фм (пунктир) при постоянной диффузности (а). Изменение диффузности a_p ядра ^{48}Ca на $+0.6$ (точки) и -0.6 фм (пунктир) при постоянных радиусах (б). Сплошная линия соответствует значениям R_{p_0} , R_{n_0} , a_p для ^{48}Ca и ^{208}Pb в табл. 1.

значения потенциальной энергии в области контакта и достичь согласия с барьером Басса. В работе [20] диффузности ядер подобраны так, чтобы фолдинг-потенциал максимально совпадал с барьером Басса. Однако при таком подходе диффузности могут достигать неоправданно больших значений: например, согласно [20], a_p для ядра ^{208}Pb достигает значения 0.71 фм, которое значительно превышает как среднее $a_p = 0.55$ фм, применяемое в этой работе, так и экспериментальное значение $a_{ch} = 0.54$ фм [21].

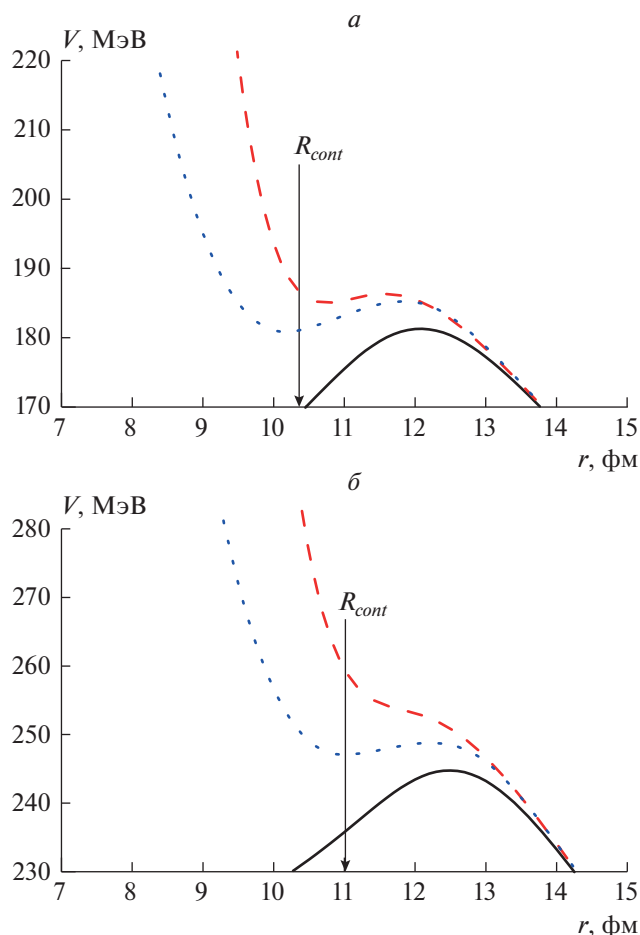


Рис. 3. Зависимость потенциала межъядерного взаимодействия V от расстояния между центрами ядер r . Представлены результаты расчета фолдинг-потенциала V_{fold} (красный пунктир), потенциала “проксимити” V_{prox} (синие точки) и потенциала Басса V_{Bass} (сплошная линия). Стрелкой указано положение точки контакта R_{cont} . Система $^{40}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$, $R_{cont} = 10.361$ фм (а). Система $^{60}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$, $R_{cont} = 11.016$ фм (б).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе определены параметры глобальных феноменологических соотношений для описания радиусов и диффузностей распределения нуклонов, выбранного в форме распределения Ферми. Представлены результаты расчетов адиабатического фолдинг-потенциала с силами Мигдала для двух систем: $^{208}\text{Pb} + ^{60}\text{Ni}$ и $^{208}\text{Pb} + ^{40}\text{Ca}$.

В дальнейшем качество описания радиусов протонного и зарядового распределений может быть улучшено, если к аналитической аппроксимации добавить оболочечную поправку. Скорректировать значения параметров для распределения нейтронов в ядрах можно с помощью теоретических расчетов, например с помощью метода Хартри–Фока. Также теоретические

оценки могут служить ориентиром, если распространять подход, изложенный в данной работе, в область тех ядер, для которых измерения по распределениям нуклонов отсутствуют.

Фолдинг-потенциал лучше согласуется с барьером потенциала Басса для пары $^{208}\text{Pb} + ^{40}\text{Ca}$ и более легких систем. Возможные отличия для более тяжелых систем типа $^{208}\text{Pb} + ^{60}\text{Ni}$ связаны с большим количеством условий, наложенных на параметры нуклонных плотностей. Для экспериментальных данных по диффузностям протонного распределения и всем параметрам нейтронного распределения характерны большие неопределенности, которые позволяют изменять используемые для расчета потенциала параметры в некоторых пределах. Варьируя эти параметры, можно достичь большего согласия фолдинг-потенциал с барьером Басса. Оригинальная аппроксимация Басса для ядерных радиусов может быть приведена в соответствие новым экспериментальным данным. Кроме того, в качестве эффективного потенциала Мигдала можно взять потенциал, более полно отражающий свойства межнуклонных сил.

Работа Симонова М.В. поддержана стипендией Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zagrebaev V.I., Karpov A.V., Aritomo Y. et al. // Phys. Part. Nucl. 2007. V. 38. No. 4. P. 469.
2. Zagrebaev V. Heavy ion reactions at low energies. Cham: Springer, 2019. 148 p.
3. Adamian G.G., Antonenko N.V., Lenske H. et al. // Phys. Rev. C. 2016. V. 94. Art. No. 054309.
4. Сухарева О.М., Чушнякова М.В., Гончар И.И., Климочкина А.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 85. № 5. С. 662; Sukhareva O.M., Chushnyakova M.V., Gontchar I.I., Klimochkina A.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 5. P. 508.
5. De Vries H., De Jager C.W., De Vries C. // Atom. Data Nucl. Data Tables. 1987. V. 36. P. 495.
6. Alkharov G.D., Novikov I.S., Shabelski Yu.M. // Int. J. Mod. Phys. E. 2011. V. 20. No. 3. P. 583.
7. Angeli I., Marinova K.P. // Atom. Data Nucl. Data Tables. 2013. V. 99. P. 69.
8. Angeli I. // Atom. Data Nucl. Data Tables. 2004. V. 87. P. 185.
9. Bayram T., Akkoyun S., Kara S.O., Sinan A. // Acta Phys. Polon. B. 2013. V. 44. No. 8. P. 1791.
10. Nerlo-Pomorska B., Pomorski K. // Z. Phys. A. 1994. V. 348. P. 169.
11. Hasse, R.W., Myers, W.D. Geometrical relationships of macroscopic nuclear physics. Heidelberg: Springer-Verlag, 1988. 150 p.
12. Cui Z.F., Binosi D., Roberts C.D., Schmidt S.M. // Phys. Rev. Lett. 2021. V. 127. Art. No. 092001.
13. Jastrzebski J., Trzcinska A., Lubiński P. et al. // Int. J. Mod. Phys. E. 2004. V. 13. No. 1. P. 343.

14. Migdal A.B. Theory of finite Fermi systems and applications to atomic nuclei. New York: Wiley Interscience, 1967. P. 315.
15. Speth J., Werner E., Wild W. // Phys. Rep. 1977. V. 33. P. 127.
16. Karpov A.V., Saiko V.V. // Phys. Rev. C. 2017. V. 96. Art. No. 024618.
17. Bass R. // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 39. P. 265.
18. Blocki J., Randrup J., Swiatecki W.J., Tsang C.F. // Ann. Phys. 1977. V. 105. P. 427.
19. Gharaei R., Zanganeh V., Wang N. // Nucl. Phys. A. 2018. V. 979. P. 237.
20. Karpov A.V., Zagrebaev V.I., Aritomo Y. et al. // AIP Conf. Proc. 2007. V. 912. P. 286.
21. Abdulghany A.R. // Chin. Phys. C. 2018. V. 42. Art. No. 074101.

Nucleon density distributions and diabatic potential in heavy ion reactions

M. V. Simonov^{a, b, *}, A. V. Karpov^b, T. Yu. Tretyakova^{a, b, c}

^aFaculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

^bJoint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia

^cSkobel'tzyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

*e-mail: simonov.mv16@physics.msu.ru

An analysis of experimental data on the parameters of neutron and proton density distributions of atomic nuclei is carried out. The diabatic potential for collisions of spherical nuclei with $Z, N \geq 8$ is calculated based on the obtained density parameters.

УДК 539.172.13

СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИЙ ${}^6\text{Li}(d,p_0){}^7\text{Li}$, ${}^6\text{Li}(d,p_1){}^7\text{Li}^*$ (0.478 МэВ), ${}^6\text{Li}(d,p_2){}^7\text{Li}^*$ (4.63 МэВ), ${}^6\text{Li}(d,p_4){}^7\text{Li}^*$ (7.46 МэВ), ${}^6\text{Li}(d,n_0){}^7\text{Be}$, ${}^6\text{Li}(d,n_1){}^7\text{Be}^*$ (0.429 МэВ), ${}^6\text{Li}(d,n_2){}^7\text{Be}^*$ (4.57 МэВ), ${}^6\text{Li}(d,n_4){}^7\text{Be}^*$ (7.21 МэВ), ${}^6\text{Li}(d,x){}^7\text{Be}$

© 2022 г. Л. Н. Генералов¹, В. А. Жеребцов¹, С. М. Селянкина¹, *¹Федеральное государственное унитарное предприятие Российский федеральный ядерный центр “Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики”, Саров, Россия

*E-mail: otd4@expd.vniief.ru

Поступила в редакцию 14.03.2022 г.

После доработки 08.04.2022 г.

Принята к публикации 22.04.2022 г.

Представлена новая оценка интегральных сечений реакций ${}^6\text{Li}(d,p_{0,1,2,4})$ и соответствующих им зеркальных реакций ${}^6\text{Li}(d,n_{0,1,2,4})$, а также ${}^6\text{Li}(d,x){}^7\text{Be}$. Оценка получена в нашей электронной библиотеке SaBa (SarovBase) математическими средствами (сплайн аппроксимацией) этой библиотеки. Мотивацией исследований послужили результаты наших измерений сечений реакций ${}^6\text{Li}(d,p_{0,1,2,4})$ при энергиях дейтронов от 4 до 10 МэВ.

DOI: 10.31857/S0367676522080087

ВВЕДЕНИЕ

Оценка интегральных сечений реакций ${}^6\text{Li}(d,p_{0,1,2,4})$ и соответствующих им зеркальных реакций ${}^6\text{Li}(d,n_{0,1,2,4})$, а также ${}^6\text{Li}(d,x){}^7\text{Be}$ получена в нашей электронной библиотеке SaBa (SarovBase) [1] математическими средствами этой библиотеки, см. далее. Мотивацией исследований послужили результаты наших измерений сечений реакций ${}^6\text{Li}(d,p_{0,1,2,4})$ при энергиях дейтронов от 4 до 10 МэВ. Дифференциальные сечения получены в измерениях сечений каналов реакции ${}^6\text{Li} + d$ [2]. В настоящей статье они относятся к данным работы [2].

Основные проблемы в оценке сечений указанных реакций обусловлены рассогласованностью наборов экспериментальных данных и их малочисленностью, особенно по реакциям с образованием нейтронов, по которым данные фактически отсутствуют.

Следует отметить следующие особенности в проведении оценки. В анализе имеющихся экспериментальных данных в качестве опорных взяты наши результаты. Каждая пара зеркальных реакций рассматривалась совместно: оценки сечений реакций ${}^6\text{Li}(d,p_{0,1})$ и ${}^6\text{Li}(d,n_{0,1})$, имевшие итерационный характер, состояли не только в получении оптимальных оцененных значений сечений, но и их отношений; а при фактическом отсутствии данных по реакциям ${}^6\text{Li}(d,n_{2,4})$ для оценки они были дополнены данными соответствующих зеркальных реакций ${}^6\text{Li}(d,p_{2,4})$.

Полные сечения реакции ${}^6\text{Li}(d,x){}^7\text{Be}$ с высокой точностью представляют собой сумму сечений реакций ${}^6\text{Li}(d,n_0)$ и ${}^6\text{Li}(d,n_1)$. По имеющимся экспериментальным данным по первой и третьей реакциям были получены хорошие оценки их сечений, а затем по ним получена оценка сечений реакции ${}^6\text{Li}(d,n_0)$, экспериментальные данные по которой крайне бедны.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВУХЧАСТИЧНЫХ ЗЕРКАЛЬНЫХ dp И dn РЕАКЦИЙ

Большинство реакций, протекающих при взаимодействии дейтрона с ядром ${}^6\text{Li}$, можно объединить в пары реакций, в которых образующиеся частицы и ядра являются членами соответствующих изотопических мультиплетов с различными проекциями изоспина. Такие реакции называются или изоспиново-сопряженными, или зарядово-сопряженными. Более того, почти все реакции являются зеркальными, так как их конечные частицы и ядра принадлежат изоспиновым дублетам (табл. 1).

Зарядовая симметрия ядерных сил может накладывать ограничения на отношения сечений зеркальных реакций. Для двухчастичных реакций наблюдаемое отличие их сечений обусловлено различиями в Q реакций, в изоспиновой чистоте продуктов реакций, в особенностях механизмов реакций. Эти ограничения часто предоставляют эффективный метод анализа и оценки сечений реакций. Поэтому зеркальные реакции целесооб-

Таблица 1. Зеркальные dp и dn реакции (где Q и E_{thr} – соответственно энерговыделение и порог реакции)

dp -реакции	Q , МэВ	E_{thr} , МэВ	dn -реакции	Q , МэВ	E_{thr} , МэВ
${}^6\text{Li} + d \rightarrow {}^7\text{Li}_{g.s.} + p_0$	5.026		${}^6\text{Li} + d \rightarrow {}^7\text{Be}_{g.s.} + n_0$	3.382	
${}^6\text{Li} + d \rightarrow {}^7\text{Li}^*(0.478) + p_1$	4.548		${}^6\text{Li} + d \rightarrow {}^7\text{Be}^*(0.429) + n_1$	2.953	
${}^6\text{Li} + d \rightarrow {}^7\text{Li}^*(4.63) + p_2$ $\rightarrow {}^4\text{He} + t + p_2$	0.396		${}^6\text{Li} + d \rightarrow {}^7\text{Be}^*(4.57) + n_2$ $\rightarrow {}^4\text{He} + \text{he} + n_2$	-1.188	1.5867
${}^6\text{Li} + d \rightarrow {}^7\text{Li}^*(6.68) + p_3$ $\rightarrow {}^4\text{He} + t + p_3$	-1.655	2.21	${}^6\text{Li} + d \rightarrow {}^7\text{Be}^*(6.73) + n_3$ $\rightarrow {}^4\text{He} + \text{he} + n_3$	-3.35	4.47
${}^6\text{Li} + d \rightarrow {}^7\text{Li}^*(7.46) + p_4$ $\rightarrow {}^4\text{He} + t + p_4$ $\rightarrow {}^6\text{Li} + n + p_4$	-2.435	3.247	${}^6\text{Li} + d \rightarrow {}^7\text{Be}^*(7.21) + n_4$ $\rightarrow {}^4\text{He} + \text{he} + n_4$ $\rightarrow {}^6\text{Li} + p + n_4$	-3.83	5.11

разно рассматривать совместно. Например, в [9] проявление изоспиновой симметрии непосредственно использовалось в измерении сечений реакций ${}^6\text{Li}(d, n_0)$ и ${}^6\text{Li}(d, n_1)$ при энергии дейтронов $E_d = 0.5\text{--}2.93$ МэВ.

НАШИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Экспериментальные дифференциальные сечения dp -реакций при $E_d = 4\text{--}10$ МэВ и их описание полиномами Лежандра с целью получения интегральных сечений представлены на рис. 1. Для удобства наблюдения дифференциальные сечения умножены на числа, которые заключены в круглые скобки около значений E_d . Случайные погрешности этих данных равны 7–10%, а систематическая – 4%. Погрешности интегральных сечений оцениваем с учетом неопределенности описания в 6%.

**ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ
В БИБЛИОТЕКЕ SAVA**

Для получения оцененных данных используется метод, который описан в [3], где в выбранном интервале аргумента $[E_0, E_n]$ в качестве зависимости, аппроксимирующей экспериментальные данные, применяется полиномиальный сплайн степени p на фиксированной сетке $E_0 = x_0 < x_1 \dots < x_{n-1} < x_n = E_n$.

Для сплайна с дефектом $k = 1$ [4] в узлах сетки все производные до порядка $p - 1$ непрерывны. Однако довольно часто (например, из-за резких скачков или крутых изгибов в оценочной зависимости) применяются менее гладкие функции. В этом случае в некоторых узлах используется сплайн с дефектом $k > 1$ и производные непрерывны только до порядка $p - k$.

Как следует из теории сплайнов [5], линейное пространство, образуемое множеством сплайнов, определенных на фиксированной сетке с фиксированными значениями дефектов, полностью определено, если в нем определен какой-либо базис. В качестве базиса мы используем функции

$$Q_{i,k}(x) = \sum_{j=1}^{p+2-k} \frac{(x_{j+1} - x)^+^p}{(x_{j+1} - x_j)^{k-1} \prod_{m=0}^{p+2-k} (x_{j+1} - x_{m=1})}, \quad (1)$$

имеющие дефект k в узле x_i , где $i = -p, -p + 1, \dots, n - 1$; $1 \leq k \leq p + 1$

$$(x_{j+1} - x)^+^p = \begin{cases} (x_{j+1} - x)^p & \text{при } (x_{j+1} - x) > 0 \\ 0 & \text{при } (x_{j+1} - x) < 0. \end{cases}$$

Эти базисные функции отличны от нуля только на небольшом числе интервалов $p = 2 - k$ сетки, и это обстоятельство при выполнении оценки облегчает решение систем линейных уравнений. В SaVa $p \leq 3$.

С помощью базиса любой сплайн можно представить в виде разложения

$$S = \sum_I a_I Q_I, \quad (2)$$

где a_I – коэффициент разложения, I номер базисного сплайна, который можно выразить через значения i, k в формуле (1).

Таким образом, решение любой задачи построения приближения в абстрактном линейном конечномерном функциональном пространстве будет иметь решение в виде сплайнов. Отсюда следует, что использование сплайнов в задачах оценки, основанных на методе максимума правдоподобия,

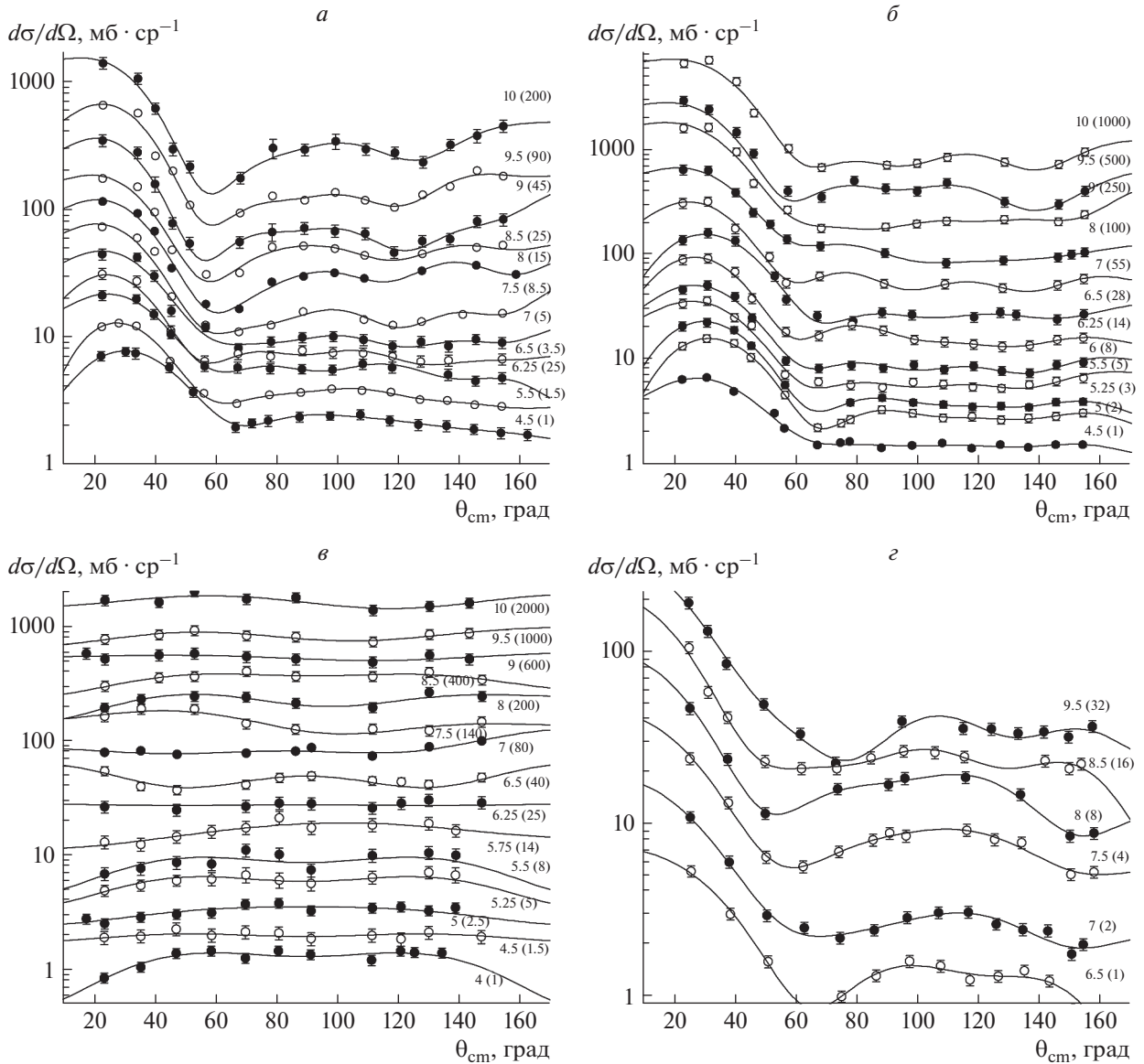


Рис. 1. Дифференциальные сечения реакций: ${}^6\text{Li}(d,p_0)$ (а); ${}^6\text{Li}(d,p_1)$ (б); ${}^6\text{Li}(d,p_2)$ (в); ${}^6\text{Li}(d,p_4)$ (г). ●, ○ – эксперимент, линии – см. описание.

позволяет решать эти задачи в линейном приближении, что упрощает методику расчетов.

В практическом применении вместо (2) используется разложение, полученное путем пересчетов для кубического сплайна в точках $x_i < x < x_{i+1}$

$$S(x) = \sum_{l=0}^3 C_l^{(i+1)} (x - x_i)^l = C_0^{i+1} + C_1^{i+1} h + C_2^{i+1} h^2 + C_3^{i+1} h^3 \quad (3)$$

с набором коэффициентов $\{C_0^{i+1}, C_1^{i+1}, C_2^{i+1}, C_3^{i+1}\}$, определение которых является целью оценки в точках $x > x_i$, где $h = x - x_i$.

фициентах верхние индексы, получим следующую формулу представления оцененных данных

$$S(x) = C_0 + C_1 h + C_2 h^2 + C_3 h^3, \quad (4)$$

где $h = x - x_0$ некоторого текущего узла x_0 и $x > x_0$.

В [3] достаточно подробно представлена статистическая модель по обработке данных ядерного эксперимента. Она позволяет получить оценочную зависимость по результатам экспериментов различных авторов с учетом случайных и систематических погрешностей. При этом предполагается, что случайные и систематические погрешности в различных работах распределены по нормальному закону с нулевым средним. Так как

систематические погрешности, как правило, неизвестны, приходится определять их в ходе экспертизы всей совокупности анализируемых данных. Эти систематические погрешности рассматриваются в качестве первого приближения. Окончательное значение систематической погрешности для данных конкретного автора определяется из рассмотрения всей совокупности данных различных авторов.

Коридор ошибок для оцененной зависимости получается следующим образом. Согласно методу максимального правдоподобия, для аппроксимированного S -сплайна находится ковариационная матрица $C(a_I, a_J)$ относительно коэффициентов a_I (см. формулу (2)). По ковариационной матрице определяется дисперсия в узлах сплайн-оценки

$$\sigma^2(S) = \sum_{I,J} C(a_I, a_J) Q_I(x) Q_J(x). \quad (5)$$

В интервалах между узлами дисперсия рассчитывается с помощью линейной интерполяции.

В библиотеке SaBa экспериментальные и оцененные данные представлены сечениями реакций σ и значениями их астрофизического S -фактора. Оценка проводится на основе значений S -фактора

$$S(E_c) = \sigma(E_c) E_c \exp\left(\sqrt{E_g/E_c}\right) \quad (6)$$

в энергетических точках $E_c = \frac{m_2}{m_1 + m_2} E_1$ системы центра масс (с. ц. м.), где

$$E_g = \left(0.98948 z_1 z_2 \sqrt{m_1 m_2 / (m_1 + m_2)}\right)^2 \quad (7)$$

энергия Гамова для сталкивающихся частиц с массами m_1, m_2 и зарядами z_1, z_2 , выраженными соответственно в а. е. м. и через заряд электрона, E_1 — энергия частицы с массой m_1 , налетающей на покоящееся ядро-мишень с массой m_2 .

После оценки расчет S -фактора проводится по формулам

$$S(x) = C_0 + C_1 h + C_2 h^2 + C_3 h^3, \quad (8)$$

если $h = E_c - x_0$ для узла x_0 (оценка в декартовой системе координат, в которой абсцисса и ордината имеют линейный масштаб) или если $h = \ln E_c - \ln x_0$ для узла x_0 (оценка в декартовой системе координат, где абсцисса представлена в масштабе натурального логарифма, а ордината — в линейном масштабе); или

$$S(x) = \exp\left(C_0 + C_1 h + C_2 h^2 + C_3 h^3\right), \quad (9)$$

где $h = \ln E_c - \ln x_0$ для узла x_0 (оценка проведена в декартовой системе координат, где абсцисса и ордината имеют масштаб натурального логарифма).

Представление данных на основании формул (8), (9) можно сделать как в системе центра масс, так и в лабораторной системе.

В библиотеке SaBa при аппроксимации функции возбуждения в области ее определения используется приближающая функция, в общем случае состоящая из суммы резонансных и нерезонансных (сплайн) частей. Резонансная составляющая выражается как сумма брейт-вигнеровских изолированных резонансов [6]. В настоящих исследованиях оценка сечений реакций проводилась только с использованием сплайнов.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

В табл. 2 представлены доступные нам экспериментальные данные по сечениям двухчастичных зеркальных dp и dn -реакций, где σ — интегральное сечение реакции и дифференциальные сечения (по углу) $d\sigma/d\Omega$ реакции образования или нейтронов, или протонов, или γ -квантов, E_d — энергия дейтронов в МэВ. В работах [17, 18] данные представлены в относительных единицах, которые были абсолютизированы нами (см. далее). Где необходимо (работы [7, 10, 11, 16–19, 21–23, 25–27, 31]), для получения σ мы описывали дифференциальные сечения рядом из полиномов Лежандра.

Довольно часто в рассматриваемых работах не указаны по отдельности случайные и систематические ошибки. Вместо этого даются полные ошибки. Мы их относили к систематическим ошибкам. Иногда в работах ошибки не указаны. В этом случае мы ошибки определяли, изучая условия эксперимента.

ОЦЕНКИ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ ЗЕРКАЛЬНЫХ РЕАКЦИЙ ${}^6\text{Li}(d,p_1){}^7\text{Li}^*$ (0.478 МэВ) И ${}^6\text{Li}(d,n_1){}^7\text{Be}^*$ (0.429 МэВ)

В анализе литературных экспериментальных данных по сечениям реакции ${}^6\text{Li}(d,p_1){}^7\text{Li}^*$ (0.478 МэВ) в качестве опорных взяты наши результаты. На них при $E_d = 6.5$ и 7 МэВ были перенормированы данные [16] — увеличены 1.1 раза, а результаты [8] — уменьшены в 1.066 раза. В недавней публикации [17] приведены интегральные сечения dn_1 и dp_1 -реакций из [18] в одинаковых относительных единицах и отношения этих сечений. С нормировкой на наши данные получили абсолютные значения сечений этих реакций.

Интегральные сечения, полученные по дифференциальным сечениям [10, 25, 27], в оценке использовались без изменения.

При E_d от 300 кэВ до 1 МэВ в наборах экспериментальных данных, представленных в [9, 13, 15, 19–22], имеется существенное рассогласование.

Таблица 2. Экспериментальные данные

E_d , МэВ	Канал реакции	Тип данных	По регистрации частиц	Систематическая погрешность, %	Случайная погрешность, %	Работа
4–10	p_0, p_1, p_2, p_4	$d\sigma/d\Omega$	p	4	7–10	[2]
12	p_0, p_1	$d\sigma/d\Omega$	p	15	–	[7]
2.3–7	p_0, p_1	σ	p	15	–	[8]
0.5–3.5	p_0, n_0, p_1, n_1	$d\sigma/d\Omega, \sigma$	n, p, γ	15	–	[9]
4.5–5.5	p_0, p_1	$d\sigma/d\Omega$	p	15	–	[10]
9.05	p_0, p_1	$d\sigma/d\Omega$	p	5–10	–	[11]
1–12	n_0+n_1	σ	γ (активация)	1.6	1.3–4.2	[12]
0.2–0.8	p_0, n_0, p_1, n_1	$d\sigma/d\Omega, \sigma$	p, γ	8–14	–	[13]
0.05–1	p_0, n_0, p_1, n_1	σ	p, γ	20	–	[14, 15]
2.9–11	p_1, n_1	$d\sigma/d\Omega$	γ (активация)	10	–	[16]
0.16–7.2	p_1, n_1	$d\sigma/d\Omega$	γ (активация)	2	1.5	[17, 18]
1.5	p_0, p_1, p_2	$d\sigma/d\Omega$	p	15	–	[19]
0.3–1.0	p_0, p_1	σ	p	6.2	1.5	[20]
1.0–2.5	p_0, p_1	$d\sigma/d\Omega$	p	6	–	[21]
1–2	p_0, p_1	$d\sigma/d\Omega$	p	–	–	[22]
1.8	p_2	$d\sigma/d\Omega$	p	20	–	[23]
3–5	p_2	$d\sigma/d\Omega, \sigma$	p	14	–	[24]
3.7	p_0, p_1	$d\sigma/d\Omega$	p	3	–	[25]
14.8	p_2, p_4	$d\sigma/d\Omega$	p	25	–	[26]
5.03	p_2, p_4	$d\sigma/d\Omega$	p	6	–	[27]
0.8–12.1	n_0, n_1, n_2	$d\sigma/d\Omega, \sigma$	γ	6	–	[28]
0.4–1	n_0+n_1	σ	γ (активация)	10	–	[29]
0.1–0.18	n_0	σ	γ (прямой + активация)	10	–	[30]
1.3–11.9	p_1, n_1	$d\sigma/d\Omega$	γ (активация)	5	1	[31]
0.1–0.3	n_0+n_1	σ	γ (активация)	1.5	3	[32]
0.2–1.8	p_1, n_1	$\sigma_{dn_1}/\sigma_{dp_1}$	γ	10	3	[34]

Пробные оценки с учетом этих данных приводили к большим отклонениям оцененных $\sigma_{dn_1}/\sigma_{dp_1}$ от экспериментальных значений. По указанным причинам данные этих работ не использовались в оценке. Результаты приведены в табл. 3 и на рис. 2а, где также показаны неиспользованные данные и другие оценки.

Здесь и далее в первом столбце таблиц коэффициентов сплайна приведены значения энергии узлов x_0 в с. п. м., в первой и последней строках

таблицы указаны коэффициенты экстраполирующего полинома для минимальной (левой) и максимальной (правой) границ определения сплайна. За ними осуществляется переход к экстраполяционным формулам. Для всех рассмотренных реакций для экстраполяции в область низких и высоких энергий был использован полином первой степени, за исключением пороговых реакций, сечение которых в области энергий меньше порога принималось равным нулю. S -фактор реакции ${}^6\text{Li}(d, p_1){}^7\text{Li}^*$ рассчитывается на основе

Таблица 3. Значения коэффициентов аппроксимирующего сплайна и экстраполирующего полинома

${}^6\text{Li}(d,p_1){}^7\text{Li}^*(0.478 \text{ МэВ})$					${}^6\text{Li}(d,n_1){}^7\text{Be}^*(0.429 \text{ МэВ})$				
$x_0, \text{ МэВ}$	Значения коэффициентов				$x_0, \text{ МэВ}$	Значения коэффициентов			
	C_0	C_1	C_2	C_3		C_0	C_1	C_2	C_3
0.006	4042	-5319	—	—	0.006	3771	-116.0	—	—
0.006	4042	-5319	-17540	67810	0.006	3771	-116.0	112.2	-43.73
0.313	2718	3098	-29160	37860	0.037	3670	-138.5	-124.7	-39.75
0.657	1875	-3535	24980	-69550	0.193	2911	-883.4	3349	-284.0
0.853	1618	-1768	6108	-9618	0.245	2888	672.5	3145	-4056
1.197	1341	-977.7	837.5	-226.0	0.352	3353	1350	-10970	9380
2.277	977.2	40.36	-2184	3378	0.661	2197	-1298	-283.8	490.2
2.584	881.6	-345.9	925.3	-793.2	1.918	1085	-234.7	-1085	718.6
2.805	841.8	-53.21	-3788	8825	2.735	897.5	-733.4	-319.9	789.8
3.050	731.0	-317.9	519.2	-377.3	6.642	546.7	564.6	-12000	38060
3.873	610.9	-229.3	132.2	-23.89	8.218	490.5	634.3	—	—
6.867	468.4	-80.09	-63.62	42.34					
8.990	416.8	222.4	—	—					

коэффициентов из табл. 3 по формуле (8) для линейного масштаба по оси абсцисс и ординат.

При оценке интегральных сечений σ_{dn_1} реакции ${}^6\text{Li}(d,n_1){}^7\text{Be}^*(0.429 \text{ МэВ})$ экспериментальные точки были дополнены данными [17], абсолютными

зированными по результатам [2] (см. выше). Данные [13, 16] были перенормированы – увеличены соответственно в 1.16 и 1.3 раза. Не использовалась в оценке часть данных [9] и [13], имеющаяся в этих работах соответственно при энергии дейтронов выше 300 и 400 кэВ. Они сильно отлича-

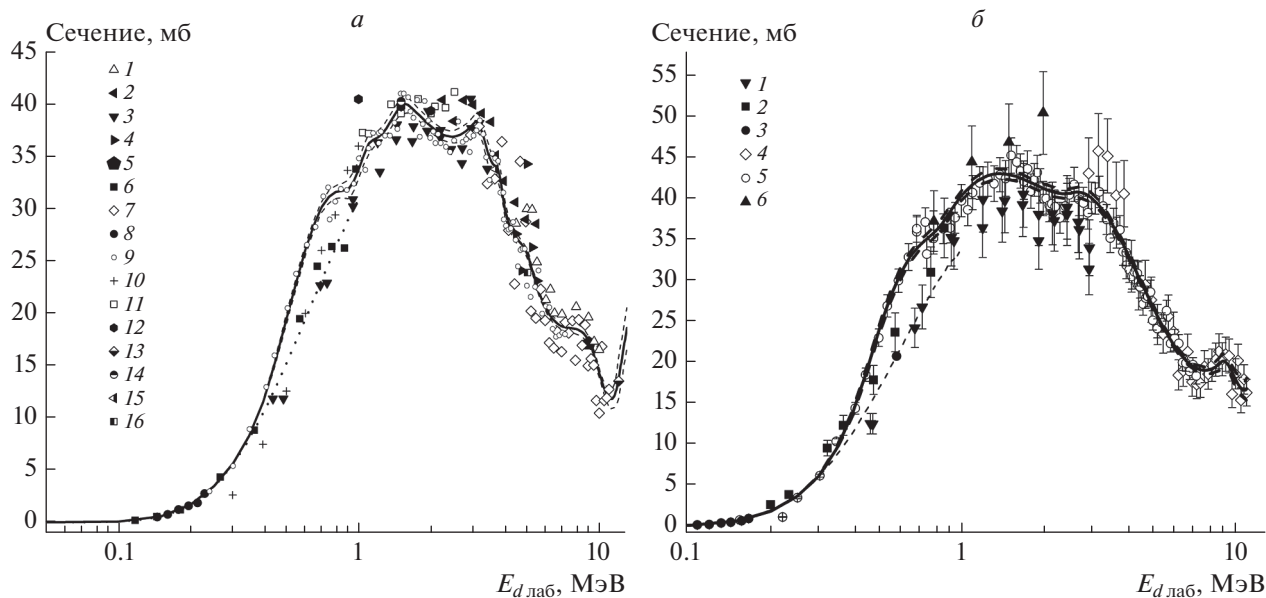


Рис. 2. Экспериментальные и оценённые значения интегрального сечения реакции ${}^6\text{Li}(d,p_1){}^7\text{Li}^*$ (а): сплошная кривая и тонкий пунктир – настоящая оцененная кривая и ее коридор ошибок, точки – расчет [15], 1 – [2], 2 – [8], 3 – [9], 4 – [10], 5 – [11], 6 – [13], 7 – [14], 8 – экспериментальные точки [15], 9 – [17], 10 – [20], 11 – [21], 12 – [22], 13 – [7], 14 – [19], 15 – [25], 16 – [27]; ${}^6\text{Li}(d,n_1){}^7\text{Be}^*$ (б): сплошная кривая и жирный пунктир – настоящая оцененная кривая и ее коридор ошибок, тонкий пунктир – расчет [15], 1 – [9], 2 – [13], 3 – экспериментальные точки [15], 4 – [16], 5 – [17], 6 – [28].

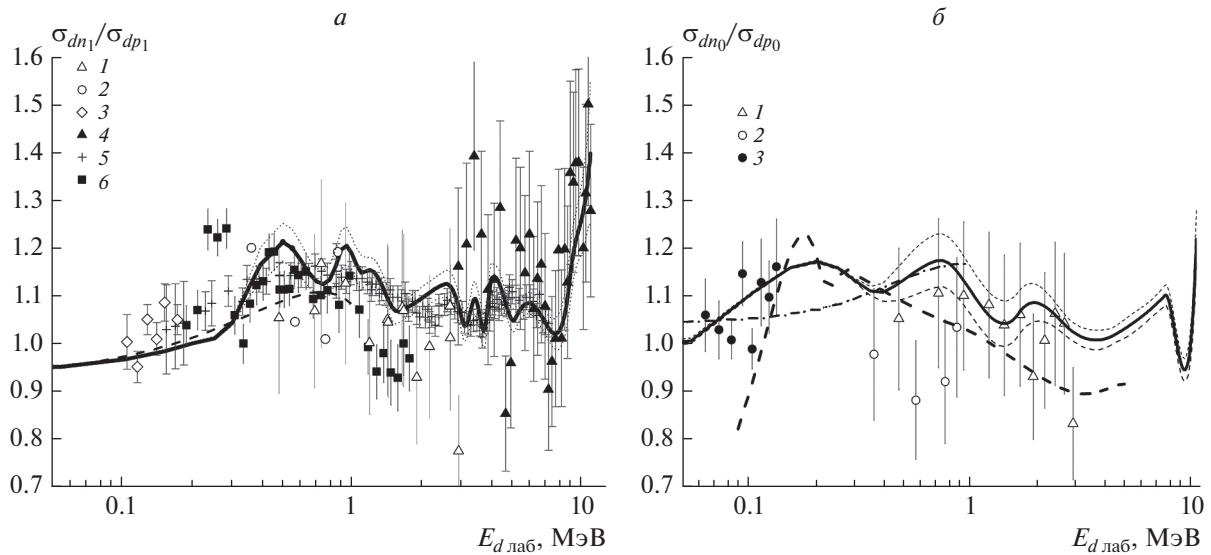


Рис. 3. Отношение сечений реакций $\sigma_{dn_1}/\sigma_{dp_1}$ (а): сплошная кривая и тонкий пунктир – настоящая оцененная кривая и ее коридор ошибок, жирный пунктир – расчет [15], 1 – [9], 2 – [13], 3 – экспериментальные точки [15], 4 – [16], 5 – [17], 6 – [34]; $\sigma_{dn_0}/\sigma_{dp_0}$ (б): сплошная кривая и тонкий пунктир – настоящая оцененная кривая и ее коридор ошибок, штрих-пунктир – расчет [14], жирный пунктир – R -матричный расчет [33], 1 – [9], 2 – [13], 3 – экспериментальные точки [14].

ются от других экспериментальных данных. Их использование также дает довольно низкие оцененные $\sigma_{dn_1}/\sigma_{dp_1} \approx 0.8$. Результаты оценки приведены в табл. 3 и на рис. 2б, где также показаны неис-

пользованные данные и другие оценки. S -фактор реакции ${}^6\text{Li}(d,n_1){}^7\text{Be}^*$ рассчитывается с использованием коэффициентов из табл. 3 по формуле (8) для натурального логарифмического масштаба по оси абсцисс и линейного – по оси ординат.

Оценки сечений, имевшие итерационный характер, состояли не только в получении оптимальных оценок сечений, но и их отношений (рис. 3а).

ОЦЕНКИ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИИ ${}^6\text{Li}(d,x){}^7\text{Be}$

Полные сечения этой реакции $\sigma_{dx\text{Be}}$ с высокой точностью представляют собой сумму сечений σ_{dn_0} и σ_{dn_1} . Поэтому на основании оценок сечений $\sigma_{dx\text{Be}}$ и σ_{dn_1} можно получить оценку сечения σ_{dn_0} , экспериментальные данные для которого крайне бедны.

В оценке $\sigma_{dx\text{Be}}$ были использованы данные [12, 28, 29, 31, 32]. Результаты представлены на рис. 4 и в табл. 4. При этом часть данных [29], расположенная при энергии менее 700 кэВ, была исключена из оценки. Их использование дает такие оцененные значения сечения, что в энергетическом интервале 300–800 кэВ приводит к сильно заниженным σ_{dn_0} и отношениям $\sigma_{dn_0}/\sigma_{dp_0}$.

S -фактор реакции ${}^6\text{Li}(d,x){}^7\text{Be}$ рассчитывается с использованием коэффициентов из табл. 4 по

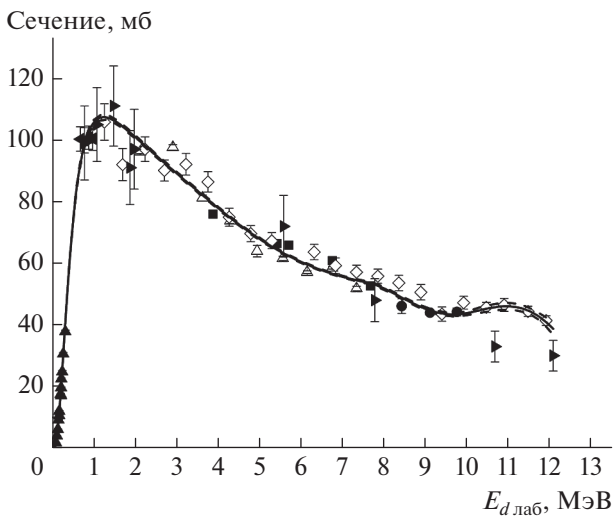


Рис. 4. Экспериментальные и оцененные значения полных сечений реакции ${}^6\text{Li}(d,x){}^7\text{Be}$: сплошная кривая – настоящая работа, ■, △, ● – [12] на Al, Cu, Ta подложках соответственно, ◇ – [31], ► – [28], ◀ – [29], ▲ – [32].

формуле (8) для натурального логарифмического масштаба по оси абсцисс и линейного – по оси ординат.

**ОЦЕНКИ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ
ЗЕРКАЛЬНЫХ РЕАКЦИЙ
 ${}^6\text{Li}(d,n_0){}^7\text{Be}$ и ${}^6\text{Li}(d,p_0){}^7\text{Li}$**

Экспериментальные данные по сечениям σ_{dn_0} реакции ${}^6\text{Li}(d,n_0){}^7\text{Be}_{\text{g.s.}}$ малочисленны и охватывают интервал энергий дейтронов до 2.5 МэВ. Поэтому к данным по этой реакции добавлены значения, полученные вычитанием из оцененных полных сечений $\sigma_{dx\text{Be}}$ интегральных сечений σ_{dn_1} (см. выше). Результат оценки приведен на рис. 5а и табл. 5. S-фактор реакции ${}^6\text{Li}(d,n_0){}^7\text{Be}$ рассчитывается с использованием коэффициентов из табл. 5 по формуле (9) для натурального логарифмического масштаба по оси абсцисс и ординат.

В оценке сечений σ_{dp_0} реакции ${}^6\text{Li}(d,p_0){}^7\text{Li}_{\text{g.s.}}$ были использованы данные [2, 7–11, 13–15, 19–22, 25]. Результаты оценки представлены в табл. 5 и рис. 5б, где также показаны неиспользованные данные и другие оценки. При $E_d < 1$ МэВ имеются противоречивые данные, представленные в работах [9, 13, 14, 20, 21]. В указанной энергетической области данные [20, 21] были исключены из оценки. Выше энергии 300 кэВ не использовались данные [13], которые не согласуются с авторитетными теоретическими оценками [14]. Использование этих данных приводит также к завышению

Таблица 4. Значения коэффициентов аппроксимирующего сплайна

x_0 , МэВ	Значения коэффициентов			
	C_0	C_1	C_2	C_3
0.086	43 300	–51 559	–	–
0.086	43 300	–51 559	33 579	–9729.7
0.230	15 806	–13 737	4850.8	–625.72
2.829	1994.2	–1212.1	140.79	577.77
5.684	1413.3	–171.81	–9867.7	29940
7.347	1225.4	677.60	13178	–83118
9.065	1178.4	–4795.8	–	–

отношения $\sigma_{dn_0}/\sigma_{dp_0}$ (см. ниже). S-фактор реакции ${}^6\text{Li}(d,p_0){}^7\text{Li}$ рассчитывается с использованием коэффициентов из табл. 5 по формуле (8) для натурального логарифмического масштаба по оси абсцисс и линейного – по оси ординат.

Оценки сечений зеркальных реакций ${}^6\text{Li}(d,n_0){}^7\text{Be}$ и ${}^6\text{Li}(d,p_0){}^7\text{Li}$ имели итерационный характер, состоящий не только в получении оптимальных оценок сечений, но и оценки их отношений (рис. 3б).

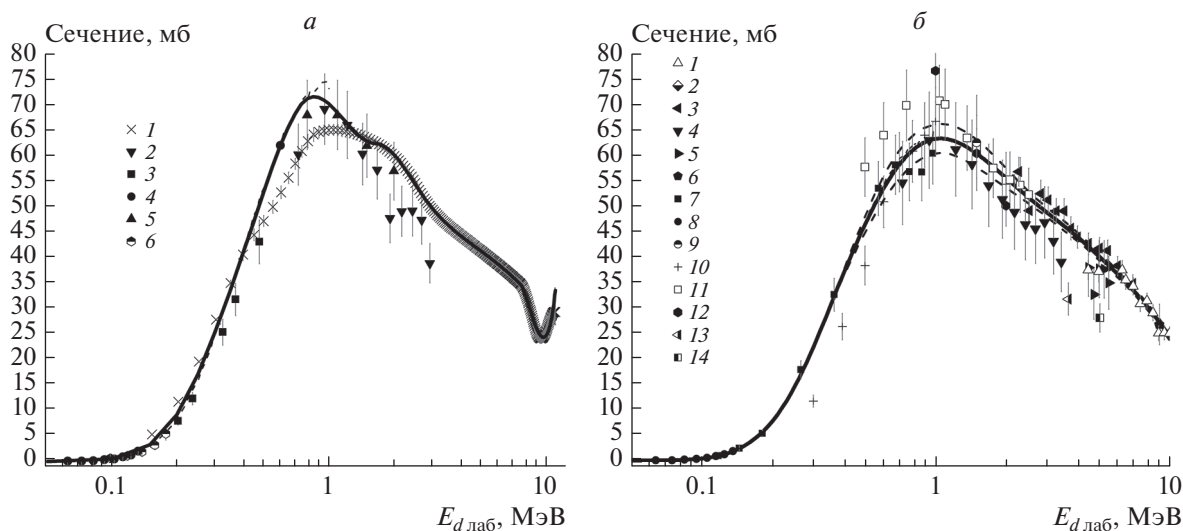


Рис. 5. Экспериментальные и оценённые значения интегральных сечений реакции ${}^6\text{Li}(d,n_0){}^7\text{Be}_{\text{g.s.}}$ (а): сплошная кривая – настоящая работа, тонкий пунктир – расчет [14], 1 – результат вычитания, 2 – [9], 3 – [13], 4 – экспериментальные точки [14], 5 – [28], 6 – [30]; ${}^6\text{Li}(d,p_0){}^7\text{Li}_{\text{g.s.}}$ (б): сплошная кривая и жирный пунктир – настоящая оцененная кривая и ее коридор ошибок, тонкий пунктир – расчет [14]; 1 – [2], 2 – [7], 3 – [8], 4 – [9], 5 – [10], 6 – [11], 7 – [13], 8 – экспериментальные точки [14], 9 – [19], 10 – [20], 11 – [21], 12 – [22], 13 – [25], 14 – [27].

Таблица 5. Значения коэффициентов аппроксимирующего сплайна

${}^6\text{Li}(d,n_0){}^7\text{Be}_{g,s}$					${}^6\text{Li}(d,p_0){}^7\text{Li}_{g,s}$				
x_0 , МэВ	Значения коэффициентов				x_0 , МэВ	Значения коэффициентов			
	C_0	C_1	C_2	C_3		C_0	C_1	C_2	C_3
0.039	9.93	-0.02	—	—	0.004	22393	-47028	—	—
0.039	9.93	-0.02	0.07	-0.12	0.004	22393	-47028	-214380	1027300
0.200	9.52	-0.81	-0.55	0.59	0.114	15992	-56895	124700	-211910
0.295	9.16	-0.96	0.14	-0.23	0.311	8011.8	-32437	66780	-48056
0.541	8.58	-1.04	-0.89	0.92	0.770	2544.2	-1507.9	515.70	-61.76
1.240	7.62	-0.63	-0.79	0.85	3.358	1025.1	-79.76	-3.0716	0.5166
2.243	7.148	-0.67	0.62	-0.30	8.990	570.69	-65.2	5.6570	-0.4611
5.676	6.82	-0.30	-13.32	39.93	8.990	570.69	-65.2	—	—
8.207	6.89	6.16	—	—					

ОЦЕНКИ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ ЗЕРКАЛЬНЫХ РЕАКЦИЙ ${}^6\text{Li}(d,p_2){}^7\text{Li}^*$ (4.63 МэВ) и ${}^6\text{Li}(d,n_2){}^7\text{Be}^*$ (4.57 МэВ)

В оценке сечений реакции ${}^6\text{Li}(d,p_2){}^7\text{Li}^*$ (4.63 МэВ) были использованы данные [2, 19, 23, 24, 26, 27]. К ним при энергии 10.7 и 12.1 МэВ добавлены сечения [28] зеркальной реакции ${}^6\text{Li}(d,n_2){}^7\text{Be}^*$ в предположении $\sigma_{dp_2} \approx \sigma_{dn_2}$. Результаты оценки представлены в табл. 6 и рис. 6а. S-фактор реакции ${}^6\text{Li}(d,p_2){}^7\text{Li}^*$ рассчитывается с использованием коэффициентов из табл. 6 по формуле (8) для линейного масштаба по оси абсцисс и ординат.

Экспериментальные данные по реакции ${}^6\text{Li}(d,n_2){}^7\text{Be}^*$ (4.57 МэВ) имеются только при E_d 10.7 и 12.1 МэВ [28]. Они использовались в оценке сечений зеркальной реакции ${}^6\text{Li}(d,p_2){}^7\text{Li}^*$. Теперь при оценке σ_{dn_2} были использованы экспериментальные σ_{dp_2} [2, 19, 23, 24, 26, 27] в предположении, что $\sigma_{dn_2} \approx \sigma_{dp_2}$, а также нулевое значение сечения в $E_{thr} = 1.5867$ МэВ. Результаты оценки представлены в табл. 6 и рис. 6б. S-фактор реакции ${}^6\text{Li}(d,n_2){}^7\text{Be}^*$ рассчитывается с использованием коэффициентов из табл. 6 по формуле (8) для линейного масштаба по оси абсцисс и ординат.

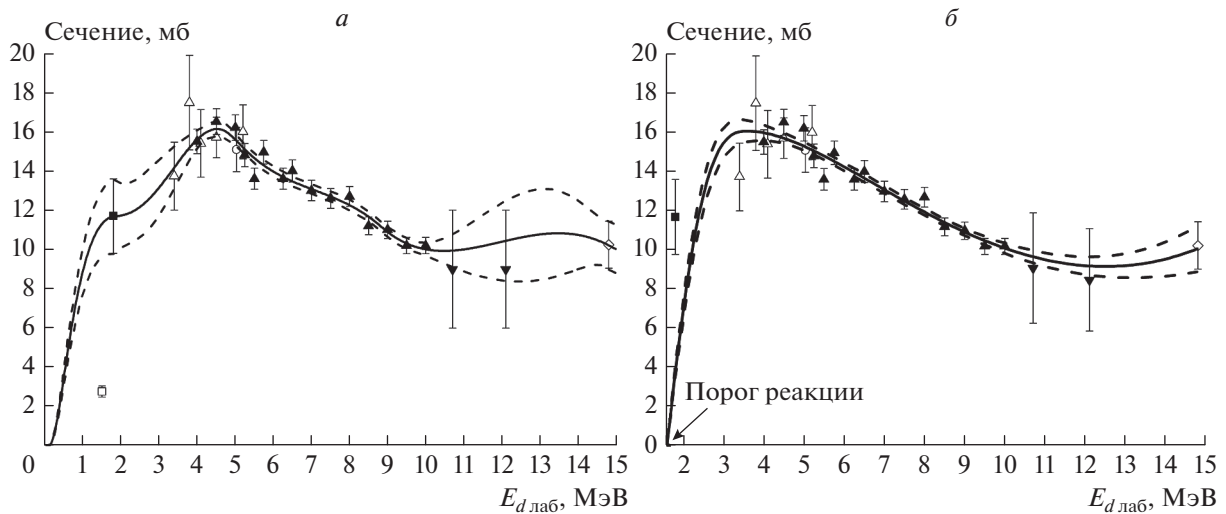


Рис. 6. Экспериментальные и оценённые значения интегральных сечений реакции ${}^6\text{Li}(d,p_2){}^7\text{Li}^*$ (а): сплошная кривая и пунктир — настоящая оценённая кривая и ее коридор ошибок, \blacktriangle — [2], \square — [19], \blacksquare — [23], \triangle — [24], \diamond — [26], \circ — [27], \blacktriangledown — [28]; ${}^6\text{Li}(d,n_2){}^7\text{Be}^*$ (б): обозначения те же, что и для ${}^6\text{Li}(d,p_2){}^7\text{Li}^*$.

Таблица 6. Значения коэффициентов аппроксимирующего сплайна

${}^6\text{Li}(d,p_2){}^7\text{Li}^*(4.63 \text{ МэВ})$					${}^6\text{Li}(d,n_2){}^7\text{Be}^*(4.57 \text{ МэВ})$				
$x_0, \text{ МэВ}$	значения коэффициентов				$x_0, \text{ МэВ}$	значения коэффициентов			
	C_0	C_1	C_2	C_3		C_0	C_1	C_2	C_3
1.346	363.78	-144.42	0	0	1.189	0	0	0	0
1.346	63.78	-144.42	164.44	-42.090	1.189	0.266	833.90	-569.20	126.97
3.524	394.40	-27.124	-110.58	123.64	2.671	399.22	-16.642	-4.6466	0.678
3.908	374.70	-57.377	31.716	-7.4026	11.090	334.48	49.337	-	-
6.629	304.25	-49.216	34.221	-4.8133					
11.088	338.49	-31.103	-	-					

ОЦЕНКИ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ
ЗЕРКАЛЬНЫХ РЕАКЦИЙ ${}^6\text{Li}(d,p_4){}^7\text{Li}^*$
(7.456 МэВ) и ${}^6\text{Li}(d,n_4){}^7\text{Be}^*$ (7.21 МэВ)

В оценке сечений реакции ${}^6\text{Li}(d,p_4){}^7\text{Li}^*$ (7.456 МэВ) были использованы данные [2, 26, 27]. В эти данные при E_d 10.7 и 12.1 МэВ включены сечения [28] зеркальной реакции ${}^6\text{Li}(d,n_4){}^7\text{Be}^*$ в предположении $\sigma_{dp_4} \approx \sigma_{dn_4}$, а также нулевое значение сечения в $E_{thr} = 3.247$ МэВ. Результаты оценки представлены в табл. 7 и рис. 7а. S-фактор реакции ${}^6\text{Li}(d,p_4){}^7\text{Li}^*$ рассчитывается с использовани-

ем коэффициентов из табл. 7 по формуле (8) для линейного масштаба по оси абсцисс и ординат.

Экспериментальные данные по реакции ${}^6\text{Li}(d,n_4){}^7\text{Be}^*$ (7.21 МэВ) имеются только при энергии 10.7 и 12.1 МэВ [28]. Они были использованы в оценке сечений зеркальной реакции ${}^6\text{Li}(d,p_4){}^7\text{Li}^*$. Теперь при оценке σ_{dn_4} были использованы экспериментальные σ_{dp_4} [2, 26, 27] в предположении, что $\sigma_{dn_4} \approx \sigma_{dp_4}$, а также нулевое значение сечения при $E_{thr} = 5.11$ МэВ. Результаты оценки представлены в табл. 7 и рис. 7б. S-фактор реакции ${}^6\text{Li}(d,n_4){}^7\text{Be}^*$ рассчитывается с ис-

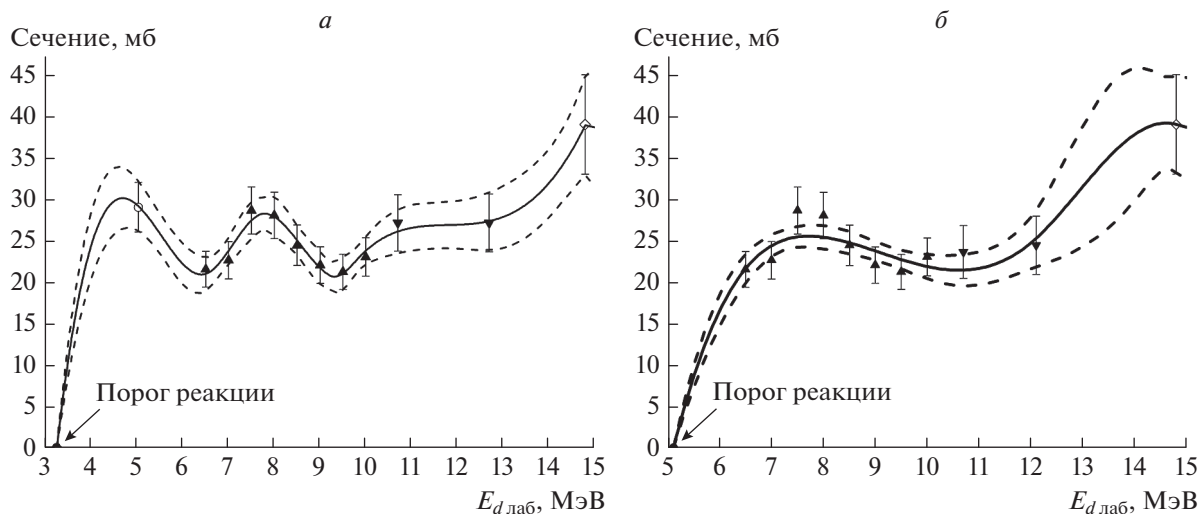


Рис. 7. Экспериментальные и оценённые значения интегральных сечений реакции ${}^6\text{Li}(d,p_4){}^7\text{Li}^*$ (а): сплошная кривая и пунктир — настоящая оцененная кривая и ее коридор ошибок, \blacktriangle — [2], \diamond — [26], \circ — [27], \blacktriangledown — [28], ${}^6\text{Li}(d,n_4){}^7\text{Be}^*$ (б): обозначения те же, что и для ${}^6\text{Li}(d,p_4){}^7\text{Li}^*$.

Таблица 7. Значения коэффициентов аппроксимирующего сплайна

${}^6\text{Li}(d,p_4){}^7\text{Li}^*(7.456 \text{ МэВ})$					${}^6\text{Li}(d,n_4){}^7\text{Be}^*(7.21 \text{ МэВ})$				
x_0 , МэВ	значения коэффициентов				x_0 , МэВ	значения коэффициентов			
	C_0	C_1	C_2	C_3		C_0	C_1	C_2	C_3
2.4305	0	0	0	0	3.8287	0	0	0	0
2.4305	0.0353	1610.3	-1084.9	210.80	3.8287	0.00151	821.74	-326.93	42.15
4.8878	534.11	97.24	469.14	-355.39	5.9563	674.32	2.92	-57.93	21.45
5.8379	745.17	26.34	-425.32	234.64	9.0370	760.62	256.66	140.30	-67.78
6.9116	573.57	-75.46	796.59	-638.56	11.0875	129.24	-22.92	-	-
7.4022	652.88	245.06	-143.26	33.54					
11.087	1288.5	0	-	-					

пользованием коэффициентов из табл. 7 по формуле (8) для линейного масштаба по оси абсцисс и ординат.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен анализ экспериментальных данных по интегральным сечениям реакций ${}^6\text{Li}(d,p_{0,1,2,4})$, ${}^6\text{Li}(d,n_{0,1,2,4})$ и ${}^6\text{Li}(d,x){}^7\text{Be}$. На основании наших данных для оценки осуществлены отбор сечений, нормировка и перенормировка ряда данных. По этим данным математическими средствами (сплайн аппроксимацией) библиотеки SaBa (SarovBase) выполнена оценка интегральных сечений указанных реакций от их порогов до энергии налетающих дейтронов 15 МэВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Zvenigorodskij A.G., Zhrebtsov V.A., Lazarev L.M. et al. IAEA-NDS-191, 1999. 51 p.
- Генералов Л.Н., Вихлянцев О.П., Карпов И.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 11. С. 1774; Generalov L.N., Vikhlyantsev O.P., Karpov I.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 11. P. 1511.
- Horsley A., Parker J.B., Parker K. et al. // Nucl. Instrum. Meth. 1968. V. 62. P. 29.
- Завьялов Ю.С., Квасов Б.И., Мирошниченко В.Л. Методы сплайн функций. М.: Наука, 1980. 352 с.
- Алберг Дж., Нильсон Э., Уолли Дж. Теория сплайнов и ее приложения. М.: Мир, 1972. 316 с.
- Таова С.М., Селянкина С.М., Генералов Л.Н., Жеребцов В.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 6. С. 732; Taova S.M., Selyankina S.M., Generalov L.N., Zhrebtsov V.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 6. P. 658.
- Schiffer J.P., Morrisson G.C., Siemssen R.H. et al. // Phys. Rev. C. 1967. V. 164. P. 1274.
- Gould C.R., Joyce J.M., Boyce J.R. // Proc. Conf. Nucl. Cross Sect. Tech. (Washington, 1975). P. 697.
- McClenahan C.R., Segel R.E. // Phys. Rev. C. 1975. V. 11. P. 370.
- Powell D.L., Crawley G.M., Rao B.N. et al. // Nucl. Phys. A. 1970. V. 147. P. 65.
- Yuan Rongfang, Wang Zhiu, Ye Binqi et al. // Chin. J. Nucl. Phys. 1981. V. 3. P. 155.
- Генералов Л.Н., Абрамович С.Н., Селянкина С.М. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 6. С. 717; Generalov L.N., Abramovich S.N., Selyankina S.M. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 6. P. 644.
- Elwyn A.J., Holland R.E., Davids C.N. et al. // Phys. Rev. C. 1977. V. 1. P. 1744.
- Czerski K., Ruprecht G., Bucka H. et al. // Nucl. Phys. A. 1997. V. 621. Art. No. 119C.
- Czerski K., Bucka H., Heide P. et al. // Phys. Lett. B. 1993. V. 307. P. 20.
- Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Протопопов В.Н. // Изв. АН КазССР. 1984. Т. 4. С. 24.
- Austin S.M., Paul P., Brown B.A. et al. // Phys. Rev. C. 2019. V. 99. Art. No. 024320.
- Paul P. // Z. Naturforsch. 1966. V. 21a. P. 914.
- Ricards J. // Rev. Mex. Fis. 1965. V. 14. P. 241.
- Bertrand F., Greiner G., Pornet J. Report CEA-R-3428, 1968.
- Caii Dunju, Zhou Enchen, Jiang Chenglie // W. Jiang. 1985. S0017.
- Bruno G., Decharge J., Perrin A. et al. // J. Physics. 1966. V. 27. P. 517.
- Holtebekk T., Monsrud A.E. // Phys. Norvegica. 1969. V. 3. P.215.
- Meyer V., Pfeifer W., Staub H.H. // Helv. Phys. Acta. 1962. V. 36. P. 465.
- Huang Bingyin et al. // Proc. Conf. Nucl. Phys. (Shanghai, 1974). P. 89.
- Hamburger E.W., Cameron J.R. // Phys. Rev. 1960. V. 117. P. 781.
- Mao Zhenlin // Proc. Conf. Low Energy Nucl. Phys. (Lanzhou, 1972). P. 72.

28. Бочкарев О.В., Вуколов В.А., Колтыпин Е.А. и др. // ЯФ. 1996. Т. 59. С.1749; *Bochkarev O.V., Vukolov V.A., Koltypin E.A. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 1996. V. 59. P. 1690.
29. Ruby L., Pyle R.V., Yue-Chau Wong // Nucl. Sci. Engin. 1079. V. 71. P. 280.
30. Szabo J., Varnagy M., Body Z.T. et al. // Proc. Conf. Nucl. Data Sci. Technol. (Antwerp, 1982). P. 956.
31. Гужовский Б.Я., Абрамович С.Н., Звенигородский А.Г. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1980. Т. 44. С. 1983; *Guzhovskii B.Ya., Abramovich S.N., Zvenigorodskiy A.G. et al.* // Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. Ser. 1980. V. 44. P. 168.
32. Hirst F. et al. // Phil. Mag. 1954. V. 45. P. 762.
33. Page P.R., Hale G.M. // Proc. Conf. Nucl. Data Sci. Techn. (Santa Fe, 2004). P. 958.
34. Wilkinson D.H. // Phil. Mag. 1957. V. 2. P. 83.

**${}^6\text{Li}(d,p_0){}^7\text{Li}$, ${}^6\text{Li}(d,p_1){}^7\text{Li}^*(0.478 \text{ MeV})$, ${}^6\text{Li}(d,p_2){}^7\text{Li}^*(4.63 \text{ MeV})$,
 ${}^6\text{Li}(d,p_4){}^7\text{Li}^*(7.46 \text{ MeV})$, ${}^6\text{Li}(d,n_0){}^7\text{Be}$, ${}^6\text{Li}(d,n_1){}^7\text{Be}^*(0.429 \text{ MeV})$,
 ${}^6\text{Li}(d,n_2){}^7\text{Be}^*(4.57 \text{ MeV})$, ${}^6\text{Li}(d,n_4){}^7\text{Be}^*(7.21 \text{ MeV})$,
 ${}^6\text{Li}(d,x){}^7\text{Be}$ reactions cross sections**

L. N. Generalov^a, V. A. Zhrebtsov^a, S. M. Selyankina^a, *

^a Russian Federal Nuclear Center – All-Russian Research Institute of Experimental Physics, Sarov, Russia

*e-mail: otd4@expd.vniief.ru

Upgraded evaluation of the integral cross sections of ${}^6\text{Li}(d,p_{0,1,2,4})$ reactions and respective ${}^6\text{Li}(d,n_{0,1,2,4})$ mirror reactions and ${}^6\text{Li}(d,x){}^7\text{Be}$ reaction was presented. The evaluation was obtained in our SaBa (SarovBase) library using mathematical tools (spline approximation) of this library. The results of our measurements of the ${}^6\text{Li}(d,p_{0,1,2,4})$ reactions cross sections from 4 to 10 MeV deuteron energy were the motivation of the present work.

УДК 539.1.07

НОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ ДЛЯ ВЕРШИННЫХ ДЕТЕКТОРОВ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА КОЛЛАЙДЕРЕ NICA

© 2022 г. В. И. Жеребчевский¹, *, Н. А. Мальцев¹, Д. Г. Нестеров¹, С. Н. Белокурова¹,
В. В. Вечернин¹, С. Н. Иголкин¹, В. П. Кондратьев¹, Т. В. Лазарева¹,
Н. А. Прокофьев¹, А. Р. Рахматулина¹, Г. А. Феофилов¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Санкт-Петербургский государственный университет”, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: v.zherebchevsky@spbu.ru

Поступила в редакцию 14.03.2022 г.

После доработки 08.04.2022 г.

Принята к публикации 22.04.2022 г.

Рассмотрены новейшие технологии для вершинных детекторов, которые могут быть использованы в экспериментах на коллайдере NICA. Данные технологии включают в себя как уникальные пиксельные детекторы с новыми сверхлегкими радиационно-прозрачными углекомпонитными структурами, так и их системы охлаждения. Для разрабатываемых детекторных комплексов были сделаны оценки эффективности реконструкции распадов D мезонов, а также изучены возможности этих комплексов для исследования процессов образования кластеров холодной плотной кварк-глюонной материи внутри ядер.

DOI: 10.31857/S0367676522080269

ВВЕДЕНИЕ

Современные коллайдерные эксперименты с тяжелыми ионами в физике высоких энергий направлены на изучение фазовых переходов в сильно взаимодействующей материи. При столкновении релятивистских тяжелых ионов может образоваться кварк-глюонная материя в состоянии деконфайнмента – кварк-глюонная плазма (КГП), если система адронов достигнет высокой плотности или температуры. Главный научный интерес заключается в том, чтобы выяснить, как происходит переход КГП в адронный газ. Новыми исследованиями в этом направлении станут эксперименты на строящемся в ОИЯИ ускорительно-накопительном комплексе NICA. Один из таких экспериментов будет реализован на многоцелевом детекторе Multi-Purpose Detector (MPD). Этот эксперимент ставит своей целью детальное изучение фазовой диаграммы ядерной материи в области большой барионной плотности [1]. Такая сверхплотная материя могла существовать на ранних стадиях эволюции Вселенной и возможно существует сегодня в ядрах нейтронных звезд. Не менее интересные задачи ставятся в области спиновой физики, связанные с формированием спина адронов с учетом спиновых и орбитальных моментов составляющих их валентных и морских кварков, а также глюонов. Для проведения исследований, направленных на решение этих задач,

предназначен другой эксперимент на коллайдере NICA – детектор спиновой физики: Spin Physics Detector (SPD) [2]. В обоих экспериментах одной из важных проблем является изучение выходов адронов, содержащих тяжелые кварки. Такие адроны характеризуются малыми сечениями взаимодействия с ядерной средой и несут неискаженную информацию о состояниях ядерной материи, возникающих в процессе столкновения релятивистских ядер. Поэтому эффективное выделение очарованных частиц в зарегистрированных экспериментальной установкой событиях ядро-ядерных столкновений, играет ключевую роль при анализе возможных фазовых переходов [3, 4].

Энергетический диапазон коллайдера NICA составляет: $\sqrt{s_{NN}} = 4–11$ ГэВ для столкновений ионов золота $^{197}\text{Au}(79+)$, с соответствующей светимостью до $1 \cdot 10^{27} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ [5, 6]. Для ускоряемых поляризованных протонов и дейтронов в этом же энергетическом диапазоне светимость будет на несколько порядков выше: $1 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ [2]. Следует отметить, что столкновения тяжелых ионов именно при энергиях коллайдера NICA оптимально подходят для обеспечения высокой барионной плотности и достижения фазы деконфайнмента ядерного вещества. Это позволит изучать свойства сверхплотной ядерной среды, включая поиск возможных сигналов деконфайнмента и критической точки на фазовой диаграмме.

Теоретические исследования и имеющаяся сегодня экспериментальная информация показывают, что при образовании КГП будет наблюдаться повышенный выход адронов, содержащих странные и очарованные кварки. Такие же частицы будут возникать и при столкновениях релятивистских пучков поляризованных протонов и дейтронов. Процессы рождения таких адронов (гипероны, очарованные мезоны и т.д.) довольно редки и для их регистрации необходимо применять новые детекторные технологии с минимальными шумовыми и высокими временными, энергетическими и радиационными характеристиками используемых детекторов. С другой стороны, множественность вторичных частиц, рождающихся в центральных столкновениях релятивистских ионов, может достигать нескольких тысяч в диапазоне энергий коллайдера NICA. Для надежной регистрации таких событий нужны трековые детекторы, способные с высокой эффективностью реконструировать треки первичных заряженных частиц и продуктов их распадов. Трековые системы, обеспечивающие возможность восстанавливать вершины распадов короткоживущих адронов, должны обладать высоким пространственным разрешением. Для создания подобных систем необходимо использовать реализуемые сегодня в экспериментах физики высоких энергий технологии кремниевых пиксельных детекторов [7–11].

Кроме того, при относительно низких энергиях сталкивающихся ядер на коллайдере NICA ($\sqrt{s_{NN}} = 4\text{--}11$ ГэВ) становится возможным изучать внутри ядер различные кластеры плотной ядерной материи [3, 4]. Одним из проявлений существования таких кластеров является образование частиц при рассеянии на ядрах в областях, кинематически запрещенных для реакций со свободными нуклонами, которое обычно называют кумулятивным рождением. В настоящем обзоре обсуждаются технологии для создания вершинных детекторов в экспериментах на коллайдере NICA. Рассматриваются новейшие пиксельные кремниевые детекторные комплексы вместе со сверхлегкими радиационно-прозрачными углекомпозитными структурами их поддержки, а также эффективными системами охлаждения для этих комплексов.

СОВРЕМЕННЫЕ ВЕРШИННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ В КОЛЛАЙДЕРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

Сегодня для проведения экспериментальных исследований в области физики высоких энергий и элементарных частиц широко используются трековые системы. Одним из главных модулей таких трековых систем является вершинный детек-

тор, предназначенный для прецизионной реконструкции вершин распадов короткоживущих адронов по восстановленным трекам продуктов их распадов. В экспериментах на фиксированных мишенях вершинные детекторы обычно располагаются практически сразу за мишенью, охватывая широкий телесный угол регистрации частиц. В коллайдерных экспериментах вершинный детектор является ближайшим детекторным модулем (внутренняя трековая система) к точке столкновения пучков. Обычно он размещается внутри основной трековой системы. В ряде экспериментов такой системой является время-проекционная камера. Для детектирования адронов, рождающихся в реакциях с релятивистскими тяжелыми ионами, и последующей идентификации их треков и треков продуктов распада нестабильных адронов, необходимо точно определить координаты первичной вершины образования и вторичных вершин распадов. В настоящее время ведутся интенсивные исследования новых кремниевых координатно-чувствительных пиксельных детекторов, обладающих как высоким пространственным разрешением, так и быстродействием.

Работа Большого адронного коллайдера (БАК) в CERN и эксперимента ALICE (A Large Ion Collider Experiment) предоставила возможность изучать фазовую диаграмму сильновзаимодействующей материи при высоких температурах. Удалось проанализировать ряд характеристик КГП, свойства которой изучались ранее в экспериментах по столкновению релятивистских тяжелых ионов на ускорителях SPS (CERN) и RHIC (BNL). С другой стороны, измерения выходов частиц с тяжелыми ароматами (частицы, содержащие s и b кварки) при увеличении светимости БАК в 2022 г. в столкновениях ионов свинца до $6 \cdot 10^{27} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ позволит определить такой параметр сильно взаимодействующей материи, как начальная температура КГП и изучить различные динамические процессы в среде КГП [9]. Регистрация частиц, содержащих тяжелые ароматы, может дать ответы на вопросы о том, как происходит термализация и адронизация КГП (тяжелые ароматы несут информацию о состоянии среды в момент их рождения). Однако, для получения полной физической картины событий ядро-ядерных столкновений нужно увеличить эффективность регистрации треков рожденных частиц, особенно в области малых поперечных импульсов. Также необходимо улучшить пространственное разрешение при определении координат первичной вершины и вторичных вершин распадов “очарованных” и “прелестных” адронов. К тому же регистрация событий при повышенной светимости LHC требует разработки новых технологий для создания быстродействующих детекторных систем. Такими новыми детекторными системами стали Монолитные активные пиксельные сенсоры (МАПС)

на основе технологии КМОП (180 нм). Важным преимуществом данных пиксельных детекторов по сравнению с используемыми в настоящее время гибридными пиксельными детекторами состоит в том, что вся детекторная электроника (усилитель, дискриминатор, буфер памяти) размещается на одном чипе и интегрирована непосредственно в сенсор. Один пиксель — один полноценный детектор. На протяжении последних 30 лет велись интенсивные прикладные исследования детекторов на основе КМОП технологий с целью их использования для регистрации заряженных частиц [12–15]. Это привело к тому, что в настоящий момент появилась возможность конструировать и создавать вершинные детекторы для экспериментов в физике элементарных частиц и ядерной физики [10, 11, 16–19]. Первый такой детектор с использованием сенсоров на основе КМОП технологий был запущен в работу в эксперименте STAR (Solenoidal Tracker At RHIC) на коллайдере тяжелых ионов RHIC [12, 20], и в проведенных экспериментах удалось зарегистрировать процессы рождения лямбда-гиперонов, содержащих тяжелые ароматы (c -кварки), в столкновениях ионов золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ [21]. Однако, технологии КМОП (350 нм технология), используемые в этих пиксельных детекторах, по ряду параметров не подходят как для модернизированной внутренней трековой системы (ВТС) эксперимента ALICE на БАК, так и для создания новых вершинных детекторов на строящемся коллайдере NICA. Это связано с тем, что в столкновениях с достаточно высокой частотой такие детекторы неприменимы из-за достаточно большого времени считывания информации с пикселей (320 Мбит/с), большого времени интегрирования сигнала (190 мкс) и значительного энерговыделения (до $150 \text{ мВт} \cdot \text{см}^{-2}$). Эти ограничения преодолеваются, если использовать технологию 180 нм. В частности, в новой ВТС эксперимента ALICE используются пиксельные КМОП детекторы ALPIDE [8] у которых время считывания информации 1200 Мбит/с и время интегрирования 4 мкс. Эти детекторы обладают довольно низким энергопотреблением (около $40 \text{ мВт} \cdot \text{см}^{-2}$), высочайшим пространственным разрешением (5 мкм) и высокой радиационной стойкостью. Были разработаны четыре поколения таких детекторов и проведены всесторонние исследования их свойств [22–24]. Полученные результаты ответили на ряд технологических вопросов и позволили создать работающую трековую систему эксперимента ALICE на основе MAPS [7]. Также результаты проведенных исследований характеристик данного класса пиксельных детекторов и изучение их идентификационной способности при регистрации короткопробежных частиц позволили создать концепцию

вершинного детектора для отечественного Мега-проекта Multi-Purpose Detector (MPD) на коллайдере NICA [3]. Дальнейший всесторонний анализ данных, полученных при облучении детекторов (собранных в телескопной конфигурации) изотопными источниками ионизирующих излучений различного типа: гамма, бета, альфа, и электронами высоких энергий (на линейном ускорителе), а также эксперименты с использованием этого телескопа при регистрации космических лучей, способствовали совершенствованию методов детектирования и алгоритмов обработки данных для вершинных детекторов на основе новейших пиксельных сенсоров для экспериментальных установок комплекса NICA.

При создании современных вершинных детекторов для коллайдерных экспериментов следует учесть, что при регистрации продуктов распада адронов, содержащих тяжелые кварки, траектории таких частиц не должны сильно отклоняться от первоначального направления при многократном рассеянии на материалах и элементах конструкции детекторов. Поэтому необходимо построить детекторную систему с наибольшей радиационной прозрачностью, когда поддерживающие структуры, входящие в состав детекторных модулей и их системы охлаждения, должны иметь минимум вещества при минимальной толщине самих кремниевых детекторов [25, 26]. В настоящий момент, рекордные значения радиационной прозрачности при минимуме используемого вещества в мега-установках, используемых в физике высоких энергий и элементарных частиц (на уровне 0.39% для слоя кремниевых детекторов) достигнуты для новой внутренней трековой системы эксперимента ALICE на БАК в ЦЕРН [8]. Аналогичная концепция планируется и для создания вершинного детектора (ВД) эксперимента MPD на коллайдере NICA [3]. В данном случае тонкие (50 мкм) кремниевые пиксельные детекторы будут смонтированы на сверхлегких углекомполитных структурах поддержки с интегрированной системой охлаждения. Эти структуры будут объединены в линейки, расположенные вдоль поверхности коаксиальных цилиндров вокруг точки столкновения пучков коллайдера NICA. Моделирование и расчеты показали, что для надежной реконструкции вершин распада короткопробежных частиц радиационная толщина детекторов (включая кабельные системы и структуры поддержки детекторов) не должна превышать 1% от радиационной длины заряженной частицы. Это необходимо для снижения влияния многократного рассеяния на пространственную разрешающую способность ВД. Линейки детекторов (с соответствующими сверхлегкими углекомполитными структурами), образующие цилиндрические слои вокруг точки столкновения пучков коллайдера NICA, будут располагаться с частичным перекрытием, чтобы

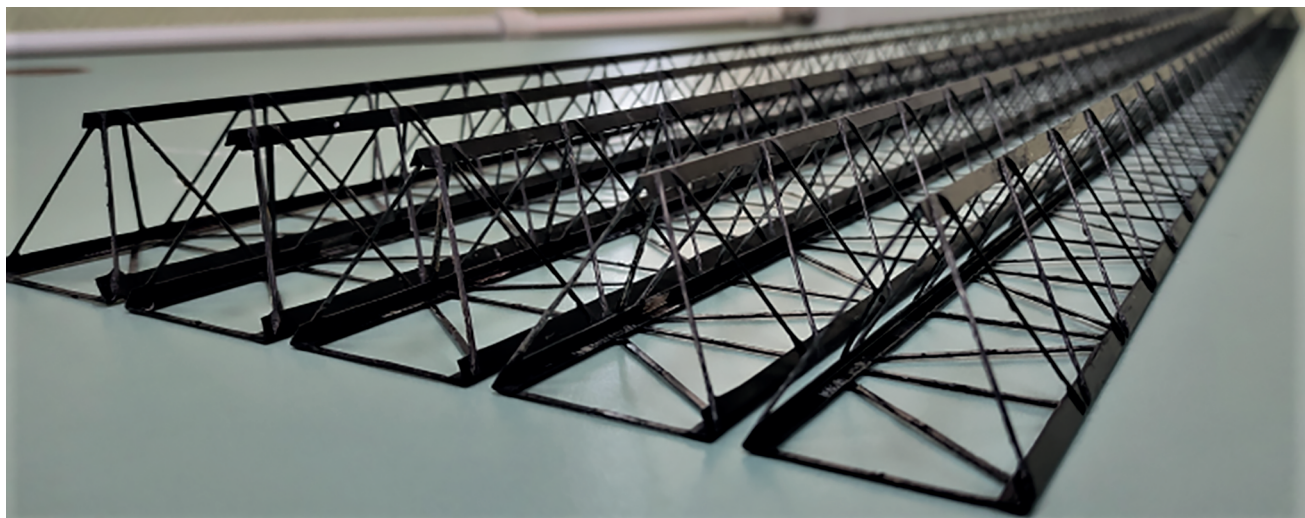


Рис. 1. Готовые фермы сверхлегких углекомпозитных структур поддержки детекторных систем на основе МАПС.

исключить образование мертвых зон по всему рабочему объему ВД. Отметим, что при определении числа цилиндрических слоев принимается в расчет и минимальное расстояние между ними, которое определяется размерами углекомпозитных структур поддержки детекторов. Полная концепция ВД была представлена в работах [3, 4], обозначивших также задачи по изготовлению и проведению исследований физических, структурных и функциональных особенностей сверхлегких радиационно-прозрачных углеволоконных структур поддержки детекторов на основе МАПС, на которые будут монтироваться все детектирующие модули. В конструкции указанных структур поддержки используется препрег, состоящий из высокомодульного углеродного волокна и пропитанный соответствующим связующим. Сочетание этих компонент позволяет получить структуры поддержки детекторов с высочайшими механическими свойствами. При создании структур поддержки детекторов на основе МАПС для ВД эксперимента MPD на коллайдере NICA были разработаны фермы длиной 1526 мм с использованием препрега отечественного производства “НИИКАМ-РС/М55”. Для определения параметров такого препрега была выполнена работа по идентификации фактического количества волокна в нем. Было установлено, что данный препрег отличается от зарубежных аналогов меньшим содержанием углеродного волокна и большим содержанием оксидного связующего. Низкое содержание углеволокна может привести к ухудшению прочностных свойств всей поддерживающей структуры (т.к. основной параметр фермы — это ее жесткость, а она определяется формой изделия, модулем упругости материала и его количеством). Поэтому были изготовлены об-

разцы сверхлегких углекомпозитных структур поддержки детекторов МАПС и проведены исследования их геометрических, механических и прочностных свойств с последующим сравнением полученных данных с аналогичными характеристиками сверхлегких углекомпозитных структур поддержки детекторов МАПС, применяемых в эксперименте ALICE на БАК. Оказалось, что по геометрическим характеристикам фермы практически не отличаются друг от друга (в пределах погрешности измерений), однако фермы ALICE имеют больший вес и лучшую жесткость: прогиб не более 0.20 мм при центральной нагрузке в 200 г. Такие различия в характеристиках ферм связаны с тем, что отечественный препрег содержит меньший процент углеволокна. Это дает меньший вес изготавливаемого изделия и уменьшает его жесткость. Проведенные нами исследования показали, что даже не слишком большая разница в содержании углеволокна в препреге (~20%) довольно существенно влияет на механические и геометрические свойства сверхлегких углекомпозитных структур поддержки. Поэтому для создания вершинного детектора эксперимента MPD было принято решение модифицировать технологию производства данных структур поддержки: было увеличено число слоев препрега в гранях ферм до 9 и проводилась укладка на грани ферм пучков из трех угольных нитей, пропитанных композитным составом. В итоге, изготовленные фермы (см. рис. 1) по своим механическим и прочностным характеристикам стали соответствовать фермам ALICE. В дальнейшем, совместно с ОИЯИ на данные фермы будут прецизионно смонтированы углепластиковые панели с интегрированной системой жидкостного охлаждения

Таблица 1. Каналы распада D^0 и D^+ мезонов, используемые для их реконструкции в трековой системе эксперимента MPD

Адрон	Масса, МэВ · с ⁻²	Средняя длина пробега σ , мкм	Канал распада	Вероятность распада по данному каналу
D^+	1869.62 ± 0.20	312	$\pi^+ + \pi^+ + K^-$	9.13
D^0	1864.84 ± 0.17	123	$\pi^+ + K^-$	3.89

и размещены монолитные активные пиксельные детекторы.

РЕКОНСТРУКЦИЯ РАСПАДОВ D МЕЗОНОВ В ТРЕКОВОЙ СИСТЕМЕ ЭКСПЕРИМЕНТА MPD НА КОЛЛАЙДЕРЕ NICA

Исходя из рассмотренных выше функциональных возможностей и характеристик монолитных активных пиксельных сенсоров, были сделаны модельные оценки эффективности реконструкции распадов D мезонов в трековой системе эксперимента MPD на коллайдере NICA.

Время-проекционная камера (ВПК) является основным трековым детектором эксперимента MPD. ВПК будет обеспечивать восстановление треков заряженных частиц в центральной области быстрот, а также их идентификацию по измеренным энергетическим потерям [27]. Для надежной идентификации короткоживущих адронов, к числу которых относятся очарованные мезоны, ВПК будет дополнена вершинным детектором. Как уже отмечалось, ВД эксперимента MPD будет состоять из МАПС, объединенных в линейки, расположенные вдоль поверхности коаксиальных цилиндров вокруг точки столкновения пучков коллайдера NICA. В работе [3] была предложена 5-слойная конструкция ВД, адаптированная к ионопроводу коллайдера NICA с диаметром 40 мм (ВД5-40). Было показано, что использование такого ВД обеспечивает пространственное разрешение, достаточное для реконструкции распадов нестабильных частиц, средние пробеги λ которых составляют несколько сотен микрометров [3].

Идентификационная способность трековой системы эксперимента MPD, состоящей из ВПК и ВД5-40, была оценена при восстановлении вершин распада D^0 ($\lambda = 123$ мкм) и D^+ ($\lambda = 312$ мкм), образующихся в центральных Au + Au столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ. Реконструкция распадов D^0 и D^+ мезонов проводилась в программной объектно-ориентированной среде Mpdroot [28]. Ядро-ядерные столкновения моделировались на основе генератора событий QGSM [29], построенного на базе кварк-глюонной струнной модели. Чистые сигнальные события, отвечающие распадам очарованных мезонов, разыгрыва-

лись в рамках теплового генератора [30], настроенного на энергию коллайдера NICA. В событиях ядро-ядерных столкновений фоном для сигналов, отвечающих распадам короткоживущих частиц, является большое число случайных комбинаций треков, не соответствующих истинным продуктам распада частицы. Существенного подавления такого комбинаторного фона можно добиться, используя критерии отбора полезных событий по следующим топологическим параметрам: расстояние наибольшего сближения между треками продуктов распада и первичной вершиной взаимодействия сталкивающихся ядер (dca); расстояние между треками дочерних частиц в вершине распада материнской частицы ($distance$); длина пробега материнской частицы от точки ее образования до точки распада ($path$); угол между вектором, соединяющим первичную и вторичную вершину, и вектором реконструированного импульса материнской частицы ($angle$). Значения указанных параметров отбора (каты) для каждого типа частицы выбирались в соответствии с максимумом функции значимости $Sign(a)$ для каждого параметра a :

$$Sign(a) = \int_0^a \frac{S(a')}{\sqrt{S(a') + B(a')}} da',$$

где $S(a)$ и $B(a)$ – распределение полезных и фоновых событий по параметру a . Идентификация D мезонов осуществлялась путем выделения пика, отвечающего материнской частице в спектре по инвариантной массе продуктов ее распада по фиксированному адронному каналу. В табл. 1 указаны каналы распада D^0 и D^+ мезонов, по которым производилась оценка эффективности их реконструкции.

Для выделения D^0 и D^+ сигналов были обработаны 10^6 сигнальных событий $D^0 \rightarrow K^- + \pi^+$ и $D^+ \rightarrow K^- + \pi^+ + \pi^+$ и 10^5 событий центральных Au + Au столкновений. При восстановлении вершины распада D мезонов отбирались только треки продуктов их распада, которые были реконструированы по откликам пиксельных детекторов во всех 5-ти слоях ВД. Для уменьшения комбинаторного фона каты по dca выбирались на уровне 2σ от ширины их распределений. Выбранные значения катов применялись к сигнальным и фоновым со-

бытиям. Сигнальный спектр по инвариантной массе, удовлетворяющий выбранным критериям отбора, приводился к статистике 10^8 центральных Au + Au столкновений с учетом множественности D мезонов и вероятности их распада по фиксированному каналу (см. табл. 1). Множественность D -мезонов в центральных Au + Au столкновениях была оценена в рамках динамической модели адронной струны [31] и при энергиях коллайдера NICA составляет 10^{-2} мезон/событие. Остаточный после применения катов комбинаторный фон равномерно распределялся по выбранному диапазону по инвариантной массе и затем также приводился к статистике 10^8 событий с добавлением статистических флуктуаций. На рис. 2 представлены результирующие спектры для D^0 (рис. 2а) и D^+ (рис. 2б), полученные суммированием сигнального и фонового спектров, нормированных на 10^8 центральных Au + Au столкновений. Анализ распределений, приведенных на рис. 2 показал, что выделение сигнала на комбинаторном фоне при такой статистической обеспеченности может быть произведено на уровне значимости 5.3 для D^0 и 7.0 для D^+ , а эффективность реконструкции D^0 и D^+ мезонов составляет 0.8 и 0.5%, соответственно.

ВЕРШИННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ КУМУЛЯТИВНЫХ ПРОЦЕССОВ

Одной из важных проблем, которую можно будет экспериментально исследовать в экспериментах MPD и SPD на коллайдере NICA, является обнаружение и изучение свойств кластеров плотной холодной ядерной материи (“флуктонов”), которые могут спонтанно возникать в сталкивающихся ядрах [32]. Современные модели трактуют такой много-нуклонный кластер как состояние, в котором все кварки и глюоны входящих в него нуклонов находятся в состоянии деконфаймента при нулевой температуре и высокой барионной плотности (холодная кварк-глюонная плазма). Экспериментальное изучение таких новых состояний вещества на коллайдере NICA представляет большой физический интерес. Одним из следствий наличия флуктонов в сталкивающихся ядрах является возможность образования частиц с импульсами, лежащими за пределами кинематической области, разрешенной для одиночных нуклон-нуклонных столкновений – в так называемой кумулятивной области [33–36]. С экспериментальной точки зрения провести исследования такого кумулятивного рождения в коллайдерных экспериментах представляется возможным только при относительно небольших начальных энергиях (на коллайдере NICA предпочтительно при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 4$ ГэВ) [3, 37], и невозможно в экспериментах при больших

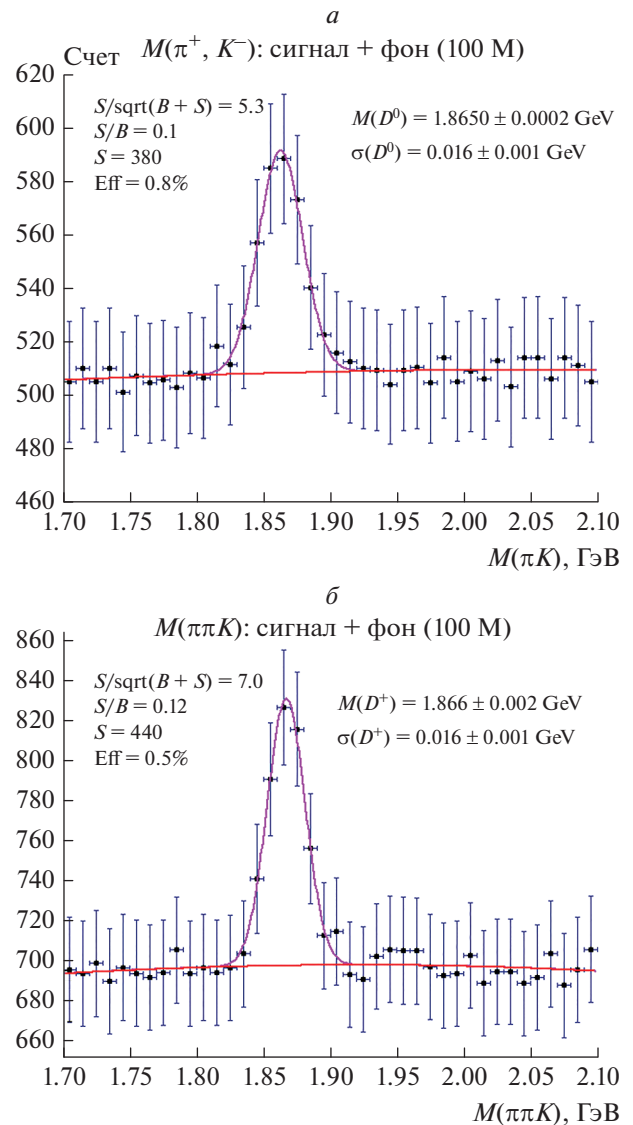


Рис. 2. Сигналы D^0 (а) и D^+ (б) в спектре по инвариантной массе, выделенные в 10^8 центральных Au + Au столкновений при энергии: $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ (фиолетовая линия – полный спектр, красная линия – остаточный комбинаторный фон).

энергиях на коллайдерах RHIC и LHC. Это обуславливает актуальность проведения экспериментов на коллайдере NICA с целью изучения кластеров холодной плотной кварк-глюонной материи в ядрах. Поскольку в настоящее время существуют различные альтернативные модели образования частиц в кумулятивной области [38–41], то для их отбора и подтверждения флуктонного механизма образования частиц в этой области необходимо иметь возможность регистрации, наряду с кумулятивной частицей, также и всех частиц, образующихся при фрагментации

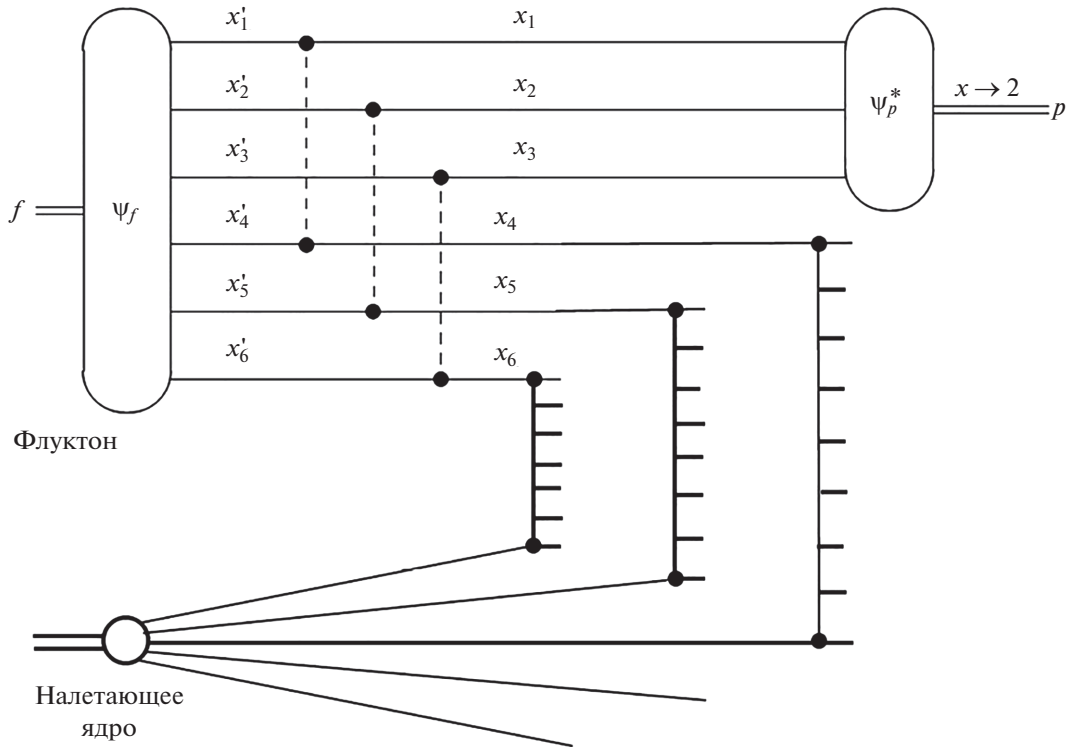


Рис. 3. Взаимодействие двухнуклонного флуктона ($6q$) одного ядра с партонами другого ядра [46, 48]. Пунктирными линиями показаны обмены жесткими глюонами [41].

остатка флуктона [42, 43]. Кроме того, как показывает теоретический анализ [44–47], механизмы образования кумулятивных протонов и пионов в рамках флуктонной модели также оказываются различными. Если образование пионов происходит за счет фрагментации в пион одного из кварков флуктона [44], то основной вклад в рождение кумулятивных протонов вносит механизм когерентной коалесценции (рекомбинации) трех кварков флуктона в протон [45–47] (см. диаграмму на рис. 3). На рис. 3 представлен процесс образования кумулятивных протонов путем когерентной коалесценции (рекомбинации) трех кварков флуктона, при этом, как показывает анализ процесса фрагментации флуктона в кумулятивной области [46], доминирующим оказывается вклад фейнмановских диаграмм, в которых все оставшиеся кварки флуктона взаимодействуют с партонами налетающего ядра. При взаимодействии этих оставшихся кварков флуктона с партонами налетающего ядра происходит формирование кварк-глюонных струн. Поскольку флуктон представляет собой сжатую конфигурацию, в том числе и в поперечной плоскости, то образующиеся струны оказываются перекрывающимися в плоскости прицельного параметра. В этом случае возможно слияние этих струн в струнные кластеры (так называемые *color ropes*) [49, 50]. Образование таких слившихся струн, с увеличенным на-

тяжением (повышенной напряженностью цветового поля), ведет к увеличению выходов частиц с тяжелыми кварками [51, 52]. Отмечается [48], что при энергиях коллайдера NICA это приведет к увеличению выходов странных частиц [48] в кинематической области, в которой оказываются частицы, образующиеся при фрагментации остатка флуктона.

Таким образом, можно сделать вывод, что для подтверждения факта существования кластеров холодной плотной кварк-глюонной материи в ядрах и изучения деталей механизма образования частиц в кумулятивной области с их участием, необходимо иметь возможность регистрации, наряду с кумулятивной частицей, также и всех частиц, образующихся при фрагментации остатка флуктона. Поскольку образование кумулятивных частиц является редким явлением, то их изучение требует проведения экспериментов при максимально возможной светимости коллайдера NICA. В этом случае возникает проблема исключения влияния так называемых *pile-up* эффектов на получаемые экспериментальные результаты. Поэтому становится очевидным использование вершинного детектора, обладающего высоким пространственным разрешением. Это необходимо для исключения всех треков частиц, выходящих из вершин других столкновений (могут оказаться

вблизи вершины основного столкновения), в котором образовалась кумулятивная частица. Существование таких треков привело бы к искажению спектра частиц, происходящих от фрагментации остатка флуктона, изучение которого представляет большой физический интерес. Например, при увеличенных значениях светимости коллайдера NICA $\sim 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, для Au + Au столкновений, вероятность иметь еще одну вершину Au + Au взаимодействия на расстоянии меньше, чем 0.5 и 0.1 мм составляет соответственно 0.18 и 0.037% [38]. Это указывает на необходимость использования вершинного детектора в экспериментах MPD или SPD для подавления вклада от pile-up эффектов при регистрации спектра частиц, образовавшихся в результате фрагментации остатка флуктона.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе дан краткий обзор современных вершинных детекторов, которые функционируют сегодня, а также будут использованы в коллайдерных экспериментах. Показано, что тонкие Монолитные Активные Пиксельные Детекторы, обладающие высоким пространственным разрешением и быстройдействием, прекрасно подходят в качестве основных модулей при создании вершинных детекторов. Проведенные исследования отечественных углекомпонитных материалов совместно с новыми технологиями позволили сконструировать сверхлегкие структуры поддержки таких пиксельных детекторов. Эти исследования показали, что разработанные структуры поддержки по своим геометрическим, механическим и прочностным характеристикам ничем не уступают аналогичным сверхлегким углекомпонитным структурам поддержки детекторов МАПС, применяемым в эксперименте ALICE на БАК.

В качестве теоретического задела были сделаны модельные оценки эффективности реконструкции распадов D мезонов с использованием вершинного детектора эксперимента MPD. Эти оценки показали, что выделение сигнала на комбинаторном фоне может быть произведено на уровне значимости 5.3 для D^0 и 7.0 для D^+ , а эффективность реконструкции D^0 и D^+ мезонов приближается к 1%.

Для изучения новых физических явлений, связанных с существованием кластеров холодной плотной кварк-глюонной материи в ядрах и исследованием процессов образования частиц в кумулятивной области, была показана необходимость регистрации, наряду с кумулятивной частицей, также частиц, образующихся при фрагментации остатка флуктона. Для подавления pile-up эффектов, которые могут приводить к наложениям треков частиц из разных вершин, в

коллайдерных экспериментах предложено использовать вершинный детектор, обладающий высоким пространственным разрешением.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-02-40075).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. <https://nica.jinr.ru/projects/mpd.php>.
2. <http://spd.jinr.ru/spd-cdr>.
3. Zherebchevsky V.I., Kondratiev V.P., Vechernin V.V., Igolkin S.N. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2021. V. 985. Art. No. 164668.
4. Жеребчевский В.И., Вечернин В.В., Иголкин С.Н. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 5. С. 702; Zherebchevsky V.I., Vechernin V.V., Igolkin S.N. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. P. 541.
5. Kekelidze V., Kovalenko A., Lednicky R. et al. // Nucl. Phys. A. 2017. V. 967. P. 884.
6. Kekelidze V.D., Matveev V.A., Meshkov I.N. et al. // Phys. Part. Nucl. 2017. V. 48. No. 5. P. 727.
7. <https://cerncourier.com/a/alice-tracks-new-territory>
8. Abelev B., Adam J., Adamová D. et al. // J. Phys. G. 2014. V. 41. Art. No. 087002.
9. Bevan A., Crooks J., Turchetta R. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2011. V. 643. No. 1. P. 29.
10. Wang T., Barbero M., Berdalovic I. et al. // J. Instrum. 2018. V. 13. № 3. Art. No. C03039.
11. Contin G., Greiner L., Schambach J. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2018. V. 907. P. 60.
12. Turchetta R., Berst J.D., Casadei B. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2014. V. 458. P. 677.
13. Ballin J., Coath R., Crooks J. et al. // J. Instrum. 2011. V. 6. Art. No. P05009.
14. McMullan G., Turchetta R., Faruqi A.R. // J. Instrum. 2011. V. 6. Art. № C04001.
15. Peric I., Berger N. // Nucl. Phys. News. 2018. V. 28. No. 1. P. 25.
16. Terzo S., Cavallaro E., Casanova R. et al. // J. Instrum. 2017. V. 12. No. 6. Art. No. C06009.
17. Aglieri Rinella G. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2017. V. 845. P. 583.
18. Kozjel M., Amar-Youcef S., Bialas N. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2017. V. 845. P. 110.
19. Besson A., Perez A.P., Spiriti E. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2017. V. 845. P. 33.
20. Contin G. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2016. V. 831. P. 7.
21. <https://arxiv.org/pdf/1704.04353.pdf>.
22. Mager M. on behalf of the ALICE collaboration // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2016. V. 824. P. 434.
23. Жеребчевский В.И., Кондратьев В.П., Крымов Е.Б. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. № 8. С. 1041; Zherebchevsky V.I., Kondratiev V.P., Krymov E.B. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. No. 8. P. 953.
24. Yang P., Aglieri G., Cavicchioli C. et al. // JINST. 2015. V. 10. Art. No. C03030.

25. *Zherebchevsky V.I., Altsybeev I.G., Feofilov G.A. et al.* // J. Instrum. 2018. V. 13. Art. No. T08003.
26. *Жеребчевский В.И., Иголкин С.Н., Крымов Е.Б. и др.* // ПТЭ. 2014. № 3. С. 126; *Zherebchevsky V.I., Igolkin S.N., Krymov E.B. et al.* // Instrum. Exp. Tech. 2014. V. 57. No. 3. P. 356.
27. *Abraatyan Kh.U., Afanasiev S.V., Alfeev V.S. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2011. V. 628. P. 99.
28. <http://git.jinr.ru/nica/mpdroot>.
29. *Gudima K.K., Mashnik S.G., Sierk A.J.* LA-UR-01-6804. Los Alamos, 2001.
30. *Tawfik A.N., Abbas E.* // Письма в ЭЧАЯ. 2015. Т. 12. № 4(195). С. 818.
31. *Cassing W., Bratkovskaya E.L., Sibirtsev A.* // Nucl. Phys. A. 2001. V. 691. P. 753.
32. *Blokhintsev D.I.* // ZhETF. 1957. V. 33. P. 1295.
33. *Leksin G.A. et al.* // ZhETF. 1957. V. 32. P. 445.
34. *Балдин А.М.* // ЯФ. 1973. Т. 18. С. 79.
35. *Ефремов А.В.* // ЭЧАЯ. 1982. Т. 13. № 3. С. 613.
36. *Burov V.V., Lukyanov V.K., Titov A.I.* // Phys. Lett. B. 1977. V. 67. P. 46.
37. *Vechernin V.V.* // Phys. Part. Nucl. 2021. V. 52. No. 4. P. 604.
38. *Frankfurt L.L., Strikmann M. I.* // Phys. Rep. 1981. V. 76. P. 215.
39. *Motornenko A., Gorenstein M.I.* // J. Phys. G. 2017. V. 44. Art. № 025105.
40. *Efremov A.V., Kaidalov A.B., Kim V.T. et al.* // Yad. Fiz. 1988. V. 47. P. 1364.
41. *Braun M.A., Vechernin V.V.* // Nucl. Phys. B. 1994. V. 427. P. 614.
42. *Stavinskiy A.* // Phys. Part. Nucl. Lett. 2011. V. 8. No. 9. P. 912.
43. *Stavinskiy A.* // EPJ Web Conf. 2014. V. 71. Art. No. 00125.
44. *Braun M.A., Vechernin V.V.* // Phys. Atom. Nucl. 2000. V. 63. P. 1831.
45. *Braun M.A., Vechernin V.V.* // Phys. B. Proc. Suppl. 2001. V. 92. P. 156.
46. *Braun M.A., Vechernin V.V.* // Theor. Math. Phys. 2004. V. 139. P. 766.
47. *Vechernin V.V.* // AIP Conf. Proc. 2016. V. 1701. Art. No. 060020.
48. *Vechernin V.V.* // Proc. SQM 2019. (Bary, 2019).
49. *Braun M. A., Pajares C.* // Nucl. Phys. B. 1993. V. 390. P. 542.
50. *Vechernin V.V., Belokurova S.N.* // J. Phys. Conf. Ser. 2020. V. 1690. Art. No. 012088.
51. *Armesto N., Braun M.A., Ferreira E.G., Pajares C.* // Phys. Lett. B. 1995. V. 344. P. 301.
52. *Ferreiro E.G., Pajares C.* // J. Phys. G. 1997. V. 23. P. 1961.

New technologies for the vertex detectors at the NICA collider experiments

**V. I. Zherebchevsky^{a,*}, V. V. Vechernin^a, S. N. Igolkin^a, V. P. Kondratiev^a, T. V. Lazareva^a,
N. A. Maltsev^a, S. N. Belokurova^a, D. G. Nesterov^a, N. A. Prokofiev^a,
A. R. Rakhmatullina^a, G. A. Feofilov^a**

^a*Saint-Petersburg State University, St. Petersburg, 199034 Russia*

^{*}*e-mail: v.zherebchevsky@spbu.ru*

New technologies for vertex detectors in experiments at the NICA collider have been discussed. These technologies include both the latest pixel detectors with new ultralight-weight radiation-transparent carbon composite structures and their cooling systems. Estimates of the D meson decay reconstruction efficiency were made for the developed detector complexes, and the possibilities of these complexes for studying the processes of clusters of cold dense quark-gluon matter formation inside the nuclei were also studied.

УДК 538.56:538.971

КОМПЛЕКСНАЯ ОЦЕНКА СОСТОЯНИЯ ПОВЕРХНОСТИ КАТОДА ПРОПОРЦИОНАЛЬНОЙ КАМЕРЫ ПОСЛЕ РАБОТЫ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ

© 2022 г. Г. Е. Гаврилов¹ *, М. Э. Бузоверя², И. А. Карпов², М. В. Таценко², М. В. Ткаченко², А. А. Дзюба¹, О. Е. Маев¹, П. В. Середин³, Д. Л. Голощапов³

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение

“Петербургский институт ядерной физики имени Б.П. Константинова
Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”, Гатчина, Россия

²Федеральное государственное унитарное предприятие

Российский федеральный ядерный центр Всероссийский научно-исследовательский институт
экспериментальной физики, Саров, Россия

³Федеральное государственное общеобразовательное учреждение высшего образования
“Воронежский государственный университет”, Воронеж, Россия

*E-mail: gavrilo_v_ge@pnpi.nrcki.ru

Поступила в редакцию 14.03.2022 г.

После доработки 08.04.2022 г.

Принята к публикации 22.04.2022 г.

Комплексному исследованию подвергнут катод многопроволочной пропорциональной камеры, прошедшей длительное облучение в эксперименте на БАК. Информация о структурно-фазовом состоянии медной фольги на катоде получена методами ядерно-сканирующей микроскопии, атомно-сканирующей микроскопии, рамановской спектроскопии и рентгенофазового анализа. В зоне возникновения спонтанной эмиссии электронов на электроде обнаружены наноструктурные образования углерода.

DOI: 10.31857/S0367676522080075

ВВЕДЕНИЕ

Радиационная стойкость многопроволочных пропорциональных камер (МПК) в экспериментах на Большом адронном коллайдере (БАК) сегодня остается актуальной темой. Это вызвано, почти, десятикратным ростом светимости коллайдера, запланированным после его реконструкции. Поэтому обеспечение стабильности МПК на следующие 10 лет работы БАК при ожидаемом скачке тока ионизации и уже наблюдаемых появлениях спонтанного самоподдерживающегося тока (Мальтер-эффект (МЭ)) [1] стали ключевой мотивацией исследований.

Спонтанные токи, возникая в МПК, в десятки раз превышают по величине ток от столкновения пучков протонов в коллайдере и достигают 30–40 мкА [2]. Это затрудняет работу регистрирующей электроники и перегружает ее ложными срабатываниями. При этом ток МЭ, локализованный в точке на катоде, вызывает ускоренное старение анодных проволочек, находящихся рядом.

Цель исследования поверхности катода многопроволочной пропорциональной камеры –

установление причины возникновения токов МЭ для выработки методов их подавления.

ОБРАЗЦЫ КАТОДА МПК

Для изучения был выбран модуль пропорциональных камер мюонного детектора эксперимента LHCb – тип M5R4_FIR037 [2], проработавший на БАК длительное время ($T \approx 3.2 \cdot 10^7$ с). В этом модуле, состоящем из четырех регистрирующих плоскостей (Gap A, B, C, D) МПК, только плоскость Gap D регулярно демонстрировала спонтанные самоподдерживающиеся токи. Поэтому именно из этой плоскости были взяты образцы катода, которые представляют собой диски с радиусом 23 мм и высотой 1мм.

В результате работы на БАК с рабочей газовой смесью Ar(40%)/CO₂(55%)/CF₄(5%) анодные проволочки МПК в модуле M5R4_FIR037 аккумулировали заряд $Q \sim 1$ мКл · см⁻¹ (или ~ 2.5 мКл · см⁻²). После демонтажа из мюонного детектора этот модуль исследовался дополнительно на облучательном стенде GIF++ [3] с использованием газовой смеси Ar(40%)/CO₂(58%)/CF₄(2%). В ре-

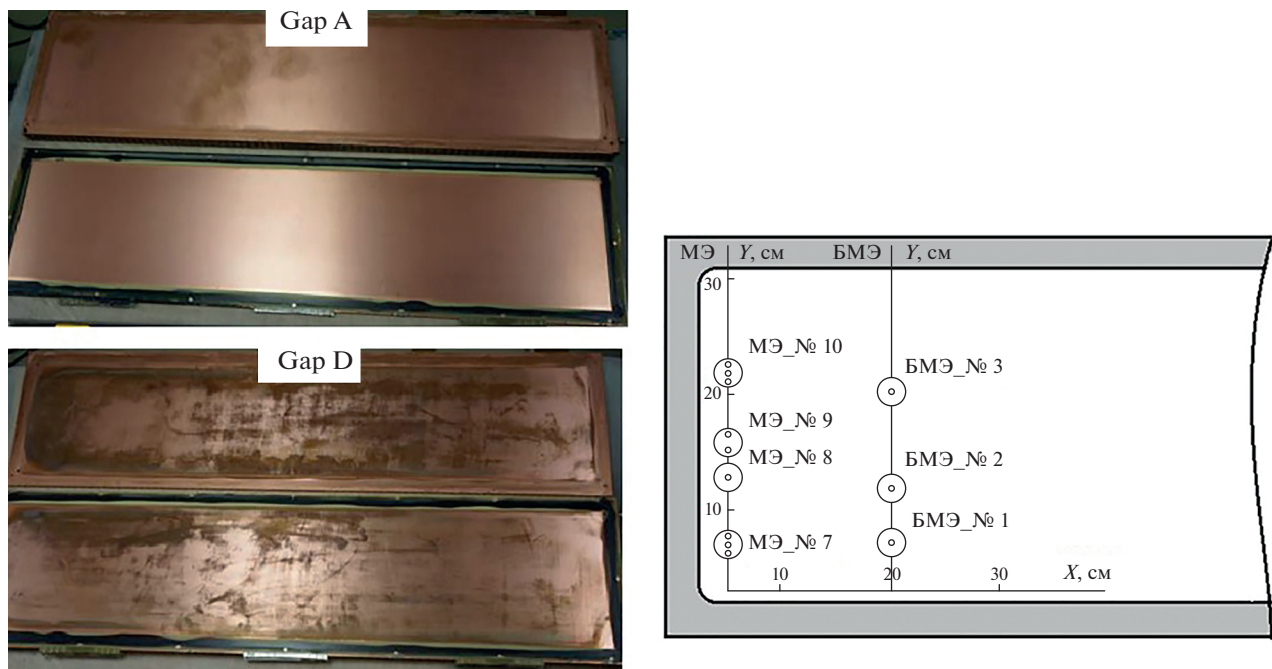


Рис. 1. Слева фотоснимки катодных плоскостей Gap A и Gap D после разборки МПК. Справа – схема расположения образцов (кружки) на катоде.

зультате на проволочках был дополнительно аккумулирован заряд $Q_1 \sim 0.5 \text{ мКл} \cdot \text{см}^{-1}$.

Необходимо отметить, что заряд Q_1 был набран за очень короткое время (ток в регистрирующих плоскостях МПК был выше на два порядка, чем во время работы в составе мюонного детектора). При этом содержание CF_4 в рабочей смеси составило 2%, а проток газа через объем был понижен на 30%. Несмотря на ужесточившиеся условия испытаний, новых зон спонтанной эмиссии электронов в МПК не было обнаружено. Имевшаяся уже зона МЭ сохранилась на прежнем месте.

На одну из плоскостей МПК – Gap A при работе на коллайдере (и на стенде) не подавалось высокое напряжение. Но, как и все остальные, эта плоскость находилась под облучением заряженными частицами с интенсивностью $R \sim 350 \text{ Гц} \cdot \text{см}^{-2}$. В Gap A из-за отсутствия электрического поля катоды не подвергались плазмо-химическому воздействию продуктов диссоциации компонент газовой смеси. Поэтому образцы, взятые на этой плоскости, называются далее по тексту контрольными. Они использовались для сравнения с образцами из Gap D, которые испытали весь комплекс радиационного и плазмохимического воздействия. Интегральный флюэнс облучения плоскостей МПК составил $F \approx 5 \cdot 10^{13}$ МИП-частиц. В итоге, доза на медной фольге катода (толщина 35 мкм), рассчитанная с помощью про-

граммного пакета GEANT4, оказалась на уровне $D \approx 1.3 \text{ Гр}$.

Для выделения зоны генерации токов МЭ в МПК на стенде GIF++ при облучении были измерены счета загрузки объединенных в группы анодных проволочек Gap D. В результате, зона генерации была локализована по группе проволочек с аномально высоким счетом. Далее по тексту образцы катода, взятые вдоль этих проволочек, обозначены как МЭ-образцы, а вне зоны высокого счета обозначены, как БМЭ-образцы.

На рис. 1, вверху, показаны снимки катодных плоскостей M5R4_FIR037 после разборки. Слева – снимки плоскостей Gap A и Gap D. Справа – схема расположения образцов на катоде. МЭ-образцы брались последовательно вдоль оси Y длиной 30 см, параллельной анодным проволочкам, с максимально высоким счетом. БМЭ-образцы также взяты вдоль оси Y , но со смещением от зоны спонтанных токов на ~ 20 см. Визуальный осмотр модуля МПК после разборки показал, что катоды всех плоскостей МПК, кроме Gap A, подвержены значительному окислению, нижний снимок на рис. 1. Но, поскольку МЭ наблюдался только на плоскости Gap D, можно предположить, что процессы окисления и восстановления меди все же не являются достаточной причиной для возникновения эмиссионных токов на катоде [4, 5]. Хотя известно, что островковый характер окисления медной поверхности с образованием Cu_2O в электрическом поле $E \geq 50 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$, с

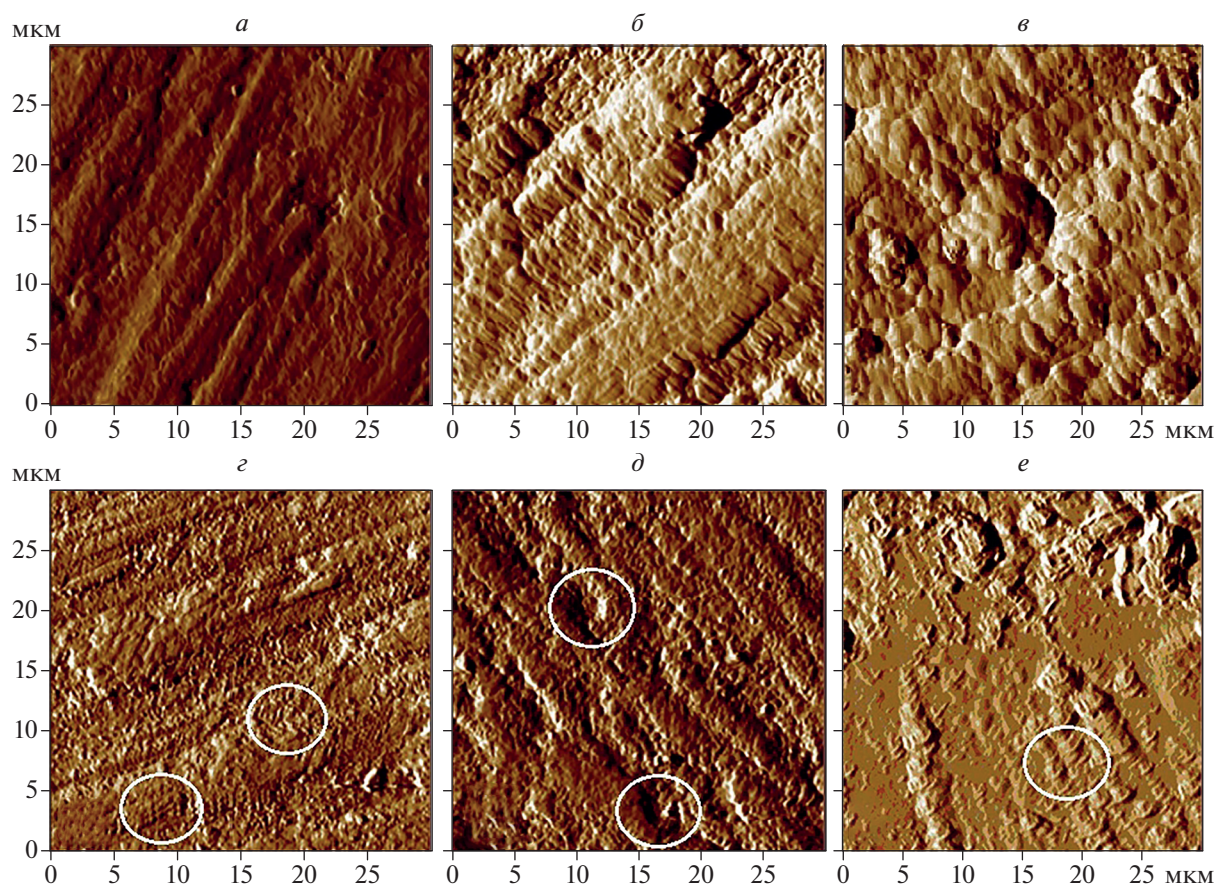


Рис. 2. АСМ-скан поверхности образцов с размером поля сканирования 30×30 мкм: контрольный (а); БМЭ_№ 1 (б); БМЭ_№ 2 (в); МЭ_№ 5 (г); МЭ_№ 8 (д); МЭ_№ 10 (е).

большой вероятностью приводит к возникновению эмиссионных токов [6].

МЕТОДИКИ ИССЛЕДОВАНИЯ

Исследования морфологии поверхности образцов катода проводились методом атомно-силовой микроскопии на СЗМ “Solver Next” ОАО “НТ-МДТ”, г. Зеленоград. Поверхности сканировались кантилеверами серии NSG10/TiN в полуконтактной моде (tapping-mode) – режимы топографии и фазы; в контактной моде – режим токовой спектроскопии на воздухе при нормальных условиях.

Элементный анализ поверхности образцов проводился на установке “Микрозонд” комплекса Микрозонд – ЭГП-10 методом обратного ретерфордовского рассеяния (Rutherford backscattering spectroscopy – RBS). При исследовании комплекс Микрозонд – ЭГП-10 работал в следующем режиме: энергия пучка – 4 МэВ; ток протонов на образцах – 0.01 нА; размер пучка на образце – 30×30 мкм. Площадь сканирования – 300×300 мкм.

Фазовый состав изучаемых образцов определялся на рентгеновском дифрактометре “Shimadzu XRD-7000” с использованием излучения медного анода (длина волны 1.542 Å), $V = 40$ кВ, $I = 30$ мА.

Анализ состава микрочастиц и микроструктурированных объектов проведен методом Рамановской спектроскопии. Для этого использовался Раман-микроскоп РамМикс М532[®], совмещающий возможности Раман-анализатора EnSpectr R532[®] Scientific Edition и микроскопа Olympus CX-41.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Структурные исследования

Анализ структуры поверхности образцов, взятых с различных участков катода на плоскости Гар D, показал неравномерность протекания процессов радиационного старения. На рис. 2а, вверху, показан скан поверхности контрольного образца – плоскость Гар А. Далее на рис. 2б, 2в показаны сканы БМЭ-образцов № 2 и № 3 – плоскости Гар D. Поверхность контрольного образца имеет слабо структурированный волокни-

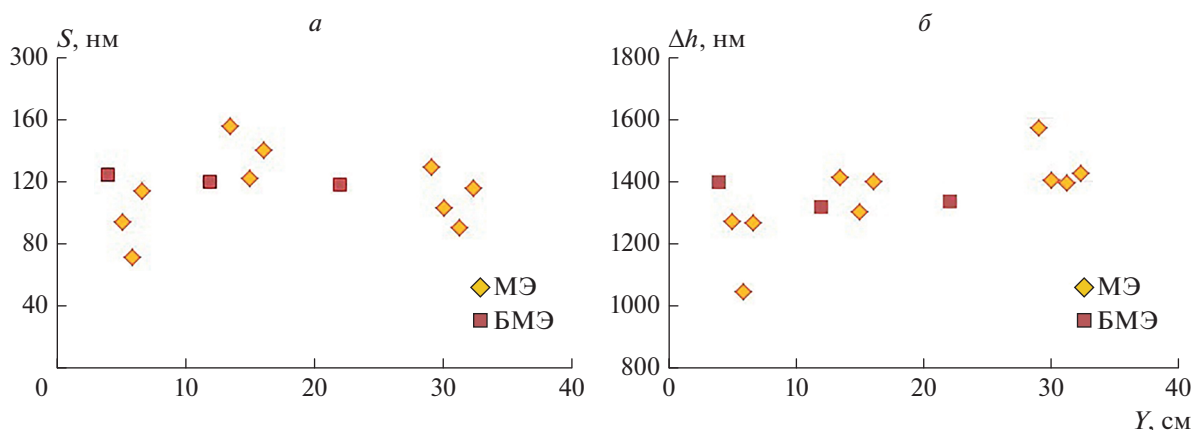


Рис. 3. Распределение шероховатости S (а) и высоты пиков Δh (б) на поверхности МЭ-образцов (◆) и БМЭ-образцов (■) вдоль осей Y , расположенных, как в зоне спонтанных токов, так и вне ее.

стый рельеф с зонами разупорядоченности (технологические дефекты) и единичными пиками. Первичные дефекты наиболее вероятно образуются на катоде при склейке медной фольги со стеклопластиком в процессе производства.

Помимо радиационного воздействия, поверхность образцов БМЭ и МЭ подвергалась воздействию продуктов диссоциативной ионизации молекул газовой смеси — радикалов O^{\cdot} , F^{\cdot} , CF_n^{\cdot} , CO^{\cdot} (\cdot — количество непарных электронов на внешней оболочке), которая происходит в МПК у анодных проволочек [7]. В результате, на катодах сформировался иной, по сравнению с контрольным образцом, морфологический тип поверхности — террасные структуры с выделенными ячейками. Как видно на рис. 2б и 2в, помимо образования террасных структур, для БМЭ-образцов характерно появление областей расслоения.

Внизу, на рис. 2г, 2д и 2е, показаны АСМ-сканы МЭ-образцов № 5, № 8 и № 10. Здесь большая часть поверхности подвержена значительной эрозии. Общим для этих образцов являются террасные структуры, подобные тем, что обнаружены у БМЭ-образцов. На рис. 2г, 2д и 2е они выделены белыми овалами. Изменения морфологии поверхности МЭ-образцов обусловлены такими радиационными дефектами, как блистеры, кратеры, а также мелкодисперсные структуры, характерные для оксида меди Cu_2O . На рис. 2г и 2д эти структуры хорошо видны. Здесь на поверхности присутствуют вспенивание, вызванное множеством мелких блистеров (рис. 2г), и кратерообразование (рис. 2д) без зон оплавления.

Зоны структурно-фазовых переходов — окисления и оплавления хорошо видны на рис. 2е. Наблюдаемый эффект сглаживания из-за оплавления распределен по всей площади изображения 30×30 мкм, что, по-видимому, вызвано термическим воздействием токов эмиссии высокой плот-

ности на медную фольгу катода. Оплавление поверхности может происходить в медной фольге также и вдоль траекторий быстрых заряженных частиц, вызывающих каскады и субкаскады движущихся вакансий и межузельных атомов. Однако, подобные эффекты при сравнительно малой интенсивности облучения ($R \sim 350$ Гц \cdot см $^{-2}$) должны носить точно локализованный характер [8].

Вместе с тем, из-за абсорбции медью из газовой смеси молекул, содержащих кислород, углерод и фтор, на поверхности катода происходит рост островков диэлектрического оксида Si_2O [2, 6] и формирование нанокремниевых и фторокремниевых пленок [9–11]. Для подобных образований в электрическом поле возможна точечная эмиссия электронов, способная разогреть поверхность до температуры плавления. Неоднородность распределения точек эмиссии на катоде может быть вызвана турбулентностью газового потока в узком (5 мм) зазоре МПК вблизи входа и выхода газовой смеси [2].

На рис. 3 приведены результаты анализа основных характеристик поверхности образцов: шероховатости (S , нм) и перепадов высоты пиков (Δh , нм). Данные для четырех МЭ-образцов и трех БМЭ-образцов представлены в зависимости от их координат вдоль оси Y . Причем, на МЭ-образцах № 7, № 9 и № 10 ($Y \approx 6$ см, $Y \approx 15$ см и $Y \approx 32$ см, соответственно) поверхность исследована в нескольких точках.

На контрольном образце величина шероховатости составила $S \sim 90 - 100$ нм, а разброс высот пиков в разных точках составил $\Delta h \sim 1100 - 1200$ нм, что довольно близко к значениям этих величин на рис. 3. Здесь, на поверхности Гар D, в зонах с эмиссией и без эмиссии электронов, неровность поверхности по сравнению с контрольным образцом выше: шероховатость колеблется в диапазоне

$S \sim 100\text{--}140$ нм, а разброс высот пиков $\Delta h \sim 1300\text{--}1450$ нм. По-видимому, это следствие плазмо-химического и радиационного воздействия на медную фольгу, которое обычно приводит к окислению на границах кристаллитов и выносу материала с поверхности [4].

Заметное сглаживание поверхности произошло только в образце МЭ_№ 7 (рис. 1, $Y \sim 6$ см), где шероховатость и высота пиков уменьшились точно до $S \sim 70\text{--}100$ нм и $\Delta h \sim 1000\text{--}1250$ нм и стали сопоставимы с контрольным образцом. По-видимому, именно в области, где был взят образец МЭ_№ 7, происходила эмиссия электронов, вызвавшая локальный разогрев фольги до температуры плавления и выгорание пиков, сформированных радиационной эрозией [9, 10]. Подтверждением этого предположения стал анализ в зоне образования пор образца МЭ_№ 7. Оценка количества пор (n) на двух полях (30×30 мкм) АСМ-сканирования различается в образце почти вдвое, возрастая с $n = 768$ до $n = 1327$. Это говорит о высокой неоднородности эрозии поверхности по механизму блистеринга. В поле с наиболее интенсивным порообразованием АСМ-сканирование показало формирование губчатой поверхности, где дальнейшее образование блистеров уже не возможно [12].

В ходе исследований при помощи АСМ были выявлены новые для газоразрядных детекторов структурные эффекты, которые могут быть источником спонтанной эмиссии электронов в МПК. Оказалось, что во впадинах и межструктурных пространствах медной фольги МЭ-образцов образуются наноразмерные углеродные пленки. На рис. 4, сверху, представлен фрагмент АСМ-изображения МЭ-образца № 8 с графитоподобной пленкой толщиной ~ 20 нм. Пленка расположена во впадине на поверхности и имеет характерную структуру, схожую с изображением нанографитных пленок, полученных в лабораторных условиях методом конденсации углерода из газовой фазы [10]. Внизу, на рис. 4, представлена вольт-амперная (ВАХ) характеристика, снятая в области образования нанографитной пленки. Красные точки – ВАХ при нарастании напряжения (U) от -10 до $+10$ В. Синие точки – ВАХ при понижении напряжения от $+10$ до -10 В. Наблюдаемый гистерезис тока демонстрирует механизм резистивных переключений, типичный для многих нанографитных образований. Пороговая величина напряженности поля для эмиссии электронов в подобных структурах составляет $E_f \sim 10$ кВ \cdot см $^{-1}$ [13, 14].

В отличие от лабораторных экспериментов формирование нанографитной пленки на медной фольге катода МПК происходит неконтролируемо. Процесс происходит при атмосферном давлении в газовой смеси Ar/CO $_2$ /CF $_4$, при дли-

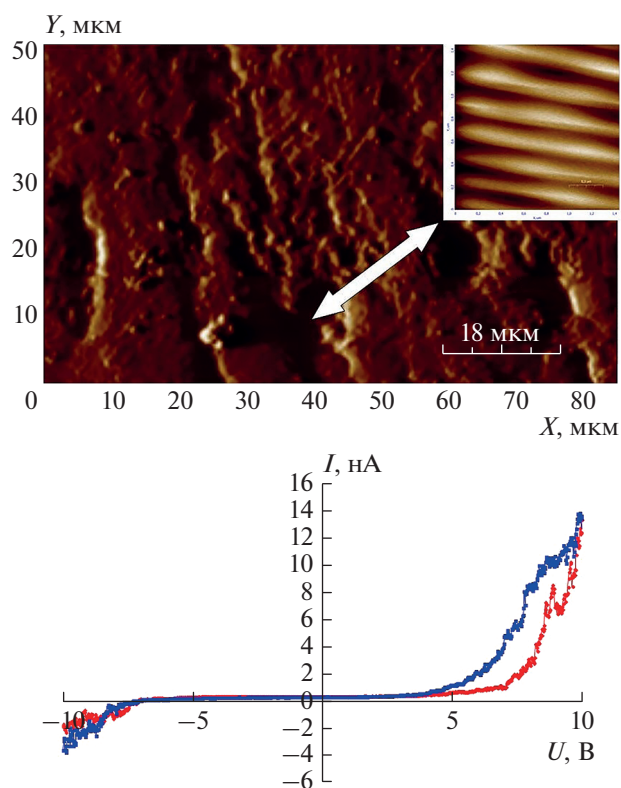


Рис. 4. Вверху: АСМ-скан МЭ_8, размер поля 90×90 мкм, вставка размер 1.5×1.5 мкм. Внизу: вольт-амперная (ВАХ) характеристика, снятая в области нанографитной пленки. Красные точки – ВАХ при нарастании напряжения (U) от -10 до $+10$ В. Синие точки – ВАХ при понижении напряжения от $+10$ до -10 В.

тельным радиационным воздействием и плазмохимических реакциях с медью в электрическом поле МПК ($E_{\text{катод}} \approx 5$ кВ \cdot см $^{-1}$) активных радикалов и ионов – продуктов диссоциации CO $_2$ и CF $_4$. На АСМ-сканах зоны с нанографитной пленкой наиболее часто встречаются у стенок кратеров.

Итак, структурный анализ образцов катода МПК показал, что для БМЭ-образцов характерна ячеистая структура с локальными зонами эрозии. В МЭ-образцах радиационная эрозия проявляется сильнее. Эти образцы структурно неоднородны, их поверхность сглажена в результате оплавления, здесь наблюдаются каскады мелких кратеров (рис. 2д), хорошо видны пористые зоны со множеством мелких пиков и блистеров. Именно на границах сглаженных участков с рыхлыми, дефектными областями и во впадинах между микроволокнами в МЭ-образцах обнаружены наноразмерные углеродные пленки. Наблюдаемые морфологические типы поверхности обусловлены структурно-фазовыми превращениями и термическими процессами, которые происходят на поверхности катода, как под действием заряжен-

ных частиц, так и в точечных зонах эмиссии электронов [10].

Элементно-фазовый состав поверхностного слоя

Послойный анализ интегральных спектров обратного резерфордского рассеяния — RBS был выполнен для всех типов образцов на площадках 300×300 мкм. Измеренная глубина проникновения кислорода и углерода в образцах не превысила 2 мкм. Содержание кислорода в приповерхностном слое (≤ 0.4 мкм) оказалось сопоставимым как у МЭ-образцов — 70%, так и у БМЭ-образцов — 80%. Зато содержание углерода у МЭ-образцов — 15% оказалось в три раза больше, чем у БМЭ-образцов — 5%. Повышенное содержание углерода на поверхности МЭ-образцов служит хорошим объяснением появления на них графитоподобных пленочных образований (рис. 4).

Еще одним важным различием образцов оказалось наличие фтора. В RBS-спектрах МЭ-образцов, благодаря высокой чувствительности метода, помимо углерода и кислорода удалось выявить присутствие фтора на уровне 5%. Поэтому можно предположить наличие на поверхности катода структур, содержащих фтор-углеродные соединения CF_n .

Рентгено-фазовый анализ образцов катода также подтвердил, что основными фазами в образцах БМЭ и МЭ являются медь и ее оксид Cu_2O . Дифрактограммы МЭ и БМЭ образцов оказались, практически, не различимы. Образцы, прошедшие радиационное и плазмохимическое воздействие в детекторе, отличаются от контрольного образца присутствием окислов меди.

Результаты исследования образцов методом Рамановской спектроскопии оказались в хорошем согласии с рентгенофазовым анализом. По всей анализируемой поверхности МЭ и БМЭ образцов выявлено явное присутствие оксидной фазы Cu_2O , а также углеродных образований. Это объясняется последовательным продувом газовой смеси через все четыре плоскости МПК. В результате газовый поток перераспределяет активные радикалы в рабочем объеме МПК по всем катодным поверхностям [2].

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Присутствие фазы оксида Cu_2O на поверхности катода в МПК мюонного детектора ЛНСб находится в согласии с результатами исследований прототипов детектора. Так в работе [4] после лабораторных ресурсных испытаний прототипов МПК с газовой смесью $Ag/CO_2/CF_4$ также было установлено, что основной фазой поверхностных слоев образцов катода является Cu_2O .

Оксид меди является полупроводником p -типа, как все полупроводниковые материалы, он чувствителен к наличию дефектов и микропримесей. Их присутствие приводит к возникновению локальных энергетических уровней в запрещенной зоне и изменению таких параметров, проводимости, как концентрация носителей и подвижности. Наличие микрогранул оксида Cu_2O на поверхности катода в электрическом поле МПК пороговой напряженностью $E_t \geq 50$ кВ · см⁻¹, может быть причиной возникновения множества центров эмиссии электронов и фотонов с длиной волны $\lambda \approx 600$ нм [6]. Но из-за поглощения электронов в материале катода уже на глубине ~ 1 мкм эмиссия электронов в газовый объем детектора становится невозможна. Из опыта наблюдения МЭ в газоразрядных детекторах известно, что для появления токов эмиссии толщина диэлектрика на поверхности катода не должна превышать нескольких десятков нанометров [7]. То есть, спонтанные токи в МПК возможны из-за гранул Cu_2O , только если они образовались на поверхности катода в виде микропиков с аспектным фактором (отношение высоты к диаметру острия) электрического поля на катоде ($E_{\text{катод}} \approx 5$ кВ · см⁻¹) больше 10. Ток электронов через подобный микрообъект приводит к нагреву до температуры плавления ($T_{Cu_2O} = 1235^\circ C$). В результате с изменением электрохимических свойств материала эмиссия электронов прекратится.

Следующим возможным механизмом возникновения МЭ является эмиссия электронов нанографитными структурами. Полученные результаты демонстрируют конденсацию на катоде МПК углеродосодержащих и фторосодержащих молекул, образованных в газоразрядной плазме у анодной проволоочки. Примером таких структур являются нанографитные пленки, образующие кристаллиты высотой 1–2 мкм. Из-за малых толщин аспектные отношения этих структур могут достигать 1000. Пороговое значение поля для эмиссии электронов нанографитными пленками составляет $E_t \sim 10$ кВ · см⁻¹. Такая напряженность поля легко достижима в зонах радиационных повреждений на катоде МПК [9–11, 13].

Присутствие фтора ($\sim 5\%$) на поверхности катода, где находится и нанографит, может привести к формированию диэлектрических фторуглеродных соединений, которые являются стабильным источником эмиссионных токов [14]. Наблюдаемые в МПК наноструктуры трудно однозначно отнести к одной из многих моделей механизма низкороговой эмиссии. Однако для установления причин МЭ в МПК важно, что, практически, все эти наноструктуры характеризуются явлением эмиссии электронов [15].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые поверхность катода МПК, после радиационного облучения в эксперименте ЛНСб на БАК, подвергнута комплексному исследованию для установления причин появления спонтанных самоподдерживающихся токов в детекторе. Методами АСМ, микрозонда, рентгеновской дифрактометрии и Рамановской спектроскопии на медной фольге катода обнаружены радиационная эрозия, сопровождаемая образованием оксида меди — Cu_2O , а также наноразмерных углеродных и фторуглеродных структур высокой резистивности.

Характерной особенностью углеродных и фторуглеродных наноструктур является низкопороговая эмиссия электронов. Величина порога напряженности электрического поля для наноструктур ($E_f \sim 10 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$) в пять раз меньше, чем у Cu_2O , и в условиях радиационных повреждений меди она достижима на катоде. На этом основании углеродные и фторуглеродные наноструктуры выглядят наиболее реальным источником спонтанных токов в МПК.

Авторы благодарны сотрудникам ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» (г. Саров) за помощь в проведении исследований. При их активном участии был проведен весь комплекс исследований образцов. Мы также признательны за обсуждение материалов статьи ведущему научному сотруднику ФБГУ «ПИЯФ» К.Н. Ермакову. Результаты получены при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, соглашение № 075-10-2021-115 от 13 октября 2021 г. (внутренний номер 15.СИН.21.0021).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Malter L.* // Phys. Rev. 1936. V. 50. P. 48.
2. *Albicocco F.P., Anderlini L., Anelli M. et al.* // JINST. 2019. V. 14. Art. No. P11031.
3. *Pfeiffer D., Gorine G., Reithler H. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2017. V. 866. P. 91.
4. *Бузоверя М.Э., Гаврилов Г.Е., Маев О.Е.* // ЖТФ. 2021. Т. 91. №2. С. 365; *Buzoverya M.E., Gavrilov G.E., Maev O.E.* // Tech. Phys. 2021. V. 66. No. 2. P. 356.
5. *Zhou G., Wang L., Yang J.C.* // J. Appl. Phys. 2005. V. 97. Art. No. 063509.
6. *Hurley R.E.* // J. Phys. D. 1979. V. 10. Art. No. L195.
7. *Vávra J.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2003. V. 515. P. 1.
8. *Акатьев В.А., Метелкин Е.В.* // Атомн. энерг. 2015. Т. 118. № 2. С. 105.
9. *Obraztsov A.N., Zakhidov A.I.* // Diamond Rel. Mat. 2004. V. 13. P. 1044.
10. *Obraztsov A.N., Kleshch V.I.* // J. Nanoelectron. Optoelectron. 2009. V. 4. P. 207.
11. *Елецкий А.В.* // УФН. 2002. Т. 172. № 4. С. 401.
12. *Гусева М.И., Мартыненко Ю.В.* // УФН. 1981. Т. 135. № 4. С. 671.
13. *Obraztsov A.N., Zolotukhin A.A., Ustinov A.O.* // Carbon. 2003. V. 41. No. 4. P. 836.
14. *Иванов А.И., Небогатикова Н.А., Куркина И.И., Антонова И.В.* // ФТП. 2017. Т. 51. № 10. С. 1357.
15. *Алешин А.Н., Белорус А.О., Врублевский И.А. и др.* Наночастицы, наносистемы и их применение. Сенсорика, энергетика, диагностика. СПб: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2020. 273 с.

Complex estimation of cathode surface state of the proportional chamber after work in experiment at the Large Hadron Collider

G. E. Gavrilov^{a,*}, M. E. Buzoverya^b, I. A. Karpov^b, M. V. Tatsenko^b, M. V. Tkachenko^b, A. A. Dzyuba^a, O. E. Maev^a, P. V. Seredin^c, D. L. Goloshchapov^c

^a *Konstantinov Petersburg Nuclear Physics Institute of National Research Center Kurchatov Institute, Gatchina, 188350 Russia*

^b *Russian Federal Nuclear Center – All-Russian Research Institute of Experimental Physics, Sarov, 607189 Russia*

^c *Voronezh State University, Voronezh, 394018 Russia*

*e-mail: gavrilov_ge@npni.nrcki.ru

The cathode of a multiwire proportional chamber, that underwent long-term irradiation in the experiment at the LHC, was subjected to the complex study. Information on the structural-phase state of the copper foil on the cathode was obtained by nuclear scanning microscopy, atomic scanning microscopy, Raman spectroscopy, and X-ray phase analysis. In the zone of spontaneous emission of the electrons on the electrode, nanostructured formations of carbon have been found.

УДК 539.172.17

ОПИСАНИЕ СТОЛКНОВЕНИЙ АТОМНЫХ ЯДЕР В НЕРАВНОВЕСНОМ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОМ ПОДХОДЕ КАК СТОЛКНОВЕНИЙ СОЛИТОНОВ КОРТЕВЕГА–ДЕ ФРИЗА

© 2022 г. А. Т. Дьяченко^{1, 2, *}, И. А. Митропольский^{2, 3}

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Петербургский государственный университет путей сообщения Императора Александра I”,
Санкт-Петербург, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение
“Петербургский институт ядерной физики имени Б.П. Константинова”
Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Гатчина, Россия

³Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
“Санкт-Петербургский научный центр Российской академии наук”, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: dyachenko_a@mail.ru

Поступила в редакцию 14.03.2022 г.

После доработки 08.04.2022 г.

Принята к публикации 22.04.2022 г.

В рамках неравновесного гидродинамического подхода найдено солитонно-подобное аналитическое решение уравнений для столкновения ядерных слоев–слэбов. Обоснована перспективность гидродинамического подхода к описанию столкновений тяжелых ионов средних энергий и важность учета неравновесных процессов. В рамках единой формулы рассмотрены стадии сжатия, расширения и разлета слоев ядерной материи с энергиями порядка десяти МэВ на нуклон. На этой основе для стадии сжатия показано образование hot spot. Сведение решений уравнений гидродинамики в этом случае к решению двух уравнений Кортевега–де Фриза ранее не рассматривалось и представляет самостоятельный интерес для широкого круга прикладных задач

DOI: 10.31857/S0367676522080063

ВВЕДЕНИЕ

Эффективность термодинамики и гидродинамики для физики была отмечена в трудах классиков [1–3], соответствующий подход успешно использовался авторами [4–7] и остается актуальным. Зачастую [3], для описания столкновений тяжелых ионов используют равновесную гидродинамику. В наших работах [4–11] было показано, что локальное термодинамическое равновесие в процессе столкновений тяжелых ионов устанавливается не сразу. С этой целью в настоящей работе использован результат решения кинетического уравнения [8, 9] для нахождения функции распределения нуклонов, которое при низких энергиях приводит к уравнениям неравновесной длиннопробежной гидродинамики [4].

Решение этих уравнений гидродинамики в одномерном случае найдено аналитически с использованием односолитонных решений уравнения Кортевега–де Фриза (см., например, [12–15]). Это представляет самостоятельный интерес, поскольку солитоны играют большую роль в физике элементарных частиц, ядерной физике, физике

вообще, и это открывает путь к точному интегрированию уравнений гидродинамики. На этой основе получено обоснование образования горячего пятна hot spot – источника быстрых частиц с учетом дисперсии в эффективных силах.

НЕРАВНОВЕСНЫЙ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЙ ПОДХОД И ВОЗМОЖНОСТЬ ОБРАЗОВАНИЯ HOT SPOT

При средних энергиях сталкивающихся тяжелых ионов мы ищем решение кинетического уравнения [8, 9] для нахождения нуклонной функции распределения $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$ ($\vec{r}(x_1, x_2, x_3)$ – пространственная координата, $\vec{p}(p_1, p_2, p_3)$ – импульс, t – время) в виде:

$$f(\vec{r}, \vec{p}, t) = f_1 q + f_0(1 - q), \quad (1)$$

где $f_0(\vec{r}, \vec{p}, t)$ – локально равновесная функция распределения, $f_1(\vec{r}, \vec{p}, t)$ – неравновесная функция распределения, являющаяся удобной формой описания возбуждений в теории ферми-жидкости,

q – релаксационный фактор. В результате получается [5–9] замкнутая система уравнений для нахождения плотности $\rho = g \int f \frac{d^3 \vec{p}}{(2\pi\hbar)^3}$, плотности i -й

компоненты импульса $m\rho v_i = g \int p_i f \frac{d^3 \vec{p}}{(2\pi\hbar)^3}$, плот-

ности внутренней энергии $e = e_{kin} + e_{int}$, где \hbar – постоянная Планка, $g = 4$ – спин-изоспиновый фактор, m – масса нуклона. Члены взаимодействия для плотности энергии e_{int} и давления P_{int} соответственно равны

$$e_{int} = \int_0^{\rho} W(\rho) d\rho, \quad P_{int} = \rho^2 \frac{d(e_{int}/\rho)}{d\rho}, \quad (2)$$

где $W(\rho)$ – зависящий от плотности ρ одночастичный самосогласованный потенциал.

Как показано в [8, 9], при энергиях $E_0 < 100$ МэВ/нуклон релаксационный фактор максимален, $q = 1$, приводя к уравнениям неравновесной длиннопробежной гидродинамики [4]. С увеличением энергии он уменьшается, приводя к большей изотропии функции распределения.

Взаимодействие двух ядер сводится к взаимодействию их областей перекрытия [5–9]. Это сопровождается сжатием, что можно интерпретировать приближенно как процесс образования hot spot – источника быстрых частиц. Ранее нами, в отсутствие дисперсии в эффективных силах, процесс сжатия рассматривался путем образования ударных волн. Включение дисперсионных членов может затруднить образование ударных волн и процесс сжатия.

В следующем разделе настоящей работы будет проанализирован механизм образования hot spot, исходя из уравнений гидродинамики, путем их точного аналитического решения с учетом дисперсии в эффективном взаимодействии.

РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ ГИДРОДИНАМИКИ В ОДНОМЕРНОМ СЛУЧАЕ И ОБСУЖДЕНИЕ

В настоящей работе нас интересует влияние на процесс столкновения, которое оказывают дисперсионные члены для эффективных сил, опущенные в выражениях (2) в работах [5–9]. Здесь для простоты это рассмотрение проведено в плоской одномерной геометрии, и задача столкновения ядер сведена к взаимодействию ядерных слоев-слобов. Будет найдено аналитическое решение этой задачи путем сведения ее к столкновению солитонов уравнения Кортевега–де Фриза. Само по себе представляющее новый подход и определенный интерес для решения уравнений гидродинамики.

Уравнения гидродинамики [8, 9] при релаксационном факторе $q = 1$ (неравновесный случай) в одномерном случае сводятся к следующей системе уравнений для нахождения плотности $\rho(x, t)$, скорости $v(x, t)$, плотности тепловой энергии $I(x, t)$:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial v}{\partial x} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{1}{m\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial I}{\partial t} + v \frac{\partial I}{\partial x} + 3I \frac{\partial v}{\partial x} = 0, \quad (5)$$

где давление $P(x, t) = P(\rho) = a\rho + b\rho^2 + \alpha \frac{d^2 \rho}{dx^2}$ задано в приближении эффективных ядерных сил типа сил Скимма. При этом коэффициенты a и b связаны соотношением $a\rho_0 + b\rho_0^2 = 0$, где $\rho_0 = 0.15$ фм⁻³ – равновесная ядерная плотность, а дисперсионный член с коэффициентом α определяет дисперсию (скоростной член), величина которого будет определена ниже.

Из уравнений (3) и (5) следует, что $I = I_1 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^3$,

где I_1 – независящий от ρ коэффициент. Совместное решение уравнений (3) и (4) ищем в виде $v = v(\rho)$. Откуда получаем соотношение

$$(\rho v'(\rho))^2 = \frac{1}{m} \frac{\partial P}{\partial \rho} = a + 2b\rho + \alpha \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} \right). \quad (6)$$

Следовательно

$$\begin{aligned} \rho v'(\rho) &= \pm \sqrt{\frac{\partial P}{m \partial \rho}} \approx \\ &\approx \pm \left[c_{so} + \beta(\rho - \rho_0) + \frac{\alpha}{2m c_{so}} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} \right) \right] = \pm c_s(\rho) \end{aligned} \quad (7)$$

и

$$v = \pm \int_{\rho_0}^{\rho} \frac{c_s(\rho)}{\rho} d\rho + v_0, \quad (8)$$

где скорость звука $c_{s0} = \sqrt{\frac{a + 2b\rho_0}{m}} \approx 1/3c \approx 10^8$ м/с,

$$\beta = \frac{b}{m c_{so}}, \quad \frac{\alpha}{2m c_{so}^2} = (\text{фм})^2.$$

После подстановки (7), (8) в уравнение (3) получаем два уравнения Кортевега–де Фриза

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \left(v_0 + c_{so} + 2c_{so} \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right) \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{\alpha}{m c_{so}} \frac{\partial^3 \rho}{\partial x^3} = 0, \quad (9)$$

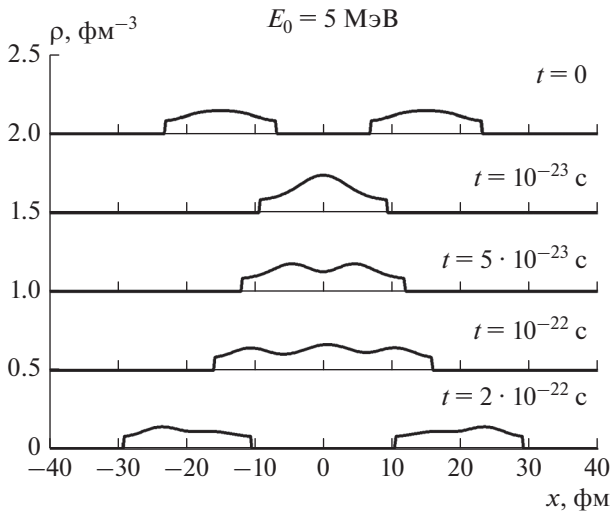


Рис. 1. Мгновенные профили столкновения ядерных слоев-слэбов при энергии $E_0 = 5$ МэВ на нуклон в различные моменты времени при $t = 0; 0.1; 0.5; 1$ и 2 в единицах времени 10^{-22} с.

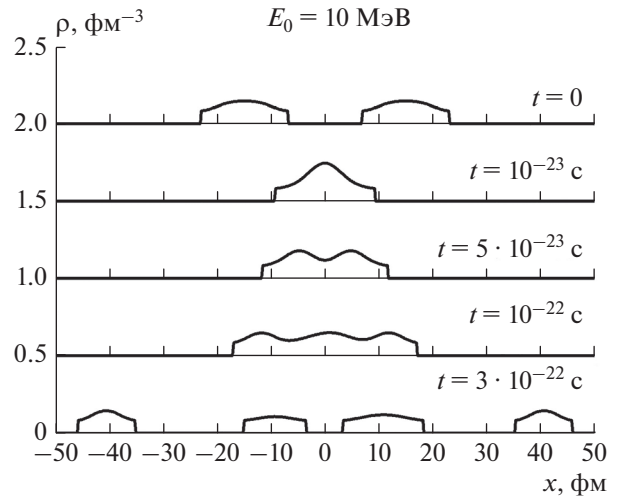


Рис. 2. Мгновенные профили столкновения ядерных слоев-слэбов при энергии $E_0 = 10$ МэВ на нуклон в различные моменты времени при $t = 0; 0.1; 0.5; 1$ и 3 в единицах времени 10^{-22} с.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \left(v_0 - c_{so} - 2c_{so} \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right) \frac{\partial \rho}{\partial x} - \frac{\alpha}{mc_{so}} \frac{\partial^3 \rho}{\partial x^3} = 0. \quad (10)$$

То есть уравнения гидродинамики сведены к двум уравнениям Кортевега–де Фриза [12, 13]. Уравнения (9), (10) можно привести к безразмерному виду

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t'} + 6\zeta \frac{\partial \zeta}{\partial x'} + \frac{\partial^3 \zeta}{\partial x'^3} = 0, \quad (11)$$

$$\zeta = \left[\pm v_0 + c_{so} + 2c_{so} \frac{(\rho - \rho_0)}{\rho_0} \right] \frac{1}{A}, \quad (12)$$

$t' = \pm t/\gamma$, $x' = x/\lambda$, $A = \gamma = 6^{6/10} \Theta^{1/5}$, $\lambda = 6^{1/5} \Theta^{2/5}$, $\Theta = c_{so} 2(\text{фм})^2$. Как хорошо известно [14, 15], уравнение (11) сводится подстановкой

$$\zeta = 2 \frac{\partial^2 \ln s}{\partial x'^2} \quad (13)$$

к билинейному однородному уравнению для s , которое содержит солитонные решения и, в частности, односолитонное решение

$$s = 1 + \exp(\omega t' + k(x' - x_1)), \quad (14)$$

где $\omega = -k^3$.

Замечательным свойством уравнения Кортевега–де Фриза являются интегралы движения. Очевидным интегралом (11) является сумма $\int_{-\infty}^{\infty} \zeta dx'$ односолитонных решений. Это позволяет перейти к представлению столкновения ядер, как столкновению солитонов, если простую волну

уравнения Кортевега–де Фриза (13), (14) проинтегрировать по x_1 . То есть найти приближенное решение

$$Z = \int_0^L \xi \frac{dx_1}{L}, \quad (15)$$

поскольку одинаковые солитоны движутся с постоянной скоростью, не взаимодействуя. Здесь L – толщина слоя, на концах которого значение Z пренебрежимо мало, Z – является простой волной Кортевега–де Фриза, испущенной этим слоем. Пользуясь (12), затем можно найти плотность ρ и скорость v_0 , как функции x и t для двух простых волн уравнений (9) и (10). Это относится к каждому ядерному слою – источнику простых волн. Учитывая многократные отражения волн Кортевега–де Фриза от границ системы, можно рассмотреть всю динамику столкновения ядерных слоев-слэбов. Что мы и сделали.

На рис. 1. представлены мгновенные фотографии- профили плотности для столкновения ядерных слоев при энергии $E_0 = 5$ МэВ на нуклон в различные моменты времени при $t = 0; 0.1; 0.5; 1$ и 2 в единицах времени 10^{-22} с. Можно видеть первоначальное сжатие и образование hot spot, его распад и последующий разлет системы с образованием двух ядер.

На рис. 2 представлены мгновенные профили плотности для столкновения ядерных слоев при энергии $E_0 = 10$ МэВ на нуклон в моменты времени $t = 0; 0.1; 0.5; 1$ и 3 в единицах времени 10^{-22} с. После первоначального сжатия, образования hot

spot и последующего расширения на стадии разлета наблюдается фрагментация, т.е. образуются слои-фрагменты (их четыре) вместо двух первоначальных ядер.

Эти результаты получены аналитически, они совершенно не требуют затрат машинного времени. Из аналитических выражений находятся плотность $\rho(x, t)$, скорость $v(x, t)$, а также находится из сохранения энергии плотность тепловой энергии.

В результате мы убедились, что введение дисперсии в эффективные силы и в давление не нарушает представления о сжатии и образовании hot spot. Введение дополнительных размерностей не нарушит это представление кардинально. А сам подход на основе уравнения Кортвега–де Фриза представляет самостоятельный интерес и может быть использован и в других областях физики и техники.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, мы показали, что введение дисперсии в эффективные силы не нарушает представления об образовании hot spot и при относительно низких энергиях. Использование неравновесных гидродинамических уравнений с образованием hot spot, как было показано в [5–11], позволяет описывать экспериментальные данные лучше, чем уравнения традиционной гидродинамики.

Нами также открыт путь к точному интегрированию уравнений гидродинамики. Сведение неравновесных уравнений гидродинамики к решению двух уравнений Кортвега–де Фриза в виде солитонов позволило найти аналитическое решение задачи, что представляет самостоятельный фундаментальный интерес для физики вообще и может быть использовано в различных прикладных областях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фортвов В.Е., Ломоносов И.В. // УФН. 2014. Т. 184. № 3. С. 231; Fortov V.E., Lomonosov I.V. // Phys. Usp. 2014. V. 57. No. 3. P. 219.
2. Фортвов В.Е., Шарков Б.Ю., Шмокер Х. // УФН. 2012. Т. 182. № 6. С. 621; Fortov V.E., Sharkov B.Yu., Stöcker H. // Phys. Usp. 2012. V. 55. No. 6. P. 582.
3. Stöcker H., Greiner W. // Phys. Rep. 1986. V. 137. No. 5–6. P. 277.
4. D'yachenko A.T., Gridnev K.A., Greiner W. // J. Phys. G. 2013. V. 40. No. 3. Art. No. 085101.
5. Дьяченко А.Т., Митропольский И.А. // ЯФ. 2020. Т. 83. С. 317; D'yachenko A.T., Mitropolsky I.A. // Phys. Atom. Nucl. 2020. V. 83. P. 558.
6. Дьяченко А.Т., Митропольский И.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. С. 508; D'yachenko A.T., Mitropolsky I.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. P. 391.
7. Дьяченко А.Т., Митропольский И.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. С. 716; D'yachenko A.T., Mitropolsky I.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. P. 554.
8. Дьяченко А.Т., Гриднев К.А., Митропольский И.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. С. 952; D'yachenko A.T., Mitropolsky I.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 79. P. 858.
9. Дьяченко А.Т., Митропольский И.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. С. 1720; D'yachenko A.T., Mitropolsky I.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. P. 1521.
10. D'yachenko A.T., Mitropolsky I.A. // EPJ Web Conf. 2019. V. 204. No. 3. Art. No. 03018.
11. D'yachenko A.T., Mitropolsky I.A. // Phys. Atom. Nucl. 2019. V. 82. P. 1641.
12. Korteweg D.J., Vries G. // Phil. Mag. 1895. V. 39. P. 422.
13. D'yachenko A.T. // Proc. Int. Conf "Nuclear Shells – 50 Years" (Dubna, 1999). World. Sci. Singapore (2000). P. 492.
14. Гольдштейн Р.В., Городцов В.А. Механика сплошных сред. Ч. 1. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2000.
15. Лэм Дж. Л. Введение в теорию солитонов. М.: Биб-физмат, 1997.

Description of atomic nucleus collisions in the non-equilibrium hydrodynamic approach as collisions of Korteweg–de Vries solitons

A. T. D'yachenko^{a, b, *}, I. A. Mitropolsky^{b, c}

^a St. Petersburg State Transport University, St. Petersburg, 190031 Russia

^b Konstantinov Petersburg Nuclear Physics Institute, National Research Center "Kurchatov Institute", Gatchina, 188300 Russia

^c Saint Petersburg Scientific Center of the Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, 199034 Russia

*e-mail: dyachenko_a@mail.ru

Within the framework of the non-equilibrium hydrodynamic approach, a soliton-like analytical solution of the equations for the collision of nuclear layers-slabs is found. The prospects of the hydrodynamic approach to the description of collisions of heavy ions of medium energies and the importance of considering non-equilibrium processes are noted. Within the framework of a single formula, the stages of compression, expansion, and expansion of layers of nuclear matter with energies of the order of ten MeV per nucleon are considered. On this basis, the formation of a hot spot is shown for the compression stage. The reduction of solutions of hydrodynamic equations in this case to the solution of two Korteweg–de Vries equations has not been previously considered and is of independent interest for a wide range of applied problems.

УДК 539.17.013

АНАЛИЗ РЕЗОНАНСНЫХ СОСТОЯНИЙ ПРИ ОПИСАНИИ АСТРОФИЗИЧЕСКОГО S -ФАКТОРА ДЛЯ СЛИЯНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$

© 2022 г. С. Ю. Ториллов¹, *, Н. А. Мальцев¹, В. И. Жеребчевский¹¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Санкт-Петербургский государственный университет”, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: s.torilov@spbu.ru

Поступила в редакцию 14.03.2022 г.

После доработки 08.04.2022 г.

Принята к публикации 22.04.2022 г.

Проанализирован процесс слияния тяжелых ионов ^{12}C и ^{16}O вблизи кулоновского барьера. Рассмотрен ряд оптических потенциалов, позволяющих хорошо описать упругое рассеяние изучаемых ядер. С использованием этих потенциалов, в рамках потенциальной модели, получено сечение слияния и астрофизический S -фактор. Рассмотрен случай возникновения вращательных дублетов для величин глобального квантового числа в диапазоне $G = 16\text{--}29$. Проведено сравнение с имеющимися на сегодняшний момент экспериментальными данными, а также изучен вопрос неоднозначности выбора потенциала и возможность совместного описания рассматриваемых эффектов.

DOI: 10.31857/S0367676522080245

ВВЕДЕНИЕ

Процессы слияния с участием легких самоспряженных и нейтроноизбыточных ядер играют значительную роль в звездном нуклеосинтезе и важны для понимания эволюции звезд. Интересным примером таких реакций является слияние ядер углерода и кислорода. Данные реакции существенны для процессов, протекающих при формировании суперновых Ia типа и в массивных звездах [1]. Одной из отличительных особенностей таких реакций является проявление резонансоподобной структуры в функции возбуждения реакции слияния для энергий ниже $E_{CM} < 10$ МэВ, при этом в случае присутствия резонанса вблизи гамовского окна, сечение взаимодействия ядер может увеличиваться в несколько раз.

Такая резонансоподобная структура наиболее сильно проявлялась в реакции $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ и, в меньшей степени, в реакции $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$, в то время как для реакции $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ указанная структура почти не наблюдалась [3]. Применимость кластерного подхода к данным реакциям допускает их последовательное включение в диаграмму кластерного нуклеосинтеза (DNC) [2], что подразумевает возможность возникновения молекулярных состояний, приводящих к сильным флуктуациям в сечении слияния. Значительный успех в экспериментальном изучении функции возбуждения для

реакций слияния позволил получить экспериментальные данные для глубоко подбарьерного взаимодействия в области около 3 МэВ [4]. Для объяснения поведения сечения было предложено несколько моделей, в том числе, трактующих наблюдаемую структуру как проявление молекулярных резонансов в сочетании с фрагментацией по перекрывающимся компаунд состояниям [5]. С другой стороны, было предложено объяснение в рамках изолированных компаунд состояний [3]. Была получена граничная энергия, ниже которой возникновение структуры может объясняться флуктуацией сечения из-за присутствия перекрывающихся компаунд состояний. Значение границы для реакции слияния $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ составило порядка 7.3 МэВ, что практически полностью охватывает диапазон наблюдаемой структуры, в то время как для $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ эта величина составила порядка 1.8 МэВ. Это гораздо ниже энергии, доступной для экспериментальных исследований на сегодняшний день [4]. Таким образом, для определения вклада молекулярных состояний была выбрана реакция $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$, с одной стороны, имеющая низкий порог проявления флуктуаций от компаунд состояний, а с другой стороны, демонстрирующая хорошо наблюдаемую структуру в сечении реакции слияния.

ФОРМАЛИЗМ

На сегодняшний день существует значительное число работ, рассматривающих тот или иной аспект потенциальных моделей, для вычисления сечения, астрофизического S -фактора или возможного положения резонансов в реакции с тяжелыми ионами [6–9]. В зависимости от целей работы, могут быть использованы потенциалы от простейшего случая прямоугольной ямы, допускающего аналитическое решение [6], до потенциала с большим числом параметров, учитывающим зависимость от углового момента [7] или построенного на основе полу микроскопического описания [8]. В настоящей работе предлагается возможность описания в рамках потенциальной модели одновременно сечения реакции слияния, упругого рассеяния и положения молекулярных резонансов. Возможность такого подхода для описания альфа-кластерных состояний была рассмотрена в работе [9].

Сформулируем требования, которые можно предъявить к результатам вычислений на основе потенциальной модели:

1) Используемый потенциал должен воспроизводить дифференциальное сечение упругого рассеяния вне области резонансов при энергиях, когда можно пренебречь упругой передачей.

2) Необходимо воспроизвести сечение слияния для низких энергий. Однако также нужно учитывать возможность проявления эффекта подавления сечения, который активно исследуется в последнее время для реакций слияния тяжелых ионов [10].

3) Должны воспроизводиться наблюдаемые в эксперименте состояния, которые могут быть интерпретированы как молекулярные резонансы.

Одной из сложностей использования оптического потенциала является наличие дискретной неопределенности по параметрам [11]. В недавней работе [12] были рассмотрены два потенциала, дающие приблизительно одинаковое описание углового распределения для упругого рассеяния в реакции $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$. Аналогичную картину мы наблюдаем для описания сечения слияния. Оценки, полученные с применением различных подходов, дают практически совпадающие значения для сечения в области полученных экспериментальных данных, но сильно расходятся в области, расположенной в непосредственной близости от гаммового окна [13, 14].

Потенциальная модель дает хорошее описание возникающих молекулярных состояний, принадлежащих вращательным дублетам для случая альфа-частица + кор [9, 15], но в случае тяжелых ядер возникает проблема экспериментальной идентификации таких состояний [16]. Сильная чувствительность расчетов к параметрам потенциала

приводит к затруднению идентификации неизвестных резонансов с целью определения их углового момента. В кластерном приближении вращательная полоса (дублет) определяется условием на волновую функцию вида:

$$G = 2N + L = \sum_{i=1}^A (2n_i + l_i), \quad (1)$$

здесь G – глобальное квантовое число, N – число узлов волновой функции в кластерном приближении, L – угловой момент рассматриваемого состояния, n и l – число узлов и угловой момент составляющих кластер нуклонов в осцилляторной яме. Для случая оболочки $1s0d$ $G \geq 24$.

Применение такой формулы предполагает, что интеграл перекрытия волновых функций для одночастичных состояний в рассматриваемом потенциале и соответствующих волновых функций осциллятора близок к единице. Для системы ядер $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$, несмотря на замкнутые оболочки кислорода, использование этой формулы может быть недостаточно обоснованным. В работе [17] рассматривался вариант феноменологического задания числа G , однако его определение ограничивалось потенциалом, предложенным в работе [18]. Для изучаемой системы ядер углерода и кислорода феноменологическое значение составляло $G \geq 18$. Также неоднозначность выбора величины G в рамках подходов RGM, OCM и SU(3) модели, обсуждается в работе [16]. Таким образом, параметр G не может быть определен однозначно.

Согласно работам [9, 16] можно ожидать появления сразу нескольких вращательных полос с различными глобальными квантовыми числами. Кроме того, в силу неидентичности ядер пучка и мишени, для рассматриваемого случая будет наблюдаться расщепление по четности.

Используя известные на сегодняшний день данные о проявлении резонансов, отвечающих вращательным дублетам в ядрах, можно предположить, головное состояние 0^+ первой полосы будет расположено вблизи энергии связи ^{16}O и ^{12}C в ядре ^{28}Si (–16.8 МэВ). Обозначим ее как L – полоса. Кроме того, должна наблюдаться полоса резонансов, близких к максимальным угловым моментам, допустимым в данной системе. Обозначим ее H -полоса. Согласно систематике работы [19] это должна быть слабо расщепленная полоса со средним значением $0^+ - 0^-$ порядка 8.6 МэВ и наклоном вращательной полосы около 0.055 МэВ.

Используя методы, предложенные в [12], в данной работе было рассмотрено несколько оптических потенциалов, пригодных для описания взаимодействия $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$. Рассматривались различные параметризации квадратичного потенциала Вудса–Саксона и потенциал, полученный в рамках полумикроскопического подхода – по-

Таблица 1. Параметры потенциалов

Потенциал	V , МэВ	r_0 , фм ^a	a , фм
1	390.6	0.902	1.11
2 ^b		SPP	
3	320.0	0.87	1.3
4	305.0	0.83	1.4
5	295.9	0.75	1.5

^aВеличина радиуса определяется как $R = r_0(A_p^{1/3} + A_T^{1/3})$.

^bВ качестве потенциала использовался потенциал SPP с нормировочным множителем равным единице.

тенциал Сан-Пауло (SPP) с учетом нуклонной плотности, рассчитанной на основе модели Дирака–Хартри–Фока [20]:

1. Глубокий потенциал для упругого рассеяния в диапазоне энергий $E_{CM} = 10–30$ МэВ, полученный с применением Байесовского анализа [21].

2. Потенциал SPP с нормировочным множителем равным единице.

3. Феноменологический потенциал, полученный из анализа упругого рассеяния для энергий в диапазоне $E_{CM} = 10–30$ МэВ.

4. Феноменологический потенциал, полученный из анализа упругого рассеяния для энергии $E_{CM} = 75$ МэВ [22], полученный из анализа радужного рассеяния.

5. Феноменологический потенциал, полученный на основе данных систематики для оптических потенциалов.

Характеристики рассматриваемых потенциалов приведены в табл. 1.

Таблица 2. Положения головных уровней $E(0^+)$ и $E(1^-)$ рассматриваемых дублетов и соответствующих глобальных квантовых чисел G

Потенциал	1	2	3	4	5
Полоса			H		
$E(0^+)/E(1^-)$ МэВ	6.84/9.12	5.34/8.27	7.41/8.90	6.91/8.62	7.82/9.03
$G(+)/G(-)$	28/29	26/27	24/25	22/23	20/21
Полоса			M		
$E(0^+)/E(1^-)$ МэВ	-4.60/2.15	-5.85/0.55	-1.07/4.22	-1.77/3.42	0.81/5.32
$G(+)/G(-)$	26/27	24/25	22/23	20/21	18/19
Полоса			L		
$E(0^+)/E(1^-)$ МэВ	-21.4/-12.4	-21.4/-13.1	-14.5/-7.20	-14.9/-7.70	-11.2/-4.53
$G(+)/G(-)$	24/25	22/23	20/21	18/19	16/17

РЕЗУЛЬТАТЫ

Были получены положения резонансов с условием воспроизведения энергий, указанных для L и H полос. Расчет проводился в рамках модели, предложенной в работе [23]. Для всех рассмотренных потенциалов, разрыв между двумя соседними дублетами составлял величину значительно меньше требуемой разницы энергий для L и H полос (25.4 МэВ). Это позволяет предположить, что между ними существует еще одна полоса. Обозначим ее M -полоса. Существование такой полосы для состояний с положительной четностью было предсказано в рамках AMD модели в работе [24]. Оценки для положения головного уровня 0^+ дают значение в области 6 МэВ, так что дублет должен образовываться вблизи порога.

В табл. 2 указаны значения состояний 0^+ и 1^- для всех рассматриваемых для величин G , отвечающих образованию полос L , M и H .

Вопрос о неоднозначности используемых потенциалов для описания упругого рассеяния был рассмотрен ранее в [12]. Далее рассмотрим вопрос о неоднозначности определения потенциала для описания сечения слияния по аналогии с неоднозначностью, возникающей при анализе упругого рассеяния. На рисунке 1 показана зависимость χ^2 для сравнения вычисленного сечения слияния σ_{mod} с подгонкой по экспериментальным данным σ_{fit} из работы [25]:

$$\chi^2(V, r_0) = \sum_i \left(\frac{\sigma_{fit}(E_i) - \sigma_{mod}(E_i, V, r_0)}{\Delta\sigma_{fit}(E_i)} \right)^2. \quad (2)$$

В качестве пробного был выбран потенциал (3) из табл. 1 и построена поверхность для переменных V – глубина потенциала и r_0 – параметр радиуса. Суммирование велось для 21 значения сечения в диапазоне энергий от 3.5 до 5 МэВ. Сечение σ_{mod} определялось на основе DWBA модели [26] с мнимым потенциалом [12]. Значение погрешно-

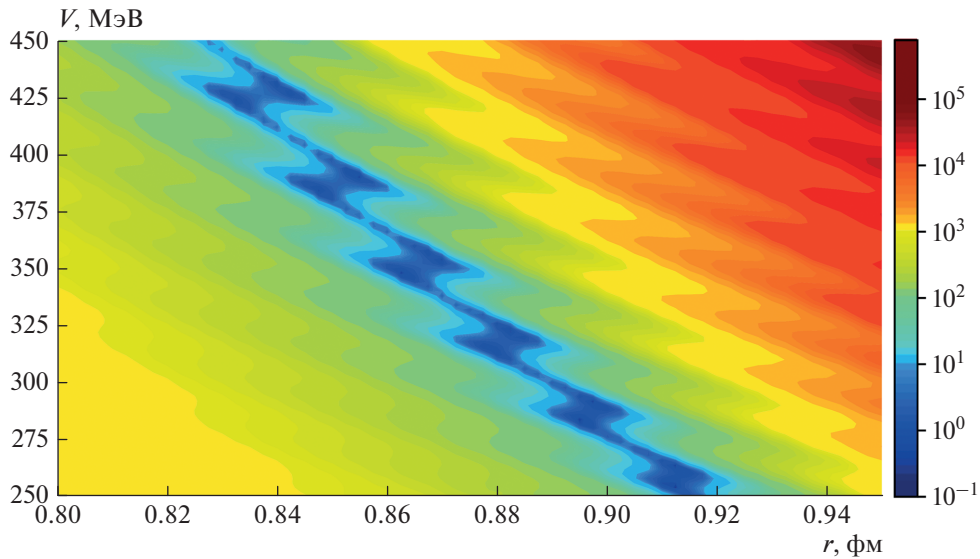


Рис. 1. Величина χ^2 для сравнения вычисленного сечения слияния с подгонкой при различных значениях глубины потенциала V и параметра радиуса r_0 .

сти подгоночных значений принималось равным 10%. Как видно, на рис. 1 наблюдается ряд минимумов, так что для описания сечения слияния существует неоднозначность, аналогичная той, которая возникает при описании упругого рассеяния.

Неоднозначность выбора потенциала также видна на рис. 2, где показано значение астрофизического S -фактора для рассмотренных потенциалов и проведено сравнение с имеющимися экспериментальными данными и подгонкой. В данном случае значение S -фактора вычислялось как:

$$S(E) = E\sigma_f(E)e^{2\pi\eta(E)}, \quad (3)$$

где $\eta(E)$ — параметр Зоммерфельда $\eta(E) = Z_p Z_T e^2 / (\hbar v)$ для заданных зарядов мишени (Z_T) и пучка (Z_p) и их относительной скорости v .

Как видно, результаты, для потенциалов 2, 3 и 4 практически идентичны и близки к подгоночной кривой. Для получения сечения слияний использовался метод связанных каналов с условием сильного поглощения под кулоновским барьером [27], так что сечение слияния можно записать в виде:

$$\sigma_f(E) = \frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l + 1) T_l, \quad (4)$$

где k — волновой вектор, а T_l — коэффициент пропускания.

Как можно видеть из рис. 2, если в данной реакции имеется эффект подавления сечения в области малых энергий, то он наблюдается только для последней точки. Дополнительно следует отметить, что ряд предложенных моделей допуска-

ют падение сечения с уменьшением энергии взаимодействия в рамках потенциально модели [14].

Далее рассмотрим положения резонансов в области малых энергий с точки зрения потенциальной модели. Согласно данным, приведенным в табл. 2, можно ожидать появления низкоспиновых резонансов отрицательной четности в области энергий до 12 МэВ. Для наглядности это продемонстрировано на рис. 3, где проведена норми-

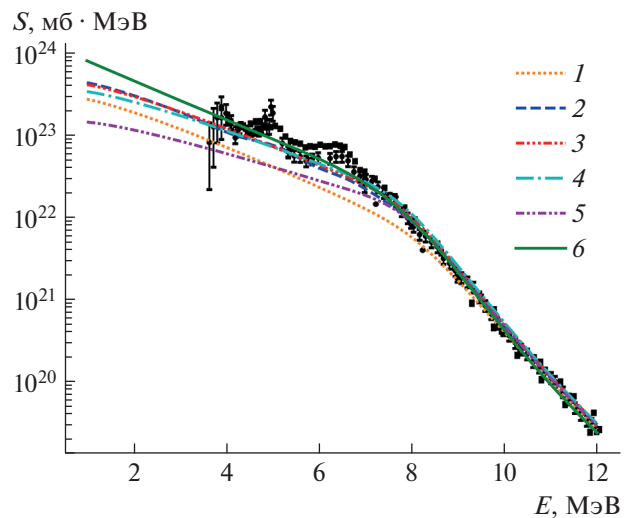


Рис. 2. Величина астрофизического S -фактора как функция от энергии. Показаны экспериментальные значения [4] и сечения, полученные в рамках модели связанных каналов с потенциалами 1–5 из табл. 1. Кривая 6 соответствует подгонке сечения по экспериментальным данным из работы [25].

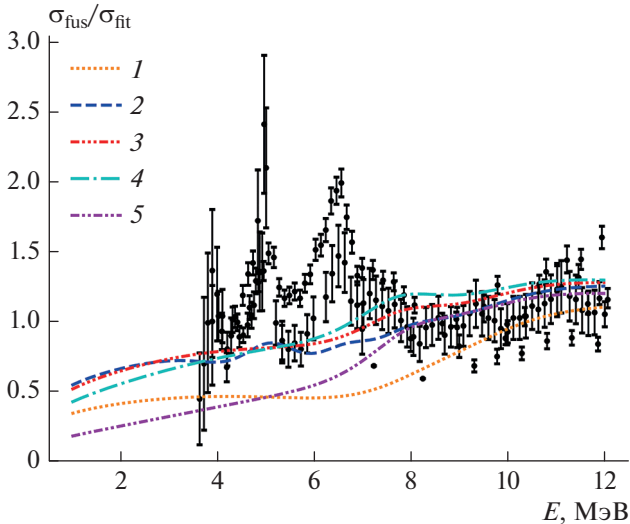


Рис. 3. Нормировка экспериментального и теоретического сечения для потенциалов 1–5 из табл. 1 на подгоночные значения сечения из работы [25].

ровка экспериментальных данных на величину подгоночного значения [25]. На графике хорошо видна резонансная структура с резкими максимумами в области энергий 3.92, 5, 6.5, 8.6 МэВ. В работе [4] была показана возможность описания первых двух пиков в рамках R-матричной теории. Существует несколько возможностей включения этих максимумов в последовательность состояний с отрицательной четностью, принадлежащих полосе M . В зависимости от выбора углового момента начального состояния (3.92 МэВ), полоса будет характеризоваться параметрами (энергия уровня 1^- и наклон полосы), перечисленными в табл. 3. Наиболее близкими характеристиками обладает полоса для потенциала 4, предсказывая для состояния 3^- энергию 4.1 МэВ и параметр наклона 0.05 МэВ. В то же время необходимо отметить, что условие воспроизведение положений резонансов обладает самой сильной чувствительностью к параметрам потенциала, поэтому требование точного совпадения молекулярных резонансов с экспериментальными данными не представляется обоснованным. Отметим, что при

Таблица 3. Параметры вращательных полос

Угловой момент состояния с энергией 3.92, МэВ	Энергия состояния 1^- , МэВ	Параметр наклона, МэВ
3^-	3.31	0.06
5^-	2.47	0.05
7^-	1.81	0.04

таком подходе не наблюдается очевидной связи спина рассмотренного состояния с числом G (см. табл. 2). Так, в потенциале 2 возникает состояние при энергии 3.85 МэВ с угловым моментом 7^- , а в потенциале 3, при энергии 4.2 МэВ с угловым моментом 1^- .

Таким образом, для снятия неоднозначности, следует проводить экспериментальные исследования с определением величины углового момента рассматриваемых состояний.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрен вопрос об объединенном описании процессов слияния, упругого рассеяния и образования молекулярных состояний в реакции $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$. Показано, что для каждого из рассматриваемых процессов имеет место неоднозначность в выборе потенциала, однако все три процесса могут быть описаны одновременно одним потенциалом, причем задание углового момента состояний с малой энергией может снять имеющуюся неоднозначность. Все рассмотренные потенциалы предсказывают существование резонансов для M -полосы в области энергий ниже трех МэВ, что соответствует температурам, ниже 10^9 К, достижимым в горячих звездах. Таким образом, данные резонансы могут существенно влиять на интенсивность образования элементов в реакции слияния тяжелых ионов в звездном нуклеосинтезе, а их учет дает важную информацию при анализе процессов эволюции звезд.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-02-00295).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Rofls C.E., Rodney W.S.* Cauldrons in the Cosmos. Chicago: University of Chicago Press, 2005.
2. *Kubono S., Binh D.N., Hayakawa S. et al.* // Nucl. Phys. A. 2010. V. 834. P. 647c.
3. *Jiang C.L., Back, B.B., Esbensen H. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. Art. No. 072701.
4. *Fang X., Tan W.P., Beard M. et al.* // Phys. Rev. C. 2017. V. 96. Art. No. 045804.
5. *Diaz-Torres A., Wiescher, M.* // Phys. Rev. C. 2018. V. 97. Art. No. 055802.
6. *Ogura R., Hagino K., Bertulani C.A.* // Phys. Rev. C. 2019. V. 99. Art. No. 065808.
7. *Gao C., Kondo K.* // Phys. Lett. B. 1997. V. 408. P. 7.
8. *Gasques L.R., Afanasjev A.V., Beard M. et al.* // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. Art. No. 045802.
9. *Buck B., Johnston J.C., Merchant A.C., Perez S.M.* // Phys. Rev. C. 1995. V. 52. P. 1840.
10. *Jiang C.L., Back B.B., Rehm K.E. et al.* // Eur. Phys. J. 2021. V. 57. Art. No. 235.
11. *Igo G.* // Phys. Rev. 1959. V. 115. P. 1665.

12. *Torilov S.Yu., Maltsev N.A., Zherebchevskiy V.I.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 5. С. 710; *Torilov S.Yu., Maltsev N.A., Zherebchevsky V.I.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 5. P. 548.
13. *Kocak G., Karakoc M., Boztosun I., Balantekin A.B.* // Phys. Rev. C. 2010. V. 81. Art. No. 024615.
14. *Moghadasi A.* // New Astronomy. 2021. V. 89. Art. No. 101649.
15. *Torilov S.Y.* // Eur. Phys. J. 2014. V. 50. Art. No. 3.
16. *Ohkubo S., Yamashita K.* // Phys. Lett. B. 2004. V. 578. P. 304.
17. *Buck B., Merchant A.C., Horner M.J., Perez S.M.* // Nucl. Phys. A. 2000. V. 673. P. 157.
18. *Buck B., Merchant A.C., Perez S.M.* // Nucl. Phys. A. 1997. V. 614. P. 129.
19. *Abbondanno U., Cindro N.* // Int. J. Mod. Phys. E. 1993. V. 2. P. 1.
20. *Chamon L.C., Carlson B.V., Gasques L.R.* // Comput. Phys. Commun. 2021. V. 267. Art. No. 108061.
21. *Rasmussen C.E., Williams C.K.I.* Gaussian processes for machine learning. MIT Press, 2006.
22. *Nicoli M.P., Haas F., Freeman R.M. et al.* // Phys. Rev. C. 2000. V. 61. Art. No. 034609.
23. *Vertse T., Pal K.F., Balogh Z.* // Comput. Phys. Commun. 1982. V. 27. P. 309.
24. *Taniguchi Y., Kimura M.* // Phys. Lett. B. 2020. V. 800. Art. No. 135086.
25. *Yakovlev D.G., Gasques L.R., Afanasjev A.V. et al.* // Phys. Rev. C. 2006. V. 74. Art. No. 035803.
26. *Thompson I.J.* // Comp. Phys. Rep. 1988. V. 7. Art. No. 035803.
27. *Hagino K., Rowley N., Kruppa A T.* // Comput. Phys. Commun. 1999. V. 123. P. 143.

Analysis of resonance states in the description of the astrophysical S -factor for heavy ion fusion reaction $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$

S. Yu. Torilov^{a, *}, N. A. Maltsev^a, V. I. Zherebchevsky^a

^a*St. Petersburg University, St Petersburg, 199034 Russia*

^{*}*e-mail: s.torilov@spbu.ru*

The fusion of ^{12}C and ^{16}O nuclei near the Coulomb barrier was studied. Several optical potentials allowed a good description of elastic scattering were investigated. With using these potentials in the framework of a potential model, the fusion cross section and astrophysical S -factor were obtained. The example of the rotational doublets for the values of the global quantum number in the range $G = 16-29$ was considered. A comparison was made with the currently available experimental data. The question of choice ambiguity for the potential and the possibility of a description of the considered effects were studied.

УДК 550.835.212

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗОТОПНОГО СОСТАВА АЗОТНОКИСЛЫХ РАСТВОРОВ ПЛУТОНИЯ МЕТОДАМИ АЛЬФА- И ГАММА-СПЕКТРОСКОПИИ

© 2022 г. И. Е. Алексеев¹, С. Е. Белов¹ *, К. В. Ершов^{1, 2}, Н. Е. Мишина¹, А. А. Мурзин¹¹Акционерное общество “Радиевый институт имени В.Г. Хлопина”, Санкт-Петербург, Россия²Федеральное государственное бюджетное учреждение “Петербургский институт ядерной физики имени Б.П. Константинова” Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Гатчина, Россия

*E-mail: sbelov@khlopin.ru

Поступила в редакцию 14.03.2022 г.

После доработки 08.04.2022 г.

Принята к публикации 22.04.2022 г.

В лаборатории переработки отработанного ядерного топлива были исследованы азотнокислые растворы $^{238}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$ с неизвестным заранее составом и концентрацией радионуклидов в них. Исследования позволили сделать заключение о том, что в растворах кроме заявленных радионуклидов ^{238}Pu и ^{239}Pu содержатся также радионуклиды ^{240}Pu и ^{241}Am и оценить концентрации этих изотопов в растворах.

DOI: 10.31857/S0367676522080038

ВВЕДЕНИЕ

Важной задачей Радиевого института является работа с отработанным ядерным топливом (ОЯТ). Задачу по определению концентрации изотопов плутония в растворах, находящихся в нескольких емкостях (каждая со своим, отличным от других радионуклидным составом), было решено расширить и провести сравнение результатов измерений, проведенных в лаборатории переработки ОЯТ и в метрологической службе института. Для такого подхода было несколько оснований: а) состав растворов оказался сложнее, чем предполагалось первоначально; б) для отработки и улучшения методики измерения счетных образцов; в) для оценки возможностей программного обеспечения для разделения плохо разрешенных линий; г) для выработки оптимальной по времени и затратам методики определения изотопного состава растворов. В работе были использованы следующие методы анализа: а) альфа-спектроскопия с ионизационной 2π -камерой; б) полупроводниковая альфа-спектроскопия с PIPS-детекторами двух разных производителей; в) гамма-спектроскопия с NaI(Tl)-сцинтиллятором и детектором из сверхчистого германия (ОЧГ).

Для сравнительных измерений был предложен следующий порядок действий. В начале из растворов изготавливались счетные образцы, которые представляют собой подложки из нержавеющей стали с нанесенными на них растворами радионуклидов. Счетные образцы измерялись в лаборатории ОЯТ и в метрологической службе

института с помощью альфа-спектрометрии. Затем результаты измерений сводились в таблицы для сравнения. По результатам анализа было решено провести дополнительные измерения гамма-спектров для подтверждения наличия и уточнения содержания выявленных радионуклидов.

ПОДГОТОВКА СЧЕТНЫХ ОБРАЗЦОВ

Для определения концентрации в азотнокислых растворах актиноидов и изотопов других ядер, подверженных альфа-распаду, используется методика изготовления счетных образцов с дальнейшим измерением их активности при помощи альфа-спектрометров. Сложность изготовления счетных образцов заключается в том, что на них накладываются два взаимоисключающих требования: компактность источника для воспроизводимости измерений и малая толщина, чтобы уменьшить влияние рассеяния и самопоглощения. Это требует от экспериментатора определенного навыка в области пробоподготовки.

Регламенты изготовления счетных образцов отличаются в зависимости от геометрических размеров, материала подложки, наличия органического покрытия. Технология изготовления может состоять, например, из следующих стадий: снятие органического загрязнения с поверхности подложки, предварительного отжига, нанесения порции азотнокислого раствора, добавления ПАВ, сушки, повторного отжига. В зависимости от конкретных условий — доступности материа-

лов и оборудования, экономической целесообразности, временных ограничений, — те или иные стадии технологического процесса могут быть исключены из цепочки действий. В нашем случае использовались подложки диаметром 25 мм и толщиной 0.5 мм из нержавеющей стали с плотностью 7.85 г/см³. Одна сторона отшлифована и покрыта полимерным самоклеящимся материалом. Подложка после прокаливания приобретает золотистый цвет. Изначально в лаборатории использовалась следующая технология: обезжиривание поверхности ацетоном, нанесение раствора на подложку с последующим взвешиванием, сушка под лампой, отжиг на спиртовке. Преимущество такой пробоподготовки — простота и не большое время изготовления образца, недостаток — толстый слой радиоактивного пятна и поэтому слишком широкие линии в альфа-спектрах. На рис. 1 представлены фрагменты альфа-спектра одного и того же образца, измеренные на ионизационной 2π-альфа-камере и полупроводниковом детекторе PIPS. Очевидно, что широкие альфа-линии затрудняют идентификацию радионуклидов в случае сложного состава раствора и поэтому являются существенным недостатком. По этой причине процедура изготовления была изменена на следующую: обезжиривание подложки, нанесение азотнокислого раствора на подложку с последующим взвешиванием, добавление спирта, сушка, отжиг в муфельной печи при 500°C в течение 5 мин. Изготовленные таким способом образцы получаются “тонкими” и не только позволяют получить правильные значения активностей, но и определить наличие в образцах примесей (рис. 1б).

ИЗМЕРЕНИЕ АКТИВНОСТИ СЧЕТНЫХ ОБРАЗЦОВ НА АЛЬФА-КАМЕРЕ И PIPS-ДЕТЕКТОРЕ

Измерения активности счетных образцов проводились в ионизационной 2π-альфа-камере, работающей в спектрометрическом режиме, и на спектрометрах с твердотельными кремниевыми детекторами (PIPS).

На рис. 2 представлены фрагменты спектров, полученных при помощи полупроводниковых детекторов (рис. 2а для “толстого” образца, рис. 2б — для “тонкого” образца) и на альфа-камере для “тонкого” образца (рис. 2в).

Из анализа измерений на спектрометре с PIPS-детектором стало ясно, что в растворах кроме основных радионуклидов ²³⁸Pu и ²³⁹Pu содержатся также и примеси иных радионуклидов, скорее всего ²⁴⁰Pu и ²⁴¹Am (см. рис. 2б). Обнаружить же надежно наличие примесей при измерениях на альфа-камере (рис. 2в) оказывается гораздо сложнее.

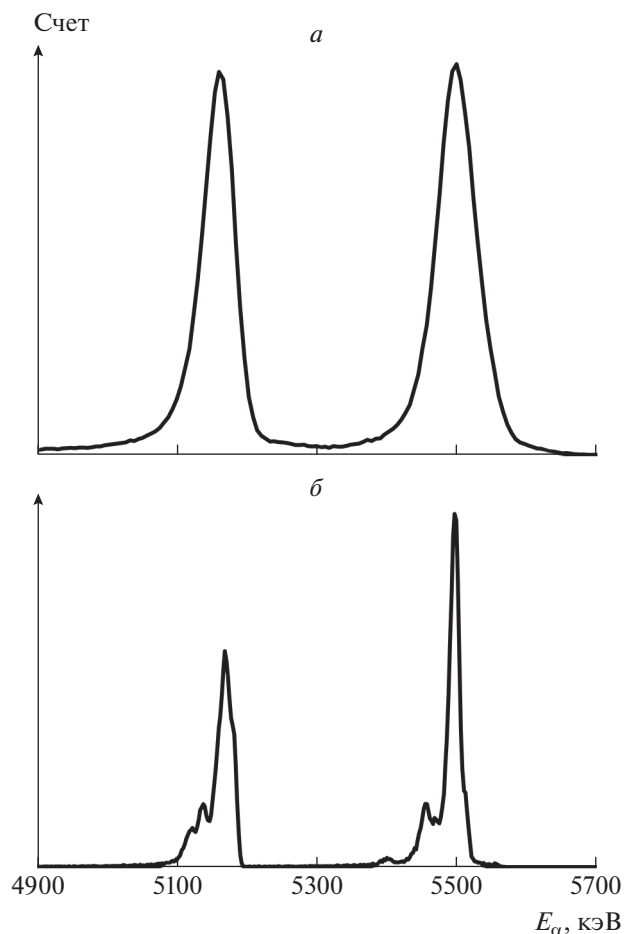


Рис. 1. Альфа-спектры счетного образца (в условных единицах), измеренные на ионизационной 2π-альфа-камере (а) и на полупроводниковом детекторе PIPS (б). Видны две группы линий, соответствующие основным радионуклидам в растворе — ²³⁹Pu и ²³⁸Pu. По оси абсцисс отложена энергия альфа-частиц.

Ионизационная камера имеет статус вторичного эталона, активность образцов определяется прямым измерением счета. Камера имеет 2π-геометрию и активность счетного образца равна удвоенному счету в единицу времени [1]. Альфа-спектры хорошо разделяются на две группы линий, но довольно сложно разделить линии внутри групп, чтобы определить к каким изотопам они относятся и какую долю вносит в распад данный изотоп. В случае сложного образца, состоящего из нескольких различных альфа-излучателей, для определения активности каждого компонента спектр раскладывается на составляющие и площади линий дают активность соответствующего компонента [2]. Если линии разделены, тогда это не вызывает сложностей, например, линии ²³⁸Pu и ²³⁹Pu разделены приблизительно на 300 кэВ при разрешении альфа-камеры 40 кэВ и PIPS-детектора 13 кэВ. Но в случае, если разница энергий альфа-частиц меньше разрешения спектрометри-

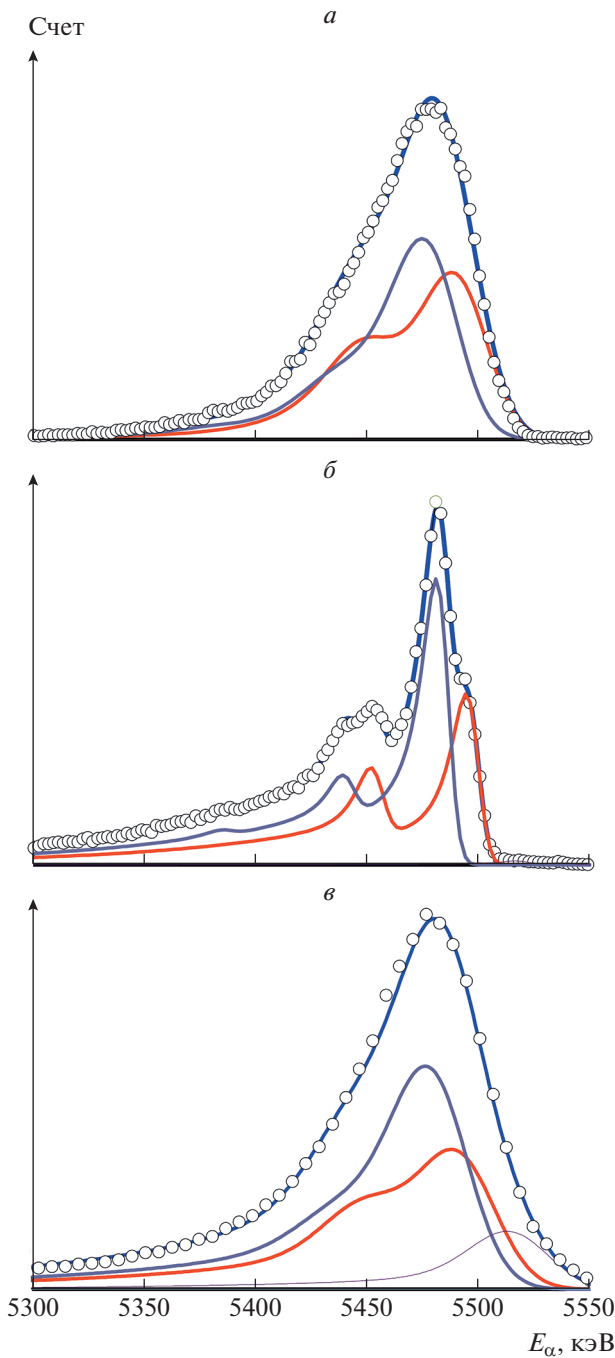


Рис. 2. Фрагменты альфа-спектров (в условных единицах), соответствующих линии $^{238}\text{Pu}/^{241}\text{Am}$: “толстый” образец, детектор PIPS (а); “тонкий” образец, детектор PIPS (б); “тонкий” образец, ионизационная 2π -альфа-камера (в). Представлено разложение сложной линии на компоненты, соответствующие радионуклидам ^{238}Pu и ^{241}Am . По оси абсцисс отложена энергия альфа-частиц.

ческого тракта, то приходится использовать специальные методы анализа или априорную информацию.

Анализ формы и ширины линии, соответствующей пику ^{238}Pu показывает, что можно предположить наличие примесей в растворе, радионуклиды которых имеют альфа-линии с близкими к ^{238}Pu энергиями. Из предыдущего опыта работы с растворами плутония, полученными из ОЯТ, мы предположили, что примесью может являться радионуклид ^{241}Am , имеющий альфа-линии, близкие к линиям ^{238}Pu . На основании этого предположения мы разложили линию на несколько компонент и получили вклад примеси в суммарную активность. Следует отметить, что алгоритмы разложения сложной линии на составляющие не являются надежными и устойчивыми [3]. Поэтому мы проводили несколько попыток каждый раз с различными начальными условиями. Каждый раз результаты несколько отличались от предыдущих, поэтому за окончательное значение мы брали среднее между ними, а за ошибку принимали разброс.

Для подтверждения нашего предположения о наличии в растворах ^{241}Am мы провели измерения образцов на гамма-спектрометре с детектором из ОЧГ. Измерения на оборудовании с PIPS детектором другого североамериканского производителя в лаборатории по переработке ОЯТ и измерение активности ^{241}Am в лаборатории ОЯТ на сцинтилляционном детекторе показали близкие результаты к тем, которые были получены в метрологической службе.

Аналогичным способом мы проанализировали форму и ширину линии, соответствующей радионуклиду ^{239}Pu , и было сделано предположение о наличии в растворе изотопа ^{240}Pu , который затруднительно обнаружить по гамма-излучению.

Таким образом, мы предполагаем, что к первой группе линий можно отнести линии ^{239}Pu : 5104.6 кэВ (11.5%), 5143 кэВ (15.1%), 5155 кэВ (73.3%) и ^{240}Pu : 5123.7 кэВ (27.1%), 5168.7 кэВ (72.8%). Ко второй группе можно отнести линии ^{238}Pu : 5456.3 кэВ (28.85%), 5499 кэВ (71%) и ^{241}Am : 5388.2 кэВ (1.6%), 5442.8 кэВ (13%), 5485.6 кэВ (84.5%). В тонких счетных образцах все эти линии также наблюдаются. Для второй группы задача идентификации проще, т.к. у ^{241}Am в гамма-спектре есть интенсивные линии, по которым его легко идентифицировать гамма-спектрометрией, определить его активность и подтвердить измерения на альфа-спектрометрах.

В то время, как в метрологической службе были проведены прямые измерения, в лаборатории переработки ОЯТ для определения активности используются эталонные источники, спектры которых сравниваются с изучаемыми образцами в одинаковой (близкой) геометрии. В данном случае, при анализе альфа-спектров использовалось

сравнение площадей (суммы по каналам) соответствующих линий образца с соответствующими линиями эталонных образцов ^{239}Pu , ^{238}Pu .

Окончательно, зная процентное содержание отдельного радионуклида в растворе и общую удельную активность раствора, можно определить его удельную активность.

ИЗМЕРЕНИЕ ПРОЦЕНТНОГО СОДЕРЖАНИЯ ^{241}Am И ЕГО УДЕЛЬНОЙ АКТИВНОСТИ В РАСТВОРЕ

Измерение гамма-активности ^{241}Am счетных образцов проводилось в метрологической службе института на гамма-спектрометре из ОЧГ путем сравнения скорости счета от счетных образцов и от эталонных гамма-источников. Несмотря на то, что поправки на геометрию счетных образцов по сравнению с точечным источником не вводились, ибо высокая точность оценки и не требовалась, мы получили хорошее согласие между результатами оценок из альфа- и гамма-спектрометрии. Это говорит о том, что при корректном анализе линий вполне возможно определять содержание радионуклида ^{241}Am только по альфа-спектрам счетных образцов. В то же время гамма-спектрометрия дает более надежные сведения о содержании радионуклидов в растворах, но вместе с тем увеличивает и общее время измерений.

Далее исследовалась возможность получить те же сведения путем измерения исследуемых растворов в пробирках Эппендорфа, т.е. без подготовки счетных образцов. Для этого метрологической службой был изготовлен специальный калибровочный образец. Измерения проводились на сцинтилляционном детекторе с колодцем методом компарирования. Результаты измерений также оказались в удовлетворительном согласии с альфа-измерениями и результатами метрологической службы, полученными из измерений на детекторе ОЧГ.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОЦЕНТНОГО СОДЕРЖАНИЯ ^{240}Pu И ЕГО УДЕЛЬНОЙ АКТИВНОСТИ В РАСТВОРЕ

Как мы указывали выше, есть основания предполагать наличие в растворах радионуклида ^{240}Pu . Небольшое уширение и изменение формы линии по сравнению с чистой линией ^{239}Pu указывает на наличие еще одного компонента в ней (рис. 3). Поэтому мы попробовали разложить ее на составляющие альфа-линии аналогичным образом, как мы это делали для смеси линий $^{238}\text{Pu}/^{241}\text{Am}$.

Как и в предыдущем случае, мы выполнили вычисления несколько раз с различными началь-

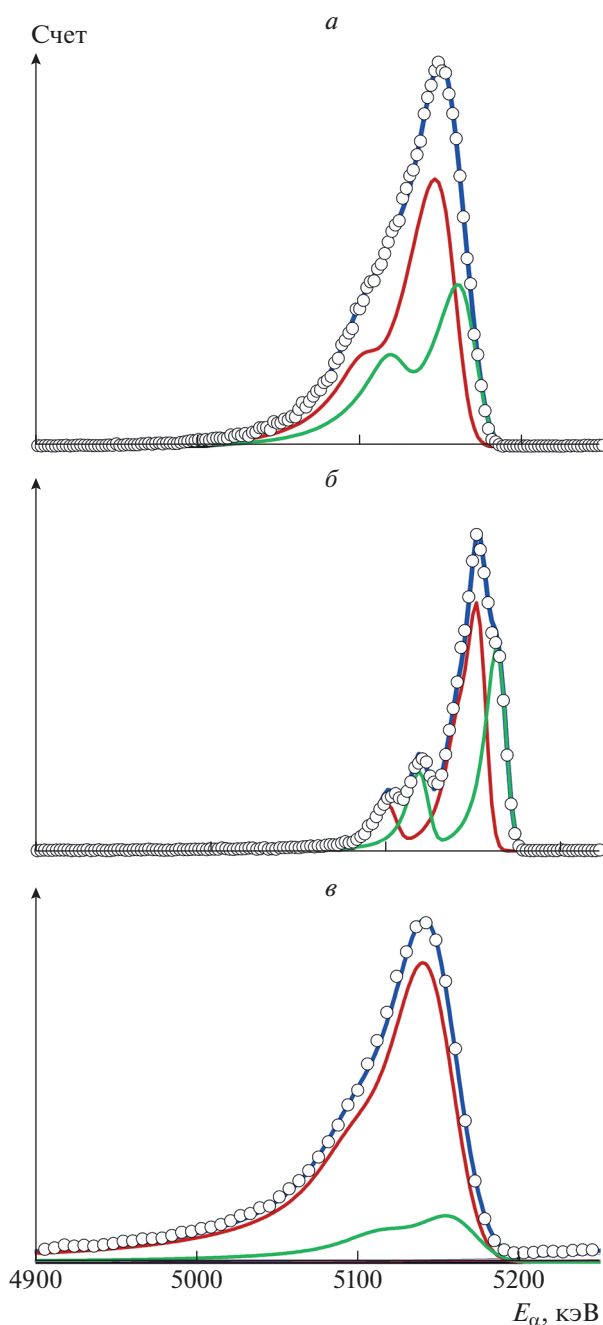


Рис. 3. Фрагменты альфа-спектров (в условных единицах), соответствующих линии $^{239}\text{Pu}/^{240}\text{Pu}$: “толстый” образец, детектор PIPS (а); “тонкий” образец, детектор PIPS (б); “тонкий” образец, ионизационная 2π -альфа-камера (в). Представлено разложение сложной линии на компоненты, соответствующие радионуклидам ^{239}Pu и ^{240}Pu . По оси абсцисс отложена энергия альфа-частиц.

ными условиями, чтобы посмотреть сходимость. Оказалось, что в этом случае разброс результатов был шире, чем в случае с $^{238}\text{Pu}/^{241}\text{Am}$.

Таблица 1. Сравнение результатов измерения с использованием различных методов содержания радионуклидов в азотнокислых растворах

Раствор	Образец	Удельная активность раствора, Бк/мг	Содержание радионуклидов, Бк/мг			
			^{239}Pu	^{240}Pu	^{241}Am	^{238}Pu
Б1	А	220	107 ± 5	38.5 ± 3.0	45.4 ± 1.7 (48.2 γ /42.7 α)	29.1 ± 1.0
	М	197	93.3 ± 5.2	38.7 ± 5.6	37.3 ± 1.1 (42.2 γ /32.5 α)	27.6 ± 1.1
	Ю	246	130 ± 5	33.3 ± 2.2	53.2 ± 1.7 (57 γ /50 α)	28.5 ± 1.2
	Г				51.3	
Б2	А	186	139 ± 4	28.0 ± 0.9	5.0 ± 0.3 (5.45 γ /4.55 α)	14.0 ± 0.6
	М	182	139 ± 7	24.3 ± 4.5	8.8 ± 1.0 (11.3 γ /6.3 α)	9.9 ± 1.2
	Г				5.74	
Б3	А	194	137 ± 5	31.3 ± 1.3	10.2 ± 0.3 (10.5 γ /9.87 α)	15.5 ± 0.5
	М	189	114 ± 4	56.2 ± 2.0	6.45 ± 0.25 (5.46 γ /7.43 α)	12.4 ± 0.4
	Ю	202	145 ± 5	30.3 ± 1.3	10.4 ± 0.4 (11.5 γ /9.30 α)	16.3 ± 0.6
	Г				10.9	
Б4	А	90.5	68.9 ± 2.2	14.1 ± 0.50	6.46 ± 0.20 (6.67 γ /6.25 α)	1.04 ± 0.4
	М	100	76.6 ± 2.5	15.4 ± 0.9	6.76 ± 0.70 (7.12 γ /6.40 α)	1.24 ± 0.70
	Ю	94.1	66.5 ± 3.3	20.1 ± 2.5	6.1 ± 0.4 (6.8 γ /5.3 α)	1.44 ± 0.4
Б5	А	58.4	13.9 ± 0.5	11.8 ± 0.4	26.9 ± 0.9 (27.6 γ /26.3 α)	5.77 ± 0.30
	М	56.5	14.3 ± 0.6	10.7 ± 0.5	26.5 ± 0.8 (27.0 γ /26.0 α)	5.07 ± 0.21
	Ю	59.3	14.1 ± 0.5	11.9 ± 0.4	27.9 ± 0.9 (29.2 γ /26.5 α)	5.5 ± 0.6
	Г				26.9	
Б6	А	36.5	9.16 ± 0.30	7.32 ± 0.30	16.6 ± 0.5 (17.1 γ /16.1 α)	3.41 ± 0.15
	М	39.7	11.7 ± 1.7	6.3 ± 1.6	18.1 ± 0.7 (18.8 γ /17.4 α)	3.6 ± 0.5
	Ю	39.7	10.1 ± 0.3	7.86 ± 0.25	18.5 ± 0.7 (19.3 γ /17.7 α)	3.3 ± 0.5
	Г				17.7	

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты измерений сведены в табл. 1. Из каждого раствора (Б1, Б2, Б3, Б4, Б5 и Б6) были приготовлены несколько счетных образцов (А – “тонкий”, М – “толстый”, Ю – средняя толщина и Г – разбавленный раствор в пробирке). В графе ^{241}Am приведены средние значения удельной активности, полученные по измерениям на гамма-спектрометре (обозначены через γ) и альфа-спектрометре (обозначены через α).

Из табл. 1 видно, что, хотя в среднем значения активностей близки друг к другу, есть и существенные расхождения. Мы считаем, что это связано, в первую очередь, с качеством подготовки счетных образцов. Также на результаты влияет способ отбора пробы из исследуемой емкости.

Были сделаны практические выводы по регламенту подготовки счетных образцов и методике обработки результатов измерений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Saprygin A.V., Ovchinnikov V.Yu., Novikov V.S., Sokolov M.S.* A spectrometric pulse-mode ionization chamber. Пат. РФ RU 2550351. 2013.
2. *Dayras F.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2002. V. 490. P. 492.
3. *Bortels G., Collaers P.* // Appl. Radiat. Isot. A. 1987. V. 38. P. 831.
4. *Vajda N., Martin P., Kim C.-K.* // In: Handbook of radioactivity analysis. Amsterdam: Elsevier, 2012. P. 380.
5. *Choppin G.R., Liljenzin J.-O., Rydberg J.* Radiochemistry and nuclear chemistry. Woburn, MA: Butterworth-Heinemann, 2002.
6. <https://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>.
7. *Надыкто Б.А.* Плутоний. Фундаментальные проблемы. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003. 303 с.

Investigation of plutonium nitric acid solutions with unknown isotopic composition by alpha and gamma spectroscopy

I. E. Alekseev^a, S. E. Belov^{a,*}, K. V. Ershov^{a, b}, N. E. Mishina^a, A. A. Murzin^a

^a *Khlopin Radium Institute, St Petersburg, 194021 Russia*

^b *Konstantinov Petersburg Nuclear Physics Institute, National Research Center “Kurchatov Institute”, Gatchina, 188300 Russia*

**e-mail: sbelov@khlopin.ru*

In the laboratory for the reprocessing of spent nuclear fuel a solution of $^{238}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$ with unknown concentration and relation of nuclides were studied. The research was carried out both on the laboratory equipment and the equipment of the metrological service of the Radium Institute. For alpha spectroscopy we used an ionization chamber and a PIPS detector, and for gamma spectroscopy NaI and HPGe detectors were used. This study allowed us to make sure that in the $^{238}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$ solution ^{240}Pu and ^{241}Am also present in valuable quantities.

УДК 539.12.04

ПРИМЕНЕНИЕ ГАММА-СПЕКТРОМЕТРИИ С ГЕРМАНИЕВЫМ ДЕТЕКТОРОМ ДЛЯ ЦЕЛЕЙ ПОИСКОВОЙ НЕФТЯНОЙ И РУДНОЙ ГЕОЛОГИИ

© 2022 г. И. Р. Макарова^{1, *}, Ф. Ф. Валиев², С. А. Горобец¹, Н. Н. Лаптев¹,
А. М. Яфясов², В. О. Сергеев¹

¹Общество с ограниченной ответственностью “Петрофизик”, Ухта, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Санкт-Петербургский государственный университет”, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: makarova_i_r@mail.ru

Поступила в редакцию 14.03.2022 г.

После доработки 08.04.2022 г.

Принята к публикации 22.04.2022 г.

Проведенные измерения гамма спектров позволили рассчитать отношения активности $A(U)/A(Th)$, масс и отношения масс U/Th для изучения пород и нефтей. По полученным показателям показано влияние гидротерм на породы основного и кислого состава. Определены значения показателей для выявления в породах туфов и путей миграции нефти.

DOI: 10.31857/S0367676522080129

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что в осадочных отложениях между содержанием U и Th существует прямая корреляционная зависимость, тогда как в магматических породах зависимость между содержанием U и Th становится обратной [1]. Распределение урана и тория относятся к важным признакам многоуровневых конвективных рудогенных систем. По положительным сопряженным геохимическим аномалиям U и Th определяются контуры месторождений золота, редких металлов, жильных и стратиформных полиметаллических руд, при этом зона конкретного рудного тела характеризуется отрицательными аномалиями U и Th [2]. Аналогичная зональность прослеживается и для месторождений нефти, контур которых также контролируется положительными геохимическими аномалиям урана и тория. В целом в радиогеохимической практике поиска месторождений чаще всего применяется торий–урановое отношение, по значениям которого оценивается генезис пород. В работе коллектива авторов приведено обоснование более широкого применения в практике поисковых работ уран–ториевого отношения, вследствие различной подвижности урана и тория в зависимости от окислительно-восстановительных условий, избирательной аккумуляцией урана органическим веществом осадочных пород [3].

В районе работ (Южное Притиманье), где присутствуют вулканогенно-осадочные породы, актуальной становится задача оценки влияния наложенных процессов вулканизма и процессов гидротермального преобразования пород на содержание элементов в породах и нефти. Для решения поставленной задачи мы применили гамма-спектрометрический подход. Методическая часть работы состоит из измерения образцов пород, пластовых вод, нефтей, расчета показателя отношение активностей урана и тория $A(U)/A(Th)$, определения масс ^{238}U , ^{234}Th и их соотношений. Ранее показатель $A(U)/A(Th)$ был применен при изучении образцов керна скважины К-40 из отложений доманикового горизонта в центральной части Тимано-Печорской нефтегазоносной провинции (НГП) на Севере России в исследовании [4]. В результате проведенных исследований в глубоко погруженных породах доманикового горизонта на глубинах свыше 3000 м выделены 4 уровня с повышенным содержанием урана, которые были сопоставлены с аналогичными уровнями в Ухтинском районе на западе Тимано-Печорской НГП, где отложения доманика выходят на поверхность [3, 4] и рассматриваются как толщи, производившие углеводороды. В связи с этим выявление в них корреляционных уровней с повышенным содержанием урана по радиогеохимическому показателю оказалось весьма актуальным для тематических работ при поисках нефти. Следует отметить, что определение высоких содержа-

Таблица 1. Расчетные величины показателя U/Th по данным гамма-спектрометрии, метода ИСП-МС и нейтронно-активационного метода

Породы	Минимальные значения	Максимальные значения	Средние значения	Источник для расчета показателя
Базальты (52)	0.40	10.50	2.08	[1]
Андезиты (4)	0.47	1.20	0.82	[1]
Дациты (8)	0.25	1.20	0.68	[1]
Туфы (7)	0.26	1.00	0.63	[1]
Риолиты (7)	0.23	0.39	0.29	[1]
Граниты (1)	0.11	—	0.11	[1]
Гидротермальные поля (25)	<1	80	—	[3]

ний урана и тория и других высокозарядных элементов методом ИСП-МС (масс-спектрометрия с индуктивно-связанной плазмой) остается сложной задачей и требует дальнейших исследований способов пробоподготовки вследствие ряда факторов при проведении разложения и раскрытия минералов различными кислотами [5]. По литературным и нашим данным различия в определении содержания урана и тория методом ИСП-МС по сравнению с другими методами могут быть занижены в 3–5 раз. По нашим данным применение гамма-спектроскопии позволяет на основе неразрушающего метода уточнить заниженные значения тория в случае минеральных образований (ксенотим) и заниженные значения урана в случае органоминеральных образований в высокоуглеродистых породах (сланцах). В данной работе мы приводим только те значения, которые сопоставимы по двум методам исследований (гамма-спектроскопического и метода ИСП-МС).

Измерения образцов пород и нефти проводились спектроскопическим методом на гамма-спектрометре с HPGe-детектором с чувствительным объемом 51 см³ и методом ИСП-МС с целью получения более полной информации по вмещающим углеводороды толщам. Важное значение применения метода гамма-спектроскопии в комплексе с другими спектральными методами приведено в работе [6].

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ И ОБСУЖДЕНИЕ

В работах [1, 7] для разных типов магматических пород и гидротермальных полей приведены величины содержания U и Th по данным гамма-спектрометрии, масс-спектрометрического метода с индуктивно-связанной плазмой (метод ИСП-МС) и нейтронно-активационного метода. На основе этих данных мы рассчитали величины уран-ториевого отношения для пород основного, среднего и кислого состава, включая туфы, а также провели

расчеты для гидротермально измененных пород (табл. 1).

В табл. 1 приведены расчетные минимальные, максимальные и средние значения показателя U/Th для 79 образцов пород из отложений силура-карбона Южного Урала. Из табл. 1 следует уменьшение средних значений показателя U/Th от пород основного состава (базальты) к породам наиболее кислого состава (граниты). Для гидротермально измененных пород (25 образцов) на примере гидротермальных полей Исландии дана оценка минимальных и максимальных значений показателя U/Th, так как значительная часть определений урана в породах оценивается на уровне значений (<1 г/т) [7].

Приведенные в табл. 1 расчетные значения уран-ториевого отношения послужили эталоном при интерпретации экспериментальных гамма-спектроскопических и геохимических данных по образцам керна и нефти в районе работ в Тимано-Печорской НГП.

Для проверки сходимости результатов, получаемых двумя методами (гамма-спектрометрическим и методом ИСП-МС), проведены измерения одних и тех же образцов пород. Результаты экспериментальных исследований образцов (анализ проведен соответственно на кафедре ядерно-физических методов исследования СПбГУ и в ООО “Полевая геофизика”) представлены в табл. 2.

Из табл. 2 видно, что результаты, полученные двумя методами, согласуются. При этом наибольшее сходство значений показателя U/Th прослеживается для образцов, содержащих глины (минеральная основа), чем для сланцевых пород с органоминеральной основой.

Образцы пород на гамма-спектрометрические измерения были отобраны с разных глубин: на Возейской площади в центральной части Тимано-Печорской НГП глубины отбора образцов — от 2087 до 3682.25 м; на Ухтинской антиклинали глубины отбора образцов — от 38 до 278 м. В таблице 3 приведены измеренные значения активно-

Таблица 2. Сопоставление расчетных значений содержания U и Th, полученных гамма спектрометрическим методом, с данными метода ИСП-МС

№ п/п	Породы	Метод ИСП-МС			Метод гамма-спектрометрии			
		U, г/т	Th, г/т	U/Th	U, г/т	Th, г/т	U/Th	интерпретация данных
1	Туфы	0.70	3.83	0.18	1.1 ± 0.1	5 ± 0.2	0.22	Вулканизм
2	Глины	0.68	4.58	0.15	0.8 ± 0.4	5 ± 0.2	0.16	Влияние гидротерм
3	Глины	1.00	3.90	0.26	1.4 ± 0.2	7 ± 0.4	0.20	Влияние гидротерм
4	Черные сланцы	1.60	8.50	0.18	4.0 ± 2.0	11 ± 1.0	0.36	Влияние гидротерм
5	Черные сланцы	1.00	6.20	0.19	4.0 ± 2.0	9 ± 1.0	0.44	Влияние гидротерм

Таблица 3. Измеренные значения активностей и расчетные значения содержания U и Th в г/т в образцах из глубоких скважин Возейской площади

№ п/п	Глубина, м	Возраст	Активность, А, Бк/кг		A(U)/A(Th)	Расчетное содержание, г/т		U/Th	Интерпретация
			A(U)	A(Th)		U	Th		
			1	2087.66	D ₃ fm ² up	25	28	0.89	
2	3461.97	D ₃ f ²⁻³	25	1	25.0	2	<0.23	>8.67	Гидротермальное выщелачивание (коллектор)
3	3473.30	D ₃ dm	150	48	3.21	12	11	1.09	Осадочные породы, сланцы
4	3508.40	Dtm+sr	217	77	2.81	17	18	0.94	Осадочные породы
5	3601.00	D ₃ dzr	150	238	0.60	12	55	0.22	Вулканические породы, туфы
6	3620.95	D ₂ st	1	9	0.10	<0.08	2	<0.08	Гидротермальное влияние
7	3682.25	D ₂ ef	1	19	0.05	<0.08	4	<0.08	Гидротермальное влияние

стей и расчетные значения содержания U и Th в г/т в образцах из глубоких скважин Возейской площади.

Из приведенных в табл. 3 значений расчетного содержания урана и тория и уран-ториевого отношения следует, что в разрезах скважин Возейской площади в отложениях среднего-верхнего девона присутствуют неизменные породы (обр. № 1), осадочные породы доманикового горизонта, которые характеризуются накоплением урана и соответственно наибольшим значением показателя (1.09); вулканические прослои с туфами присутствуют в джёрском горизонте (значения уран-ториевого отношения составляют –0.22 при обратной корреляционной зависимости между U и Th). Гидротермально измененные породы верхнего девона в верхней части разреза (обр. № 2) определяются по наибольшим значениям показателя >8.67. С этой частью разреза связывается образование коллекторов за счет процессов гидротермального выщелачивания. В нижней части разреза породы также гидротермально изменены. Вследствие больших глубин залегания пород доманикового горизонта наличие гидротермальных процессов приводит к вы-

носу элементов, а повышенное давление – к “отжатию” вод из пород и уплотнению последних. При этом значения уран-ториевого отношения уменьшаются за счет кислотного выщелачивания более подвижного урана в кислой среде по сравнению с торием.

В разрезах неглубоких скважин мы исследовали элементный состав образцов нефти в интервале глубин 38–278 м с применением гамма-спектроскопического, нейтронно-активационного методов и метода ИСП-МС. В табл. 4 приведены результаты исследования образцов нефти и вмещающих пород.

Из табл. 3 и 4 видно, что повышенное количество урана, превышающее в 5 и более раз кларковое значение, в гидротермально неизменных породах доманикового горизонта не зависит от глубины скважин. Сланцы доманикового горизонта при этом характеризуются значениями уран-ториевого отношения больше 1. Из табл. 4 также следует, что по показателю U/Th в разрезе верхнего девона прослеживаются как магматические, так и гидротермально измененные породы. По данным нейтронно-активационного метода и метода ИСП-МС эти породы по сравнению с оса-

Таблица 4. Характеристика отложений и нефтей Ухтинской антиклинали по данным гамма-спектроскопических и геохимических исследований (тиманская свита)

Образец	Породы и нефти	U, г/т	Th, г/т	U/Th	Интерпретация значений U/Th	Преобладающие литофильные, редкие и благородные элементы в породах и нефтях
Ар-1*	Рыхлые породы	1.0	3.90	0.26	Туфы	Ce, Nd, Y, Mo, Re, Ag, Au, Pd
КМ	Сланцы	4.49	0.69	6.51	Влияние гидротерм	V, Sr, Mo, Re, Ag
278	Сланцы	3.33	1.15	2.90	Осадочные породы	Sr, Re,
КС	Сланцы	5.73	1.42	4.04	Осадочные породы	V, Zn Mo, Re, Ag
д-7	Сланцы	11.60	3.86	3.01	Осадочные породы	Cr, Ni, Zn, Ir, Pt, Re
К-15-226	Сланцы	4.52	20.40	0.22	Прослой туфов	Rb, Cs, Ga, Sc, Ce, Nb, Y, Zr
1	Глины алевритистые	3.08	15.30	0.20	Осадочные породы	Mn, Cu, Zr, Ce, Nb, Y
2	Глины алевритистые	3.50	16.00	0.22	Осадочные породы	Mn, Cu, Zn, Zr, Ce, Nb, Y
А 540	Глины	3.52	17.10	0.21	Осадочные породы	Mn, Zr, Ce, Hf
НЧ-104	Плотные породы	3.78	11.80	0.32	Туфы, породы кислого состава	Rb, Ga, Sc, Cs, Ce, Nb, Y, Zr, Fe, V, Pb
I (7 проб)	Нефть	0.34	0.20	1.15–15.38	Влияние элементов гидротерм	Cr, La, Nb, Sm, Yb, Ir, Ba, Sr, As, Au
Пб (3 пробы)	Нефть	0.14	0.12	1.15	Влияние элементов гидротерм и пород основного состава	V, Cr, Fe, Co, Ni, Pd, Au, Zn, Rb, Cs, Re, La, Ce, Nb, Pr, Sr, Ba, Zr

* Кайнозойские отложения (?).

дочными породами характеризуются большим разнообразием и повышенным содержанием литофильных, редких и благородных элементов. В районе работ ранее установлено, что гидротермально измененные вулканогенно-осадочные породы отличаются повышенными содержаниями: стронция, ванадия, хрома, никеля, молибдена, цинка, кадмия, серебра, рения, иридия, платины и контролируются показателями $Sr/Ba \geq 1$ и $U/Th > 1$, тогда как в случае преимущественно гидрогенного осадконакопления породы обогащены барием, железом, рубидием, цирконием, редкоземельными элементами (лантаном, церием, неодимом, празеодимом, самарием), галлием, цезием и контролируются значениями показателей $Sr/Ba < 1$ и $U/Th < 1$ [8]. При этом значения показателя составляли $Nd/Ba 0.1-0.2$, т.е. фактически не отличались в породах с различными условиями осадконакопления. В работе [8] авторы предположили, что такие выровненные значения – результат наложенного влияния гидротермального процесса. В данной работе, не отрицая

влияния на породы гидротермальных процессов, мы рассматриваем еще один способ обогащения пород широким рядом элементов за счет обогащения вулканогенно-осадочных образований продуктами деления урана. Отметим, что выявленные различия в составе элементов могут быть обусловлены фракционированием “легких” и “тяжелых” осколков при делении урана. Так, еще в 1957 г. было установлено, что инертный газ криптон, рубидий, стронций, цирконий, молибден относятся к легким осколкам при делении U^{235} , а цезий, барий, церий, неодим, самарий – к тяжелым осколкам при делении U^{235} [9]. С учетом фундаментальных основ ядерной физики можно предположить, что в районе проводимых нами работ в гидротермальных условиях в вулканогенно-осадочные породы поступают преимущественно легкие осколки деления U^{235} (Sr, Zr, Cs, Mo), тогда как при гидрогенном осадконакоплении (и/или ослаблении влияния гидротерм) в породах накапливаются преимущественно тяжелые осколки де-

ления U^{235} (Ba, Cs, Ce, Nd, Sm) и, в меньшей степени, поступают легкие осколки деления U^{235} . При таком механизме вполне понятно установленное сходство значений показателя Nd/Ba не только для пород, формировавшихся в различных условиях (преимущественно гидрогенных и преимущественно гидротермальных), но и для нефтей разных пластов во вмещающих породах, как отношения “тяжелых” осколков Nd и Ba в процессе деления одного и того же (исходного) количества урана. При этом значения показателя Sr/Ba для пород, образовавшихся в разных условиях, отличаются так, как Sr (легкий осколок деления U^{235}) соотносятся с гидротермальными процессами, возможно с более (высокотемпературными гидротермами), а Ba (тяжелый осколок) накапливается в относительно спокойных гидрогенных условиях (и/или в условиях низкотемпературных гидротерм). Для данного района величина показателя $U/Th > 1$ характеризует гидротермальные условия образования осадков, а его значения меньше 1 – гидрогенные условия. Что касается значений показателя U/Th для нефтей, то они варьируют в широком диапазоне от 0.75 до 15.38. Состав элементов в образцах нефти также различается. Нефти пласта II+6 (региональная номенклатура) в нижней части тиманской свиты характеризуются следующими показателями и их значениями: $U/Th < 1$; $Sr/Ba > 1$; $As/Cr < 1$; $Fe > V > Ba$. В нефтях из разных пластов верхней части тиманской свиты (в основном пласты А, I по региональной номенклатуре) расчетные значения показателя U/Th изменяются от 1.15 до 15.38. Значения показателей имеют фактически противоположные характеристики: $U/Th > 1$; $Sr/Ba = 1$, $As/Cr > 1$, $V < Ba$ [8]. Такие различия, по нашему мнению, свидетельствует о различных способах поступления U и Th и других элементов в нефтепродуктивные пласты тиманской свиты. К основному способу обогащения нефти элементами отнесено гидротермальное влияние на нефть пластов А и I (которое контролируется величиной $U/Th > 1$. В пласте II + Б это влияние либо понижено, либо отсутствует, что определяется по пониженными значениями U/Th от 0.75 до 1.45. На этом основании выделены два типа нефти, металлоносность которых определяется совокупным влиянием различных процессов (магматических, гидротермальных и др.). В качестве подтверждения вхождения продуктов деления U^{235} на состав нефтей и вмещающих пород может служить факт обнаружения криптона в нефти на основе применения экспериментальной установки [8]. Заметим, что сами нефти в районе работ являются миграционными, так как отсутствуют отложения, способные генерировать нефть.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение показателя $A(U)/A(Th)$ в совокупности с массами и массовыми соотношениями количества урана и тория позволило охарактеризовать вулканогенно-осадочные толщи с наложенным поствулканическим гидротермальным влиянием. Установлено, что для магматических пород (обратная корреляционная зависимость между содержанием U и Th) расчетным путем установлено уменьшение средних значений показателя U/Th от 10.5 для пород основного состава (базальты) до 0.11 для пород наиболее кислого состава (граниты). В осадочных породах на примере сланцев (прямая корреляционная зависимость между содержанием U и Th) установлено, что показатель U/Th изменяется от 4.04 для наименее термически преобразованных сланцев (см. табл. 4) и до 0.36–0.44 для черных сланцев (см. табл. 1). Гидротермально преобразованные породы на глубинах свыше 3500 м характеризуются более низкими значениями U/Th (менее < 0.08) за счет выноса U. В зоне разгрузки гидротерм (области пониженного давления, геохимические барьеры) значения показателя U/Th возрастают по нашим данным до 6.5–8.6 (см. табл. 3).

Выявлено повышенное количество урана в разрезах скважин, вскрывших доманиковые отложения (в табл. 3 и 4 превышение содержания урана в гидротермально неизмененных породах в 5 и более раз по сравнению с кларком).

Определены значения показателя U/Th , характеризующие туфовые прослои (для наших условий значения показателя U/Th равны 0.22), что является благоприятным условием формирования коллекторов (см. табл. 2–4).

На основе различия величин показателя U/Th в нефтях установлен различный характер поступления металлов: металлоносные нефти в нижней части тиманской свиты имеют признаки влияния магматических образований, тогда как нефти в ее верхней части обогащены элементами за счет гидротермального влияния (см. табл. 4).

Разнообразие элементов в составе вулканогенно-осадочных образований объяснено за счет накопления “осколочных элементов” при делении урана-235.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Косарев А.М., Голованова И.В., Шафигуллина Г.Т. // Литосфера. 2009. № 6. С. 17.
2. Питулько В.М., Мкртычян А.К., Юркевич Л.Г. Теория и практика интенсивной технологии геохимических работ при прогнозировании и поисках золоторудных месторождений. СПб: Нестор-История, 2014. 424 с.
3. Makarova I.R., Laptev N.N., Gorobets S.A. et al. // Georesources. 2021. No. 1. P. 17.

4. Суханов А.А., Макарова И.Р., Чельшев С.С. и др. // Сб. докл. Междун. конф. СПб: ВНИГРИ, 2015. С. 8.
5. Багай-оол Ю.С., Букреева Л.Н., Мягкая И.Н. и др. // Журн. СФУ. Хим. 2020. Т. 13. № 4. С. 593.
6. Makarova I.R. // Proc. 3rd World Cong. Mater. Sci. Engin. Oil Gas Petrochem. (Barcelona, 2017). P. 94.
7. Гептнер А.Р. Вулканогенно-осадочный литогенез в наземной рифтовой зоне Исландии. М.: ГЕОС, 2014. 236 с.
8. Горобец С.А., Лантев Н.Н., Макарова И.Р. и др. // Урал. геолог. журн. 2021. № 5(143). С. 32.
9. Мурин А.Н. // в кн.: Физика деления атомных ядер. М.: Атомиздат, 1957. С. 32.

The application of gamma-spectrometry with a germanium detector for oil and ore geology

I. R. Makarova^a, F. F. Valiev^b, S. A. Gorobets^a, N. N. Laptev^a, A. M. Yafyasov^b, V. O. Sergeev^a

^a LLC "Petrophysik", Ukhta, Russia

^b St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia

The measured spectra allowed us to calculate the ratio of activity $A(U)/A(Th)$, mass and mass ratio U/Th for the study of rocks and oils. The obtained results show the influence of hydrotherms on the rocks of the basic and acidic composition. The values of detection rates in tuff rocks and oil migration paths have been determined.

УДК 53.06:550.42

ИЗУЧЕНИЕ РАДИОНУКЛИДНОГО СОСТАВА ДОННЫХ ОТЛОЖЕНИЙ РЕК САНКТ-ПЕТЕРБУРГА

© 2022 г. А. Ю. Опекунов¹, *, Д. В. Пичугина¹, В. И. Жеребчевский¹, М. Г. Опекунова¹¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Санкт-Петербургский государственный университет”, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: a_opekunov@mail.ru

Поступила в редакцию 14.03.2022 г.

После доработки 08.04.2022 г.

Принята к публикации 22.04.2022 г.

С использованием радиоцезиевого метода определены возраст и скорость осадконакопления в трех колонках донных отложений рек Санкт-Петербурга. В разрезе осадков установлены выраженные максимумы удельной активности. На основе этих результатов определены средние скорости осадконакопления в послевоенное время.

DOI: 10.31857/S0367676522080130

ВВЕДЕНИЕ

Состояние водных объектов в крупных промышленных центрах относится к одному из ключевых факторов качества городской среды. Сбросы сточных вод приводят к заилению акваторий, частичной или полной деградации экосистем. Техногенные илы, накапливающиеся на дне, характеризуются очень высокой степенью токсичности, большой скоростью осадконакопления [1], а также могут содержать значительные следы радионуклидов техногенного происхождения. Одной из наиболее сложных задач в изучении урбанизированных водотоков является определение скорости техногенного осадконакопления, которая, как правило, значительно превосходит масштаб природных процессов. Решение этой задачи позволяет оптимизировать комплекс водоохранных мероприятий, включая дно-очистные работы. В Санкт-Петербурге, где водотоки являются важнейшим элементом историко-архитектурного облика города, задача поддержания и сохранения рек и каналов, имеет не только экологическую, но и эстетическую значимость.

В настоящее время накопился значительный опыт определения скоростей осадконакопления в морских и пресноводных бассейнах на основе использования метода неравновесного ²¹⁰Pb и определения удельной активности ¹³⁷Cs [2–8]. Радиоцезиевый метод позволяет с достаточной долей уверенности судить о процессах осадконакопления за последние 70 лет. ¹³⁷Cs – химически активный металл, в воде находится преимуще-

ственно в виде катиона Cs⁺. Он активно сорбируется глинистыми минералами, накапливаясь в донных осадках тонкодисперсного состава [8, 9]. Вертикальная миграция химических элементов в отложениях практически отсутствует. Перенос вещества за счет молекулярной диффузии в масштабе рассматриваемого времени минимален. Таким образом, каждый отложившийся слой осадочных образований фиксирует ту геохимическую обстановку, которая была характерна для этого момента.

Источниками техногенного радионуклида ¹³⁷Cs (период полураспада 30.08 лет) служат ядерные испытания в атмосфере в 50–60-е гг. прошлого века, аварии на атомных станциях, а также разрешенные сбросы в водные объекты и выбросы в атмосферный воздух. Появление данного радионуклида в окружающей среде вызвано началом испытаний атомного оружия в атмосфере с 1949 г. Максимальное выпадение из атмосферы отмечалось в 1963 г. [8, 9] в год запрета ядерных испытаний. В северном полушарии в донных отложениях практически повсеместно отмечается пик удельной активности, связанный с аварией на Чернобыльской АЭС в 1986 г. [2, 5, 7, 8]. Радионуклид ¹³⁷Cs в настоящее время относится к одному из основных изотопов, вызывающих радиоактивное загрязнение биосферы, а высокий уровень его удельной активности, представляет реальную опасность для здоровья человека.

Целью настоящих исследований является определение уровней удельной активности ¹³⁷Cs в реках Санкт-Петербурга, выявление основных источников поступления этого радиоизотопа, а

также определение скорости техногенного осадконакопления в городских водотоках.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РАДИОНУКЛИДНОГО СОСТАВА ПРОБ ДОННЫХ ОТЛОЖЕНИЙ

Колонки донных осадков (отложений) были отобраны в трех реках, протекающих в исторической части Санкт-Петербурга и испытывающих интенсивное загрязнение со стороны промышленных предприятий: реки Екатерингофка, Карповка и Черная Речка.

Река Екатерингофка вытекает из Невы и впадает в Невскую губу. По берегам водотока расположены предприятия химической и пищевой промышленности, машиностроения и судостроения, производства свинцово-кислотных аккумуляторов. По реке осуществляется судоходство. В устье реки Ольховка отобрана колонка донных осадков мощностью 63 см. Верхняя часть разреза (0–22 см) представлена песчано-алевритовыми пелитами зеленовато-серого цвета; ниже осадки сложены алевритовыми-пелитами черного цвета с большим количеством нефтяных углеводородов, с включениями древесины и песчаных частиц.

Река Карповка – один из рукавов реки Невы, разделяющий Петроградский и Аптекарский острова. Длина реки 3 км, ширина – 20 м, глубина достигает 2.6 м. На участке отбора проб функционируют предприятия приборостроения и аккумуляторное производство. В среднем и верхнем течении река протекает по территории жилой застройки. В нижнем течении поднята колонка осадков мощностью 38 см. В верхней части (0–9 см) осадки представлены алеврито-пелитовыми песками, ниже – песчаными пелитами темно-серого цвета.

Черная Речка находится в северо-западной части города и впадает в Большую Невку. На берегах реки расположены действующие и ликвидированные предприятия по производству лакокрасочных и абразивных материалов, металлообработки, приборостроения, радиоэлектроники. Колонка осадков имеет мощность 47 см. Осадки сложены песчано-алевритовым пелитом, однако в слое 33–39 см преобладает алеврито-пелитовый песок. Отложения имеют черный цвет, характеризуются высоким загрязнением нефтяными углеводородами и большим количеством растительных остатков.

Для измерения активности радионуклидов, содержащихся в пробах, использовались спектрометрические комплексы на основе детектора сверхчистого германия и Ge-Li детектора. Характеристики германиевого детектора: GEM10P4 энергетическое разрешение по пику радионуклида ^{57}Co с энергией 122 кэВ составляет не хуже чем

620 эВ, энергетическое разрешение по пику радионуклида ^{60}Co с энергией 1332 кэВ не хуже чем 1.7 кэВ, при относительной эффективности регистрации для этой энергии – 10%, характеристики детектора Ge-Li: энергетическое разрешение по пику радионуклида ^{60}Co с энергией 1332 кэВ не хуже чем 2.2 кэВ, при относительной эффективности регистрации для этой энергии – 10%. Калибровка гамма-спектрометров по энергии и эффективности регистрации производилась по трем радионуклидам – ^{60}Co , ^{152}Eu и ^{137}Cs [10]. Поскольку поднятые колонки донных отложений были разделены на участки с пробами толщиной 1.5–3 см, то предварительные оценки показали, что концентрация исследуемых радионуклидов в них, будет довольно незначительной. В данном случае, называется низкая концентрация ^{137}Cs в донных отложениях, а также процессы латеральной миграции в осадках, связанные с довольно высокой подвижностью этого радионуклида [11]. Поэтому ожидаемая удельная активность в некоторых пробах может не превышать 10 Бк/кг. В этой связи была разработана специальная методика для прецизионной калибровки по эффективности регистрации используемых спектрометрических систем. Были учтены геометрические, а также структурные параметры (протяженность, высота, однородность) исследуемых проб, и с учетом этого проведены соответствующие измерения эффективности регистрации спектрометров с использованием калибровочных радионуклидных источников. В итоге, относительная ошибка при определении эффективности регистрации спектрометра составила 1.5%. Поэтому основными источниками погрешностей в определении удельной активности ^{137}Cs являлись статистические погрешности, связанные с регистрацией гамма-квантов детекторными системами, и погрешности, возникающие при последующем анализе полученной спектрометрической информации. В итоге, используя данную методику, удалось надежно идентифицировать радионуклиды ^{137}Cs в пробах донных отложений и определить их удельную активность вплоть до величин 1 Бк/кг с относительной погрешностью не более 19%.

Процедура измерения удельной активности проб состояла из двух этапов. На первом этапе, в течение суток, спектрометрами измерялись фоновые условия. Для этого в спектрометр помещалась пустая емкость – пластиковый контейнер (определенных геометрических размеров и массы) без проб. Затем в емкость загружались высушенные и специально подготовленные пробы. На втором этапе проводились измерения спектра радионуклидов, содержащихся в образце. Время экспозиции составляло также одни сутки. В дальнейшем фоновый спектр вычитался из спектра, полученного при измерениях с образцом.

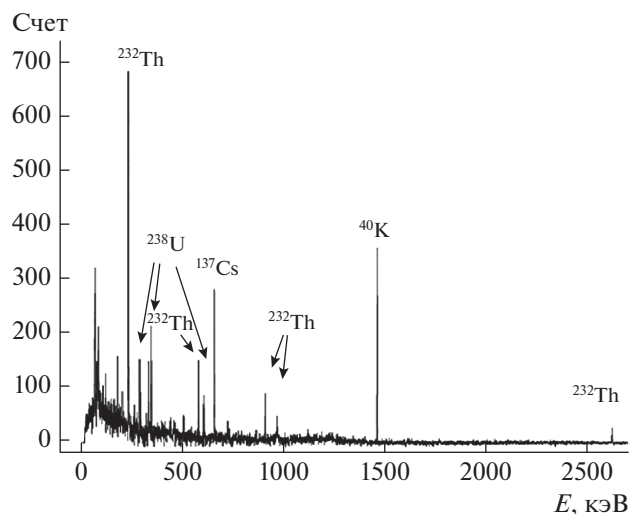


Рис. 1. Радионуклидный спектр пробы донных отложений, взятых в р. Екатеринбург на глубине 31–34 см.

В результате измерений было обнаружено наличие радионуклида ^{137}Cs в образцах донных отложений, располагавшихся на различных глубинах. На рис. 1 представлен спектр одной из таких проб, взятой на глубине 31–34 см. На спектре хорошо видны практически все радионуклиды природного происхождения с преобладанием радионук-

лидов ториевого ряда. Также наблюдается довольно отчетливый пик, принадлежащий техногенному радионуклиду ^{137}Cs .

Учитывая ретроспективу поступления ^{137}Cs в окружающую среду, можно ожидать появления в колонках донных осадков пиковых значений удельной активности данного радионуклида. Это позволит оценить среднюю скорость седиментации на участках изученных водотоков, предполагая линейную зависимость между пиками по глубине. Среднюю величину скорости седиментации после 1963 г. (SR_1) и 1986 (SR_2) годов рассчитывают по формулам [7]: $SR_1 = d_1/(t_0 - 1963)$ и $SR_2 = d_2/(t_0 - 1986)$, где t_0 – год отбора проб; d_1 и d_2 – глубина залегания пиков, соответствующих отмеченным событиям (в см).

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Выполненный анализ опубликованных результатов исследований удельной активности ^{137}Cs показывает, что обычно ее значения в донных осадках морских, озерных и речных акваторий Европы и Азии в периоды максимума ядерных испытаний (1963 г.) и аварии на Чернобыльской АЭС (1986 г.) характеризуются величиной 10–20 Бк/кг (табл. 1). При этом значения в восточной части Евразии (Южно-Китайское море) имеют еще более низкие показатели (менее 2 Бк/кг) [3, 15]. Однако есть акватории, которые являются исклю-

Таблица 1. Удельная активность ^{137}Cs в донных отложениях и расчетные скорости осадконакопления в морских и пресноводных водоемах Евразии

Акватория	Максимальные значения, Бк/кг	Скорость, см/год	Источник
Озеро Каттина (Qattinah), Сирия	10.2	0.80–1.0	[2]
Залив Бейбу, Южно-Китайское море	2.03	0.46	[3]
Коринфский залив, Греция	28.5	0.56	[5]
Побережье Литохоро, Греция	42.0	0.54	[5]
Озеро Улуабат, Греция	22.5	0.41	[5]
Адриатическое море	12.3	0.18–0.4	[6]
Залив Сан-Симон, Испания	11.2	0.25–0.62	[8]
Салоникский залив, Греция	87.8	0.18–0.22	[12]
Губа Сухое море, Белое море	5.1	–	[13]
Балтийское море	261	0.27–0.57	[14]
Ботнический залив	1614	0.16–0.18	[14]
Каттегат	11.2	–	[14]
Залив Дайя, Южно-Китайское море	0.64	–	[15]
Озера юга Сибири	до 100	0.35	[16]
Озера севера Сибири	до 40	0.25–0.3	[16]
Обская губа	11.7	0.4–0.75	[17]
Енисейский залив	42.6	0.5	[17]
Восточно-Новоземельский желоб	6.8	0.11–0.5	[17]
Залив Седова	4.8	0.10	[17]

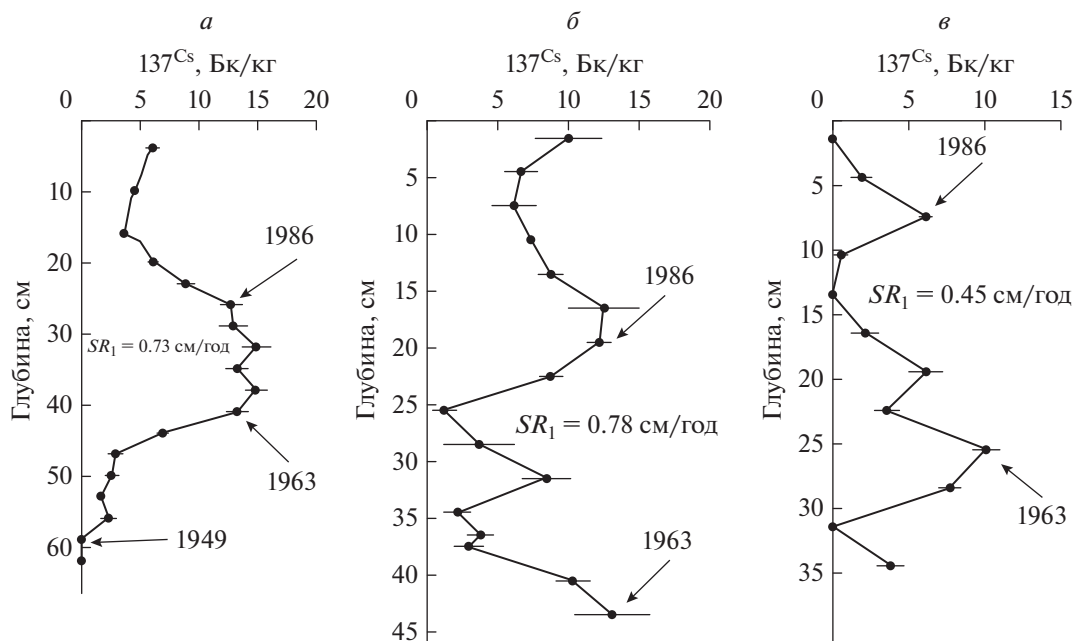


Рис. 2. Вертикальные профили удельной активности радионуклида ^{137}Cs в донных осадках рек Екатерингофка (а), Черная Речка (б), Карповка (в).

чением из этого ряда. Так, в Ботническом заливе и в северной части Балтийского моря, которые были затронуты “чернобыльским следом”, активность в соответствующем горизонте осадков имеет величины, превышающие отмеченный выше фон на 1–2 порядка [14]. Кроме того, в настоящее время на некоторых территориях существуют действующие источники ^{137}Cs , что приводит к повышению содержания радионуклида в верхнем слое донных отложений [12, 16, 17].

Значения удельной активности ^{137}Cs в донных отложениях рек Санкт-Петербурга не превышают 14.90 ± 1.22 Бк/кг (рис. 2), что позволяет говорить о соответствии их современному фону. Содержание ^{137}Cs в изученных осадках связано в основном с выпадениями остаточных количеств радионуклида из атмосферы. Об этом свидетельствует и низкая дисперсия значений, полученных в разных водотоках города. Таким образом, можно с достаточной долей уверенности говорить, что в Санкт-Петербурге отсутствуют какие-либо значимые промышленные источники поступления ^{137}Cs в окружающую среду.

При оценке скоростей осадконакопления необходимо обозначить специфику этих процессов в водотоках Санкт-Петербурга. Проведенные ранее исследования показали [1, 18], что формирование на дне рек техногенных осадков началось в первой половине 50-х гг. в послевоенный период развития промышленности. Ориентировочные скорости осадконакопления, полученные с использованием литостратиграфических методов,

составили 0.5–1.0 см/год, однако их величина может сильно варьировать в зависимости от места отбора проб. Аккумулятивный процесс в реках осложняется эрозией осадков в период сильных наводнений (1955 и 1975 гг.), особенно в р. Екатерингофка, а также проведением локальных дноочистных работ (р. Карповка). Перераспределение донных отложений в результате размывов, проведения рекультивации, возникновения подводных оползней отмечалось и другими авторами [5, 15, 17]. Поэтому анализ скорости осадконакопления в городских водотоках проводится с учетом перечисленных факторов.

Наиболее полный разрез осадков получен в р. Екатерингофка (устье р. Ольховка), в забое которого (57–63 см) установлено отсутствие ^{137}Cs . Можно предположить, что нижний слой осадков сформировался до 1949 г. (рис. 2а). Тогда средняя скорость осадконакопления за послевоенное время составит 0.79 см/год. Выше по разрезу в интервале 24–42 см установлен горизонт осадков повышенной удельной активности ^{137}Cs от 12.78 до 14.90 Бк/кг. Исходя из общего тренда изменения активности, можно предположить, что нижний слой этого горизонта сформировался в 1963 г., верхний, выше которого начинается резкое снижение удельной активности, в 1986 г. Расчет скорости осадконакопления по этим маркерам дает следующие результаты: с 1963 г. по настоящее время – 0.73 см/год, с 1986 г. по настоящее время – 0.75 и между 1963 и 1986 гг. – 0.70 см/год. Все полученные значения скоростей осадконакопления

говорят об устойчивой динамике процесса в течение всего рассматриваемого интервала времени.

Ранее в устье р. Ольховка проводилось определение скорости осадконакопления методом неравновесного ^{210}Pb , использование которого здесь затруднено из-за возможности размыва и перемешивания осадков, а также аномально высокого содержания валового Pb, особенно в нижней части разреза (до 5.54% на сухое вещество), где наблюдался резкий рост удельной активности ^{210}Pb [19]. Для определения возраста была применена модель постоянной начальной концентрации, но только в пределах тех интервалов разреза осадков, которые характеризовались примерно равным содержанием валового Pb. Кроме того, в качестве маркеров определенных этапов осадконакопления использовались геохимические показатели. Полученная средняя скорость осадконакопления за послевоенное время составила 0.67 см/год, что отражает хорошую сопоставимость полученных результатов (0.78 см/год по ^{137}Cs) в условиях высокой литолого-фациальной изменчивости донных отложений.

Значения удельной активности ^{137}Cs , измеренное в осадках реки Черная Речка, показали, что их нижний слой в поднятой колонке сформировался после 1950 г., т. к. характеризуется относительно высокими значениями удельной активности радионуклида (рис. 2б). По разрезу осадков отмечено два выраженных пика содержания ^{137}Cs : в интервале 43–46 см (13.09 ± 2.68) и 18–21 см (12.24 ± 0.86). Первый максимум можно идентифицировать с максимумом выпадений радионуклида в 1963 г., второй – с аварией в 1986 г. Отсюда средние скорости осадконакопления в месте отбора проб составят: с 1963 г. по настоящее время 0.78 см/год, с 1986 г. – 0.59 см/год, с 1963 по 1986 г. – 1.04 см/год. Выявленные различия в скорости накопления техногенных осадков укладываются в историю водоотведения в р. Черная Речка с максимумом промышленной активности в 60–70-е гг. XX в.

Наиболее сложная картина распределения удельной активности ^{137}Cs получилась в разрезе осадков р. Карповка, на отдельных участках которой проводились дноочистные работы. Этим объясняется низкое содержание радионуклида ^{137}Cs (ниже порога чувствительности, используемой спектрометрической аппаратуры) на определенных глубинах по разрезу донных отложений. Однако по характеру вертикального распределения удельной активности и ее абсолютной величине можно предположить, что осадки в интервале 24–27 см сформировались в пик атмосферных выпадений цезия в 1963 г., тогда как “Чернобыльский” максимум можно отнести к слою 6–9 см (рис. 2в). Тогда средняя скорость осадконакопления с 1963 г. составила 0.45 см/год, в период с 1986 г. она снизи-

лась до 0.22 см/год; между этими событиями достигала 0.78 см/год. В целом такая эпюра скоростей имеет объяснение: максимальный рост промышленного производства приходится на 60–70-е гг. прошлого века, а в начале XXI в. практически все предприятия на берегах р. Карповка были ликвидированы, что привело к значительному уменьшению техногенной нагрузки.

Ряд снижения средних измеренных значений удельной активности ^{137}Cs в изученных реках представляет следующую последовательность: река Екатерингофка (7.99 ± 2.42) > река Черная Речка (7.40 ± 1.99) > река Карповка (4.67 ± 1.55). Наиболее вероятным объяснением этих различий является гранулометрический состав донных осадков. В реке Карповка они отличаются максимальным количеством песчаной фракции с низким адсорбционным потенциалом. Важно отметить, что измеренные значения удельной активности ^{137}Cs в донных отложениях рек не представляют опасности для здоровья жителей Санкт-Петербурга, т. к. в соответствии с [20] допустимая удельная активность ^{137}Cs в твердых материалах составляет 100 Бк/кг.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования подтверждают сложность получения результатов при использовании радионуклидов для оценки скорости осадконакопления в водотоках урбанизированных территорий. Основными причинами являются неустойчивость аккумулятивных процессов, обусловленная вмешательством природных и антропогенных факторов, а также высокий уровень химического загрязнения. Тем не менее распределение значений удельной активности в разрезе осадков вполне коррелирует с историей техногенного развития изучаемой территории за последние 70 лет. Установленные средние скорости осадконакопления в изученных водотоках отражают значительную трансформацию литодинамического режима, свойственного рекам, функционирующим в природных или слабо нарушенных условиях.

Полученный материал позволяет уверенно констатировать отсутствие в центральной части города в прошлом и настоящем промышленных источников поступления ^{137}Cs в окружающую среду, а также безопасный для населения уровень удельной активности радионуклида, которым характеризуются отложения водотоков.

Исследования проведены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-05-00508).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Опекунов А.Ю., Митрофанова Е.С., Спасский В.В. и др. // Водн. ресурсы. 2020. Т. 47. № 2. С. 196; Opekunov A.Yu., Mitrofanova E.S., Spasskii V.V. et al. // Water Resour. 2020. V. 47. No. 2. P. 282.*
2. *Alhaji E., Ismail I.M., Al-Masri M.S. et al. // Geochronometria. 2014. V. 41. No. 1. P. 81.*
3. *Guo J., Costa O.S., Wang Y. et al. // J. Environ. Radioact. 2020. V. 213. Art. No. 106136.*
4. *Li W., Li X., Mei X., Zhang F. et al. // Sci. Total Environ. 2021. V. 780. Art. No. 146522.*
5. *Papageorgiou D., Eleftheriou G., Patiris D.L. et al. // HNPS Proc. 2011. V. 19. P. 92.*
6. *Petrinec B., Franić Z., Ilijanić N. et al. // Radiat. Prot. Dosim. 2012. V. 151. No. 1. P. 102.*
7. *Ruiz-Fernandez A.C., Hillaire-Marcel C. // Mar. Pollut. Bull. 2009. V. 59. P. 134.*
8. *Alvarez-Iglesias P., Quintana B., Rubio B., Perez-Arlecea M. // J. Environ. Radioact. 2007. V. 98. P. 229.*
9. *He Q., Walling D.E. // J. Environ. Radioact. 1996. V. 30. P. 117.*
10. *Жеребчевский В.И., Лазарев В.В., Топилов С.Ю. На-работка изотопа ⁶³Zn. СПб: ВВМ, 2014. 30 с.*
11. *Ligero R.A., Barrera M., Casas-Ruiz M. // J. Environ. Radioact. 2005. V. 80. P. 75.*
12. *Tsabaris C., Kapsimalis V., Eleftheriou G. et al. // Environ Earth Sci. 2012. V. 67. No. 3. P. 833.*
13. *Kriauciunas V.V., Iglovsky S.A., Bazhenov A.V. et al. // Arctic Environ. Res. 2018. V. 18. No. 4. P. 148.*
14. *Olszewski G., Andersson P., Lindahl P., Eriksson M. // J. Environ. Radioact. 2018. V. 186. P. 142.*
15. *Zhou P., Li D., Li H. et al. // J. Environ. Radioact. 2015. V. 145. P. 102.*
16. *Страховенко В.Д., Щербов Б.Л., Маликова И.Н., Восель Ю.С. // Геол. и геофиз. 2010. Т. 51. № 11. С. 1501; Strakhovenko V.D., Shcherbov B.L., Malikova I.N., Vosel' Y. // Russ. Geol. Geophys. 2010. V. 51. No. 11. P. 1167.*
17. *Русаков В.Ю., Борисов А.П., Соловьева Г.Ю. // Геохимия. 2019. Т. 57. № 11. С. 1158; Rusakov V.Y., Borisov A.P., Solovieva G.Y. // Geochem. Int. 2019. V. 57. No. 11. P. 1185.*
18. *Опекунов А.Ю., Янсон С.Ю., Опекунова М.Г., Кукушкин С.Ю. // Вестн. СПб. ун-та. Науки о Земле. 2021. Т. 66. № 2. С. 267.*
19. *Опекунов А.Ю., Григорьев В.А., Опекунова М.Г. // Сб. тр. IX Междунар. конф. "Экологические проблемы. Взгляд в будущее". (Ростов-на-Дону, 2020) С. 480.*
20. Санитарные правила и нормативы СП 2.6.1.2612-10. Основные санитарные правила обеспечения радиационной безопасности (ОСПОРБ-99/2010).

Studies of radionuclide concentrations in the sediment samples from the St. Petersburg rivers

A. Yu. Opekunov^a, *, D. V. Pichugina^a, V. I. Zherebchevsky^a, M. G. Opekunova^a

^a Saint-Petersburg State University, Saint-Petersburg, 199034 Russia

*e-mail: a_opekunov@mail.ru

Using the radiocesium method, the age and rate of sedimentation in three columns of bottom sediments of the rivers of St. Petersburg were determined. In the section of sediments, pronounced maxima of specific activity are established. Based on these results, the average rates of sedimentation in the post-war period were determined.

УДК 539.173

СПОНТАННОЕ И ВЫНУЖДЕННОЕ ТРОЙНОЕ И ЧЕТВЕРНОЕ ДЕЛЕНИЕ КАК ВИРТУАЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ

© 2022 г. Л. В. Титова¹, *, С. Г. Кадменский¹¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Воронежский государственный университет”, Воронеж, Россия

*E-mail: titova_lv@phys.vsu.ru

Поступила в редакцию 14.03.2022 г.

После доработки 08.04.2022 г.

Принята к публикации 22.04.2022 г.

Продемонстрирован подход к расчету выходов легких третьих частиц в тройном делении ядер и пар легких частиц в четверном делении ядер, основанный на виртуальном механизме вылета указанных легких частиц из шейки делящегося ядра. Получены выходы α -частиц в тройном спонтанном делении ядер ^{248}Cm , ^{252}Cf и вынужденного деления ядер ^{233}U , ^{235}U тепловыми нейтронами, а также выходы пар α -частиц в четверном делении тех же ядер.

DOI: 10.31857/S0367676522080233

ВВЕДЕНИЕ

Тройное [1–4] и четверное [5–8] спонтанное и вынужденное деление атомных ядер, как было продемонстрировано в работах [9, 10], относятся в классу ядерных реакций и распадов, связанных с появлением в их амплитудах виртуальных промежуточных состояний атомных ядер с атомным весом $A \geq 2$, энергии которых лежат вне массовых поверхностей указанных реакций и распадов. Спонтанное тройное (четверное) деление ядра (A, Z) представляет собой распад на легкий $(A_{\text{LF}}, Z_{\text{LF}})$ и тяжелый $(A_{\text{HF}}, Z_{\text{HF}})$ фрагменты деления и третью легкую частицу (A_1, Z_1) (пару легких частиц (A_1, Z_1) и (A_2, Z_2)), в качестве которой с наибольшей вероятностью вылетает α -частица (пара α -частиц). В случае вынужденного тройного (четверного) деления ядра-мишени (A, Z) нейтронами, на первом этапе происходит формирование составного ядра $(A + 1, Z)$, которое затем распадается на три (четыре) указанных выше продукта деления.

Экспериментальные угловые распределения фрагментов тройного (четверного) деления ядер близки к угловым распределениям фрагментов двойного деления ядер из-за слабости влияния вылетающей α -частицы (пары α -частиц) на угловые распределения фрагментов тройного (четверного) деления, что обусловлено малостью значений относительных орбитальных моментов α -частицы (пары α -частиц) по сравнению с

орбитальными моментами фрагментов деления, большие значения которых определяются нулевыми wriggling-колебаниями делящегося ядра в окрестности точки его разрыва [11]. Угловое распределение α -частиц в тройном делении имеет анизотропный характер, причем максимум этого распределения формируется преимущественно при направлениях вылета этих частиц, перпендикулярных направлениям вылета фрагментов тройного деления [12–14]. Экваториальный характер угловых распределений α -частиц свидетельствует о ее формировании в шейке делящегося ядра. Конфигурация делящегося ядра, отвечающая появлению двух деформированных предфрагментов деления, соединенных шейкой, возникает при его деформационном движении после преодоления этим ядром с вероятностью $\omega^{(0)}$ внутреннего и внешнего барьеров деления и достижения им грушевидной формы, и далее обозначается индексом (0). Важной особенностью вылетающей из шейки делящегося ядра α -частицы является ее длиннопробежность, поскольку ее асимптотическая кинетическая энергия $T_\alpha \approx 16$ МэВ (табл. 1), заметно превосходит по величине теплоту традиционного α -распада $Q_\alpha^A \approx 6$ МэВ, которая для спонтанного деления ядер ^{248}Cm , ^{250}Cf и ^{252}Cf представлены в табл. 1. Приобретение дополнительной энергии α -частицей указывает на возможность реализации виртуального механизма распада родительского ядра (A, Z) [9, 10]. В случае вынужденного деления ядер ^{233}U и ^{235}U нейтрона-

Таблица 1. Характеристики тройного деления ядер ^{248}Cm , ^{252}Cf и составных ядер ^{234}U , ^{236}U

Ядро	^{248}Cm	^{252}Cf	^{234}U	^{236}U
T_{α} , МэВ	14.3	15.9	15.7	15.5
Q_{α}^A , МэВ	5.16	6.21	4.85	4.55
B_n , МэВ	—	—	6.85	6.55
N_{α} , 10^{-3}	3.36	5.19	1.95	1.46
$N_{\alpha}^{\text{эксп}}$, 10^{-3}	(2.3 ± 0.3)	(3.24 ± 0.12)	(2.17 ± 0.07)	(1.70 ± 0.03)

Таблица 2. Характеристики четверного деления ядер ^{248}Cm , ^{252}Cf и составных ядер ^{234}U , ^{236}U

Ядро	^{248}Cm	^{252}Cf	^{234}U	^{236}U
T_{α_1} , МэВ	14.3	15.9	15.7	15.5
T_{α_2} , МэВ	10.1	12.7	11.3	10.7
$Q_{\alpha_1}^A$, МэВ	5.16	6.21	4.85	4.55
$Q_{\alpha_2}^{A-4}$, МэВ	4.66	5.16	4.77	4.08
B_n , МэВ	—	—	6.85	6.55
$N_{\alpha\alpha}^{\text{эксп}}$, 10^{-7}	1.4 ± 0.3	9.72 ± 3.26	0.89 ± 0.28	0.54 ± 0.17
$N_{\alpha\alpha}$, 10^{-7}	0.42	1.0	0.37	0.46

ми энергия α -распада из возбужденного состояния составного ядра $(A+1, Z)$ составит:

$$\tilde{Q}_{\alpha}^{A+1} = Q_{\alpha}^{A+1} + B_n, \quad (1)$$

где Q_{α}^{A+1} и B_n — теплота традиционного α -распада и модуль энергии связи нейтрона для составного ядра $(A+1, Z)$ (табл. 1).

Выходы α -частиц в тройном деления ядер $N_{\alpha} = \Gamma_{\alpha f}^A / \Gamma_f^A$, определяемые отношением ширин тройного $\Gamma_{\alpha f}^A$ и двойного Γ_f^A деления родительского ядра (A, Z) в случае спонтанного деления и составного ядра $(A+1, Z)$ в случае вынужденного деления тепловыми нейтронами, для всей исследуемой группы ядер-актинидов имеют значения: $N_{\alpha} \approx (1.7 - 3.9) \cdot 10^{-3}$ (табл. 1), которые не зависят от энергии возбуждения делящегося ядра [12–14].

В четверном делении кинетическая энергия первой вылетающей длиннопробежной α -частицы T_{α_1} в момент ее вылета заметно превосходит теплоту $Q_{\alpha_1}^A$ традиционного α -распада ядра (A, Z)

и оказывается близкой к высоте кулоновского барьера, что приводит к значению α -частичного фактора проницаемости этого барьера, близкому к единице. Фактор проницаемости указанного барьера для второй α -частицы, исходя из значений выходов $N_{\alpha\alpha}$ четверного деления [5–8], должен иметь величину, примерно на 10^{-3} меньше по сравнению с аналогичным фактором для первой α -частицы. Обе вылетающие в четверном делении α -частицы, также как α -частицы в тройном делении, являются длиннопробежными, поскольку асимптотические кинетические энергии T_{α_1} и T_{α_2} [5–8] заметно превосходят по величине теплоты $Q_{\alpha_1}^A$ и $Q_{\alpha_2}^{A-4}$ (табл. 2). Угловые распределения α -частиц в четверном делении имеют максимумы при направлениях вылета этих частиц, близких к перпендикулярным по отношению к направлению разлета фрагментов четверного деления. Выход пары α -частиц $N_{\alpha\alpha}$, определяемый как отношение $\Gamma_{\alpha f}^A / \Gamma_f^A$ ширин четверного $\Gamma_{\alpha f}^A$ и двойного Γ_f^A деления для исследуемой группы ядер-актинидов имеет универсальное значение,

близкое к величине 10^{-7} [5, 6]. Экспериментальные свойства четверного деления можно понять, если допустить, что вылетающие α -частицы формируются в конфигурациях основного состояния делящегося ядра с шейкой между предфрагментами деления, как и в тройном делении ядер.

Следует отметить, что испарительные механизмы, связанные с вылетом α -частиц из нагретого до высокой температуры делящегося ядра в тройном и четверном делении ядер, не реализуются, поскольку при низкоэнергетическом делении делящееся ядро на всех стадиях его эволюции до точки разрыва на первичные фрагменты деления находится в холодных нетермализованных состояниях [15]. Поэтому целью настоящей работы является исследование на основе методов описания тройного и четверного деления ядер как виртуальных процессов [9, 10] выходов легких частиц в тройном и четверном спонтанном и вынужденном делении ядер на примере спонтанного деления ядер ^{248}Cm , ^{252}Cf и вынужденного деления ядер ^{233}U , ^{235}U тепловыми нейтронами с вылетом α -частиц.

ВИРТУАЛЬНОЕ СПОНТАННОЕ И ВЫНУЖДЕННОЕ ТРОЙНОЕ ДЕЛЕНИЕ АТОМНЫХ ЯДЕР

В работах [9, 15] тройное деления рассматривалось как двухступенчатый процесс, когда на первой ступени происходит вылет из шейки родительского ядра (A, Z) α -частицы с энергией движения E_α и образуется виртуальное состояние промежуточного ядра $(A-4, Z-2)$ [9], которое на второй ступени испытывает распад на два первичных фрагмента тройного деления: легкий $(A_{\text{LF}}, Z_{\text{LF}})$ и тяжелый $(A_{\text{HF}}, Z_{\text{HF}})$. В предлагаемом подходе, аналогичном к подходу работ [16, 17] по двухпротонному распаду, часть энергии вылетающей α -частицы берется за счет уменьшения теплоты указанного деления промежуточного ядра Q_f^A на величину $(E_\alpha - Q_\alpha^A)$ по сравнению с теплотой Q_{0f}^A двойного деления родительского ядра (A, Z) , которая для ядер-актинидов принимает большие значения ≈ 170 МэВ. Ширина $\Gamma_{\alpha f}^A$ спонтанного тройного деления имеет вид [9]:

$$\Gamma_{\alpha f}^A = \frac{1}{2\pi} \int_{Q_\alpha^A + \Delta}^{Q_f^A} \frac{\Gamma_\alpha^A(T_\alpha) (\Gamma_f^{(A-4)})^0}{(Q_\alpha^A - T_\alpha)^2} dT_\alpha, \quad (2)$$

где $\Gamma_\alpha^A(T_\alpha)$ – ширина α -распада основного состояния родительского ядра (A, Z) с вылетом α -ча-

стицы из его шейки и образованием основного состояния дочернего ядра $(A-4, Z-2)$:

$$\Gamma_\alpha^A(T_\alpha) = \omega^{(0)} (\Gamma_\alpha^A(T_\alpha))^0, \quad (3)$$

где $(\Gamma_\alpha^A(T_\alpha))^0$ – ширина α -распада, связанная с вылетом α -частицы с кинетической энергией T_α из шейки делящегося ядра, а $(\Gamma_f^{(A-4)})^0$ – делительная ширина состояния дочернего ядра, отвечающего конфигурации (0), причем ширина $(\Gamma_f^A)^0$ распада родительского ядра (A, Z) связана с его первоначальным переходом в указанную конфигурацию (0) с вероятностью $\omega^{(0)}$:

$$\Gamma_f^A = \omega^{(0)} (\Gamma_f^A)^0. \quad (4)$$

Из отношения ширины исследуемого тройного и ширины двойного спонтанного деления ядер при учете формул (3), (4) можно получить выход α -частиц в тройном делении N_α :

$$N_\alpha = \frac{1}{2\pi} \int_{Q_\alpha^A + \Delta}^{Q_f^A} \frac{(\Gamma_\alpha^A(T_\alpha))^0 (\Gamma_f^{(A-4)})^0}{(Q_\alpha^A - T_\alpha)^2 (\Gamma_f^A)^0} dT_\alpha, \quad (5)$$

где Q_f^A – теплота тройного деления родительского ядра (A, Z) . Если считать, что делительная ширина $(\Gamma_f^{(A-4)})^0$ близка к ширине $(\Gamma_f^A)^0$ из-за надбарьерности процесса деления ядер $(A-4, Z-2)$ и (A, Z) для конфигурации (0), а ширину α -распада родительского ядра $(\Gamma_\alpha^A(T_\alpha))^0$ в формуле (5) можно выразить как

$$(\Gamma_\alpha^A(T_\alpha))^0 = \omega_\alpha \frac{\hbar c \sqrt{2T_\alpha}}{2r_{\text{neck}}^A \sqrt{m_\alpha c^2}} P(T_\alpha), \quad (6)$$

где $P(T_\alpha)$ – фактор проницаемости кулоновского барьера, ω_α – вероятность формирования α -частицы в родительском ядре, которая в случае облегченного α -распада на основное состояние родительского ядра равна $\omega_\alpha \approx 0.01$, r_{neck} – радиус шейки родительского ядра, c – скорость света, то можно получить формулу для выхода α -частиц в тройном делении N_α в виде:

$$N_\alpha = \frac{1}{4\pi} \int_{Q_\alpha^A + \Delta}^{Q_f^A} \frac{\omega_\alpha \hbar c \sqrt{2T_\alpha}}{\sqrt{m_\alpha c^2} (Q_\alpha^A - T_\alpha)^2 r_{\text{neck}}^A} dT_\alpha. \quad (7)$$

В формуле (7) сделано допущение, что фактор проницаемости $P(T_\alpha) \approx 1$, что верно для энергий максимума $(T_\alpha)_{\text{max}}$ энергетического распределения α -частиц, а не для всех энергий T_α вылетаю-

щих α -частиц. При использовании формулы (7), а также оценок радиуса шейки делящегося ядра r_{neck}^A , равных 3.19 и 2.19 Фм для ядер ^{248}Cm и ^{252}Cf [9], соответственно, получены значения выходов N_α α -частиц в спонтанном тройном делении указанных ядер (табл. 1).

В случае вынужденного деления ядер выход N_α α -частиц можно рассчитать (табл. 1) при использовании формулы (7) при замене в ней Q_α^A на \bar{Q}_α^{A+1} (1), а также при учете оценок радиуса шейки r_{neck}^A , равных 3.1 и 3.7 Фм для составных ядер ^{234}U и ^{236}U [9], соответственно. Сравнение полученных значений выходов N_α с экспериментальными значениями $N_\alpha^{\text{эксп}}$ в целом демонстрирует их согласие при учете тех допущений, с которыми построены выходы N_α в (7), что дает основание считать возможным описание тройного деления ядер на основе виртуального механизма.

ВИРТУАЛЬНОЕ СПОНТАННОЕ И ВЫНУЖДЕННОЕ ЧЕТВЕРНОЕ ДЕЛЕНИЕ АТОМНЫХ ЯДЕР

Четверное деление ядер, по аналогии с тройным делением, можно рассматривать как трехсту-

пенчатый процесс [10, 17, 18] на первом этапе которого из шейки делящегося ядра (A, Z) вылетает длиннопробежная лёгкая частица (A_1, Z_1), и образуется промежуточное ядро ($A - A_1, Z - Z_1$), далее из более вытянутой конфигурации шейки делящегося ядра вылетает вторая лёгкая частица (A_2, Z_2), и образуется промежуточное ядро ($A - A_1 - A_2, Z - Z_1 - Z_2$), а на последующей стадии это ядро разрывается на лёгкий ($A_{\text{LF}}, Z_{\text{LF}}$) и тяжёлый ($A_{\text{HF}}, Z_{\text{HF}}$) первичные фрагменты четверного деления. Наиболее вероятной парой двух лёгких частиц в четверном делении [5–8] является пара α -частиц, но также экспериментально наблюдаются пары из α -частицы и тритона и пары тритонов. В работе [10] на основе диаграммы Фейнмана, которая учитывает возникновение виртуальных состояний промежуточных ядер ($A - 4, Z - 2$) и ($A - 8, Z - 4$), образуемых после последовательного испускания двух α -частиц, построена ширина $\Gamma_{\alpha\alpha f}^A$ указанного четверного деления ядра (A, Z) как трехступенчатого процесса [10]:

$$\Gamma_{\alpha\alpha f}^A = \frac{1}{(2\pi)^2} \times \int_{(Q_{\alpha_1}^A + \Delta)}^{\bar{Q}_f^A} \int_{(Q_{\alpha_2}^A + \Delta)}^{\bar{Q}_f^{A-4}} \frac{(\Gamma_{\alpha_1}^A(T_{\alpha_1}))^0 (\Gamma_{\alpha_2}^{A-4}(T_{\alpha_2}))^0 (\Gamma_f^{A-8}(\bar{Q}_f^A - T_{\alpha_1} - T_{\alpha_2}))^0}{(Q_{\alpha_1}^A - T_{\alpha_1})^2 (Q_{\alpha_2}^{A-4} - T_{\alpha_2})^2} dT_{\alpha_1} dT_{\alpha_2}. \quad (8)$$

В формуле (8) $(\Gamma_{\alpha_1}^A(T_{\alpha_1}))^0$ и $(\Gamma_{\alpha_2}^{A-4}(T_{\alpha_2}))^0$ – ширины α -распада основных состояний родительского (A, Z) и промежуточного ($A - 4, Z - 2$) ядер, находящихся в конфигурации (0) с шейкой между предфрагментами деления, T_{α_1} и T_{α_2} – кинетические энергии первой и второй α -частиц с кинетическими энергиями, а $(\Gamma_f^{A-8})^0$ – делительная ширина состояния дочернего ядра ($A - 8, Z - 4$), так-

же отвечающего конфигурации (0), причем \bar{Q}_f^A – теплота четверного деления родительского ядра (A, Z). Тогда из отношения ширины четверного $\Gamma_{\alpha\alpha f}^A$ и ширины Γ_f^A двойного спонтанного деления ядра, пренебрегая зависимостью $(\Gamma_f^{A-8})^0$ от энергии деления, можно получить выход $N_{\alpha\alpha}$ пары α -частиц в спонтанно четверном делении ядер:

$$N_{\alpha\alpha} = \frac{1}{(2\pi)^2} \times \int_{(Q_{\alpha_1}^A + \Delta)}^{\bar{Q}_f^A} \int_{(Q_{\alpha_2}^{A-4} + \Delta)}^{\bar{Q}_f^{A-4}} \frac{(\Gamma_{\alpha_1}^A(T_{\alpha_1}))^0 (\Gamma_{\alpha_2}^{A-4}(T_{\alpha_2}))^0 (\Gamma_f^{A-8})^0}{(Q_{\alpha_1}^A - T_{\alpha_1})^2 (Q_{\alpha_2}^{A-4} - T_{\alpha_2})^2 (\Gamma_f^A)^0} dT_{\alpha_1} dT_{\alpha_2}. \quad (9)$$

Будем считать, что ширина $(\Gamma_f^{A-8})^0$ близка к ширине $(\Gamma_f^A)^0$ из-за надбарьерности процесса деления ядер ($A - 8, Z - 4$) и (A, Z) для configura-

ции (0) указанного ядра. В общем случае ширины α -распадов $\Gamma_{\alpha_1}^A(T_{\alpha_1})$ и $\Gamma_{\alpha_2}^{A-4}(T_{\alpha_2})$ можно выразить по аналогии с формулой (6) как

$$\Gamma_{\alpha_1}^A(T_{\alpha_1}) = \omega_{\alpha_1}^A \frac{\hbar c \sqrt{2T_{\alpha_1}}}{2r_{\text{neck}}^A \sqrt{m_{\alpha} c^2}} P(T_{\alpha_1});$$

$$\Gamma_{\alpha_2}^{A-4}(T_{\alpha_2}) = \omega_{\alpha_2}^{A-4} \frac{\hbar c \sqrt{2T_{\alpha_2}}}{2r_{\text{neck}}^{A-4} \sqrt{m_{\alpha} c^2}} P(T_{\alpha_2}),$$
(10)

где $P(T_{\alpha_i})$ – факторы проницаемости кулоновского барьера ($i = 1, 2$) для i -й α -частицы, ω_{α}^A и

ω_{α}^{A-4} – вероятности формирования α -частицы в ядрах (A, Z) и $(A - 4, Z - 2)$, в случае облегченного α -распада на основное состояние родительского ядра $\omega_{\alpha}^A \approx \omega_{\alpha}^{A-4} \approx 0.01$, r_{neck}^A и r_{neck}^{A-4} – радиусы шеек родительского (A, Z) и промежуточного $(A - 4, Z - 2)$ ядер, c – скорость света. При учете (10) формула (9) для $N_{\alpha\alpha}$ преобразуется к виду:

$$N_{\alpha\alpha} = \frac{1}{(2\pi)^2} \times \int_{(Q_{\alpha_1+\Delta}^A)}^{\bar{Q}_{\alpha_1}^A} \int_{(Q_{\alpha_2+\Delta}^{A-4})}^{\bar{Q}_{\alpha_2}^{A-4}} \frac{\omega_{\alpha_1}^A \omega_{\alpha_2}^{A-4} (\hbar c)^2 \sqrt{T_{\alpha_1} T_{\alpha_2}} P(T_{\alpha_1}) P(T_{\alpha_2})}{2r_{\text{neck}}^A r_{\text{neck}}^{A-4} m_{\alpha} c^2 (Q_{\alpha_1}^A - T_{\alpha_1})^2 (Q_{\alpha_2}^{A-4} - T_{\alpha_2})^2} dT_{\alpha_1} dT_{\alpha_2}. \quad (11)$$

Считая, что радиусы шейки ядер (A, Z) и $(A - 4, Z - 2)$ близки друг к другу $r_{\text{neck}}^A \approx r_{\text{neck}}^{A-4}$ и используя их оценки из работы [9], учитывая, что отношение проницаемостей кулоновского барьера для первой и второй α -частиц $P(T_{\alpha_2})/P(T_{\alpha_1})$ составляет [10] 0.006 и 0.025 для ядер ^{248}Cm и ^{252}Cf , соответственно, а $P(T_{\alpha_1}) \approx 1$, можно рассчитать выход пары α -частиц в спонтанном четверном делении ядер (табл. 2).

Формулу (11) для выхода $N_{\alpha\alpha}$ можно обобщить на случай вынужденного деления ядер ^{233}U , ^{235}U тепловыми нейтронами заменой $Q_{\alpha_1}^A$ на $\tilde{Q}_{\alpha_1}^{A+1}$ (1). Используя те же предположения, что и для спонтанного деления, а также учитывая, что $P(T_{\alpha_2})/P(T_{\alpha_1})$ для вынужденного деления ядермишеней урана нейтронами составляют 0.026 и 0.025 для деления ядер ^{233}U и ^{235}U , можно получить значения выходов $N_{\alpha\alpha}$ пар α -частиц в четверном вынужденном делении ядер (табл. 2). Рассчитанные значения выходов по порядку величин согласуются с экспериментальными $N_{\alpha\alpha}^{\text{эксп}}$, что свидетельствует о реализации виртуального механизма в четверном делении ядер, за исключением ядра ^{252}Cf , что требует проведения более точных расчетов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Построены формулы для расчета выходов легких частиц тройного и четверного деления ядер на основе представления о возникновении промежуточных ядер, формирующихся после испускания легких частиц, в виртуальных состояниях. Выходы α -частиц в тройном спонтанном делении ядер ^{248}Cm и ^{252}Cf и в вынужденном делении ядер ^{234}U и ^{236}U тепловыми нейтронами согласуются с экспериментальными значениями. Выходы α -частиц в четверном спонтанном делении ядер ^{248}Cm и ^{252}Cf и в вынужденном делении ядер ^{234}U и ^{236}U

тепловыми нейтронами требуют более корректного расчета при учете различных вероятностей формирования первой и второй α -частиц в области шейки делящегося ядра и различий в факторах проницаемости кулоновского барьера для указанных частиц. Представляется интересным проведение более точных расчетов выходов тройного и четверного низкоэнергетического деления ядер при использовании потенциала взаимодействия двух деформированных аксиально-симметричных предфрагментов деления, а также рассмотрение других легких частиц тройного и четверного деления, таких как тритоны t , а также ядер с $A > 4$ в тройном делении.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mutterer M., Theobald J.P. Dinuclear decay modes. Chap. 12. Bristol: IOP Publ., 1996.
2. Vermote S., Wagemans C., Serot O. et al. // Nucl. Phys. A. 2010. V. 837. P. 176.
3. Jesinger P. et al. // Proc. Symp. Nucl. Clust. (Rauischholzhausen, 2002). P. 289.
4. Guet C., Signarbieux C., Perrin E. et al. // Nucl. Phys. 1979. V. 1. P. 314.
5. Jesinger P., Kopatch Yu.N., Mutterer M. et al. // Eur. Phys. J. A. 2005. V. 24. P. 379.
6. Kamanin D.V., Alexandrov A.A., Alexandrova I.A. et al. // Eurasian J. Phys. Funct. Mat. 2019. P. 139.
7. Ahmadov G.S., Kopatch Yu.N., Telezhnikova S.A. et al. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2015. V. 12. P. 542.
8. Fomichev A.S., David I., Ivanov M.P., Sobolev Yu.G. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 1997. V. 384. P. 519.
9. Кадменский С.Г., Титова Л.В., Любашевский Д.Е. // ЯФ. 2020. Т. 83. С. 326; Kadmsky S.G., Titova L.V., Lyubashevsky D.E. // Phys. Atom. Nucl. 2020. V. 83. P. 311.
10. Кадменский С.Г., Титова Л.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 5. С. 732; Kadmsky S.G., Titova L.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 5. P. 569.

11. *Кадменский С.Г., Титова Л.В., Кострюков П.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 10. С. 1433; *Kadmensky S.G., Titova L.V., Kostryukov P.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No. 10. P. 1299.
12. *Verhote S., Wagemans C., Serot O. et al.* // Nucl. Phys. A. 2008. V. 806. P. 1.
13. *Mutterer M., Kopatch Yu.N., Jesinger P. et al.* // Nucl. Phys. A. 2004. V. 738. P. 122.
14. *Verhote S., Wagemans C., Serot O. et al.* // Nucl. Phys. A. 2010. V. 837. P. 176.
15. *Кадменский С.Г., Родионова Л.В.* // ЯФ. 2005. Т. 68. № 9. С. 1491; *Kadmensky S.G., Rodionova L.V.* // Phys. Atom. Nucl. 2005. V. 68. No. 9. P. 1433.
16. *Кадменский С.Г., Кадменский С.С., Любашевский Д.Е.* // ЯФ. 2010. Т. 73. № 8. С. 1874; *Kadmensky S.G., Titova L.V., Lyubashevsky D.E.* // Phys. Atom. Nucl. 2010. V. 73. No. 8. P. 1436.
17. *Кадменский С.Г., Титова Л.В.* // ЯФ. 2013. Т. 73. № 1. С. 18; *Kadmensky S.G., Titova L.V.* // Phys. Atom. Nucl. 2013. V. 73. No. 1. P. 16.
18. *Кадменский С.Г., Бульчев А.О., Титова Л.В.* // ЯФ. 2015. Т. 78. № 7–8. С. 716; *Kadmensky S.G., Bulychev A.O., Titova L.V.* // Phys. Atom. Nucl. 2015. V. 78. No. 5. P. 672.

Spontaneous and induced ternary and quaternary fission as virtual process

L. V. Titova^{a, *}, S. G. Kadmensky^a

^a Voronezh State University, Voronezh, Russia

*e-mail: titova_lv@phys.vsu.ru

An approach to calculating the yields the third light particles in the ternary fission of nuclei and the pairs of light particles emission in the quaternary fission of nuclei based on the virtual mechanism of the emission of these particles from the neck of the fissile nucleus is demonstrated. The yields of α -particles in the ternary spontaneous fission of nuclei ^{248}Cm , ^{252}Cf and induced by thermal neutrons fission of nuclei ^{233}U , ^{235}U , as well as the yields of pairs of α -particles in the quaternary fission of the same nuclei were obtained.

УДК 539.173

НЕСТАТИСТИЧЕСКАЯ ПРИРОДА СПИНОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФРАГМЕНТОВ ДВОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

© 2022 г. С. Г. Кадменский¹, *, Д. Е. Любашевский¹¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Воронежский государственный университет”, Воронеж, Россия*E-mail: kadmensky@phys.vsu.ru

Поступила в редакцию 14.03.2022 г.

После доработки 08.04.2022 г.

Принята к публикации 22.04.2022 г.

Показано, что возникающие в результате спонтанного и индуцированного низкоэнергетического деления ядер неравновесные распределения спинов и относительных орбитальных моментов образующихся фрагментов деления вблизи точки разрыва исследуемого ядра успешно описываются одновременным учетом нулевых поперечных wriggling- и bending-колебаний составного делящегося ядра вблизи точки его разрыва. Опровергнут вывод о некоррелированном происхождении спинов фрагментов деления.

DOI: 10.31857/S0367676522080099

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время нет экспериментальных данных, которые позволили бы однозначно выбрать одну из множества конкурирующих теорий о механизме возникновения спина фрагментов деления и относительного орбитального момента [1–8]. Тем не менее все теоретические подходы предсказывают, что в процессе спуска ядра от седловой точки к точке разрыва, происходит возбуждение коллективных колебательных мод, приводящих к появлению больших значений спинов предфрагментов деления и большого относительного орбитального момента. В работе [9] было выдвинуто предположение о некоррелированном происхождении спинов, поскольку фрагменты в данной работе считались двумя отдельными независимыми квантовыми системами. Подтверждение или опровержение данного вывода является актуальной задачей.

Стабильность тяжелых атомных ядер определяется тонким балансом между кулоновским отталкиванием протонов, которые пытаются деформировать ядро, и ядерным поверхностным натяжением, приводящим ядро к сферическим конфигурациям, а также к эффектам квантовых оболочек, которые добавляют дополнительную стабильность для определенных ядерных форм. Деление происходит при нарушении этого баланса в сторону кулоновского отталкивания. Это экзотермический динамический процесс, который начинается с нестабильности формы ядра, которая после прохождения точки невозврата (седло-

образной точки) становится все более и более удлиненной. Возникающие фрагменты соединены между собой шейкой. Дальнейший быстрый разлет фрагментов приводит к делению ядра. Оболочечные эффекты в возникающих фрагментах приводят к определенным благоприятным значениям масс указанных фрагментов. При низкоэнергетическом делении ядер-актинидов, обычно содержащих около 240 нуклонов, наиболее вероятен выход для легкого фрагмента с массой $A \approx 100$ и тяжелого фрагмента с массой $A \approx 140$. После деления ядра на два возбужденных фрагмента процесс снятия возбуждения каждого из фрагментов определяется статистическим процессом. Первоначально это происходит за счет эффективного уменьшения энергии возбуждения посредством испускания обычно от 0 до 2 нейтронов и от 1 до 3 высокоэнергетических γ -квантов. Впоследствии испускаются еще несколько γ -квантов, которые обычно уменьшают значения спина на две единицы, унося большую часть спина и оставшуюся энергию возбуждения. Этот быстрый процесс снятия возбуждения заканчивается на основных состояниях фрагментов обычно в течение нескольких наносекунд [10].

Есть много конкурирующих теоретических подходов, описывающих механизм образования собственного спина в делящемся ядре, и на каком этапе это происходит. Один класс теорий предполагает, что спин возникает из-за возбуждения коллективных колебательных мод, таких, как wriggling- и bending-колебания, перед его делени-

ем [11]. Эти теории предполагают, что колебания либо инициируются тепловыми возбуждениями, возникающими из-за квантовых флуктуаций, либо, и тем и другим. Другой класс теорий предполагает, что после деления спины образуются либо кулоновскими силами [12], либо деформированными фрагментами, которые имеют связанные ориентации [13, 14]. Поскольку спин быстро уносится γ -квантами, экспериментальное изучение механизма образования обязательно включает детальное наблюдение мгновенных γ -квантов.

Попытки объяснения данного факта через кулоновское взаимодействие вылетающих из делящегося ядра сильно деформированных фрагментов деления оказались неудовлетворительными, поскольку рассматриваемое кулоновское взаимодействие может изменить значения относительных орбитальных моментов \vec{L} и спинов \vec{J}_1, \vec{J}_2 фрагментов лишь на малые величины $\Delta L, \Delta J_1, \Delta J_2 \leq 2$ [1] по сравнению с их средними значениями. Современное понимание природы отмеченного выше факта [1, 2, 15, 16] основано на учете двух типов коллективных поперечных колебаний делящегося ядра в окрестности точки его разрыва, рассмотренных в работе [11]. К первому типу относятся изгибные bending-колебания, связанные с поворотами в противоположные стороны вокруг некоторой оси, перпендикулярной оси симметрии делящегося ядра Z , двух сильно деформированных предфрагментов деления, соприкасающихся своими вершинами в области шейки делящегося ядра и переходящих во фрагменты деления после разрыва этой шейки. Из-за закона сохранения полного спина делящегося ядра обусловленные bending-колебаниями спины вылетающих из делящегося ядра фрагментов удовлетворяют условию $\vec{J}_{b1} = -\vec{J}_{b2}$. Второй тип учитываемых поперечных колебаний делящегося ядра связан с извивными wriggling-колебаниями, для которых повороты предфрагментов деления происходят в одну сторону вокруг оси, также перпендикулярной оси симметрии делящегося ядра, что приводит к появлению одинаково направленных и больших по величине спинов вылетающих фрагментов деления \vec{J}_{w1} и \vec{J}_{w2} . Компенсация отличного от нуля суммарного спина указанных предфрагментов $\vec{F}_w = \vec{J}_{w1} + \vec{J}_{w2}$ осуществляется за счет поворота всего делящегося ядра вокруг той же оси в противоположную сторону. Это приводит к появлению относительного орбитального момента фрагментов \vec{L}_w , связанного в силу закона сохранения полного спина делящегося ядра с вектором \vec{F}_w соотношением $\vec{L}_w = -\vec{F}_w$. Оба типа поперечных колебаний дают вклады в значения спинов \vec{J}_1 и \vec{J}_2 вылетающих фрагментов деления,

однако только wriggling-колебания фактически определяют распределение относительных орбитальных моментов \vec{L} этих фрагментов.

Цель настоящего исследования – развить подход, предложенный в работах [15, 16] для доказательства возможности описания угловых и спиновых распределений фрагментов, формируемых при спонтанном и низкоэнергетическом индуцированном делении ядер, при одновременном учете нулевых поперечных bending- и wriggling-колебаний делящегося ядра, опровергнуть вывод о некоррелированном происхождении углового момента фрагментов деления сделанном в работе [9], и установить непосредственную связь угловых распределений осколков спонтанного и низкоэнергетического деления ядер с нулевыми wriggling- и bending- колебаниями.

СПИНОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ФРАГМЕНТОВ СПОНТАННОГО И НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ИНДУЦИРОВАННОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

Спонтанное и вынужденное низкоэнергетическое деление деформированных ядер описывается при использовании концепции переходных делительных состояний (ПДС) делящегося ядра, которые строятся в обобщенной модели ядра [17, 18] при учете сохранения направления оси симметрии делящегося ядра на всех стадиях его внутренних коллективных деформационных движений. Поскольку рассматриваемые виды деления ядер реализуются в случаях, когда энергия возбуждения делящегося ядра E_{exc} заметно не превосходит высот внутреннего и внешнего барьеров деления, наибольшая вероятность указанного деления при учете барьерных факторов проницаемости имеет место, если энергии рассмотренных выше ПДС имеют значения, близкие к энергии E_{exc} . Это соответствует отсутствию нуклонных многоквaziчастичных мод возбуждения делящегося ядра и его холодности на всех стадиях коллективного деформационного движения вплоть до точки разрыва [19–21]. При нарушении условия адиабатичности [22] в области деления после прохождения делящимся ядром внешнего барьера деления в данном ядре могут возбуждаться коллективные “входные” состояния. В ряде работ [23, 24] допускается, что указанные входные состояния еще до разрыва делящегося ядра успевают перейти в многоквaziчастичные равновесные термализованные состояния, характеризующиеся достаточно высокими температурами ($T > 1$ МэВ) и вследствие этого большими энергетическими плотностями уровней. В этом случае реализуется [25, 26] динамическое усиление Корио-

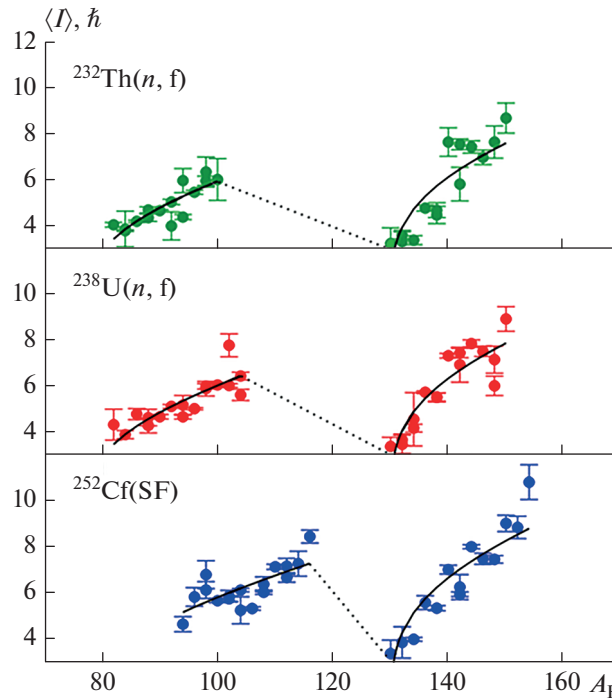


Рис. 1. Зависимость среднего спина I от массы фрагментов A_F , полученная в работе [9].

лисова взаимодействия полного спина делящегося ядра \vec{J} со спинами \vec{j} нуклонов, лежащих вблизи его поверхности Ферми. Это взаимодействие приводит к равномерному статистическому смешиванию всех возможных значений проекции K спина \vec{J} на ось симметрии ядра и к полному исчезновению любого рода анизотропий [19–21] в угловых распределениях продуктов спонтанного и низкоэнергетического вынужденного двойного и тройного деления ядер. Поскольку существование подобных анизотропий подтверждено экспериментально, можно прийти к важнейшему заключению [19–21, 27–30], что делящееся ядро не успевает термализоваться даже на неадиабатических стадиях его коллективного движения, т.е. остается холодным вплоть до разрыва, что согласуется с сохранением проекции K ПДС (J_{MK}) ядра в окрестности его точки разрыва. Отсюда следует вывод, что вылетающие из делящегося ядра фрагменты двойного деления в окрестности точки разрыва оказываются в холодных неравновесных состояниях, что обусловлено неравновесными значениями параметров деформации указанных фрагментов, а также возможным появлением в них входных возбужденных состояний. Для описания таких состояний авторы работы [9] в рамках статистической одночастичной модели установили, что если вновь образованные фрагменты независимы, то в соответствии со статисти-

ческой теорией можно ожидать, что их возбужденные состояния будут иметь распределение вероятностей $P(J)$ спинов \vec{J} , которое впервые было получено Гансом Бете, и имеет вид [31]:

$$P(J/\sigma^2) = \frac{2J+1}{2\sigma^2} \exp\left(-\frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (1)$$

где σ – стандартное отклонение спинового распределения, описывающее ширину этого распределения, который напрямую связан со средним значением спина $J \approx 1.15\sigma$. Из статистической теории была получена гладкая параметризация, которую можно сравнить с нашими средними значениями спинов (рис. 1):

$$J = cA_N^{1/4} A_F^{7/12}, \quad (2)$$

где c – константа и единственный свободный подгоночный параметр, A_F – масса фрагмента, A_N – масса нуклонов шейки. Для легких и тяжелых фрагментов были использованы значения $A_N = (A_F - 78)$ и $A_N = (A_F - 130)$ вблизи двойных магических замкнутых оболочек Ni и Sn. Представленный здесь вывод имеет ограничения и предназначен не для полного описания, а для иллюстрации идеи. Расширенное теоретическое описание включало бы более сложные зависимости параметров из-за структурных эффектов.

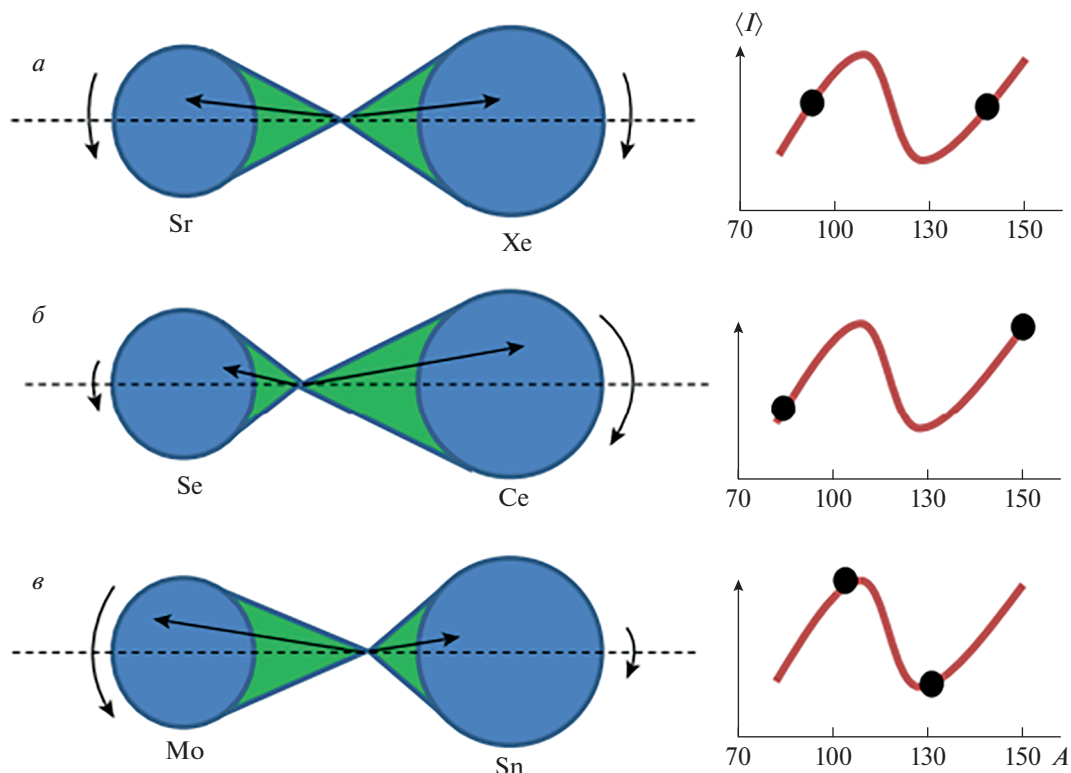


Рис. 2. Схематическая диаграмма генерации углового момента после разрыва, предложенная в работе [9].

В работе [9] было выполнено шесть независимых подгонок с использованием вышеуказанной параметризации для каждого легкого и тяжелого пика для трех различных ядер. Рассчитанные константы удивительно похожи. Среднее значение $c = 0.196$ и стандартное отклонение $\sigma_c = 0.009$. Относительное отклонение составляет всего около 4%, что позволяет предположить, что спины фрагментов попадают на универсальную кривую. Таким образом, эта простая параметризация, по-видимому, чувствует основные составляющие взаимосвязи спин-масса. Экспериментально наблюдаемое изменение средних спинов, таким образом согласуется с тем, что ожидается из статистической теории для некоррелированного механизма образования спинов после деления. Могут быть и другие эффекты второго порядка, например, кулоновские силы, которые еще не учтены, но они явно малы.

В рамках макроскопического подхода предполагается, что фрагменты приобретают свой спин в процессе, аналогичном разрыву эластичного жгута. Между двумя возникающими фрагментами образуется шейка, которая сначала растягивается, а затем происходит разрыв и, наконец, релаксация, во время которой потенциальная энергия деформированной шейки аналогично растянутому

эластичному жгуту преобразуется в кинетическую энергию. Для асимметричного деления ядер актиноидов предполагается двойной кластер, в котором ядра возникающих фрагментов лежат около дважды замкнутых магических оболочек, а оставшиеся нуклоны из шейки разделяются между ними после разрыва. На рис. 2 демонстрируется процесс образования собственного спина предфрагментов деления, где стрелками показаны направления их вращения, а нуклоны шейки выделены зеленым цветом. Прямые черные стрелки показывают размеры и примерные направления векторов импульса, которые генерируют соответствующие спины. Положения на пилообразном распределении полученных средних спинов показаны на рис. 2 справа.

Предполагается, что нуклоны обеих половин разорванной шейки генерируют спин в каждом фрагменте. Относительные величины спинов будут зависеть от количества нуклонов шейки и, следовательно, от точного местоположения разрыва шейки, то есть от конфигурации при разрыве. Обычно шейка разрывается посередине в самом слабом месте [32]. Однако в квантовой механике разрыв может появиться в любом месте с уменьшением вероятности для более экстремальных вариантов. По-видимому, когда система до-

стигает определенной конфигурации разрыва, она уже не может влиять на образование спина после деления, так как фрагменты не сохраняют “память” об их образовании.

При делении нуклоны, лежащие вблизи шейки ядра и далеко от центров масс фрагментов, оказываются в двух очень вытянутых конфигурациях. Такие экстремальные деформации имеют большую поверхностную энергию, которая обеспечивает возврат к более сферическим формам. Колебания в совокупном направлении движения этих бывших нуклонов шейки порождают два независимых спина. Небольшие угловые отклонения от оси деления коллективного движения нуклонов должны происходить из-за принципа неопределенности Гейзенберга для орбитального момента и угла разлета [33]. Неопределенности в направлении результирующего импульса, лежащего вдоль оси деления, приведут к небольшим перпендикулярным компонентам, которые будут образовывать распределение спинов. Спины в обоих фрагментах будут лежать в плоскости, перпендикулярной оси деления в соответствии с экспериментальными данными [9], хотя при этом не будет наблюдаться никакой корреляции или ограничения на их относительную ориентацию. Результирующий орбитальный момент \vec{L} фрагментов компенсируется компонентами спинов \vec{J}_1 и \vec{J}_2 , которые направлены перпендикулярно оси деления и обеспечивает выполнение закона сохранения полного спина $\vec{J}_1 + \vec{J}_2 + \vec{L} = 0$.

Резкое изменение формы фрагментов от вытянутой к более сферической также приводит к выделению энергии, поскольку поверхностная энергия преобразуется во внутреннюю энергию возбуждения, создавая основу для последующего испарения нейтронов. Таким образом, спины, энергия возбуждения и множественности испускаемых нейтронов будут сильно коррелировать друг с другом. В самом деле, известно, что подобные пилообразные распределения имеют место в средней множественности нейтронов в зависимости от массы фрагмента [34, 35].

Хотя авторы [9] признают, что возможны и другие интерпретации, краткое предположение о механизме, который образует собственный спин, в свете полученных данных, состоит в следующем: делящееся ядро вначале имеет нулевой или близкий к нулю спин и испытывает 1) непреодолимую нестабильность формы из-за кулоновских сил; 2) образование шейки между двумя возникающими кластерами фрагментов; 3) растяжение шейки и разрыв с рождением двух деформированных предфрагментов, которые представляются двумя независимыми квантовыми системами; 4) релаксацию формы каждого фрагмента по мере

того, как поверхностная потенциальная энергия преобразуется в возбуждение внутренних нуклонных степеней свободы; 5) результирующее заполнение состояний с различными спинами, происходящее в соответствии со статистической теорией для двух независимых возбужденных фрагментов. В эквивалентной макроскопической картине последние два шага также можно рассматривать как: 4) релаксацию формы, когда совокупные коллективные движения нуклонов имеют внеосевые компоненты, образующие два независимых спина; 5) статистические распределения вращающихся моментов, создающие два независимых распределения спинов.

Авторы работы [9] в рамках своего подхода не могут объяснить экспериментально наблюдаемый факт, нашедший свое объяснение в рамках гипотезы Бора [17], который состоит в том, что направление разлета фрагментов сонаправлено оси симметрии делящегося ядра, при котором угол разлета фрагментов $\Delta\theta' \rightarrow 0$. В подходе авторов работы [9] спины фрагментов и орбитальный момент появляются только после разрыва ядра на фрагменты деления. Для объяснения же этого экспериментального факта уже в момент разрыва необходимо наличие большого орбитального момента $\Delta L = \infty$, который мог бы скомпенсировать по закону сохранения большие значения спинов фрагментов.

Можно данный экспериментальный факт объяснить в рамках неравновесного спинового распределения фрагментов деления, возникающего из-за поперечных wriggling- и bending-колебаний делящегося ядра в окрестности его точки разрыва [11]. В случаях спонтанного и индуцированного низкоэнергетического деления ядер вылетающие из него фрагменты должны находиться в холодных неравновесных состояниях вблизи точки разрыва [15, 16]. Это необходимо учесть при построении их спиновых распределений, используя только нулевые поперечные wriggling- и bending-колебания ядра.

Волновые функции нулевых wriggling- и bending-колебаний в импульсном представлении $\Psi_0(J_{w_x})$, $\Psi_0(J_{w_y})$ и $\Psi_0(J_{b_x})$, $\Psi_0(J_{b_y})$ зависят от моментов количества движения для wriggling (w)- и bending (b)-колебаний J_{w_x} , J_{w_y} , J_{b_x} , J_{b_y} . Эти моменты связаны с проекциями спинов \vec{J}_1 и \vec{J}_2 фрагментов деления на оси X , Y , перпендикулярные оси симметрии делящегося ядра Z :

$$\begin{aligned} J_{w_x} &= J_{1x} + J_{2x}, & J_{w_y} &= J_{1y} + J_{2y}, & J_{b_x} &= J_{1x} - J_{2x}, \\ J_{b_y} &= J_{1y} - J_{2y}, & J_1^2 &= J_{1x}^2 + J_{1y}^2, & J_2^2 &= J_{2x}^2 + J_{2y}^2. \end{aligned} \quad (3)$$

В результате $\Psi_0(J_{w_x})$ и $\Psi_0(J_{b_x})$ представляются в виде [9]:

$$\begin{aligned} \Psi_0(J_{w_x}) &= (\pi C_w)^{-1/4} \exp\left(-\frac{J_{w_x}^2}{4C_w}\right); \\ \Psi_0(J_{b_x}) &= (\pi C_b)^{-1/4} \exp\left(-\frac{J_{b_x}^2}{4C_b}\right), \end{aligned} \quad (4)$$

причем $C_w = M_w \hbar \omega_w$, $C_b = M_b \hbar \omega_b$, частоты ω_w и ω_b wriggling- и bending-колебаний определяются классическими формулами $\omega_w = \sqrt{K_w/M_w}$ и $\omega_b = \sqrt{K_b/M_b}$, где K_i – параметр жесткости, а M_i – массовый параметр. Выражая функцию распределения $W(\bar{J}_1, \bar{J}_2)$ фрагментов деления по спинам \bar{J}_1 и \bar{J}_2 через произведения квадратов модулей волновых функций нулевых bending- и wriggling-колебаний (4)

$$\begin{aligned} W(\bar{J}_1, \bar{J}_2) &= \\ &= |\Psi_0(J_{w_x})|^2 |\Psi_0(J_{w_y})|^2 |\Psi_0(J_{b_x})|^2 |\Psi_0(J_{b_y})|^2, \end{aligned} \quad (5)$$

можно получить [9] явный вид распределения (5):

$$\begin{aligned} W(\bar{J}_1, \bar{J}_2) &= \frac{4J_1 J_2}{\pi C_b C_w} \times \\ &\times \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{1}{C_b} + \frac{1}{C_w}\right)(J_1^2 + J_2^2) + \right. \\ &\left. + \left(\frac{1}{C_b} - \frac{1}{C_w}\right)J_1 J_2 \cos \phi\right], \end{aligned} \quad (6)$$

где ϕ ($0 \leq \phi \leq 2\pi$) – угол между двумерными векторами спинов фрагментов \bar{J}_1 и \bar{J}_2 , лежащими в плоскости $xу$. Проводя интегрирование в формуле (6) по переменным J_2 и ϕ , можно получить [11] распределение спинов одного из предфрагментов деления:

$$W(J_1) = \frac{4J_1}{C_b + C_w} \exp\left[-\frac{2J_1^2}{C_b + C_w}\right]. \quad (7)$$

При использовании формулы (7) можно рассчитать средние значения \bar{J}_1 спина одного из фрагментов деления:

$$\bar{J}_1 = \int_0^\infty J_1 W(J_1) dJ_1 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} (C_b + C_w)^{1/2} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} B. \quad (8)$$

Из оценок работы [11] для делящегося ядра ^{236}U при значениях параметров деформации предфрагментов деления $\beta_2 \approx 0.2$ следует, что $M_w = 1.6 \cdot 10^6 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}^2 \cdot \text{с}^2$; $M_b = 2.0 \cdot 10^6 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}^2 \cdot \text{с}^2$; $K_w = 295 \text{ МэВ} \cdot \text{рад}^{-2}$; $K_b = 52 \text{ МэВ} \cdot \text{рад}^{-2}$; $\hbar\omega_w = 2.3 \text{ МэВ}$; $\hbar\omega_b = 0.9 \text{ МэВ}$; $C_w = 132\hbar^2$ и $C_b = 57\hbar^2$,

т.е. жесткости K_i^0 , энергии квантов $\hbar\omega_w$ и коэффициенты C_w для wriggling-колебаний оказываются заметно большими аналогичных величин для bending-колебаний. Совместный учет wriggling- и bending-колебаний приводит к среднему значению спина фрагмента деления $\bar{J} \approx 8.6$, что коррелирует с диапазонами значений средних спинов фрагментов деления \bar{J} (7–9), полученных в работах [36, 37].

МЕХАНИЗМЫ ФОРМИРОВАНИЯ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ФРАГМЕНТОВ СПОНТАННОГО И НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ВЫНУЖДЕННОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

Почти все недавние расчеты угловых распределений фрагментов, возникающих в результате спонтанного и индуцированного низкоэнергетического деления ядер, основаны на гипотезе Бора [17], состоящей в том, что направления разлета фрагментов коллинеарно оси симметрии делящегося ядра. Из квантово-механической связи между неопределенностями ΔL и $\Delta\theta'$ в определении относительных орбитальных моментов \bar{L} фрагментов деления и их вылета под углом θ' во внутренней системе координат (в. с. к.) делящегося ядра [1, 11, 27] следует, что угловое распределение фрагментов, предложенное в [17], отлично от нуля при фиксированных значениях $\theta' = 0^\circ$ и $\theta' = 180^\circ$ ($\Delta\theta' = 0$), поэтому возникает полная неопределенность $\Delta L = \infty$ в значениях относительного орбитального момента L . Поскольку такая ситуация невозможна в экспериментах, становится ясным, что реализация гипотезы Бора [17] может иметь лишь приближенный характер. С учетом осевой симметрии делящегося ядра общее выражение для углового распределения фрагментов двойного деления в в. с. к. можно представить в виде [27–30, 38]:

$$P(\Omega') = |A(\Omega')|^2 = \left| \sum_L \Psi_L Y_{L0}(\Omega') \right|^2, \quad (9)$$

где Ψ_L – нормированная (к единице) волновая функция описывает распределение осколков деления $W(L) = |\Psi(L)|^2$ по их относительным орбитальным моментам L и приводит к амплитуде углового распределения $A(\Omega')$, отличной от нуля в непосредственной близости углов $\theta' = 0^\circ$ и $\theta' = 180^\circ$. В силу квантово-механического принципа неопределенности это возможно в случае, когда амплитуда $A(\Omega')$ строится как когерентная суперпозиция относительных орбитальных моментов

L фрагментов деления, что соответствует большим средним значениям и дисперсии этих орбитальных моментов. Механизм появления волновых функций ψ_L приводит к указанной выше структуре амплитуды $A(\Omega')$, возникающей естественным образом [15, 16] при учете нулевых поперечных wriggling-колебаний ядра в точке его разрыва [11], поскольку только такие колебания, а не поперечные bending-колебания влияют на относительные орбитальные моменты фрагментов деления и приводят к требуемому выше виду волновой функции ψ_L .

Для ПДС (J_{MK}) делящегося ядра, нормированного к единице, угловое распределение фрагментов спонтанного и низкоэнергетического индуцированного деления ядер в лабораторной системе координат (л. с. к.) $P'_{MK}(\Omega)$, где Ω – телесный угол, определяющий направление вылета указанных фрагментов в л. с. к. С помощью формализма, развитого в [17], в терминах вышеизложенного [см. уравнение. (9)], угловое распределение осколков деления, $P(\Omega')$ в в. с. к. делящегося ядра определяется как

$$P'_{MK}(\Omega) = \frac{2J+1}{16\pi^2} \times \int d\omega \left[|D'_{MK}(\omega)|^2 + |D'_{M-K}(\omega)|^2 \right] P(\Omega'). \quad (10)$$

В выражении (10) $D'_{MK}(\omega)$ – обобщенная сферическая функция, зависящая от углов Эйлера $\omega = \alpha, \beta, \gamma$, определяющих ориентацию осей в с. к. по отношению к осям л. с. к.

Для теоретического описания углового распределения в (10) необходимо знать угловое распределение осколков деления $P(\Omega')$ в в. с. к. делящегося ядра. С помощью выражения (9) это распределение выражается через амплитуду углового распределения $A(\Omega')$, которая связана с волновой функцией ψ_L , определяющей распределение фрагментов деления по их относительным орбитальным моментам L в окрестности точки разрыва делящегося ядра. Эта функция должна быть связана с wriggling-колебаниями ядра, поэтому орбитальные угловые моменты выше вводятся только для таких колебаний. Чтобы доказать это утверждение, мы преобразовали спиновое распределение осколков деления в (5) к виду:

$$W\left(\bar{L}, J^{\vec{\tau}}\right) \frac{1}{\pi^2 C_w C_b} \exp\left[-\frac{\bar{L}^2}{2C_w} - \frac{J^{\vec{\tau}2}}{2C_b}\right], \quad (11)$$

где введены определения относительного орбитального момента \bar{L} и относительного спина $J^{\vec{\tau}}$

фрагментов деления через спины первого и второго фрагментов деления \vec{J}_1 и \vec{J}_2 :

$$\bar{L} = -(\vec{J}_1 + \vec{J}_2), \quad \vec{J}^{\vec{\tau}} = (\vec{J}_1 - \vec{J}_2)/2; \quad (12)$$

$$\vec{J}_1 = \frac{-\bar{L}}{2} + \vec{J}^{\vec{\tau}}, \quad \vec{J}_2 = -\frac{\bar{L}}{2} - \vec{J}^{\vec{\tau}}. \quad (13)$$

Причем якобиан замены при переходе от элемента фазового объема $d\vec{J}_1 d\vec{J}_2$ к элементу $d\bar{L} dJ^{\vec{\tau}}$ равен 1. Учитывая, что элементы фазового объема $d\bar{L}, dJ^{\vec{\tau}}$ при учете двухмерности векторов $\bar{L}, J^{\vec{\tau}}$ в цилиндрической системе координат представляются как

$$d\bar{L} = L dL d\phi_{\bar{L}}. \quad (14)$$

Проводя интегрирование распределения (11) по $dJ^{\vec{\tau}}, d\phi_{\vec{J}^{\vec{\tau}}}, d\phi_{\bar{L}}$, можно получить нормированное при интегрировании по dL на единицу распределение $W(L)$:

$$W(L) = \frac{L}{C_w} \exp\left[-\frac{L^2}{2C_w}\right]. \quad (15)$$

Как и следовало ожидать, результирующее распределение $W(L)$ определяется константой C_w для wriggling-колебаний.

Учитывая уравнение, связывающее $W(L) = |\psi(L)|^2$ с введенной выше волновой функцией ψ_L , которая описывает распределение относительных орбитальных моментов фрагментов деления в окрестности точки разрыва делящегося ядра, и используя формулу (15), можно получить следующее выражение для функции ψ_L :

$$\psi_L = \sqrt{\frac{L}{C_w}} \exp\left(-\frac{L^2}{4C_w}\right). \quad (16)$$

Среднее значение \bar{L} модуля относительного орбитального момента L фрагментов деления [38], определяется как

$$\begin{aligned} \bar{L} &= \int_0^{\infty} L |\psi(L)|^2 dL = \\ &= \frac{1}{C_w} \int_0^{\infty} L^2 \exp\left(-\frac{L^2}{2C_w}\right) dL = \sqrt{\frac{\pi}{2}} (C_w)^{1/2}. \end{aligned} \quad (17)$$

При использовании найденного выше среднего значения орбитального момента $C_w = 132$ для ядра ^{236}U оказывается равным $\bar{L} \approx 14.4$ и несильно отличается от полученного при одновременном учете wriggling- и bending-колебаний среднего значения $2\vec{J}_1$ удвоенного спина одного фрагмента деления, равного 17.2.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное в данной работе успешное описание угловых распределений фрагментов спонтанного и вынужденного низкоэнергетического деления ядер основано на использовании двух базовых представлений. Первое из этих представлений связано с холодностью делящегося ядра в точке его разрыва. Второе основано на учете поперечных нулевых bending- и wriggling-колебаний этого ядра, приводящих к появлению больших значений спинов и относительных орбитальных моментов фрагментов деления, ориентированных перпендикулярно оси симметрии делящегося ядра в момент его разрыва. При этом были использованы волновые функции нулевых wriggling- и bending-колебаний делящегося ядра, определяемые через коллективные параметры C_w и C_b , рассчитываемые на основе капельной модели ядра [11]. Опровергнут вывод о некоррелированном происхождении спинов, сделанный в работе [9], поскольку фрагменты в ней считались двумя отдельными независимыми квантовыми системами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Rasmussen J.O., Nörenberg W., Mang H.J.* // Nucl. Phys. A. 1969. V. 136. P. 465.
2. *Moretto L.G., Peaslee G.F., Wozniak G.J.* // Nucl. Phys. A. 1989. V. 502. P. 453.
3. *Mișicu S., Săndulescu A., Ter-Akopian M.G.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. Art. No. 034613.
4. *Shneidman T.M., Adamian G.G., Antonenko N.V. et al.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 65. Art. No. 064302.
5. *Gönnenwein F., Tsekhanovich I., Rubchenya V.* // Int. J. Mod. Phys. E. 2007. V. 16. P. 410.
6. *Bonneau L., Quentin P., Mikhailov A.N.* // Phys. Rev. C. 2007. V. 75. Art. No. 064313.
7. *Mikhailov I.N., Quentin P.* // Phys. Lett. B. 1999. V. 462. P. 7.
8. *Bertsch G.F., Kawano T., Robledo L.M.* // Phys. Rev. C. 2019. V. 99. Art. No. 034603.
9. *Wilson J.N., Thisse D., Lebois M. et al.* // Nature. 2021. V. 590. P. 566.
10. *Talou P., Kawano T., Stetcu I. et al.* // Phys. Rev. C. 2016. V. 94. Art. No. 064613.
11. *Nix J.R., Swiatecki W.J.* // Nucl. Phys. A. 1965. V. 71. P. 1.
12. *Hoffman M.M.* // Phys. Rev. B. 1964. V. 133. P. 714.
13. *Mikhailov I.N., Quentin P.* // Phys. Lett. B. 1999. V. 462. P. 7.
14. *Bertsch G.F., Kawano T., Robledo L.M.* // Phys. Rev. C. 2019. V. 99. Art. No. 034603.
15. *Кадменский С.Г., Любашевский Д.Е., Тутова Л.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 7. С. 975; *Kadmensky S.G., Lyubashevsky D.E., Titova L.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. No. 7. P. 879.
16. *Бунаков В.Е., Кадменский С.Г., Любашевский Д.Е.* // ЯФ. 2016. Т. 79. С. 198; *Bunakov V.E., Kadmensky S.G., Lyubashevsky D.E.* // Phys. Atom. Nucl. 2016. V. 79. P. 304.
17. *Bohr A., Mottelson B.* Nuclear structure. N.Y.: Benjamin, 1969.
18. *Brack M., Damgaard J., Jensen A.S. et al.* // Rev. Mod. Phys. 1972. V. 44. P. 320.
19. *Кадменский С.Г.* // ЯФ. 2003. Т. 66. С. 1739; *Kadmensky S.G.* // Phys. Atom. Nucl. 2003. V. 66. P. 1691.
20. *Кадменский С.Г.* // ЯФ. 2004. Т. 67. С. 258; *Kadmensky S.G.* // Phys. Atom. Nucl. 2004. V. 67. С. 241.
21. *Кадменский С.Г.* // ЯФ. 2005. Т. 68. С. 2030; *Kadmensky S.G.* // Phys. Atom. Nucl. 2005. V. 68. P. 1968.
22. *Tanimura O., Fließbach T.* // Z. Phys. A. 1987. V. 328. P. 475.
23. *Fong P.* // Phys. Rev. C. 1971. V. 3. P. 2025.
24. *Tsang C.F.* // Phys. Scr. Suppl. A. 1974. V. 10. P. 90.
25. *Кадменский С.Г., Маркушев В.П., Фурман В.И.* // ЯФ. 1980. Т. 31. С. 1175; *Kadmensky S.G., Markusev V.P., Furman V.I.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1980. V. 31. P. 607.
26. *Кадменский С.Г., Маркушев В.П., Фурман В.И.* // ЯФ. 1982. Т. 35. С. 300; *Kadmensky S.G., Markusev V.P., Furman V.I.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1982. V. 35. P. 166.
27. *Кадменский С.Г.* // ЯФ. 2002. Т. 65. С. 1424; *Kadmensky S.G.* // Phys. Atom. Nucl. 2002. V. 65. P. 1390.
28. *Кадменский С.Г.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2004. Т. 68. С. 1084; *Kadmensky S.G.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2004. V. 68. P. 1072.
29. *Кадменский С.Г., Родионова Л.В.* // ЯФ. 2003. Т. 66. С. 1259; *Kadmensky S.G., Rodionova L.V.* // Phys. Atom. Nucl. 2003. V. 66. P. 1219.
30. *Кадменский С.Г., Родионова Л.В.* // ЯФ. 2005. Т. 68. С. 1479; *Kadmensky S.G., Rodionova L.V.* // Phys. Atom. Nucl. 2005. V. 68. P. 1421.
31. *Bethe H.A.* // Phys. Rev. 1936. V. 50. P. 332.
32. *Brosa U., Grossmann S., Müller A.* // Phys. Rep. 1990. V. 197. P. 167.
33. *Franke-Arnold S., Barnett S.M., Leach J. et al.* // New J. Phys. 2004. V. 6. P. 103.
34. *Terrell J.* // Phys. Rev. 1962. V. 128. P. 2925.
35. *Göök A., Hamsch F., Vidali M.* // Phys. Rev. C. 2014. V. 90. Art. No. 064611.
36. *Gavron A.* // Phys. Rev. C. 1976. V. 13. P. 2562.
37. *Бунаков В.Е. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2006. Т. 70. С. 1618; *Bunakov V.E.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2006. V. 70. P. 1853.
38. *Кадменский С.Г., Бунаков В.Е., Любашевский Д.Е.* // ЯФ. 2017. Т. 80. С. 447; *Kadmensky S.G., Bunakov V.E., Lyubashevsky D.E.* // Phys. Atom. Nucl. 2017. V. 80. P. 850.

Non-statistical nature of fragments' spin distributions in binary nuclear fission**S. G. Kadmsky^{a, *}, D. E. Lyubashevsky^a**^a *Voronezh State University, Voronezh, 394030 Russia***e-mail: kadmsky@phys.vsu.ru*

It is shown that the nonequilibrium distributions of spins and relative orbital moments of fission fragments formed near the scission point of the nucleus under study, arising as a result of spontaneous and induced low-energy fission of nuclei, are successfully described by simultaneously taking into account the zero transverse wriggling and bending vibrations of the compound of the fissile nucleus near its scission point. The conclusion about the uncorrelated origin of the fragments spins was disproved.

УДК 539.141:539.142:539.143

РАСЧЕТЫ ОКТУПОЛЬНОЙ ДЕФОРМАЦИИ ИЗОТОПОВ РАДИЯ И ТОРИЯ В ПРИБЛИЖЕНИИ ХАРТРИ–ФОКА–БОГОЛЮБОВА С СИЛАМИ СКИРМА

© 2022 г. В. Н. Тарасов¹, *, В. И. Куприков¹, Д. В. Тарасов¹¹Национальный научный центр “Харьковский физико-технический институт”, Харьков, Украина

*E-mail: vtarasov@kipt.kharkov.ua

Поступила в редакцию 14.03.2022 г.

После доработки 08.04.2022 г.

Принята к публикации 22.04.2022 г.

В приближении Хартри–Фока–Боголюбова с силами Скирма проведены расчеты свойств изотопов Ra и Th с $A = 218–230$ и $A = 280–290$. Исследовано влияние сил спаривания на значения параметров квадрупольной и октупольной деформаций ядер. Спаривание нуклонов в ядрах описывается силами спаривания нулевого радиуса действия. Показана сильная зависимость октупольной деформации ядер от выбора параметров силы спаривания нуклонов.

DOI: 10.31857/S0367676522080221

ВВЕДЕНИЕ

Форма атомных ядер одна из важнейших характеристик ядер. Деформацию формы атомных ядер характеризуют моментами распределения плотности нуклонов в ядрах или параметрами деформации ядер. Экспериментальные данные указывают на наличие квадрупольных моментов у значительной части известных атомных ядер [1, 2]. Теоретические и экспериментальные исследования проявлений существования октупольных деформаций (грушевидных форм) атомных ядер рассмотрены в работах [3–5]. В этих работах, в частности, показано, что ядра с октупольной деформацией формы по сравнению с ядрами, обладающими квадрупольной деформацией представлены небольшими областями Z и A .

Микроскопические согласованные подходы к изучению свойств ядер, основанные на методе Хартри–Фока–Боголюбова (ХФБ) или методе Хартри–Фока (ХФ) [6, 7] с эффективными силами, либо на релятивистской теории Хартри–Боголюбова (РХБ) [8–10] широко применяются для описания свойств больших совокупностей ядер. Эти же подходы применяются для расчетов свойств ядер с учетом возможной октупольной деформации в работах [11–15]. Последние достижения в изучении возможности существования ядер с октупольной деформацией представлены в работах [14, 15], в которых на основе ХФБ и РХБ подходов проведено исследование грушевидных форм четно-четных ядер с различными наборами

взаимодействий не только для ранее известных областей ядер по Z и A , но предсказано существование новых областей ядер, обладающих грушевидной формой.

Приведенные в работах [14, 15] расчеты показывают, что несмотря на большой массив исследований проявлений октупольной деформации ядер в ХФБ и РХБ подходах недостаточно исследовано влияние выбора параметров сил спаривания, как на вычисляемые величины параметра октупольной деформации, так и на величину области существования ядер, обладающих октупольной деформацией.

Целью настоящей работы является исследование влияния выбора параметров силы спаривания на величину октупольной деформации. Для этого нами рассматривались изотопы радия и тория в приближении ХФБ с взаимодействием Скирма в диапазоне массовых чисел $A = 218–230$, а также в окрестности границы нейтронной стабильности с $A = 280–290$.

МЕТОДОЛОГИЯ

Для изучения свойств основного состояния четно-четных изотопов радия и тория на основе метода ХФБ с зависящим от плотности нуклонов эффективным взаимодействием Скирма мы применили пакет программ HFVTHO v2.00d [16]. Это позволило нам решать систему стационарных уравнений ХФБ в предположении аксиальной симметрии формы ядра с сохранением или нару-

Таблица 1. Наборы параметров сил спаривания

Взаимодействие	α	V_n , МэВ фм ³	V_p , МэВ фм ³
V1	0.5	-233.22	-233.22
V2	0.5	-265.25	-340.0625
V3	0.5	-271.88	-348.56
V4	0.5	-278.51	-357.06
V5	0.5	-291.775	-374.0687
V ₃₀	0	-176.3	-219.2
V ₃₁	1	-473.5	-673.8

шением отражательной симметрии в ядре. В пакете программ HFVТНО v2.00d используется разложение однонуклонных волновых функций по базису волновых функций аксиально деформированного гармонического осциллятора. В разложении однонуклонных волновых функций нами учитывались все базисные волновые функции гармонического осциллятора, для которых главное осцилляторное квантовое число не превышает $N_0 = 18$. Сравнение с расчетами $N_0 = 20$ показывают, что размерность базиса $N_0 = 18$ для рассматриваемой области массовых чисел ядер является достаточной. Это минимизирует влияние выбора осцилляторных параметров базиса на результаты расчетов. Для вычисления матричных элементов нами использовались квадратурные формулы Гаусса–Лягерра и Гаусса–Эрмита. При нарушении отражательной симметрии в ядре используется удвоенное количество узлов квадратурных формул Гаусса–Эрмита.

Данный пакет программ позволяет решать систему уравнений ХФБ с наложенными условиями на мультипольные моменты ядер, а также допускает решение уравнений без наложенных условий на моменты деформации. В наших расчетах мы использовали наложенные условия на дипольную, квадрупольную и октупольную деформации ядер. Во всех наших расчетах наложенные условия на массовый дипольный момент ядра: $Q_{10} = 0$. Параметры квадрупольной и октупольной деформаций плотности распределения нуклонов определены аналогично работе [14]:

$$\begin{aligned} \beta_2 &= Q_{20} / \left(\sqrt{\frac{16\pi}{5}} \frac{3}{4\pi} AR_0^2 \right), \\ \beta_3 &= Q_{30} / \left(\sqrt{\frac{16\pi}{7}} \frac{3}{4\pi} AR_0^3 \right), \end{aligned} \quad (1)$$

где Q_{20} и Q_{30} массовые квадрупольный и октупольный моменты ядер как в [14], A – число нуклонов в ядре и $R_0 = 1.2A^{1/3}$ фм.

В наших расчетах мы использовали наборы параметров сил Скирма SkM* [17] и SLy4 [18]. Спаривание нуклонов описывается зависящими от плотности нуклонов силами спаривания нулевого радиуса действия. Мы использовали следующую форму для сил спаривания [16, 19]:

$$v(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = V_\tau \left\{ 1 - \alpha \left[\frac{\rho(\vec{R})}{\rho_0} \right] \right\} \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2), \quad (2)$$

где V_τ – параметр сил спаривания (МэВ фм³) для нейтронов ($\tau = n$) и протонов ($\tau = p$), α – параметр, определяющий тип спаривания ($\alpha = 0, 0.5, 1$ – объемный, смешанный и поверхностный типы спаривания соответственно), $\rho_0 = 0.16$ фм⁻³, $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$, $\vec{R} = (\vec{r}_1 + \vec{r}_2)/2$ – относительный радиус-вектор и радиус-вектор центра масс взаимодействующих нуклонов. Наборы параметров сил спаривания, которые мы использовали в наших расчетах, приведены в табл. 1. Для описания парных корреляций обычно используют спаривательную энергетическую щель Δ_τ для нейтронов и протонов. Для энергетической щели мы использовали следующее выражение [10, 20]:

$$\Delta_\tau = \frac{\sum_k u_{k,\tau} v_{k,\tau} \Delta_{k,\tau}}{\sum_k u_{k,\tau} v_{k,\tau}}, \quad (3)$$

где $\Delta_{k,\tau}$ диагональные матричные элементы парного поля в каноническом базисе, а $u_{k,\tau}^2$ и $v_{k,\tau}^2$ числа заполнения уровней энергий в каноническом базисе для протонов и нейтронов. Это же выражение для Δ_τ используется в программном коде HFVТНО v2.00d.

Для поиска ХФБ решения с силами Скирма SkM*, соответствующего наиболее связанному состоянию ядра, нами выполнены расчеты поверхностей полных энергий ядер E с наложенными условиями на массовые параметры квадрупольной β_2 и октупольной β_3 деформаций. В дальнейшем под энергией связи ядра B мы будем понимать $B = -E$. Расчеты поверхностей полных энергий ядер проводились в диапазоне значений параметров квадрупольной деформации $-0.4 \leq \beta_2 \leq 1.0$ и октупольной деформации $0 \leq \beta_3 \leq 0.3$. Было показано, что в изотопах радия и тория с различными наборами сил спаривания параметр квадрупольной деформации β_2 в минимумах поверхностей полных энергий ядер $E(\beta_2, \beta_3)$ слабо отличается по величине от вычисленной β_2' без учета октупольной деформации (такой же результат был получен и в работе [22]).

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В качестве примера расчетов с наложенными условиями на рис. 1 приведены кривые зависимости изменения полной энергии изотопов радия $^{222, 224}\text{Ra}$ $\Delta E = E(\beta_2, \beta_3) - E(\beta'_2, \beta'_3 = 0)$, вычисленные с взаимодействием Скирма SkM*, от параметра деформации β_3 для различных наборов сил спаривания. При этом начальные значения β_2 задавались вблизи минимумов полных энергий, полученных из расчетов с наложенными условиями на β_2 и β_3 , и варьировались в процессе расчета, обеспечивая минимум полной энергии ядра при данном значении параметра деформации β_3 . Параметры сил спаривания I1–I5, I_{30} , I_{31} , которые мы использовали при расчетах с взаимодействием Скирма SkM*, приведены в табл. 1. Параметры типа I1–I5 в литературе называются силами спаривания смешанного типа, для которых $\alpha = 0.5$. Параметры типа I_{30} имеют значение $\alpha = 0$ и называются параметрами спаривания объемного типа, а параметры типа I_{31} имеют значение $\alpha = 1$ и называются параметрами спаривания поверхностного типа. Параметры I1 предложены в работе [23]. Параметры I2 используется в оригинальном коде HFBTHO v2.00d [16] с взаимодействием Скирма SkM*. Наборы параметров I3, I4 и I5 получены нами умножением параметров I2 соответственно на 1.025, 1.05 и 1.1. Из рис. 1 видно, что для $^{222, 224}\text{Ra}$ самые слабые силы спаривания I1, из рассмотренных нами сил, обеспечивают наиболее глубокий минимум ΔE . Наши расчеты показали, что этот результат имеет место и для всех рассмотренных нами изотопов радия и тория. Увеличение силы спаривания в изотопах радия и тория приводит к уменьшению глубины минимума зависимости ΔE от β_3 , либо к его полному исчезновению.

После расчетов с наложенными условиями для всех рассматриваемых в работе изотопов радия и тория со всеми вариантами сил спаривания из табл. 1 нами проводились расчеты без наложенных условий на β_2 и β_3 в окрестности минимума зависимости $E(\beta_2, \beta_3)$. Это позволяет более точно определить минимальные значений полных энергий ядер. Результаты таких уточненных расчетов без наложенных условий на β_2 и β_3 приведены ниже на рис. 2–4.

Средние значения энергетических щелей ядер (3) для нейтронов Δ_n и протонов Δ_p можно использовать для оценки влияния сил спаривания на рассчитываемые свойства изотопов радия и тория если сравнить их с энергетическими щелями, вычисленными из четно-нечетных разностей масс

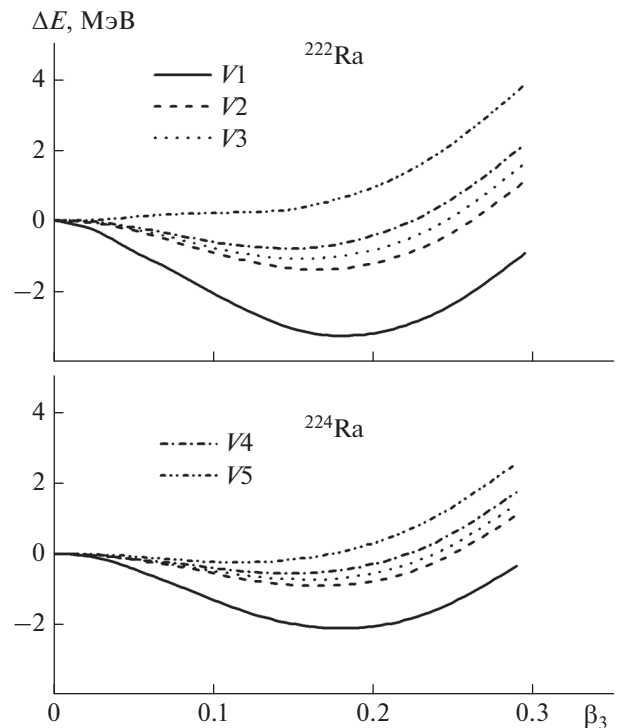


Рис. 1. Разности энергий $\Delta E = E(\beta_2, \beta_3) - E(\beta'_2, \beta'_3 = 0)$ изотопов $^{222, 224}\text{Ra}$ как функции параметра октупольной деформации β_3 , полученные в ХФБ расчетах с силами Скирма SkM* с различными наборами параметров сил спаривания.

соседних ядер. Для расчета значений $\Delta_n^{(4)}$ и $\Delta_p^{(4)}$ энергетических щелей четно-четных ядер из четно-нечетных разностей масс ядер мы использовали различия четырех энергий связи соседних ядер, выраженные через одночастичные энергии отделения нейтрона S_n или протона S_p в соседних ядрах [20, 25]:

$$\Delta_n^{(4)}(N, Z) = -\frac{1}{4}[S_n(N+1, Z) + S_n(N-1, Z) - 2S_n(N, Z)], \quad (4)$$

$$\Delta_p^{(4)}(N, Z) = -\frac{1}{4}[S_p(N, Z+1) + S_p(N, Z-1) - 2S_p(N, Z)]. \quad (5)$$

Одночастичные энергии отделения нейтрона S_n или протона S_p в ядрах взяты из работы [25].

На рис. 2 приведено сравнение энергетических щелей Δ_n и Δ_p (3) изотопов радия, вычисленных с наборами параметров сил спаривания I1–I5 и с силами SkM*, со значениями энергетических щелей, вычисленных из четно-нечетных

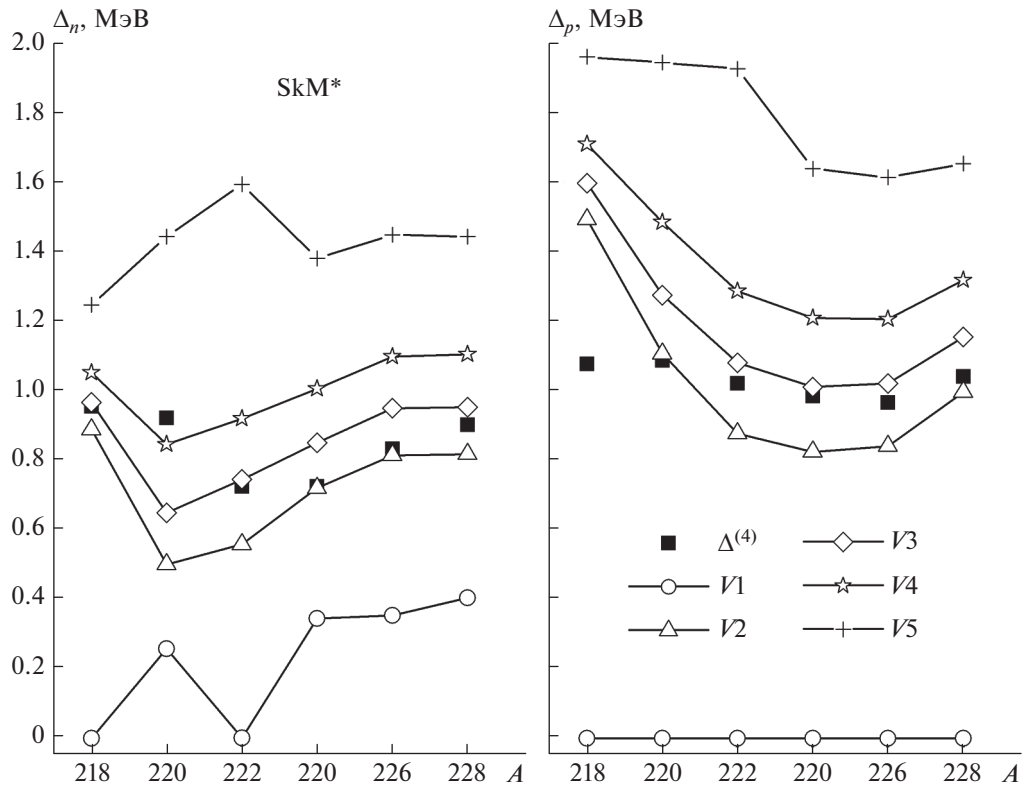


Рис. 2. Сравнение нейтронных и протонных энергетических щелей (3) изотопов радия, вычисленных с взаимодействием Скирма SkM* для различных наборов параметров сил спаривания, со значениями энергетических щелей, вычисленных из четно-нечетных разностей масс соседних ядер.

разностей масс соседних ядер (4), (5). Из рис. 2 видно, что Δ_n , вычисленные с параметрами сил спаривания $V1$ и $V5$, дают соответственно заниженные и завышенные величины по сравнению с $\Delta^{(4)}$. Для Δ_p силы спаривания $V5$ также дают завышенное значение энергетической щели, а расчеты с силами $V1$ показывают отсутствие спаривания протонов в рассматриваемых изотопах радия. Расчеты с силами спаривания $V2$ – $V4$ приблизительно с одинаковым качеством согласуются со значениями $\Delta^{(4)}$. Наилучшее согласие с $\Delta^{(4)}$ дают силы спаривания $V2$, $V3$.

На рис. 3 приведены результаты расчетов с силами Скирма SkM* для изотопов Ra и Th параметров деформации ядер β_2 и β_3 , а также величина $\Delta E_3 = E(\beta_2, \beta_3) - E(\beta_2', \beta_3' = 0)$. Энергию ΔE_3 , которая представляет собой вклад в полную энергию ядра от учета октупольной деформации ядер, будем называть октупольной энергией ядра. Приведенные на рис. 3 расчеты выполнены с различными наборами параметров сил спаривания, которые обсуждались выше. Как видно из рис. 3 вы-

бор величины сил спаривания существенно влияет на значения параметров деформации β_2 и β_3 , а также на величину октупольной энергии ΔE_3 . Силы спаривания $V5$ для SkM* настолько сильны, что это приводит к исчезновению как квадрупольной, так и октупольной деформации некоторых изотопов радия и тория. Результаты приведенные на рис. 3 показывают, что увеличение силы спаривания приводит к уменьшению или полному исчезновению квадрупольной и октупольной деформации ядер, а также соответственно к уменьшению или полному исчезновению октупольной энергии. Поэтому при расчетах необходимо контролировать величину сил спаривания, проводя сравнение вычисленных энергетических щелей с их эмпирическими значениями. В наших расчетах такое сравнение позволяет отдать предпочтение для сил Скирма SkM* силам спаривания $V2$, $V3$.

Как уже отмечалось выше в работах [14, 15] при проведении расчетов свойств больших совокупностей ядер на основе ХФБ и РХБ подходов предсказывается существование новых ранее неизвестных областей ядер обладающих октупольной

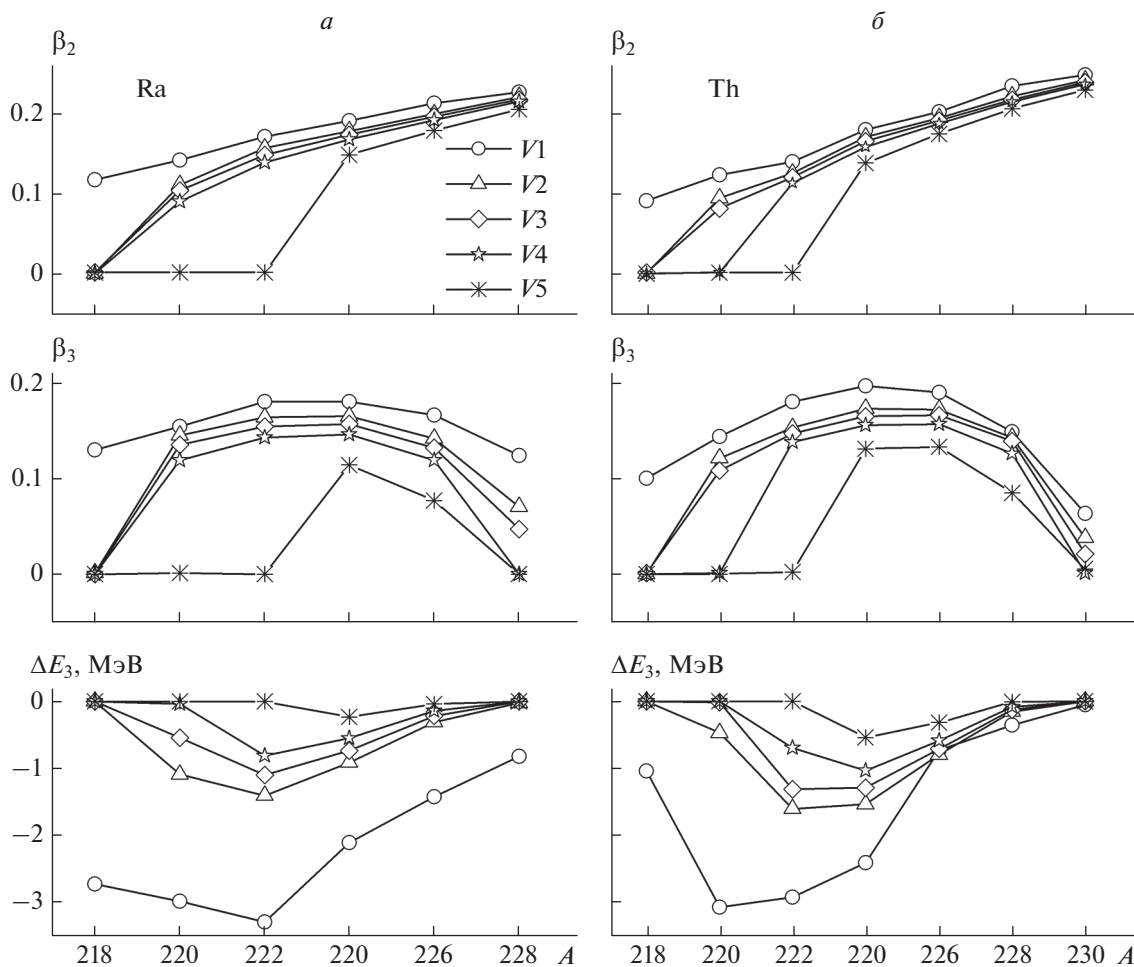


Рис. 3. Параметры деформации изотопов радия β_2 и β_3 , а также их октупольные энергии $\Delta E_3 = E(\beta_2, \beta_3) - E(\beta_2', \beta_3' = 0)$, вычисленные с взаимодействием Скирма SkM* с различными наборами параметров сил спаривания для изотопов Ra (а) и Th (б) с $A = 218-230$.

деформацией и, в частности, в области, примыкающей к границе нейтронной стабильности. В настоящей работе для изотопов радия и тория в области ядер с большим нейтронным избытком в окрестности границы нейтронной стабильности мы исследовали влияние выбора параметров сил спаривания на возможность проявления октупольной деформации. На рис. 4 приведены результаты расчетов β_2 , β_3 и ΔE_3 изотопов Ra и Th для $A = 280-290$. Условия вычислений для этих ядер полностью совпадают с условиями вычислений для ядер представленных на рис. 3. Из рис. 4 видно, что выбор параметров сил спаривания V_1 , V_2 или V_3 существенно влияет как на величины β_2 , β_3 и ΔE_3 , так и на характер их изменения с ростом массового числа A . Для диапазона массовых

чисел $A = 280-290$ не представляется возможным оценить величину $\Delta^{(4)}$ для выбора предпочтительного типа константы спаривания V_i , так как нет экспериментальных данных для ядер с таким большим избытком нейтронов.

В ХФБ расчетах используются различные типы спаривания нулевого радиуса действия [16, 19]. Для сравнения с результатами расчетов со спариванием смешанного типа V_3 ($\alpha = 0.5$) и оценки влияния выбора типа сил спаривания на результаты расчета нами проведены дополнительные расчеты с силами спаривания объемного типа V_3_0 ($\alpha = 0$) и поверхностного типа V_3_1 ($\alpha = 1$) для изотопа ^{224}Ra . Результаты такого сравнения приведены в табл. 2. Параметры сил V_3_0 и V_3_1 подбирались таким образом, чтобы получить в расче-

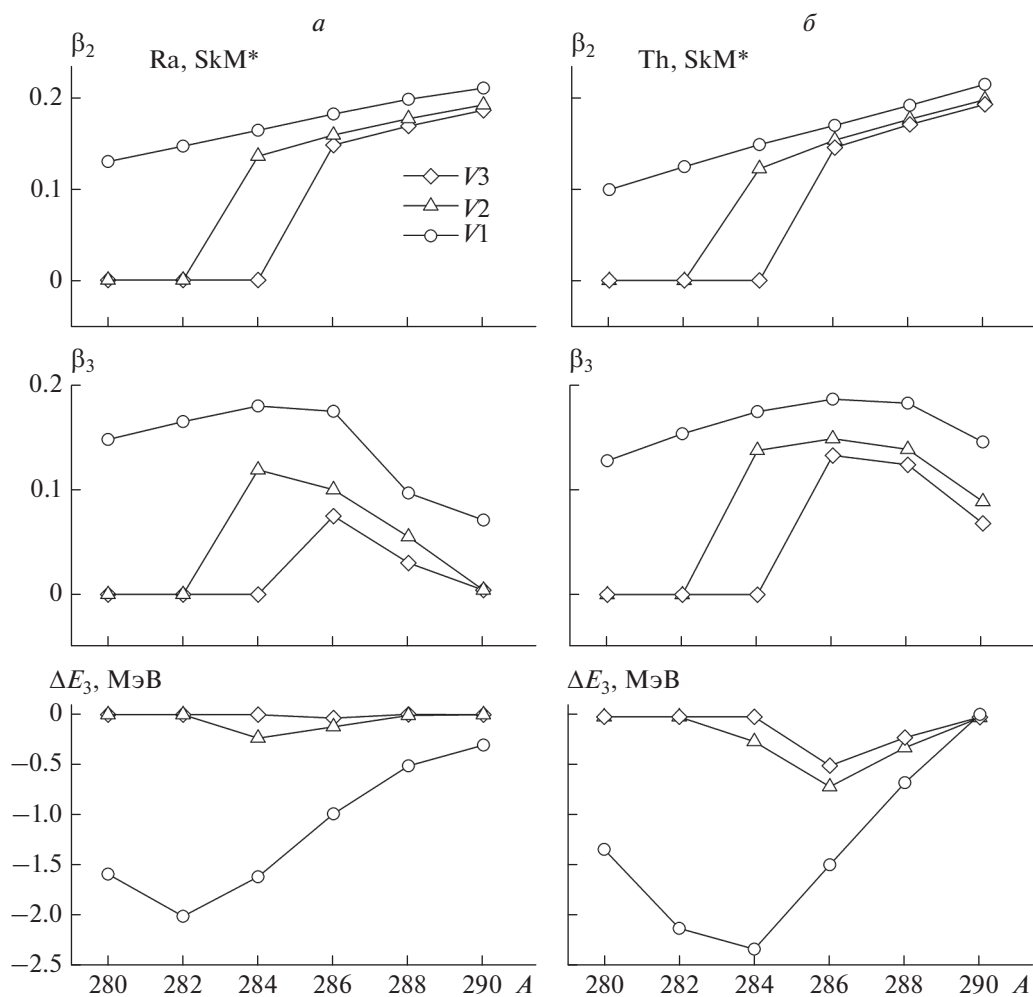


Рис. 4. То же, что на рис. 3, но для $A = 280-290$.

тах для ^{224}Ra такие же значения энергетических щелей Δ_n и Δ_p как и с силами $V3$. Из табл. 2 видно, что выбор типа сил спаривания влияет на величины β_2 , β_3 и ΔE_3 , а наибольшее значение этих величин соответствует объемному типу сил спаривания.

Для изучения зависимости полученных результатов от выбора параметров взаимодействия

Скирма, нами были проведены такие же вычисления для изотопов радия с взаимодействием Скирма SLy4 . Эти расчеты проводились в том же диапазоне массовых чисел, что и в расчетах с силами SkM^* . Расчеты с взаимодействием Скирма SLy4 показали, что увеличение силы спаривания в изотопах радия так же как и в случае взаимодействия SkM^* приводит к уменьшению глубины

Таблица 2. Параметры квадрупольной и октупольной деформации изотопа ^{224}Ra , а также его октупольные энергии, вычисленные с взаимодействием Скирма SkM^* для различных типов сил спаривания

Взаимодей-ствие	β_2	β_3	ΔE_3 , МэВ
$V3_0$	0.176	0.164	-0.865
$V3$	0.173	0.157	-0.734
$V3_1$	0.144	0.123	-0.551

минимума зависимости ΔE от β_3 , либо к его полному исчезновению.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены расчеты в приближении ХФБ в предположении аксиальной симметрии ядер с силами Скимма SkM* и SLy4 для изотопов Ra и Th с $A = 218-230$ и $A = 280-290$. Спаривание нуклонов в ядрах описывается силами спаривания нулевого радиуса действия с различными наборами констант сил спаривания. В расчетах использовались наложенные условия на параметры квадрупольной и октупольной деформаций ядер.

Показано, что для рассмотренных изотопов радия и тория октупольная деформация ядер сильно зависит от выбора параметров силы спаривания нуклонов. Для Ra и Th с $A = 218-230$ выбраны предпочтительные значения констант сил спаривания нейтронов и протонов. Завышенные значения констант сил спаривания приводят к уменьшению или полному исчезновению квадрупольной и октупольной деформации в рассмотренных ядрах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. М.: Наука, 1971.
2. Бор О., Моттelson Б. Структура атомного ядра. Т. 2. М.: Мир, 1977.
3. Butler P.A., Nazarewicz W. // Rev. Mod. Phys. 1996. V. 68. P. 349.
4. Butler P.A. // J. Phys. G. 2016. V. 43. Art. No. 073002.
5. Butler P.A. // Proc. Royal. Soc. A. 2020. V. 476. Art. No. 20200202.
6. Bender M., Heenen P.-H., Reinhard P.-G. // Rev. Mod. Phys. 2003. V. 75. P. 121.
7. Stoitsov M.V., Dobaczewski J., Nazarewicz W. et al. // Phys. Rev. C. 2003. V. 68. Art. No. 054312.
8. Meng J., Toki H., Zhou S.G. et al. // Prog. Part. Nucl. Phys. 2006. V. 57. P. 470.
9. Nikšić T., Vretenar D., Ring P. // Prog. Part. Nucl. Phys. 2011. V. 66. P. 519.
10. Agbemava S.E., Afanasjev A.V., Ray D., Ring P. // Phys. Rev. C. 2014. V. 89. Art. No. 054320.
11. Agbemava S.E., Afanasjev A.V., Ring P. // Phys. Rev. C. 2016. V. 93. Art. No. 044304.
12. Agbemava S.E., Afanasjev A.V. // Phys. Rev. C. 2017. V. 96. Art. No. 024301.
13. Robledo L.M., Rodríguez T.R., Rodríguez-Guzmán R.R. // J. Phys. G. 2019. V. 46. Art. No. 013001.
14. Cao Y., Agbemava S.E., Afanasjev A.V. et al. // Phys. Rev. C. 2020. V. 102. Art. No. 024311.
15. Chen M., Li T., Dobaczewski J., Nazarewicz W. // Phys. Rev. C. 2021. V. 103. Art. No. 034303.
16. Stoitsov M.V., Schunck N., Kortelainen M. et al. // Comput. Phys. Commun. 2013. V. 184. P. 1592.
17. Bartel J., Quentin P., Brack M. et al. // Nucl. Phys. A. 1982. V. 386. P. 79.
18. Chabanat E., Bonche P., Haensel P. et al. // Nucl. Phys. A. 1998. V. 635. P. 231.
19. Dobaczewski J., Nazarewicz W., Stoitsov M.V. // Eur. Phys. J. A. 2002. V. 15. P. 21.
20. Afanasjev A.V., Agbemava S.E., Ray D., Ring P. // Phys. Rev. C. 2015. V. 91. Art. No. 014324.
21. Perez R.N., Schunck N., Lasserri R.-D. et al. // Comput. Phys. Commun. 2017. V. 220. P. 363.
22. Olsen E., Erler J., Nazarewicz W., Stoitsov M. // J. Phys. Conf. Ser. 2012. V. 402. Art. No. 012034.
23. Li Jun, Colò Gianluca, Meng Jie // Phys. Rev. C. 2008. V. 78. Art. No. 064304.
24. Stoitsov M.V., Dobaczewski J., Nazarewicz W., Ring P. // Comput. Phys. Commun. 2005. V. 167. P. 43.
25. Wang Meng, Audi G., Kondev F.G. et al. // Chinese Phys. C. 2017. V. 41. Art. No. 030003.

Calculations of the octupole deformation of radium and thorium isotopes in the Hartree–Fock–Bogolyubov approximation with Skyrme forces

V. N. Tarasov^{a,*}, V. I. Kuprikov^a, D. V. Tarasov^a

^a Ukraine National Science Center “Kharkov Institute of Physics and Technology”, Kharkov, Ukraine

*e-mail: vtarasov@kipt.kharkov.ua

The properties of the isotopes Ra and Th with $A = 218-230$ and $A = 280-290$ were calculated in the Hartree–Fock–Bogolyubov approximation with Skyrme forces. The effect of pairing forces on the values of the parameters of the quadrupole and octupole deformations of nuclei was investigated. Pairing of nucleons in nuclei is described by pairing forces of zero range. A strong dependence of the octupole deformation of nuclei on the choice of the parameters of the nucleon pairing force is shown.

УДК 539.1:539.1.05

ИДЕНТИФИКАЦИОННАЯ СПОСОБНОСТЬ ВНУТРЕННЕЙ ТРЕКОВОЙ СИСТЕМЫ УСТАНОВКИ NICA-MPD ПРИ РЕГИСТРАЦИИ D МЕЗОНОВ

© 2022 г. В. П. Кондратьев^{1, 2, *}, Н. А. Мальцев^{1, 2}, Ю. А. Мурын²

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Санкт-Петербургский государственный университет”, Санкт-Петербург, Россия

²Международная межправительственная научно-исследовательская организация
“Объединенный институт ядерных исследований”, Дубна, Россия

*E-mail: kondrat_vp@mail.ru

Поступила в редакцию 14.03.2022 г.

После доработки 08.04.2022 г.

Принята к публикации 22.04.2022 г.

Выходы очарованных частиц являются важными наблюдаемыми, чувствительными к критическим явлениям в сильно взаимодействующей материи. Идентификационная способность трековой системы MPD, включающей внутренний трекер на базе монолитных активных пиксельных сенсоров, была изучена при восстановлении распадов D^+ , D^0 и D_s^+ , рождающихся в Au + Au столкновениях при энергиях коллайдера NICA.

DOI: 10.31857/S0367676522080117

ВВЕДЕНИЕ

Выходы частиц с тяжелыми ароматами, к числу которых относятся D мезоны, будут зависеть от того, в какой фазе находится возбужденная ядерная среда. Ожидается, что частицы, содержащие очарованные кварки, будут рождаться на самой ранней стадии реакции и, следовательно, дадут возможность исследовать партонные степени свободы. В зависимости от их взаимодействия со средой очарованные кварки адронизируются в D мезоны или чармоний. Поэтому отношение выхода чармония к выходу мезонов с открытым очарованием, измеренное в столкновениях тяжелых ионов при различных энергиях, может дать информацию о степенях свободы в образующемся файерболе. Отношение $R = Y(J/\Psi)/Y(D + \bar{D})$ выхода J/Ψ мезонов к выходу $D + \bar{D}$ мезонов в Au + Au столкновениях в диапазоне энергий коллайдера NICA было рассчитано с использованием двух различных моделей: динамической модели адронных струн (HSD) [1], которая описывает образование очарованных частиц в адронной среде, и модели статистической адронизации (SHM) [2], в которой очарованные кварки образуются в фазе деконфаймента. HSD предсказывает увеличение R с уменьшением энергии столкновения, что обусловлено различными порогами рождения очарованных частиц в нуклон-нуклонных столкновениях. В расчетах по SHM предполагается,

что c -кварки рождаются в фазе деконфаймента, а адроны образуются на стадии вымораживания. Следовательно, в этом случае нет индивидуальных порогов рождения адронов, и модель SHM предсказывает более или менее энергонезависимое отношение R . Измерение выходов J/Ψ мезонов и D мезонов в Au + Au столкновениях на коллайдере NICA, безусловно, поможет ответить на вопрос, в каком состоянии ядерной материи они образуются.

Регистрация на установке MPD короткоживущих D мезонов со средними пробегами в несколько сотен микрометров невозможна без использования детекторов с высоким пространственным разрешением, расположенных как можно ближе к точке образования частиц. В качестве таких детекторов, входящих в состав внутренней трековой системы (ITS) эксперимента MPD, планируется использовать кремниевые пиксельные сенсоры, обладающие наилучшим пространственным разрешением при высокой скорости счета [3]. В этой работе исследована идентификационная способность трековой системы MPD, включающей ITS и время-проекционную камеру (TPC) [4], при реконструкции распадов D^0 , D^+ и D_s^+ , образующихся в центральных Au + Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ.

Таблица 1. Геометрические параметры 5-слойной конструкции внутреннего трекера MPD с ионопроводом $\varnothing 40$ мм

Слой	Средний радиус, мм	Длина, мм	Эффективная толщина (Si), мкм
1	24.5	750	50
2	43.3	750	50
3	62.5	750	50
4	146.2	1526	700
5	196.0	1526	700

Таблица 2. Каналы распада D мезонов, используемые для их реконструкции в трековой системе MPD

Адрон	Масса, МэВ \cdot с ⁻²	Средняя длина пробега (σ), мкм	Канал распада	BR
D^+	1869.62 ± 0.20	312	$\pi^+ + \pi^+ + K^-$	9.13%
D^0	1864.84 ± 0.17	123	$\pi^+ + K^-$	3.89%
D_s^+	1968.47 ± 0.33	150	$\pi^+ + K^+ + K^-$	5.50%

ВНУТРЕННЯЯ ТРЕКОВАЯ СИСТЕМА MPD

Элементарной основой проектного варианта ITS являются монолитные активные пиксельные сенсоры (MAPS), объединенные в линейки и расположенные вдоль поверхности 5 коаксиальных цилиндров вокруг ионопровода. Два внешних слоя ITS (внешний баррель) будут укомплектованы сенсорами с толщиной 50 мкм, тогда как линейки трех внутренних слоев (внутренний баррель) будут содержать изогнутые MAPS нового поколения с большой площадью и уменьшенной толщиной эпитаксиального слоя. Размер пикселей чувствительной матрицы таких сенсоров обеспечивает внутреннее пространственное разрешение на уровне 5 мкм.

Геометрические параметры проектной конфигурации ITS, адаптированной для ионопровода с диаметром 40 мм, приведены в табл. 1. Эффективные толщины пяти слоев ITS в кремниевом эквиваленте рассчитывались с учетом радиационной толщины материалов, из которых будут состоять фермы, удерживающие пиксельные детекторы, система охлаждения, сами детекторы и front-end электроника.

МЕТОДИКА РЕКОНСТРУКЦИИ РАСПАДОВ D МЕЗОНОВ

Оценка идентификационной способности трековой системы MPD при регистрации D мезонов проводилась в программной объектно-ориентированной среде Mpdroot [5]. Чистые сигнальные события, отвечающие выбранным распадам очарованных мезонов (см. табл. 2), разыгрывались в рамках теплового генератора [6], настроенного на энергию коллайдера NICA. Моделирование комбинаторного фона, обусловленного случайными комбинациями треков, не соответствующих продуктам распада D мезонов, про-

водилось с использованием QGSM генератора [7] событий ядро-ядерных столкновений.

Реконструкция треков заряженных частиц осуществлялась двумя методами: методом фильтра Калмана (KF) [8] и методом векторного поиска треков (VF) [9]. В первом случае треки, найденные в TPC по большому числу (порядка 40) кластеров, затем слой за слоем пролонгировались в ITS. Во втором случае треки реконструировались независимо в TPC и ITS, после чего треки, отвечающие одной и той же частице, объединялись в один глобальный трек.

Выделение сигналов D мезонов в спектре по инвариантной массе продуктов их распада также производилось двумя методами: классическим методом топологических катов (TC) и методом многовариантного анализа данных (MVA) [10], предоставляющим алгоритмы классификации для решения задачи отделения сигнала от фона. В качестве параметров отбора сигнальных событий были выбраны следующие переменные, диктуемые топологией распада D мезонов:

- 1) расстояние наибольшего сближения между треками продуктов распада и первичной вершиной взаимодействия сталкивающихся ядер — dca ;
- 2) сумма наименьших расстояний между каждой парой треков дочерних частиц в точке распада D мезона — $distance$;
- 3) длина пробега материнской частицы от точки ее образования до точки распада — $path$;
- 4) угол между вектором, соединяющим первичную и вторичную вершину, и вектором реконструированного импульса материнской частицы — $angle$.

При использовании метода TC выбор значений топологических параметров отбора производился в соответствии с максимумом функции значимости, построенной на основе распределе-

Таблица 3. Параметры выделения D^0 и D^+ сигналов в центральных Au + Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ

Частица	D^0				D^+			
	KF		VF		KF		VF	
Метод выделения D -мезонов	ТС	MVA	ТС	MVA	ТС	MVA	ТС	MVA
Сигнал/фон	0.10	0.11	0.74	0.75	0.12	0.14	0.50	0.80
Значимость	5.3	5.5	16.8	17.0	7.0	10.5	21.2	28.5
Эффективность, %	0.80	0.85	1.67	1.70	0.5	1.0	1.5	2.0

ний этих параметров в сигнальных и фоновых событиях. В случае MVA был выбран BDT классификатор [10], на основе которого указанные топологические переменные отображались в одномерную переменную – отклик классификатора.

РЕКОНСТРУКЦИЯ РАСПАДОВ D^0 И D^+ МЕЗОНОВ

Для выделения сигнала D мезонов на комбинаторном фоне оптимизированные параметры отбора были применены к 10^6 сигнальных и 10^5 фоновых событий. Сигнальный спектр по инвариантной массе, удовлетворяющий выбранному критерию отбора, приводился к статистике 10^8 центральных Au + Au столкновений с учетом множественности D мезонов и вероятности их распада (BR) по выбранному каналу. Множественность D мезонов в центральных Au + Au столкновениях была оценена в рамках динамической модели адронной струны [11] и при энергиях коллайдера NICA составляет 10^{-2} мезон/событие. Остаточный комбинаторный фон после применения критерия отбора к фоновым событиям также приводился к статистике 10^8 событий и складывался с сигнальным спектром. Результаты выделения D^0 и D^+ сигналов в результирующем спектре при такой статистической обеспеченности приведены в табл. 3. Как видно, в случае ре-

конструкции треков методом векторного поиска эффективность выделения D^0 и D^+ сигналов на комбинаторном фоне оказывается в три раза выше по сравнению с методом фильтра Калмана. Кроме того, использование MVA для выделения сигнала дает в случае D^+ мезонов 30% выигрыш в эффективности при более высоком уровне значимости по сравнению с методом ТС.

РЕКОНСТРУКЦИЯ РАСПАДОВ D_s^+ МЕЗОНОВ

Выделение сигналов D_s^+ мезонов является более сложной задачей по сравнению с D^+ по трем причинам. Во-первых, длина их распада в 2 раза короче; во-вторых, вероятность распада в 2 раза меньше; и в-третьих, в канале их распада присутствуют 2 каона, эффективность реконструкции треков которых ниже, чем для пионов. В связи с этим реконструкция распадов D_s^+ в трековой системе MPD была проведена с использованием векторного алгоритма трекинга, преимущество которого было продемонстрировано в предыдущем разделе.

На рис. 1 показаны распределения по топологическим параметрам отбора в сигнальных и фоновых событиях и соответствующие функции

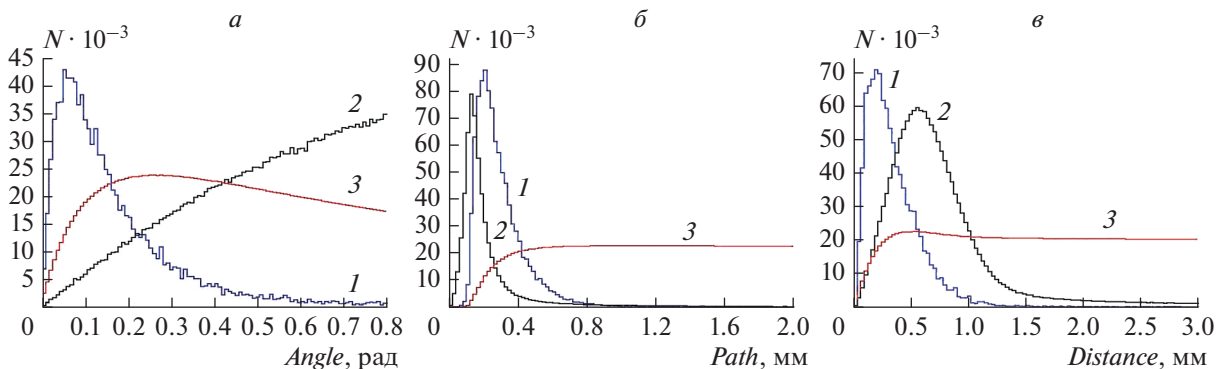
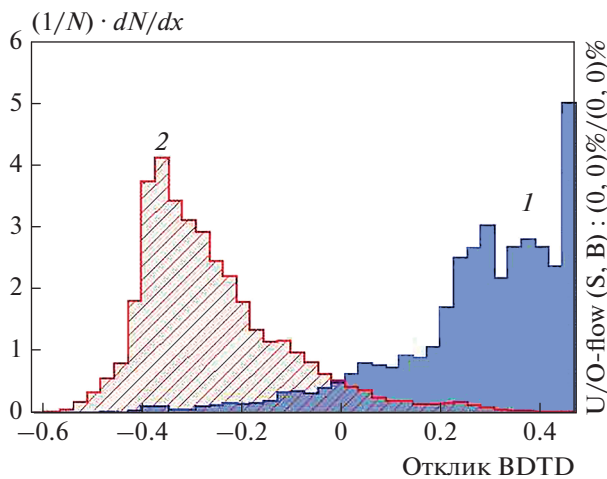


Рис. 1. Распределения по топологическим параметрам (a – angle, b – path, e – distance) в сигнальных $D_s^+ \rightarrow \pi^+ + K^+ + K^-$ и фоновых Au + Au событиях. 1 – сигнал, 2 – фон, 3 – функция значимости.

Таблица 4. Параметры выделения D_s^+ сигналов в центральных Au + Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ

Метод	Сигнал/фон	Значимость	Эффективность, %
ТС	0.03	1.3	0.12
MVA	0.02	1.3	0.13

значимости, а рис.2 демонстрирует распределение откликов классификатора BDT на сигнальные и фоновые события.

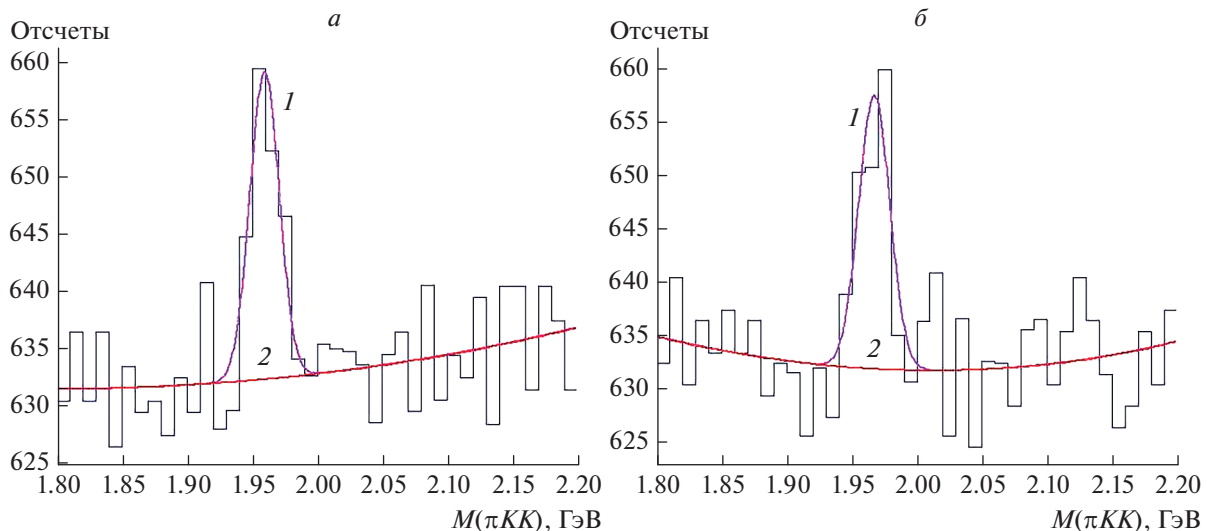
**Рис. 2.** Распределение откликов классификатора BDT на сигнальные $D_s^+ \rightarrow \pi^+ + K^+ + K^-$ и фоновые Au + Au события. 1 – сигнал, 2 – фон.

На рис. 3 представлены спектры по инвариантной массе, полученные после применения критериев отбора, выбранных в соответствии с распределениями на рис. 1 и 2, а в табл. 4 приведены параметры выделения D_s^+ сигнала. Как видно, применение алгоритма векторного поиска треков позволяет выделять сигнал D_s^+ мезонов с эффективностью порядка 0.1% при регистрации их распадов в трековой системе MPD.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе исследована идентификационная способность трековой системы MPD, включающей время-проекционную камеру и внутренний трекер на базе монолитных активных пиксельных сенсоров, при регистрации D мезонов, образующихся в центральных Au + Au столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ. Показано, что применение алгоритма векторного поиска для реконструкции треков заряженных частиц позволяет выделять сигналы D^+ , D^0 и D_s^+ в спектре по инвариантной массе продуктов их распада с эффективностью 2.0, 1.7 и 0.13% соответственно. Полученный результат свидетельствует о возможности изучать выходы очарованных частиц в экспериментах по столкновениям тяжелых ионов на установке NICA-MPD.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 18-02-40119 и № 18-02-40075).

**Рис. 3.** Сигнал D_s^+ в спектре по инвариантной массе, выделенный методом ТС (а) и MVA (б) в 10^8 центральных Au + Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ. 1 – полный спектр, 2 – остаточный комбинаторный фон.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Linnyk O., Bratkovskaya E.L., Cassing W., Stöcker H.* // Nucl. Phys. A. 2007. V. 786. P. 183.
2. *Andronic A., Braun-Munzinger P., Redlich K., Stachel J.* // Phys. Lett. B. 2008. V. 659. P. 149.
3. *Abelev B., Adam J., Adamová D. et al.* // J. Phys. G. 2014. V. 41. Art. No. 087002.
4. *Vereschagin S., Bazhazhin A., Fateev O. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2020. V. 958. Art. No. 162793.
5. <http://git.jinr.ru/nica/mpdroot>.
6. *Tawfik A.N., Abbas E.* // Письма в ЭЧАЯ. 2015. Т. 12. № 4(195). С. 818.
7. *Gudima K.K., Mashnik S.G., Sierk A.J.* User manual for the code LAQGSM. Los Alamos National Laboratory Report. LA-UR-01-6804. Los Alamos, 2001.
8. *Frühwirth R.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 1987. V. 262. P. 444.
9. *Zinchenko D.A., Zinchenko A.I., Nikonov E.G.* // Письма в ЭЧАЯ. 2021. V. 18. No. 1(233). P. 134.
10. *Hoecker A., Speckmayer P., Stelzer J. et al.* // arXiv: physics/0703039v5. 2009.
11. *Cassing W., Bratkovskaya E.L., Sibirtsev A.* // Nucl. Phys. A. 2001. V. 691. P. 753.

The identification capability of the inner tracking system for the detection of D -mesons at the NICA-MPD facility

V. P. Kondratev^{a, b, *}, N. A. Maltsev^{a, b}, Yu. A. Murin^b

^a Saint Petersburg State University, Saint-Petersburg, 199034 Russia

^b Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia

*e-mail: kondrat_vp@mail.ru

The yields of charmed particles are the important observables sensitive to critical phenomena in strongly interacting matter at high baryon density. The identification capability of the MPD tracking system including the Inner tracker based on Monolithic Active Pixel Sensors has been studied during the Monte Carlo simulation, when reconstructing the decays of D^+ , D^0 and D_s^+ , produced in central Au + Au collisions at NICA collider energies.