

СОДЕРЖАНИЕ

Том 85, номер 3, 2022

ЯДРА

Эксперимент

Измерение кумулятивного выхода радионуклида ^{103}Ru при облучении мишени из ThO_2 ядрами ^4He , ^3He , ^1H и ^2H

*А. А. Смирнов, М. Н. Герман, В. А. Загрядский, К. А. Маковеева, Т. Ю. Маламут,
В. И. Новиков, В. Н. Унежев*

172

Теория

Резонансная структура зарядово-обменной силовой функции изотопов молибдена 98 и 100

*Ю. С. Лютостанский, Г. А. Коротеев, А. Ю. Лютостанский, А. П. Осипенко,
В. Н. Тихонов, А. Н. Фазлахметов*

177

О тензорных корреляциях в формировании зарядово-обменных гигантских спин-мультипольных резонансов в среднетяжелых магических материнских ядрах

В. И. Бондаренко, М. Г. Урин

187

О свойствах нечетно-нечетных нуклидов вблизи $Z, N \sim 50$

В. И. Исаков

196

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

Эксперимент

Рождение дейтронов и тритонов с большими поперечными импульсами под углом 40° в pA -взаимодействиях при энергии пучка 50 ГэВ

*Н. Н. Антонов, В. А. Викторов, В. А. Гапиенко, Г. С. Гапиенко, В. Н. Гресь,
А. Ф. Прудкогляд, В. А. Романовский, А. А. Семак, И. П. Солодовников,
В. И. Терехов, М. Н. Уханов, С. С. Шиманский*

209

Данные о нейтрон-нейтронной длине рассеяния, извлеченные из реакции nd -развала при $E_n = 8$ МэВ и $E_n = 11$ МэВ

*Е. С. Конобеевский, А. А. Каспаров, М. В. Мордовской, С. В. Зуев, С. И. Поташев,
А. А. Афонин, В. В. Мицук*

216

Наблюдение “эффекта Мигдала” в ядерной эмульсии при распаде мюонов в мезоатомах

В. А. Дитлов, В. В. Дубинина, Н. П. Егоренкова, Е. А. Пожарова, В. А. Смирнитский

223

ИЗМЕРЕНИЕ КУМУЛЯТИВНОГО ВЫХОДА РАДИОНУКЛИДА ^{103}Ru ПРИ ОБЛУЧЕНИИ МИШЕНИ ИЗ ThO_2 ЯДРАМИ ^4He , ^3He , ^1H И ^2H

© 2022 г. А. А. Смирнов^{1)*}, М. Н. Герман¹⁾, В. А. Загрядский¹⁾,
К. А. Маковеева¹⁾, Т. Ю. Маламут¹⁾, В. И. Новиков¹⁾, В. Н. Унежев¹⁾

Поступила в редакцию 19.12.2021 г.; после доработки 19.12.2021 г.; принята к публикации 13.01.2022 г.

В настоящее время к перспективной технологии в области радионуклидной терапии можно отнести создание на основе полипептидной платформы модульных нанотранспортеров (МНТ). В качестве терапевтического агента “ближнего действия” в тандеме с МНТ можно использовать эмиттеры Оже-электронов, одним из наиболее эффективных радионуклидов для данной цели является ^{103m}Rh ($T_{1/2} = 56.1$ мин) с родительским нуклидом ^{103}Ru ($T_{1/2} = 39.2$ сут). В работе впервые получены экспериментальные значения кумулятивных выходов радионуклида ^{103}Ru при облучении “толстых” мишеней из ThO_2 ядрами ^4He , ^3He , ^1H и ^2H . На основании полученных результатов сделан вывод о том, что наработанная на циклотроне активность ^{103}Ru достаточна для создания $^{103}\text{Ru}/^{103m}\text{Rh}$ изотопного генератора.

DOI: 10.31857/S0044002722030138

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время к перспективной технологии в области радионуклидной терапии можно отнести создание на основе полипептидной платформы модульных нанотранспортеров (МНТ) [1], которые способны не только специфично связываться с характерными рецепторами на поверхности раковой клетки, но, кроме того, наделены механизмом проникновения непосредственно в раковую клетку и наиболее уязвимую ее область — ядро клетки. Нагружая МНТ радионуклидами “ближнего действия”, можно эффективно уничтожать как отдельные раковые клетки, так и микрометастазы, не выявляемые современными диагностическими методами, и при этом практически не оказывать негативного цитотоксического действия на здоровые клетки и ткани. Поскольку наличие отдельных раковых клеток и микрометастазов после хирургического вмешательства или химиотерапии является основной причиной рецидивов рака и основной трудностью в борьбе с ним, перспектива их уничтожения — важнейшая задача терапии.

Указанная технология может применяться как после хирургического вмешательства, так и после химиотерапии в качестве финишной терапевтической процедуры, направленной на исключение рецидива появления рака. Практическое отсутствие цитотоксического действия позволит применять указанную процедуру онкологическим боль-

ным многократно, в том числе в профилактических целях.

В качестве терапевтического агента “ближнего действия” в тандеме с МНТ удобно использовать эмиттеры Оже-электронов [2]. Оже-электроны имеют малый пробег и высокую удельную линейную потерю энергии, они способны повреждать клетки в пределах нескольких десятков нанометров от их местоположения, но не оказывают цитотоксического действия на больших расстояниях.

В работе [3] разработаны критерии, которым должны отвечать эмиттеры Оже-электронов для использования их в качестве терапевтических агентов. Отмечается, что этим критериям удовлетворяют несколько радионуклидов: ^{58m}Co , ^{103m}Rh , ^{119}Sb , ^{161}Ho и ^{189m}Os . Однако приоритет отдается ^{103m}Rh в связи с тем, что он имеет наименьшее отношение числа γ -квантов к электронам и может быть получен генераторным способом.

Предшественником ^{103m}Rh ($T_{1/2} = 56.1$ мин) в генераторе является радионуклид ^{103}Ru ($T_{1/2} = 39.274$ сут). Радионуклид ^{103}Ru может быть получен несколькими способами. В частности, на циклотроне У-150 НИЦ “Курчатовский институт” ^{103}Ru можно наработать облучением тория ядрами ^4He , ^3He , ^1H и ^2H . Причем кумулятивный выход ^{103}Ru определяется собственным выходом осколка ^{103}Ru и дополнительно собирается из распада нескольких осколков, имеющих одинаковые массы и короткие периоды полураспада по цепоч-

¹⁾НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

*E-mail: alexandersmirnov601@gmail.com

ке: ^{103}Nb ($T_{1/2} = 1.5$ с) \rightarrow ^{103}Mo ($T_{1/2} = 60$ с) \rightarrow ^{103}Tc ($T_{1/2} = 50$ с) \rightarrow ^{103}Ru . Для практического применения ^{103}Ru с целью создания $^{103}\text{Ru}/^{103m}\text{Rh}$ изотопного генератора необходимо знание кумулятивного выхода ^{103}Ru в соответствующих реакциях. В литературе данные об экспериментальных выходах ^{103}Ru при облучении тория ядрами ^4He , ^3He , ^1H и ^2H отсутствуют. Учитывая это, а также с целью восполнить указанный пробел в настоящей работе были измерены кумулятивные выходы ^{103}Ru при облучении “толстых” мишеней из ThO_2 ядрами ^4He , ^3He , ^1H и ^2H .

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Выходы радионуклида ^{103}Ru определяли с помощью активационной методики. Мишени в форме дисков диаметром 8, толщиной от 3 до 9 мм из порошка ThO_2 упаковывали в мишенные устройства, имеющие на входе пучка окна из алюминиевой фольги толщиной 40 мкм. Мишенные устройства устанавливали в камеру циклотрона У-150 НИЦ “Курчатовский институт” и облучали ядрами ^3He , ^4He , ^1H и ^2H током ~ 0.15 мкА до достижения суммарного заряда ~ 0.1 мкА ч. Мишени имели насыпную плотность $2.15\text{--}2.6$ г/см³, определяемую взвешиванием. Энергия ядер ^4He , ^3He , ^1H и ^2H на входе в ThO_2 составляла 55, 65, 32 и 28 МэВ соответственно. Пробеги ядер ^4He , ^3He , ^1H и ^2H , рассчитанные по программе SRIM [4], укладывались в толщину мишеней, которая для ядер ^4He , ^3He , ^1H и ^2H равнялась 3.5, 3.1, 9 и 6 мм. Во время облучения с помощью специального интегрирующего прибора регистрировали суммарный заряд ядер, падающих на облучаемые мишени. Энергия ускоренных ядер задавалась параметрами циклотрона.

После облучения и примерно 7 сут выдержки определяли активность радионуклида ^{103}Ru по пику полного поглощения γ -квантов по линии $E_\gamma = 497.085$ кэВ ($K_\gamma = 91\%$) [5]. Измерения проводили с помощью гамма-спектрометра фирмы ORTEC GEM 35P4 (США) с детектором из сверхчистого германия объемом ~ 100 см³. Мишени во время измерений устанавливали в зависимости от загрузки спектрометра на расстоянии 6–42 см от торцевой поверхности детектора. При измерениях активности мертвое время спектрометра не превышало 10%. Энергетическую зависимость эффективности регистрации γ -квантов детектором определяли экспериментально с помощью образцовых спектрометрических гамма-источников из комплекта ОСГИ. Время измерения аппаратурных гамма-спектров составляло 1 ч. Активность

каждой мишени измеряли несколько раз в течение периода полураспада ^{103}Ru . При определении активности ^{103}Ru вводили расчетные поправки на распад радионуклида за время измерения и самопоглощение γ -квантов в мишенях. В качестве поправки на самопоглощение γ -квантов для мишеней толщиной 3.1, 3.5 и 6 мм принимали относительное ослабление узкого пучка γ -квантов с энергией $E_\gamma = 497.085$ кэВ в направлении детектора слоем ThO_2 , равным половине толщины мишени.

В работах [6, 7] приведены кумулятивные сечения образования ^{103}Ru при облучении ториевой мишени протонами. Эти данные позволили сделать уточненную оценку поправки на самопоглощение γ -квантов для мишени толщиной 9 мм. Поправка для мишени толщиной 9 мм рассчитывалась усреднением поправок по слоям мишени с весом наработанных в каждом слое ядер ^{103}Ru . Оценку количества ядер в слоях мишени проводили в 10-групповом (10-слоynom) приближении. При этом энергетическое распределение заряженных частиц по слоям мишени рассчитывали по программе SRIM, а массовые коэффициенты ослабления брали из библиотеки данных [8].

Выход радионуклида ^{103}Ru определяли по формуле

$$V = A \frac{Z_1 (1 - \exp(-\lambda T_1))}{Z_2 (1 - \exp(-\lambda T_2))}. \quad (1)$$

Здесь V — выход радионуклида ^{103}Ru (Бк/(мкА ч)), A — активность радионуклида ^{103}Ru в мишени, приведенная к концу облучения (Бк); Z_1 — показание интегратора тока, соответствующее заряду 1 мкА ч (относительные единицы); λ — постоянная распада ^{103}Ru (с⁻¹), T_1 — время облучения, равное 1 ч (с), Z_2 — показание интегратора тока за время облучения (относительные единицы), T_2 — время облучения мишени (с).

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Экспериментальные значения кумулятивных выходов радионуклида ^{103}Ru при облучении “толстых” мишеней из ThO_2 ядрами ^4He , ^3He , ^1H и ^2H представлены в табл. 1. Погрешности измеренных выходов находятся в интервале 14–17% при доверительной вероятности 68%. Учтенными составляющими погрешностей являлись: погрешность определения эффективности детектора 7%, площадей пиков полного поглощения γ -квантов в аппаратурных спектрах 5–10% и квантового выхода 12%. На рис. 1–4 в качестве иллюстрации представлены аппаратурные гамма-спектры мишеней из ThO_2 , облученных ядрами ^4He , ^3He , ^1H и ^2H .

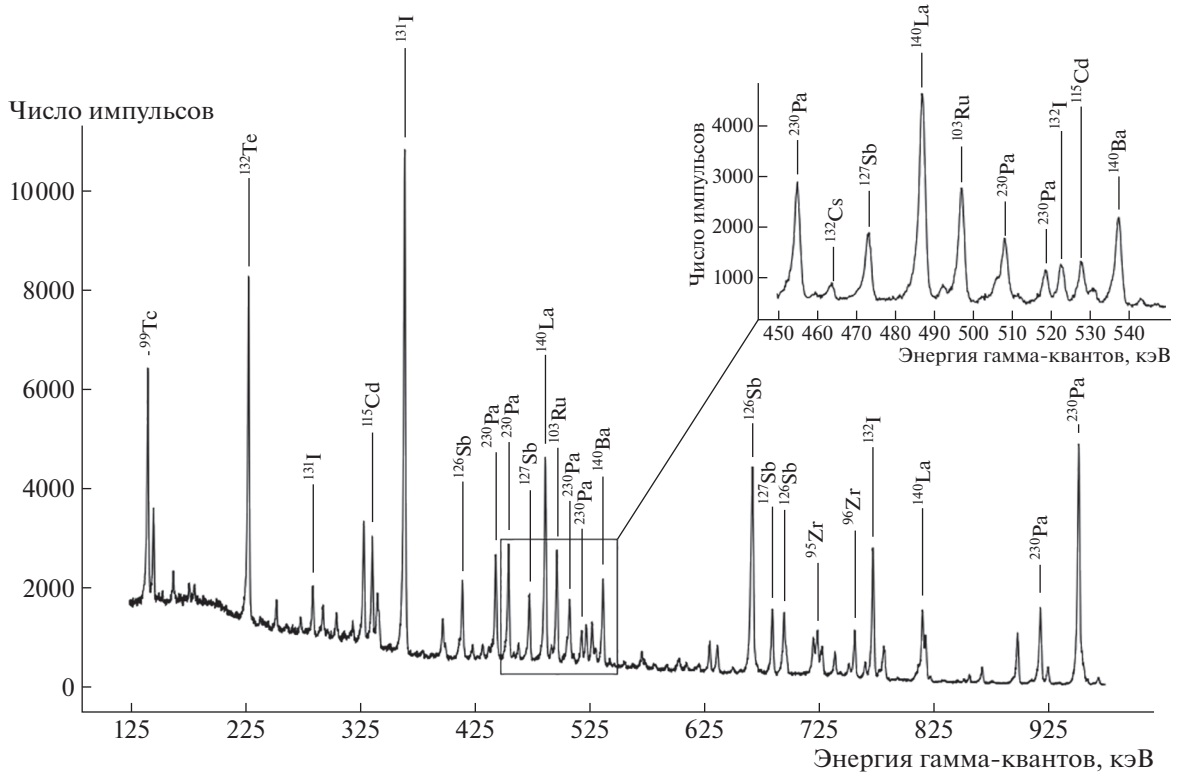


Рис. 1. Аппаратурный спектр γ -квантов мишени из ThO_2 через 8 сут выдержки после облучения ядрами ^1H .

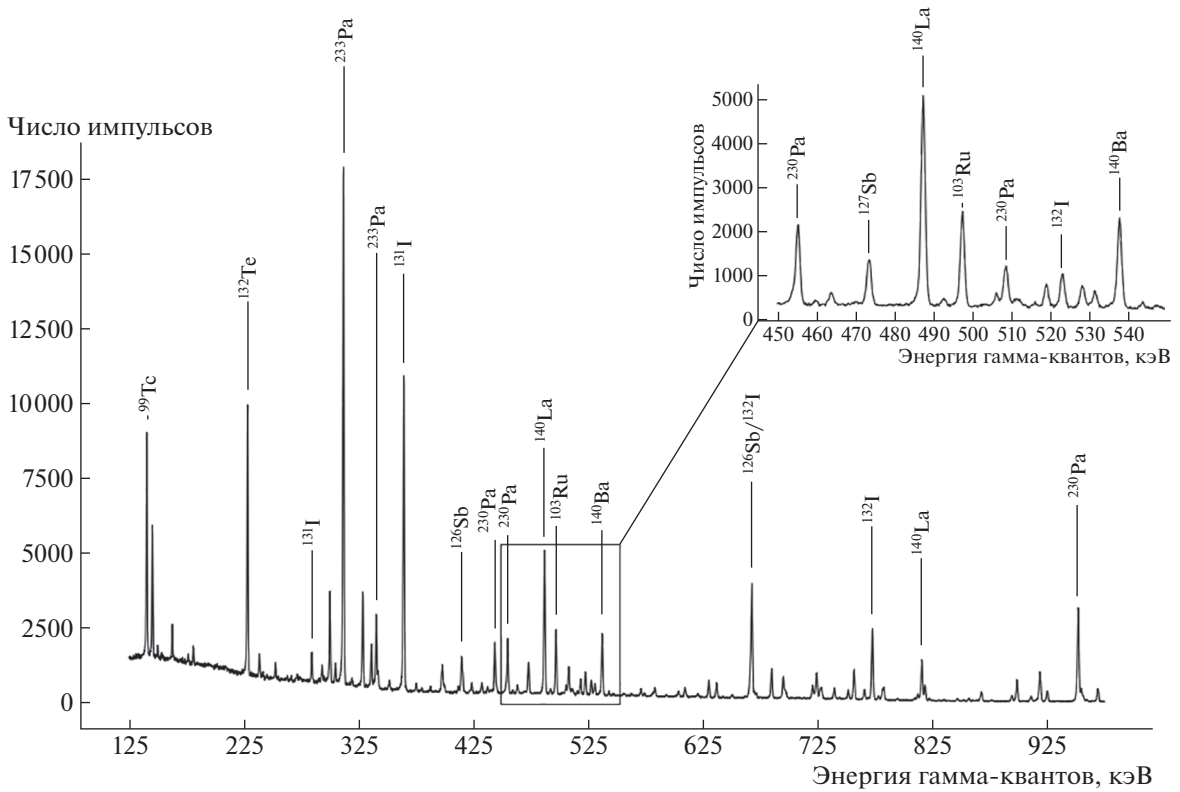


Рис. 2. Аппаратурный спектр γ -квантов мишени из ThO_2 через 10 сут выдержки после облучения ядрами ^2H .

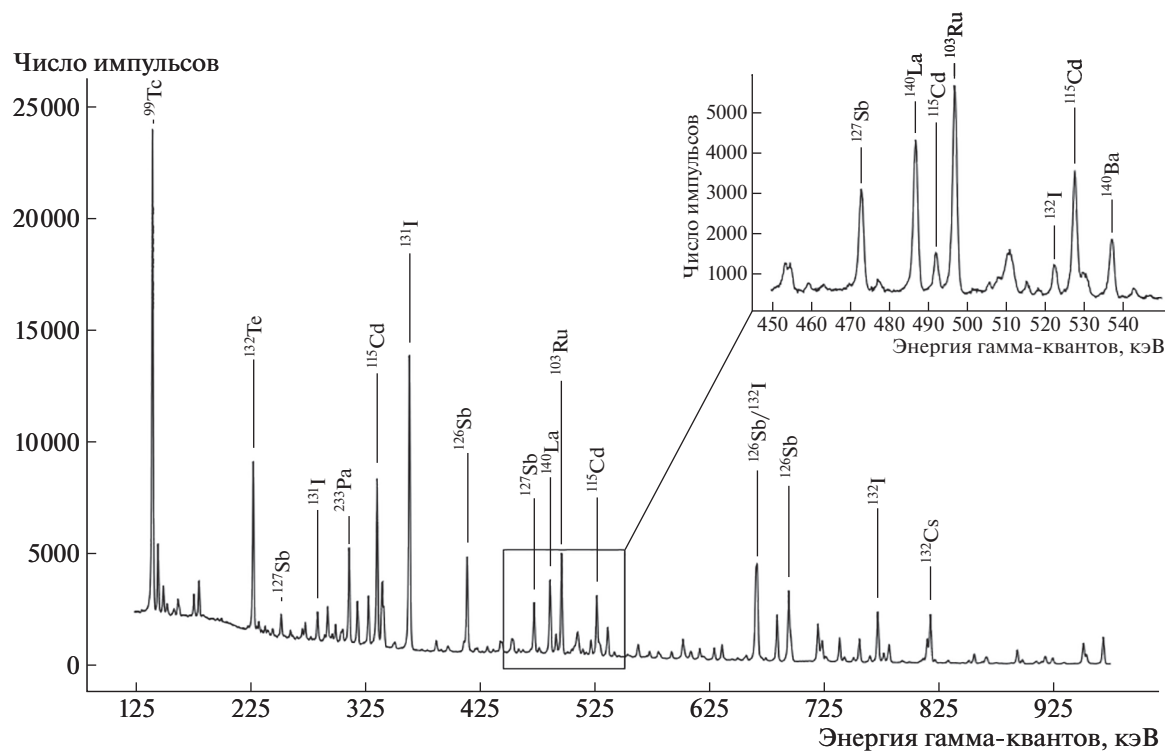


Рис. 3. Аппаратурный спектр γ -квантов мишени из ThO_2 через 7 сут выдержки после облучения ядрами ^3He .

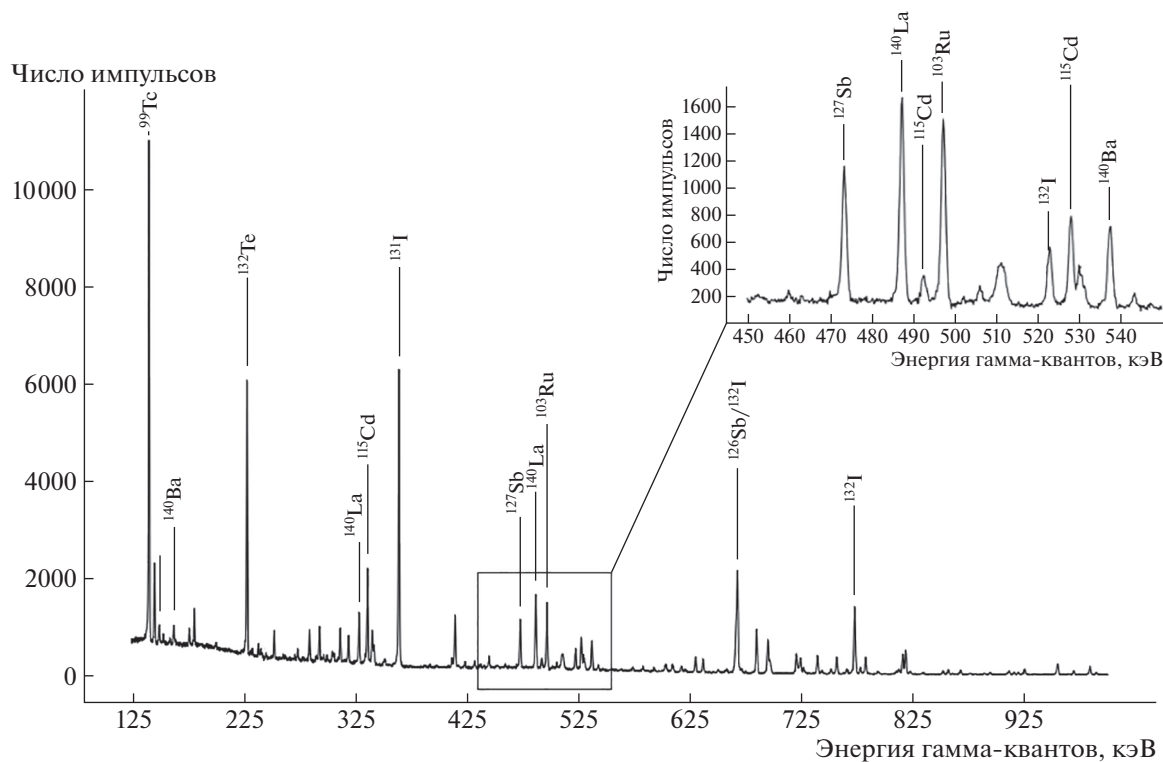


Рис. 4. Аппаратурный спектр γ -квантов мишени из ThO_2 через 7 сут выдержки после облучения ядрами ^4He .

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые получены экспериментальные значения кумулятивных выходов радионуклида ^{103}Ru

при облучении “толстых” мишеней из ThO_2 ядрами ^4He , ^3He , ^1H и ^2H . Из результатов работы следует, что на циклотроне У-150 НИЦ “Курчатовский институт” на мишени из ThO_2 максимальный

Таблица 1. Экспериментальные значения кумулятивных выходов ^{103}Ru при облучении “толстых” мишеней из ThO_2 ядрами ^4He , ^3He , ^1H и ^2H

Тип реакции	Энергия ускоренных ядер, МэВ	Толщина мишени, мм	Кумулятивный выход, 10^4 Бк/(мкА ч)
$^{232}\text{Th}(^1\text{H}, x)^{103}\text{Ru}$	32	9	13.8 ± 2.3
$^{232}\text{Th}(^2\text{H}, x)^{103}\text{Ru}$	28	6	12.5 ± 1.7
$^{232}\text{Th}(^3\text{He}, x)^{103}\text{Ru}$	65	3.1	6.7 ± 1.0
$^{232}\text{Th}(^4\text{He}, x)^{103}\text{Ru}$	55	3.5	3.9 ± 0.6

кумулятивный выход ^{103}Ru может быть получен на пучке протонов. Согласно полученным данным за 10 ч облучения на пучке протонов при токе 20 мкА на циклотроне можно наработать активность $^{103}\text{Ru} \sim 27.5$ МБк. По мнению авторов настоящей статьи, эта активность достаточна для создания $^{103}\text{Ru}/^{103m}\text{Rh}$ изотопного генератора, который может найти практическое применение в тандеме с технологией МНТ.

Работа выполнена при поддержке НИЦ “Курчатовский институт”, приказ № 2751 от 28.10.2021 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. S. Sobolev, *Front. Pharmacol.* **9**, 952 (2018).
2. D. Filosofov, E. Kurakina, and V. Radchenko, *Nucl. Med. Biol.* **94–95**, 1 (2021).
3. P. Bernhardt, E. Forssell-Aronsson, L. Jacobsson, and G. Skarnemark, *Acta Oncologica* **40**, 602 (2001).
4. J. F. Ziegler, M. D. Ziegler, and J. P. Biersack, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B* **268**, 1818 (2010).
5. D. De Frenne, *Nucl. Data Sheets* **110**, 2081 (2009).
6. H. Kudo, H. Muramatsu, H. Nakahara, K. Miyano, and I. Kohno, *Phys. Rev. C* **25**, 3011 (1982).
7. T. Mastren, V. Radchenko, P. D. Hopkins, J. W. Engle, J. W. Weidner, R. Copping, M. Brugh, F. M. Nortier, E. R. Bimbaum, K. D. John, and M. E.-H. Fassbender, *PLoS ONE* **12**, 12 (2017).
8. J. H. Hubbell and S. M. Seltzer, *NIST Standard Reference Database 126* (National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, 1996).

MEASUREMENT OF CUMULATIVE YIELD OF THE ^{103}Ru RADIONUCLIDE FOR ^4He -, ^3He -, PROTON- AND DEUTERON-INDUCED REACTIONS ON ThO_2 TARGETS

A. A. Smirnov¹⁾, M. N. German¹⁾, V. A. Zagryadskiy¹⁾, K. A. Makoveeva¹⁾, T. Y. Malamut¹⁾, V. I. Novikov¹⁾, V. N. Unezhev¹⁾

¹⁾*NRC “Kurchatov Institute”, Moscow, Russia*

Modular nanotransporters (MNTs) are promising technology for nuclear medicine of the present time which is based on an engineered polypeptide platform. Emitters of Auger electrons can be used in pair with MNTs as short-range cytotoxic agents, and among the most effective ones ^{103}Ru with parent nuclide of ^{103}Ru ($T_{1/2} = 56.1$ min and $T_{1/2} = 39.2$ d respectively) is to be noted. This work provides new experimental data of cumulative yield of ^{103}Ru radionuclide for ^4He -, ^3He -, proton- and deuteron-induced reactions on “thick” ThO_2 targets. Data shows that acquired activity of ^{103}Ru is sufficient for creation of $^{103}\text{Ru}/^{103m}\text{Rh}$ generator.

РЕЗОНАНСНАЯ СТРУКТУРА ЗАРЯДОВО-ОБМЕННОЙ СИЛОВОЙ ФУНКЦИИ ИЗОТОПОВ МОЛИБДЕНА 98 И 100

© 2022 г. Ю. С. Лютостанский^{1)*}, Г. А. Коротеев^{1),2),3)}, А. Ю. Лютостанский¹⁾,
А. П. Осипенко¹⁾, В. Н. Тихонов¹⁾, А. Н. Фазлиахметов^{1),2),3)}

Поступила в редакцию 04.10.2021 г.; после доработки 20.12.2021 г.; принята к публикации 21.12.2021 г.

В работе представлены зарядово-обменные силовые функции $S(E)$ изотопов $^{98,100}\text{Mo}$. Проанализированы как экспериментальные данные по силовым функциям $S(E)$, полученные в реакциях (p, n) и $(^3\text{He}, t)$, так и силовые функции $S(E)$, рассчитанные в микроскопической теории конечных ферми-систем. Исследована резонансная структура силовой функции $S(E)$, выделены гамов-теллеровский, аналоговый и пигми-резонансы. Исследуется quenching-эффект, недобор в правиле сумм, изменяющий нормировку силовой функции $S(E)$. Отмечено, что резонансная структура силовой функции $S(E)$ имеет определяющее значение для расчета и анализа процесса захвата нейтрино атомными ядрами.

DOI: 10.31857/S0044002722030126

1. ВВЕДЕНИЕ

В большинстве задач ядерной физики при исследовании процессов перезарядки с конкретными атомными ядрами необходимо рассчитывать структуру зарядово-обменной силовой функции $S(E)$, которая имеет резонансный характер. Резонансная структура наблюдается практически во всех реакциях перезарядки [1–3]. Наиболее интенсивным является гигантский гамов-теллеровский резонанс (GTR), рассчитанный в [4, 5] до его экспериментального исследования [6, 7]. Ниже GTR (см. рис. 1, 2) расположен изобарический аналоговый резонанс (AR), а еще ниже так называемые пигми-резонансы (PR) [8], которые важны в реакциях перезарядки [9, 10] и в процессах, связанных с β -распадом [11]. Соответственно эти зарядово-обменные резонансы проявляются в силовой функции $S(E)$. Учет зарядово-обменных резонансов в силовых функциях [2, 3] может существенно изменить результат вычисления сечения реакции перезарядки, в том числе сечения $\sigma(E_\nu)$ захвата нейтрино атомными ядрами [10, 12].

В настоящей работе проведен анализ экспериментальных данных по силовым функциям $S(E)$ изотопов ^{98}Mo и ^{100}Mo , полученным в

зарядово-обменных реакциях $^{98}\text{Mo}(p, n)^{98}\text{Tc}$ [13] и $^{100}\text{Mo}(^3\text{He}, t)^{100}\text{Tc}$ [14, 15]. Эти изотопы рассматривались ранее как в связи с геохимическими исследованиями ^{98}Mo (см. книгу Дж. Бакала [16]), так и в связи с двойным бета-распадом ^{100}Mo [1, 17], где захват солнечных нейтрино является фоновым процессом при исследовании двойного бета-распада этого ядра.

Отметим, что у изотопов ^{98}Mo и ^{100}Mo энергетические пороги для соседних ядер-изобар ^{98}Tc и ^{100}Tc сильно различаются. Так, энергия Q_β для изотопа ^{98}Tc равна $Q_\beta = 1684 \pm 3$ кэВ, а для ^{100}Tc $Q_{\text{EC}} = 172.1 \pm 1.4$ кэВ [18], и это приводит к тому, что в процессе захвата солнечных нейтрино ядром ^{98}Mo основную роль играют жесткие солнечные нейтрино, а в ядре ^{100}Mo — нейтрино с меньшими энергиями, которых на порядки больше.

2. ЗАРЯДОВО-ОБМЕННЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ИЗОТОПОВ $^{98,100}\text{Mo}$

В зарядово-обменных реакциях, в том числе в реакции нейтринного захвата на изотопах ^{98}Mo и ^{100}Mo , образуются нестабильные ядра-изобары ^{98}Tc и ^{100}Tc в возбужденных состояниях, которые далее могут распадаться по различным каналам.

Возбужденные изобарические состояния изотопа ^{98}Mo , наблюдающиеся в соседнем ядре ^{98}Tc , показаны на рис. 1, где также показаны изотопы, образующиеся в результате зарядово-обменных реакций. Экспериментальные данные были получены в зарядово-обменной реакции $^{98}\text{Mo}(p, n)^{98}\text{Tc}$

¹⁾Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

²⁾Московский физико-технический институт (Национальный исследовательский университет), Москва, Россия.

³⁾Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия.

*E-mail: lutostansky@yandex.ru

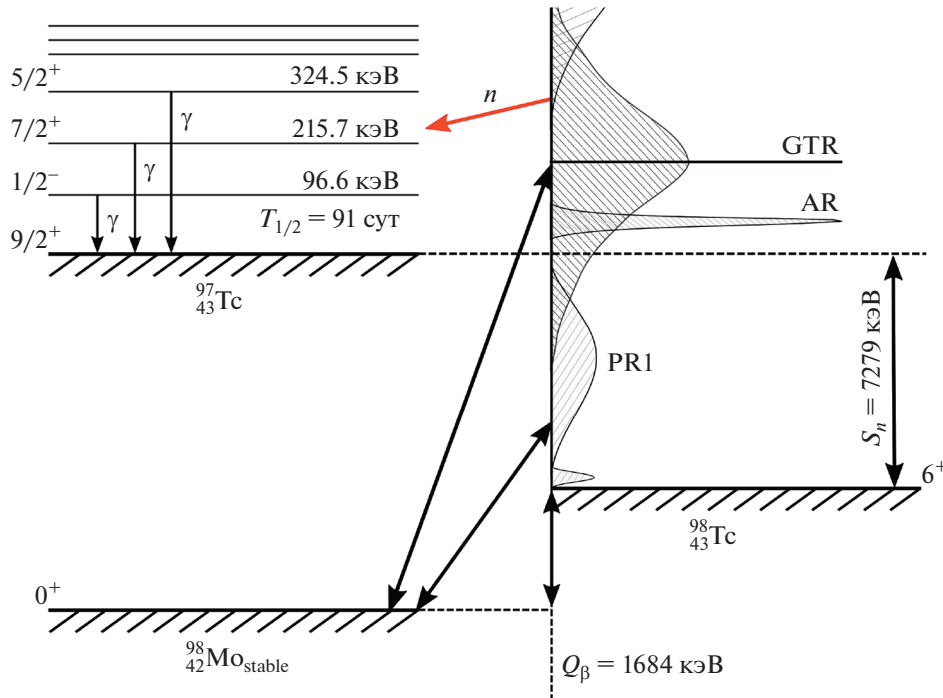


Рис. 1. Схема зарядово-обменных возбуждений ядра ^{98}Mo в реакции $^{98}\text{Mo}(p, n)^{97}\text{Tc}$ с распадом высоколежащих возбуждений в стабильный изотоп ^{97}Tc с эмиссией нейтрона. Обозначены: гигантский гамов-теллеровский (GTR), аналоговый (AR) и расположенный ниже пигми-резонанс (PR1); S_n — энергия отрыва нейтрона в ядре ^{98}Tc .

[13], и была получена зарядово-обменная силовая функция $S(E)$ до энергии возбуждения $E_x = 18$ МэВ. Было получено, что полная сумма квадратов GT-матричных элементов $B(\text{GT})$ до энергии 18 МэВ равна 28 ± 5 [13], что составляет 0.67 ± 0.08 от максимального значения $3(N - Z) = 42$, которое дает правило сумм для GT-возбуждений ядра ^{98}Mo . Т.е. наблюдается недобор в правиле сумм для GT-возбуждений, так называемый quenching-эффект (Q) [19].

Графики зависимости зарядово-обменной силовой функции $S(E)$ от энергии возбуждения E образующегося ядра ^{98}Tc , полученные из обработки экспериментальных данных по рассеянию протонов на ядрах ^{98}Mo в реакции $^{98}\text{Mo}(p, n)^{98}\text{Tc}$ [13], представлены на рис. 3. На этих графиках выделены: гигантский гамов-теллеровский резонанс — GTR и пигми-резонанс — PR, аппроксимированные Гауссом (G) и Брейт-Вигнером (B-W). Также представлены суммарные зависимости $S_{\text{GT}}(E) = S(\text{GTR}) + S(\text{PR1})$ в двух аппроксимациях. Получены энергии $E_{\text{GTR}} = 12.41$ МэВ для (G)- и (B-W)-аппроксимаций и $E_{\text{PR}} = 6.78$ МэВ в (B-W), и $E_{\text{PR}} = 6.71$ МэВ в (G)-аппроксимациях. Данные из [13]: $E_{\text{GTR}} \approx 12.3$ МэВ, $E_{\text{AR}} = 9.7$ МэВ, а данные по энергиям PR не представлены. Отметим низколежащие состояния в ^{98}Tc с энергиями возбуждения $E_x = 0.13$ МэВ (B-W) и $E_x = 0.30$ МэВ

(G), которые в реакции (p, n) наблюдаются как один пигми-резонанс (см. рис. 3).

На рис. 1 и 3 также представлена энергия отрыва нейтрона $S_n = 7279 \pm 5$ кэВ [18] для изотопа ^{98}Tc . Видно, что в область энергий возбуждения $E_x > S_n$ попадают резонансные состояния, входящие в тонкую структуру GTR, и соответственно пик GTR будет распадаться в изотоп ^{97}Tc с эмиссией нейтрона. При этом будет заселяться основное состояние ^{97}Tc ($9/2^+$) со временем жизни 4.21×10^6 лет, а не первое возбужденное состояние с энергией 96.6 кэВ ($1/2^-$) и временем жизни 91.0 сут. Среди последующих гамма-распадов возбужденных состояний изотопа ^{97}Tc (см. рис. 1) будут доминировать переходы с уровней $7/2^+$ и $5/2^+$ в основное $9/2^+$ -состояние ^{97}Tc с энергиями 215.7 и 324.5 кэВ [20] соответственно.

Возбужденные изобарические состояния изотопа ^{100}Mo , наблюдающиеся в соседнем ядре ^{100}Tc , показаны на рис. 2, где также показаны и изотопы, образующиеся в результате зарядово-обменных реакций, в том числе и нейтринных захватов ядром ^{100}Mo , и последующих распадов. Показаны два типа распадов образующегося изотопа ^{100}Tc : 1) распад в ^{99}Tc с эмиссией нейтрона из возбужденных состояний ^{100}Tc с энергией, превышающей $S_n = 6764.4 \pm 1.0$ кэВ [18] для изотопа ^{100}Tc с

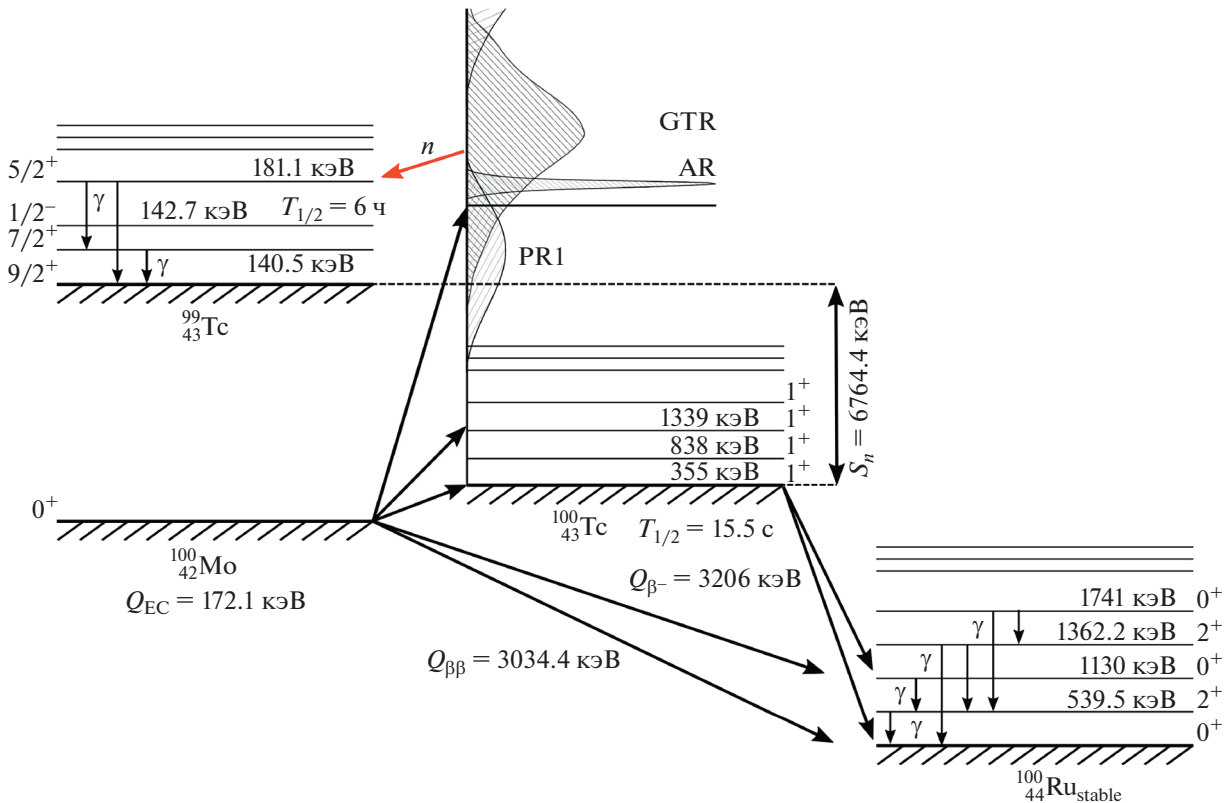


Рис. 2. Схема зарядово-обменных возбуждений ядра ^{100}Mo в реакции $^{100}\text{Mo}(^3\text{He}, t)^{100}\text{Tc}$ с распадом высоколежащих возбуждений ^{100}Tc в стабильный изотоп ^{99}Tc с эмиссией нейтрона и распадом ^{100}Tc в изотоп ^{100}Ru , имитирующим двойной бета-распад ^{100}Mo . Обозначены: гигантский гамов-теллеровский (GTR), аналоговый (AR) и расположенный ниже пигми-резонанс (PR1); S_n — энергия отрыва нейтрона в ядре ^{100}Tc .

последующими гамма-распадами в ^{99}Tc , и 2) бета-распад из основного (g.s.) состояния ядра ^{100}Tc в основное и возбужденные состояния ядра ^{100}Ru , после того как распадутся в g.s. состояние ^{100}Tc все возбуждения с энергиями $E_x < S_n$. Таким образом, довольно быстрое (для изотопа ^{100}Tc $T_{1/2} = 15.5$ с) появление стабильного изотопа ^{100}Ru в процессе захвата солнечных нейтрино ядром ^{100}Mo будет имитировать процесс двойного бета-распада этого ядра с энергией $Q_{\beta\beta} = 3034.4$ кэВ [21] и будет фоновым процессом в соответствующем эксперименте. Это аналогично фоновому процессу от солнечных нейтрино в эксперименте GERDA (LEGEND) с детектором из сверхчистого ^{76}Ge (подробнее см. в работе [22]).

Экспериментальные данные по силовой функции были получены в зарядово-обменной реакции $^{100}\text{Mo}(^3\text{He}, t)^{100}\text{Tc}$ [14, 15]. Более точные данные из последней работы [15] представлены на рис. 4 в виде графика зависимости измеренной силовой функции $S(E_x)$ от энергии возбуждения E_x . Получены энергии $E_{\text{GTR}} = 13.20$ МэВ для (G)- и (B-W)-аппроксимаций и $E_{\text{PR1}} = 7.69$ МэВ в (B-

W), и $E_{\text{PR1}} = 7.52$ МэВ в (G)-аппроксимациях. В более ранней работе [14] низколежащие возбуждения представлены в табличном виде с энергиями (в МэВ): $E_0 = 0.0$, $E_1 = 1.4$ и $E_2 = 2.6$. Выше расположены $E(\text{PR1}) = 8.0$ МэВ и $E(\text{GTR}) = 13.3$ МэВ [14]. При малых энергиях самый интенсивный переход идет в основное состояние ^{100}Tc с $B(\text{GT}) = 0.33$ [14], что сравнимо с данными [15], где $B(\text{GT}) = 0.348$.

Основной вопрос был в нормировке $S(E)$, так как в работе [15] нет численных данных по зависимости $B(\text{GT})$ от E_x в широком диапазоне энергий и суммарное значение $\Sigma B(\text{GT})$ не приводится. Но в более ранней работе [14] было сказано, что сумма GT-матричных элементов до энергии 18.8 МэВ равна 34.56 или 0.72 (72%) от $3(N - Z) = 48$, что на 7.5% больше, чем для ^{98}Tc [13], и это обсуждается ниже в связи с quenching-эффектом. Для аналогового резонанса с энергией $E_{\text{AR}} = 11.085$ МэВ [15] получен матричный элемент “ $B(F) = 15.97$ ”, что составляет 99.81% от $(N - Z)$.

Таким образом, из анализа экспериментальных данных по зарядово-обменным силовым функциям $S(E)$ изотопов ^{98}Mo и ^{100}Mo можно сделать вывод,

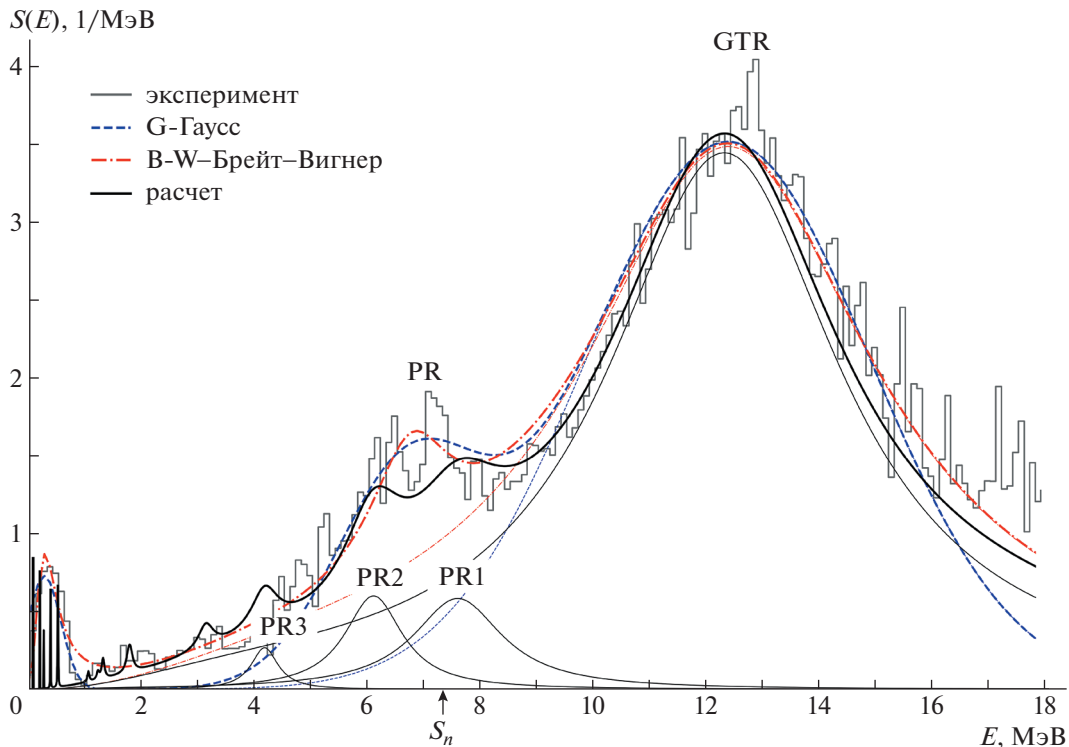


Рис. 3. Графики зарядово-обменной силовой функции $S(E)$ изотопа ^{98}Tc , полученные из обработки экспериментальных данных по реакции $^{98}\text{Mo}(p, n)^{98}\text{Tc}$ [13] и рассчитанные по ТКФС. Выделены: гигантский гамов-теллеровский резонанс (GTR) и пигми-резонанс (PR), аппроксимированные Гауссом (G) — штриховая кривая и Брейт-Вигнером (B-W) — штрихпунктирная; также представлены расчетные функции $S(E)$ с пигми-резонансами PR1, PR2 и PR3.

что силовые функции $S(E)$ этих изотопов близки по структуре, но сечения захвата солнечных нейтрино $\sigma(E_\nu)$ у них должны сильно различаться из-за того, что различаются энергетические пороги Q_β для соседних ядер-изобар ^{98}Tc и ^{100}Tc .

3. РАСЧЕТЫ СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ ИЗОТОПОВ $^{98,100}\text{Mo}$

Зарядово-обменные силовые функции $S(E)$ изотопов $^{98,100}\text{Mo}$ рассчитывались в рамках микроскопической теории конечных ферми-систем (ТКФС) [23], как ранее для других ядер [2, 3, 10]. Энергии и матричные элементы возбужденных состояний дочернего ядра определялись системой секулярных уравнений ТКФС для эффективного поля согласно [23, 24]. Расчеты проводились в координатном представлении, как в [25], с учетом спаривания в одночастичном базисе. Базис брался в модели Вудса-Саксона с последующей итерационной процедурой построения ядерного потенциала. Пренебрегалось эффектами изменения спаривательной щели во внешнем поле, т.е. полагалось $d_{pn}^1 = d_{pn}^2 = 0$, что оправдано для внешних полей с нулевыми диагональными элементами (см. [23], с. 200).

В настоящей работе использовался упрощенный вариант работы [24] — частичное согласование с локальным взаимодействием и $m^* = m$ для разрешенных переходов с локальным нуклон-нуклонным взаимодействием F^ω в форме Ландау-Мигдала [23]:

$$F^\omega = C_0(f'_0 + g'_0(\sigma_1\sigma_2))(\tau_1\tau_2)\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \quad (1)$$

где $C_0 = (d\rho/d\varepsilon_F)^{-1} = 300 \text{ МэВ фм}^3$ (ρ — средняя плотность ядерной материи), f'_0 и g'_0 — параметры изоспин-изоспинового и спин-изоспинового взаимодействий квазичастиц соответственно. Эти константы взаимодействия являются феноменологическими параметрами, и, в данном случае, использовались значения

$$f'_0 = 1.351 \pm 0.027 \quad \text{и} \quad g'_0 = 1.214 \pm 0.048, \quad (2)$$

полученные недавно [26] из анализа экспериментальных данных по энергиям аналоговых (38 ядер) и гамов-теллеровских (20 ядер) резонансов. Рассчитывались энергии E_i и квадраты матричных элементов M_i^2 возбужденных изобарических состояний дочерних ядер $^{98,100}\text{Tc}$, образованных разрешенными переходами. Непрерывная часть спектра функции $S(E)$ рассчитывалась как в [10] с уширением по Брейт-Вигнеру (см. [27]).

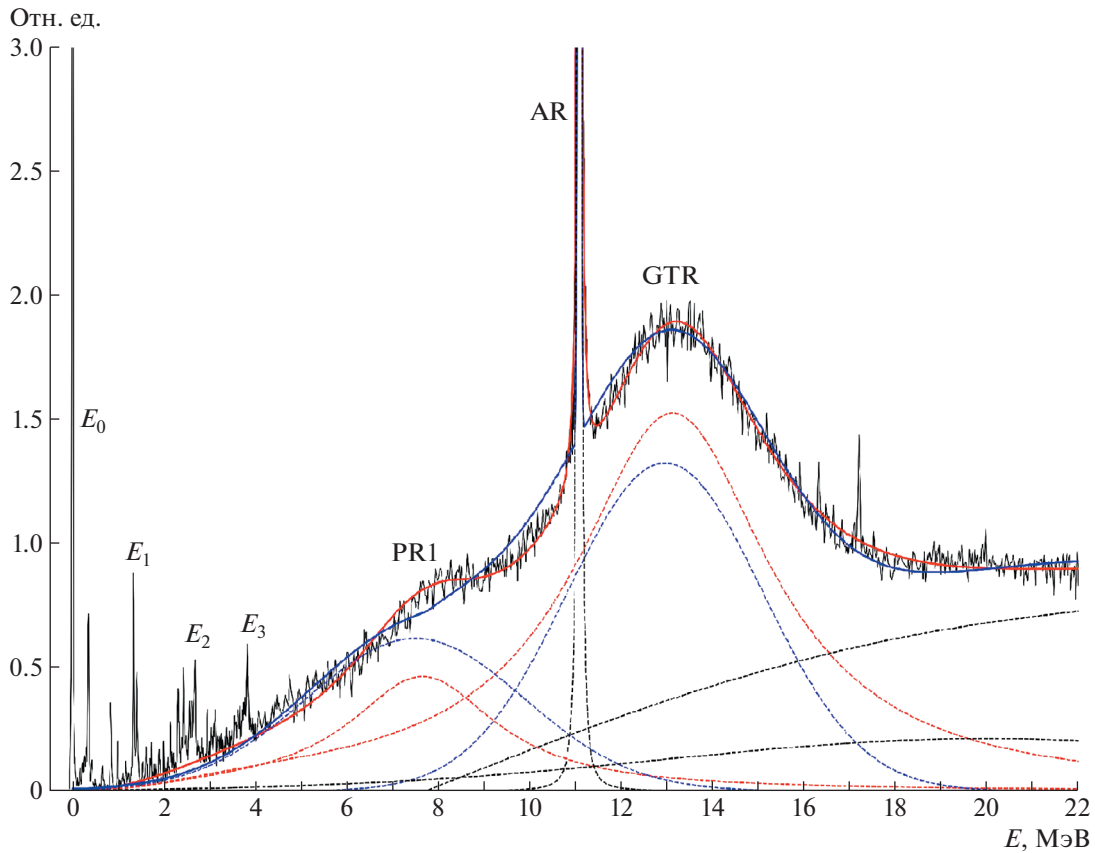


Рис. 4. Графики зарядово-обменной силовой функции $S(E)$ изотопа ^{100}Tc , полученные из обработки экспериментальных данных по реакции $^{100}\text{Mo}(^3\text{He}, t)^{100}\text{Tc}$ [15]. Обозначения такие же, что на рис. 3.

Расчетная зарядово-обменная силовая функция $S(E)$ изотопа ^{98}Tc для GT-возбуждений ^{98}Mo представлена на рис. 3. Рассчитаны энергии резонансов — $E_{\text{GTR}} = 12.45$ МэВ, $E_{\text{PR1}} = 7.32$ МэВ, $E_{\text{PR2}} = 6.10$ МэВ и $E_{\text{PR3}} = 4.40$ МэВ, а экспериментальное значение — $E_{\text{GTR}} \sim 12.3$ МэВ [13], т.е. разница с расчетным значением невелика и равна 0.15 МэВ. Что касается наблюдаемого пигми-резонанса с энергией $E_{\text{PR}} = 6.78$ МэВ в (B-W), то в расчетах получились два близлежащих резонанса PR1 и PR2, что похоже на тонкую структуру наблюдаемого PR-пика. При энергиях 1.82 и 3.16 МэВ в наших расчетах есть небольшие резонансы, которые соответствуют малым пикам в районе 2.1 и 3.4 МэВ, наблюдаемым в эксперименте [13]. При малых энергиях возбуждения с $E_x < 1$ МэВ в расчетной силовой функции ^{98}Tc есть несколько возбужденных состояний, которые могут соответствовать наблюдаемому низколежащим возбуждениям ^{98}Tc . Расчетное значение $E_{\text{AR}} = 9.78$ МэВ, а экспериментальное $E_{\text{AR}} = 9.7$ МэВ [13]. Разница составляет $\Delta E_{\text{AR}} = 80$ кэВ, что сравнимо с нашими предыдущими расчетами по ТКФС с $\Delta E_{\text{AR}} = 110$ кэВ [28] и с феноменологическим подходом [29].

Расчетная зарядово-обменная силовая функция $S(E)$ изотопа ^{100}Tc для GT-возбуждений ^{100}Mo представлена на рис. 5. Рассчитаны энергии резонансов — $E_{\text{GTR}} = 13.20$ МэВ, $E_{\text{PR1}} = 8.09$ МэВ, $E_{\text{PR2}} = 6.32$ МэВ и $E_{\text{PR3}} = 4.65$ МэВ, а экспериментальное значение — $E_{\text{GTR}} \sim 13.3$ МэВ [14], т.е. разница с расчетным значением мала и равна 0.10 МэВ. Что касается наблюдаемого пигми-резонанса с энергией $E_{\text{PR1}} = 8.0$ МэВ [14] в (B-W)- и $E_{\text{PR1}} = 7.52$ МэВ [15] в (G)-аппроксимациях (см. рис. 4), то расчетное значение оказалось ближе к экспериментальному [14], чем к [15]. Отмеченные в более ранней работе [14] низколежащие возбуждения с энергиями $E_1 = 1.4$ и $E_2 = 2.6$ МэВ (см. рис. 4) получились и в настоящих расчетах как дублет с энергиями 1.30 и 1.42 МэВ и изобарическое состояние с $E_2 = 2.70$ МэВ. Аналоговые резонансы считаются хорошо, так, расчетное значение $E_{\text{AR}} = 10.99$ МэВ, а экспериментальное $E_{\text{AR}} = 11.085$ МэВ [15]. Разница составляет $\Delta E_{\text{AR}} = 95$ кэВ, что сравнимо с нашими предыдущими расчетами [28, 29].

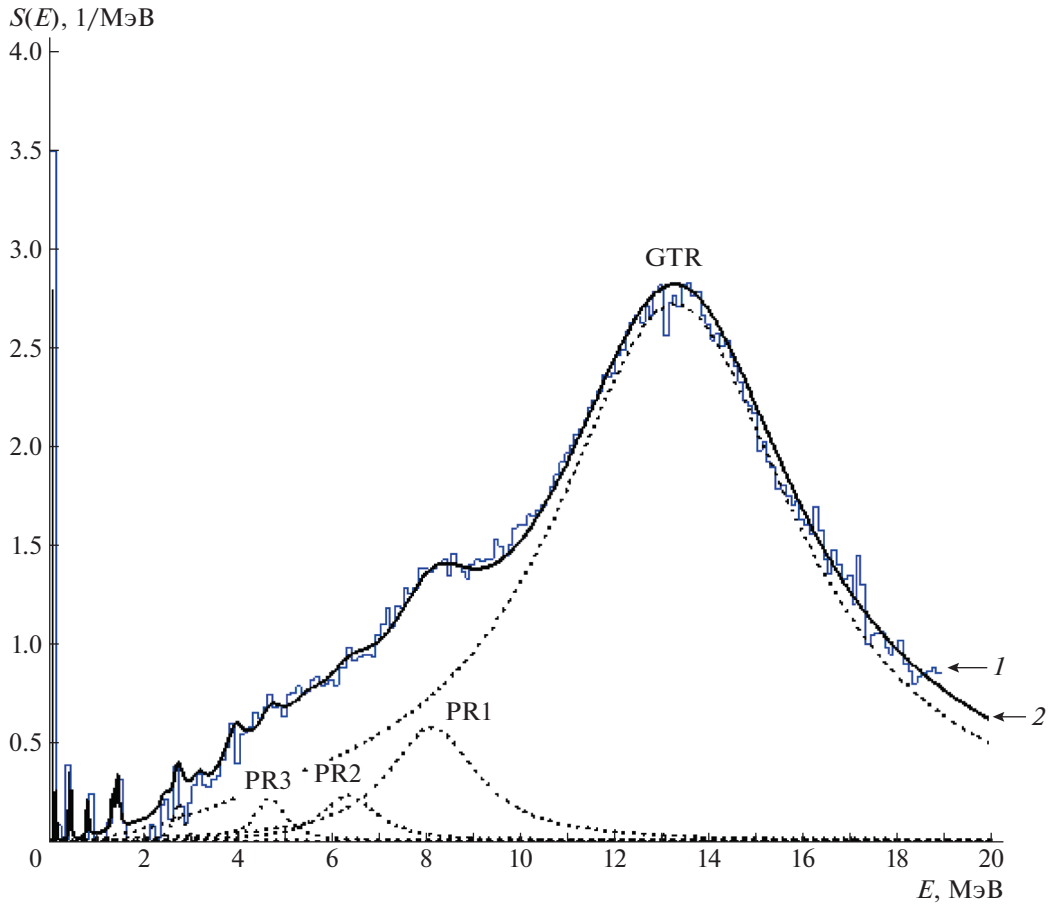


Рис. 5. Зарядово-обменная силовая функция $S(E)$ изотопа ^{100}Tc для GT-возбуждений ^{100}Mo . Сплошные кривые: 1 — экспериментальные данные [15], 2 — наш расчет по ТКФС; точечные — резонансы GTR, PR1, PR2 и PR3.

4. НОРМИРОВКА СИЛОВОЙ ФУНКЦИИ И QUENCHING-ЭФФЕКТ

Представленные на рис. 3, 5 и рассчитанные для GT-возбуждений силовые функции $S(E)$ имеют непрерывный резонансный характер, и они нормировались, как в [27], согласно правилу сумм для GT-переходов:

$$\begin{aligned} \Sigma M_i^2 &= \Sigma B_i(\text{GT}) = q[3(N - Z)] = \quad (3) \\ &= e_q^2[3(N - Z)] \approx \int_0^{E_{\max}} S(E)dE = I(E_{\max}). \end{aligned}$$

Здесь E_{\max} — максимальная энергия, учитываемая в расчетах или в эксперименте, $S(E)$ — зарядово-обменная силовая функция. В настоящих расчетах использовалось значение $E_{\max} = 20$ МэВ для ^{98}Mo и ^{100}Mo , а в экспериментах $E_{\max} = 18$ [13] и $E_{\max} \approx 19$ МэВ [15] соответственно. Параметр $q < 1$ в (3) определяет quenching-эффект и при $q = 1$, $\Sigma M_i^2 = \Sigma B_i(\text{GT}) = 3(N -$

$Z)$, что соответствует максимальному значению. В ТКФС $q = e_q^2$, где e_q — эффективный заряд [23].

В общем случае соотношение (3) заменяется на сумму по всем зарядово-обменным GT-возбуждениям — правило сумм Икеды (Ikeda sum rule) [30] — и суммирование идет по всем изобарическим GT^\pm -состояниям:

$$\begin{aligned} \Sigma B_i(\text{GT}^-) - \Sigma B_i(\text{GT}^+) &= \quad (4) \\ &= S_{\beta^-} - S_{\beta^+} = 3(N - Z). \end{aligned}$$

Здесь $B_i(\text{GT}^-)$ и $B_i(\text{GT}^+)$ — квадраты матричных элементов (см. (3)) GT-переходов с уменьшением и увеличением изоспина, т.е. в данном случае переходов $\text{Mo} \rightarrow \text{Tc}$ (GT^-) и $\text{Mo} \rightarrow \text{Nb}$ (GT^+) соответственно. Очевидно, что в нашем случае переходы $\text{Mo} \rightarrow \text{Nb}$ не реализуются и остается только $\Sigma B_i(\text{GT}^-)$ как в (3). Правило сумм (4) хорошо работает в легких ядрах, где существенны оба типа изобарических возбуждений [31, 32].

В теории конечных ферми-систем правило сумм для зарядово-обменных возбуждений перенорми-

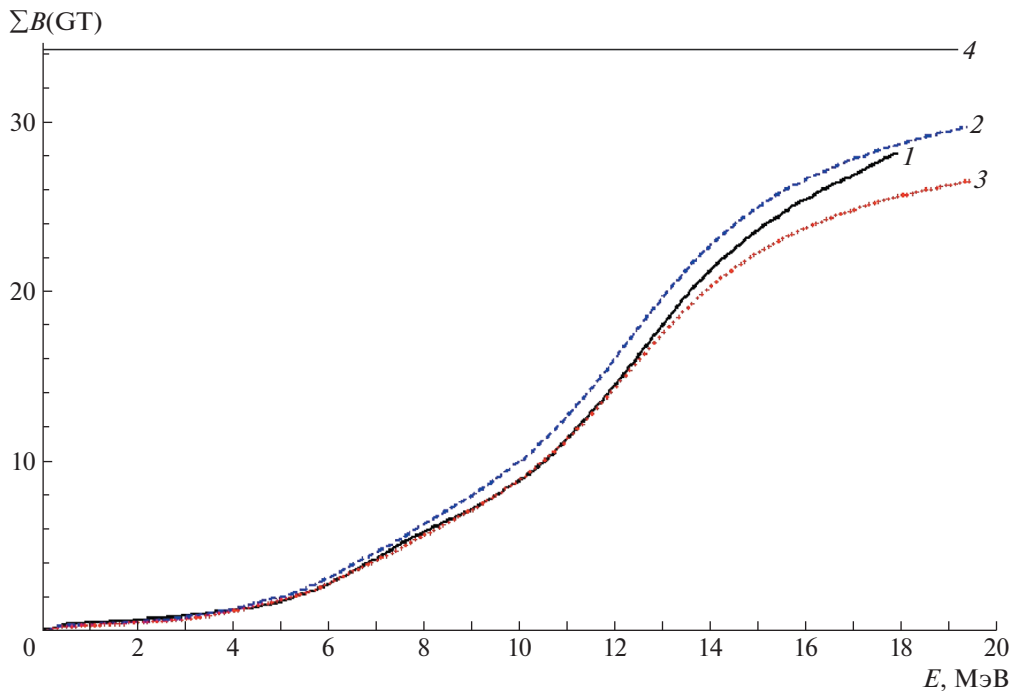


Рис. 6. Зависимость суммы $\Sigma B_i(\text{GT}) = \Sigma M_i^2$ изотопа ^{98}Mo от значения энергии E , отсчитываемой в ^{98}Tc . Кривые: 1 — экспериментальные данные [13], 2 — наш расчет по ТКФС с $e_q = 0.90$, 3 — наш расчет с $e_q = 0.80$, 4 — максимальные значения суммы $\Sigma B_i(\text{GT}) = q[3(N - Z)]$ с $q = e_q^2 = 0.9^2 = 0.81$.

руется введением эффективного заряда квазичастиц e_q [23], что связано с перенормировкой эффективного поля взаимодействующих квазичастиц ферми-жидкости по Л.Д. Ландау [33]. Эффективный заряд не должен превышать единицу и, как показал А.Б. Мигдал [34], общий перенормировочный множитель $a < 1$ ($q < 1$). В нашем случае для фермиевских переходов $e_q(F) = 1$, а для гамовтеллеровских $e_q(\text{GT}) = 1 - 2\zeta_S$ (см. [23, с. 223]), где $\zeta_S > 0$ — эмпирический параметр. Таким образом, в нашем случае $\text{Mo} \rightarrow \text{Tc}$ -переходов эффективный заряд $e_q = e_q(\text{GT})$ является параметром, извлекаемым из экспериментальных данных.

На рис. 6 представлена зависимость суммы $\Sigma B_i(\text{GT})$ (3) для изотопа ^{98}Mo от переменного значения энергии E , отсчитываемой в ^{98}Tc . Как видно, экспериментальные данные лучше описываются расчетами со значениями эффективного заряда $e_q = 0.9$ ($q = 0.81$), но в области энергий до 14 МэВ более близкими к экспериментальным данным оказываются расчеты с $e_q = 0.8$ ($q = 0.64$). При больших энергиях кривая расчетов асимптотически стремится к значению $q[3(N - Z)] = q42$ при $q = e_q^2 = 0.9^2 = 0.81$ (81%).

На рис. 7 представлена зависимость суммы $\Sigma B_i(\text{GT})$ (3) для изотопа ^{100}Mo от переменного

значения энергии E , отсчитываемой в ^{100}Tc . Ситуация в данном случае сложнее, чем для ^{98}Mo , так как имеются данные по двум экспериментам [14] и [15], немного различающиеся между собой в плане нормировки силовой функции $S(E)$. Так, в работе [14] получена сумма GT-матричных элементов до энергии 18.8 МэВ, равная 34.56 или $q = 0.72$, или 72% от $3(N - Z) = 48$, что на 7.5% больше, чем для ^{98}Tc [13], и соответствует значению $e_q = 0.85$, а в работе [15] нет данных по зависимости $B(\text{GT})$ от E_x для всех представленных энергий и суммарное значение $\Sigma B(\text{GT})$ не приводится. Мы провели расчеты GT-силовой функции $S(E)$ для двух вариантов нормировки с $e_q = 0.80$ ($q = e_q^2 = 0.64$) и с $e_q = 0.85$ ($q = 0.723$). Как видно из рис. 7, два варианта расчетов хорошо описывают оба эксперимента и очевидно, что требуется уточнение нормировки GT-силовой функции для эксперимента [15] в области энергий до 20 МэВ, отсчитываемых в изотопе ^{100}Tc .

Таким образом, для двух изотопов ^{98}Mo и ^{100}Mo получены близкие значения нормировки GT-силовых функций или значений $\Sigma B_i(\text{GT})$ (см. (3)), от $q = e_q^2 = 0.64$ ($e_q = 0.80$) до $q = 0.81$ ($e_q = 0.90$), что подтверждает наличие quenching-эффекта.

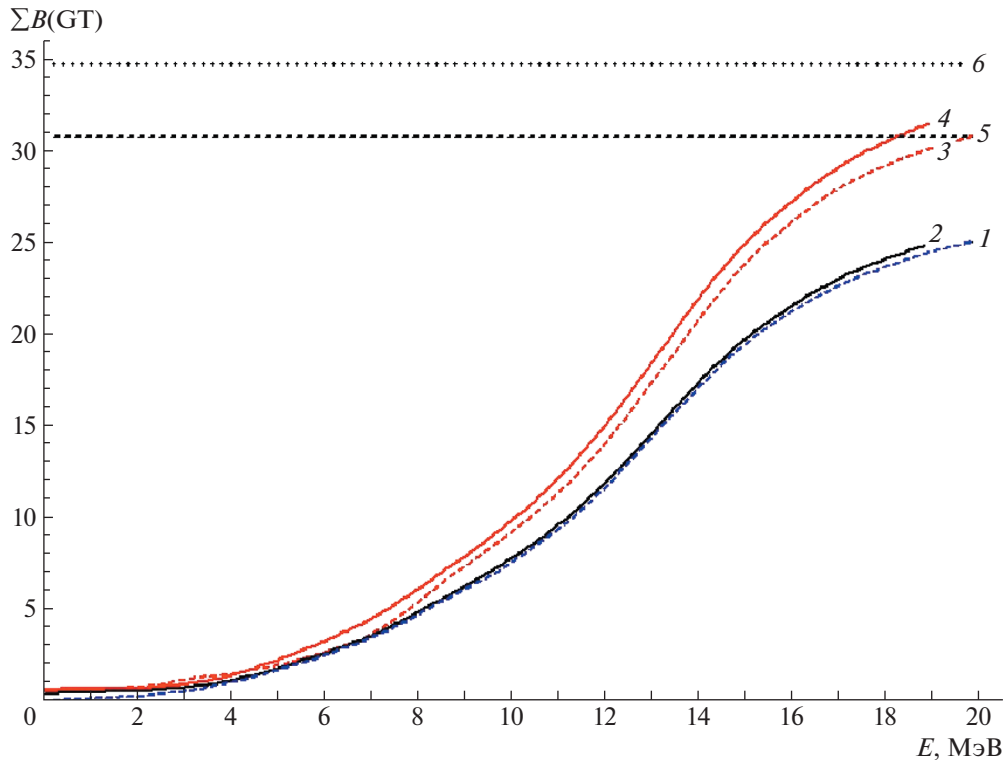


Рис. 7. Зависимость суммы $\Sigma B_i(\text{GT}) = \Sigma M_i^2$ изотопа ^{100}Tc от значения энергии E , отсчитываемой в ^{100}Tc . Обозначения: 1 — наш расчет по ТКФС с $e_q = 0.80$, 2 — экспериментальные данные [15], 3 — наш расчет с $e_q = 0.85$, 4 — экспериментальные данные [14], 5 — максимальные значения суммы $\Sigma B_i(\text{GT}) = q[3(N - Z)]$ с $q = e_q^2 = 0.80^2$, 6 — максимальные значения суммы $\Sigma B_i(\text{GT})$ с $q = e_q^2 = 0.85^2$.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе исследованы резонансные структуры зарядово-обменных силовых функций $S(E)$ изотопов ^{98}Mo и ^{100}Mo . Проанализированы как экспериментальные данные по силовым функциям $S(E)$, полученные в реакциях (p, n) и $(^3\text{He}, t)$, так и силовые функции $S(E)$, рассчитанные в самосогласованной теории конечных ферми-систем. Исследована резонансная структура силовой функции $S(E)$. Выделены три типа резонансов: гамов-теллеровский (GTR), аналоговый (AR) и пигми-резонансы (PR); анализируются также распады образующихся изотопов ^{98}Tc (рис. 1) и ^{100}Tc (рис. 2) с возможной эмиссией нейтрона с возбужденных состояний с энергией, превышающей энергию отрыва нейтрона — S_n в этих изотопах технеция.

Результаты расчетов энергий GTR и AR резонансов хорошо согласуются с экспериментальными данными. Так, расхождения с расчетами для изотопа ^{98}Mo составляют $\Delta E_{\text{GTR}} \sim 150$ кэВ и $\Delta E_{\text{AR}} = 80$ кэВ, а для изотопа ^{100}Mo $\Delta E_{\text{GTR}} \sim 100$ кэВ и $\Delta E_{\text{AR}} = 95$ кэВ. Для расположенных ниже пигми-резонансов расхождения расчетных и

экспериментальных данных по энергиям PR больше и составляют от 200 до 300 кэВ для рассматриваемых изотопов.

Принципиальное значение имеет нормировка силовых функций, особенно для экспериментальных данных по зарядово-обменным реакциям, таким как (p, n) , $(^3\text{He}, t)$, (ν_e, e) . Из экспериментальных данных эту нормировку бывает трудно получить в широком интервале энергий, хотя бы до 20 МэВ [15]. Как показано в настоящей работе, наблюдается недобор в правиле сумм, изменяющий эту нормировку или quenching-эффект (Q) как в экспериментальных данных, так и в теоретических расчетах. В настоящей работе мы исследовали Q -эффект для изотопов ^{98}Mo и ^{100}Mo — и получили близкие значения нормировки GT-силовых функций или значений $\Sigma B_i(\text{GT}) = \Sigma M_i^2$ (3). Так, для изотопов ^{98}Mo и ^{100}Mo расчетная сумма квадратов матричных элементов составляет от 64% до 81% соответственно от максимального значения $3(N - Z)$, предсказываемого теорией, а для экспериментальных данных от 67% [13] до 72% [14] соответственно для ^{98}Mo и ^{100}Mo . Отметим, что в других наших работах были получены похожие значения для Q -эффекта, так, для изотопа ^{71}Ga ,

используемого в нейтринных экспериментах, при суммировании до $E_{\max} = 15$ МэВ в эксперименте [35] было получено, что сумма (3) дает $(60 \pm 9)\%$ от максимального значения, а расчет [3] дает 69%. Для изотопа ^{127}I в эксперименте [36] при $E_{\max} = 20$ МэВ (3) было получено $q = 0.85$ или 85% от максимального значения правила сумм. Расчеты [37, 38] дали для изотопа ^{127}I 81%, что соответствует значению $e_q = 0.90$ ($q = e_q^2 = 0.81$). Таким образом, мы видим, что полученная величина суммы $\Sigma B_i(\text{GT})$ изменяется от 64% до 81% для изотопов ^{98}Mo и ^{100}Mo (что соответствует $e_q = 0.80-0.90$) и попадает в интервал значений от 60% до 85% ($e_q = 0.77-0.92$), полученных для других ядер. Это не противоречит более ранним значениям $e_q = 0.8$ [39] и $e_q \approx 0.9$ [4, 5], однако для других ядер требует уточнения.

Резонансная структура силовой функции $S(E)$ имеет большое значение для расчета и анализа всех зарядово-обменных процессов, и для нас особенно интересен процесс захвата нейтрино атомными ядрами [1–3].

Ранее были проведены расчеты сечения нейтринного захвата $\sigma(E)$ для изотопа ^{98}Mo [10, 12] с учетом резонансной структуры силовой функции $S(E)$. Неучет высоколежащих резонансов приводит к существенному недобору в сечении $\sigma(E)$, что может повлиять и на интерпретацию экспериментальных данных. Влияние структуры силовой функции $S(E)$ в процессе $^{100}\text{Mo}(\nu_e, e^-)^{100}\text{Tc}$ очень важно для анализа сечения нейтринного захвата $\sigma(E)$, особенно для солнечных нейтрино, дающих вклад в фоновые процессы при двойном бета-распаде изотопа ^{100}Mo [40, 41], и в ближайшее время авторы планируют исследовать эти процессы.

Авторы благодарны И.Н. Борзову, М.Д. Скорыхатову, А.К. Выборову, И.Н. Изосимову, Л.В. Инжечки, С.С. Семенову и В.В. Хрущеву за стимулирующие дискуссии и помощь в работе.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта Отделения нейтринных процессов и внутреннего гранта НИЦ “Курчатовский институт” (приказ № 2767 от 28.10.2021).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D. Frekers and M. Alanssari, Eur. Phys. J. A **54**, 177 (2018).
2. Yu. S. Lutostansky, EPJ Web Conf. **194**, 02009 (2018).
3. Ю. С. Лютоостанский, ЯФ **82**, 440 (2019) [Phys. At. Nucl. **82**, 528 (2019)].
4. Ю. В. Гапонов, Ю. С. Лютоостанский, Письма в ЖЭТФ **15**, 173 (1972) [JETP Lett. **15**, 120 (1972)].
5. Ю. В. Гапонов, Ю. С. Лютоостанский, ЯФ **19**, 62 (1974) [Sov. J. Nucl. Phys. **19**, 33 (1974)].
6. R. R. Doering, A. Galonsky, D. M. Patterson, and G. F. Bertsch, Phys. Rev. Lett. **35**, 1691 (1975).
7. A. Galonsky, R. R. Doering, D. M. Patterson, and G. F. Bertini, Phys. Rev. **14**, 748 (1976).
8. Ю. С. Лютоостанский, Письма в ЖЭТФ **106**, 9 (2017) [JETP Lett. **106**, 7 (2017)].
9. K. Pham, J. Jänecke, D. A. Roberts, M. N. Harakeh, G. P. A. Berg, S. Chang, J. Liu, E. J. Stephenson, B. F. Davis, H. Akimune, and M. Fujiwara, Phys. Rev. C **51**, 526 (1995).
10. Ю. С. Лютоостанский, В. Н. Тихонов, ЯФ **81**, 515 (2018) [Phys. At. Nucl. **81**, 540 (2018)].
11. D. Verney, D. Testov, F. Ibrahim, Yu. Penionzhkevich, B. Roussiere, V. Smirnov, F. Didierjean, K. Flanagan, S. Franchoo, E. Kuznetsova, R. Li, B. Marsh, I. Matea, H. Pai, E. Sokol, I. Stefan, and D. Suzuki, Phys. Rev. C **95**, 054320 (2017).
12. Ю. С. Лютоостанский, А. П. Осипенко, В. Н. Тихонов, Изв. РАН. Сер. физ. **83**, 539 (2019) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **83**, 488 (2019)].
13. J. Rapaport, P. Welch, J. Bahcall, E. Sugerbaker, T. N. Tادdeucci, C. D. Goodman, C. F. Foster, D. Horen, C. Gaarde, J. Larsen, and T. Masterson, Phys. Rev. Lett. **54**, 2325 (1985).
14. H. Akimune, H. Ejiri, M. Fujiwara, I. Daito, T. Inomata, R. Hazama, A. Tamii, H. Toyokawa, and M. Yosoi, Phys. Lett. B **394**, 23 (1997).
15. J. H. Thies, T. Adachi, M. Dozono, H. Ejiri, D. Frekers, H. Fujita, Y. Fujita, M. Fujiwara, E.-W. Grewe, K. Hatanaka, P. Heinrichs, D. Ishikawa, N. T. Khai, A. Lennarz, H. Matsubara, H. Okamura, et al., Phys. Rev. C **86**, 044309 (2012).
16. Дж. Бакал, *Нейтринная астрофизика* (Мир, Москва, 1993) [J. N. Bahcall, *Neutrino Astrophysics* (Cambridge University Press, 1989)].
17. H. Ejiri, J. Engel, R. Hazama, P. Krastev, N. Kudomi, and R. G. H. Robertson, Phys. Rev. Lett. **85**, 2917 (2000).
18. M. Wang, G. Audi, F. G. Kondev, W. J. Huang, S. Naimi, and Xing Xu, Chin. Phys. C **41**, 030003 (2017).
19. A. Arima, Nucl. Phys. A **649**, 260 (1999).
20. N. Nica, Nucl. Data Sheets **111**, 525 (2010).
21. S. Rahaman, V. Elomaa, T. Eronen, J. Hakala, A. Jokinen, J. Julin, A. Kankainen, A. Saastamoinen, J. Suhonen, C. Weber, and J. Äystö, Phys. Lett. B **662**, 111 (2008).
22. А. К. Выборов, Л. В. Инжечик, Г. А. Коротеев, Ю. С. Лютоостанский, В. Н. Тихонов, А. Н. Фазлиахметов, Изв. РАН. Сер. физ. **83**, 534 (2019) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **83**, 483 (2019)].
23. А. Б. Мигдал, *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер* (Наука, Москва, 1983) [A. B. Migdal, *Theory of Finite Fermi Systems and Applications to Atomic Nuclei* (Nauka, Moscow, 1983, 2nd ed.; Interscience, New York, 1967, transl. 1st ed.)].
24. I. N. Borzov, S. A. Fayans, and E. L. Trykov, Nucl. Phys. A **584**, 335 (1995).
25. Ю. С. Лютоостанский, ЯФ **74**, 1207 (2011) [Phys. At. Nucl. **74**, 1176 (2011)].

26. Ю. С. Лютостанский, ЯФ **83**, 34 (2020) [Phys. At. Nucl. **83**, 33 (2020)].
27. Yu. S. Lutostansky and N. B. Shul'gina, Phys. Rev. Lett. **67**, 430 (1991).
28. Ю. В. Гапонов, Ю. С. Лютостанский, ЯФ **16**, 484 (1972).
29. Ю. С. Лютостанский, В. Н. Тихонов, Изв. РАН. Сер. физ. **79**, 466 (2015) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **79**, 425 (2015)].
30. K. Ikeda, S. Fujii, and J. I. Fujita, Phys. Lett. **3**, 271 (1963).
31. I. N. Izosimov, Phys. Part. Nucl. Lett. **16**, 754 (2019).
32. Igor Izosimov, EPJ Web Conf. **239**, 02003 (2020).
33. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **35**, 97 (1958); Л. Д. Ландау, *Собрание трудов* (Наука, Москва, 1969), т. 2, с. 363.
34. А. Б. Мигдал, ЖЭТФ **32**, 399 (1957).
35. D. Kričevšek, E. Sugarbaker, J. Rapaport, D. Wang, J. N. Bahcall, R. C. Byrd, C. C. Foster, C. D. Goodman, I. J. Van Heerden, C. Gaarde, J. S. Larsen, D. J. Horen, and T. N. Taddeucci, Phys. Rev. Lett. **55**, 1051 (1985).
36. M. Palarczyk, J. Rapaport, C. Hautala, D. L. Prout, C. D. Goodman, I. J. van Heerden, J. Sowinski, G. Savopoulos, X. Yang, H. M. Sages, R. Howes, R. Carr, M. Islam, E. Sugarbaker, D. C. Cooper, K. Lande, *et al.*, Phys. Rev. C **59**, 500 (1999).
37. Ю. С. Лютостанский, Г. А. Коротеев, Н. В. Ключкова, А. П. Осипенко, В. Н. Тихонов, А. Н. Фазлиахметов, ЯФ **83**, 208 (2020) [Phys. At. Nucl. **83**, 391 (2020)].
38. Ю. С. Лютостанский, Г. А. Коротеев, Н. В. Ключкова, А. П. Осипенко, В. Н. Тихонов, А. Н. Фазлиахметов, Письма в ЖЭТФ **111**, 723 (2020) [JETP Lett. **111**, 603 (2020)].
39. Н. И. Пятов, С. А. Фаянс, ЭЧАЯ **14**, 953 (1983).
40. H. Ejiri and S. R. Elliott, Phys. Rev. C **95**, 055501 (2017).
41. E. Armengaud, C. Augier, A. S. Barabash, F. Bellini, G. Benato, A. Benoît, M. Beretta, L. Bergé, J. Billard, Yu. A. Borovlev, Ch. Bourgeois, V. B. Brudanin, P. Camus, L. Cardani, N. Casali, A. Cazes, *et al.*, arXiv: 2011.13243v2 [nucl-ex].

RESONANCE STRUCTURE OF THE CHARGE-EXCHANGE STRENGTH FUNCTION OF MOLYBDENUM ISOTOPES 98 AND 100

Yu. S. Lutostansky¹⁾, G. A. Koroteev^{1,2,3)}, A. Yu. Lutostansky¹⁾, A. P. Osipenko¹⁾,
V. N. Tikhonov¹⁾, A. N. Fazliakhmetov^{1,2,3)}

¹⁾National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

²⁾Moscow Institute of Physics and Technology, MIPT (National Research University),
Moscow, Russia

³⁾Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

The work presents the charge-exchange strength functions $S(E)$ of $^{98,100}\text{Mo}$ isotopes. We analyzed both the experimental data on the strength functions $S(E)$ obtained in the reactions (p, n) and $(^3\text{He}, t)$ and the strength functions $S(E)$ calculated in the self-consistent theory of finite Fermi systems. The resonance structure of the strength function $S(E)$ is investigated, the Gamow–Teller, analog and pygmy resonances are distinguished. We investigate quenching — the effect that the shortfall in the sum rule changes the normalization of $S(E)$ function. It is noted that the resonance structure of the strength function $S(E)$ is of decisive importance for calculating and analyzing the process of neutrino capture by atomic nuclei.

О ТЕНЗОРНЫХ КОРРЕЛЯЦИЯХ В ФОРМИРОВАНИИ ЗАРЯДОВО-ОБМЕННЫХ ГИГАНТСКИХ СПИН-МУЛЬТИПОЛЬНЫХ РЕЗОНАНСОВ В СРЕДНЕТЯЖЕЛЫХ МАГИЧЕСКИХ МАТЕРИНСКИХ ЯДРАХ

© 2022 г. В. И. Бондаренко^{1)*}, М. Г. Урин^{2)**}

Поступила в редакцию 23.11.2021 г.; после доработки 10.12.2021 г.; принята к публикации 16.12.2021 г.

В рамках основанной на континуумной версии приближения случайной фазы частично-дырочной дисперсионной оптической модели предложен подход к учету тензорных корреляций в формировании зарядово-обменных гигантских спин-мультипольных резонансов в среднетяжелых магических материнских ядрах. Подход реализован на примере описания силовых функций гамов-теллеровского резонанса и гигантских спин-монопольных резонансов в материнском ядре ^{208}Pb . Результаты расчетов сравниваются с имеющимися экспериментальными данными.

DOI: 10.31857/S0044002722030059

1. ВВЕДЕНИЕ

В сферических ядрах гигантские резонансы (ГР), ассоциированные с высокоэнергетическими (изоскалярными и изовекторными) возбуждениями типа частица–дырка (ч–д), наряду с “проносимыми” полным моментом и четностью (квантовые числа J^π) характеризуются также орбитальным и спиновым моментами (квантовые числа L и S соответственно). Термины “мультипольный” и “спин-мультипольный” связаны с классификацией ГР по L и S . Однако из-за спин-орбитальной компоненты среднего поля, используемого в любом микроскопическом (или полумикроскопическом) описании ГР, величины L и S не являются точными квантовыми числами. За счет указанной компоненты происходит некоторое смешивание ГР с данными значениями J^π и различными значениями L и (или) S . Другими словами, реализуются тензорные корреляции (которые назовем корреляциями первого рода) в формировании рассматриваемого ГР ($J \neq 0$). В монографии [1] приведены уравнения континуумной версии приближения случайной фазы (кПСФ), полученные с использованием ч–д-взаимодействия в виде (центральных) сил Ландау–Мигдала и учитывающие тензорные корреляции первого рода в описании силовых функций ГР. Эти

уравнения отвечают так называемому несимметричному (или недиагональному) варианту кПСФ, в котором спин-угловая симметрия эффективного (одночастичного) поля отличается от симметрии соответствующего внешнего поля. Это же утверждение относится к эффективному и свободному ч–д-пропаторам. В применении к описанию распределения гамов-теллеровской (Г-Т) силы в ядре ^{208}Pb уравнения несимметричного варианта кПСФ использованы в работе [2], в которой отмечена роль тензорных корреляций в формировании низкоэнергетической компоненты упомянутого распределения. Если наряду с центральными силами предположить существование тензорного ч–д-взаимодействия, то последнее также приводит к тензорным корреляциям (которые назовем корреляциями второго рода). В применении к описанию гамов-теллеровской силовой функции в ряде сферических ядер соответствующие сепарабельные тензорные силы использованы в работе [3].

В настоящей работе предложен подход к учету тензорных корреляций в формировании зарядово-обменных спин-мультипольных ГР в среднетяжелых магических материнских ядрах. Подход включает тензорную часть ч–д-взаимодействия, выбранную в виде непосредственного обобщения спин-изоспиновой компоненты сил Ландау–Мигдала. Основными объектами исследования являются характеризующие значения $J^\pi = 1^+$ гамов-теллеровский резонанс (ГТР) и изовекторные гигантские спин-монопольные резонансы в $\beta^{(\mp)}$ -каналах (ИВГСМР $^{(\mp)}$). Предлагаемый подход представляет собой модифицированную

¹⁾Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН, Москва, Россия.

²⁾Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия.

*E-mail: vlbondarenko@mail.ru

**E-mail: urin@theor.mephi.ru

за счет учета тензорных корреляций версию частично-дырочной дисперсионной оптической модели (ЧДДОМ). Используемая ранее для описания основных характеристик различных ГР в среднетяжелых магических ядрах базовая версия модели представляет собой обобщение симметричного варианта кПСФ на случай учета (феноменологически и в среднем по энергии) фрагментационного эффекта (см., например, [4] и ссылки в этой работе). Отметим возможность описания в рамках ЧДДОМ (дисперсионного) сдвига энергии максимума ГР за счет фрагментационного эффекта. В настоящей работе в рамках модифицированной версии ЧДДОМ исследуются силовые функции ГТР и ИВГСМР^(±) в материнском ядре ²⁰⁸Rb. Выбор объектов исследования объясняется тем, что для компаунд-ядра ²⁰⁸Bi имеется экспериментальная информация относительно характеристик главного максимума ГТР [5], низкоэнергетической компоненты ГТР [6], а также главного максимума обертона ГТР, ИВГСМР⁽⁻⁾ [7].

Описание основных характеристик упомянутых ГР (силовой функции, переходной плотности, вероятностей прямого однонуклонного распада) предложено в [8] в рамках базовой версии ЧДДОМ. К не изученным в [8] вопросам можно отнести отсутствие анализа низкоэнергетической компоненты ГТР и некоторой недооценки энергии главного максимума ИВГСМР⁽⁻⁾ при условии, что безразмерный параметр g' спин-изоспиновой компоненты сил Ландау–Мигдала определяется из описания в рамках модели наблюдаемой энергии максимума ГТР. Отметим в этой связи, что нахождение представляющего интерес для астрофизических приложений параметра g' из анализа возбуждения ГТР в зарядово-обменных реакциях является определенным трендом (см., например, [9]).

2. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Исходными величинами в микроскопическом (или полумикроскопическом) описании произвольного ГР являются среднее поле ядра и взаимодействие в канале частица–дырка. В модифицированной версии ЧДДОМ ч–д-взаимодействие выбирается в виде суммы (центральных) сил Ландау–Мигдала и соответствующих тензорных сил. Ответственную за формирование зарядово-обменных спин-мультипольных ГР спин-изоспиновую компоненту указанного взаимодействия можно представить в виде:

$$F_{s-is}(x_1, x_2) = \tau_1 \tau_2 (r_1 r_2)^{-1} \delta(r_1 - r_2) \times \quad (1) \\ \times \left[G' \sum_{JLM} T_{JLSM}^+(\mathbf{n}_1) T_{JLSM}(\mathbf{n}_2) + \right.$$

$$\left. + G'_t \sum_{JLM} T_{JLSM}^+(\mathbf{n}_1) T_{JLSM}(\mathbf{n}_2) \right].$$

Здесь x — совокупность одночастичных координат, включая спиновые и изоспиновые переменные; $G' = g' 300 \text{ МэВ } \Phi_{\text{М}}^3$ и $G'_t = g'_t 300 \text{ МэВ } \Phi_{\text{М}}^3$ — силовые параметры, относящиеся к центральной и тензорной частям ч–д-взаимодействия; $T_{JLSM}(\mathbf{n})$ — спин-тензорные операторы, выбранные для значения $S = 1$. Второе слагаемое в (1), ответственное за тензорные корреляции второго рода, содержит сумму по таким значениям J и L , которые отвечают “тензорным партнерам” зарядово-обменных спин-мультипольных ГР, характеризующихся значениями \bar{L} (равными $L_<$ или $L_>$) и \bar{L} (равными $L_>$ или $L_<$), где $L_< = J - S$, $L_> = J + S$. Так, для 1^+ ГР “тензорными партнерами” являются ГТР, ИВГСМР^(±) и соответствующие спин-квадрупольные ГР ($L_< = 0$ и $L_> = 2$); для 2^- ГР — соответствующие спин-дипольные и спин-октупольные ГР ($L_< = 1$ и $L_> = 3$) и т.д. Как отмечено во Введении, тензорные корреляции первого рода формируются за счет центральной части ч–д-взаимодействия при учете спин-орбитальной компоненты среднего поля. Отметим также, что в реализованных версиях ЧДДОМ изоскалярная часть среднего поля (включая спин-орбитальную компоненту) является феноменологической величиной, и потому в рамках модели отсутствует связь между указанной компонентой и тензорной частью взаимодействия (1). Другими словами, тензорные корреляции первого и второго рода являются независимыми и учитываются совместно.

Одной из основных характеристик произвольного ГР является силовая функция $S_V(\omega)$, отвечающая подходящему одночастичному внешнему полю (пробному оператору) $V(x)$ (ω — энергия возбуждения). В применении к зарядово-обменным спин-мультипольным ГР поле $V(x)$ можно представить в виде $V_{JLSM}^{(\mp)}(x) = \tau^{(\mp)} V_{JLS}(r) T_{JLSM}(\mathbf{n})$. Выбор радиальной зависимости внешнего поля диктуется условием максимального исчерпывания рассматриваемым ГР соответствующей этому полю силы. Так, для описания основных характеристик рассматриваемых в работе ГТР и обертона ГТР, ИВГСМР⁽⁻⁾ (и, следовательно, ИВГСМР⁽⁺⁾), в качестве $V_{101}(r)$ удобно выбрать $V_{G-T}(r) = 1$ и $V_{S-M}(r) = r^2 - \eta$, где параметр η находится из условия минимального возбуждения ГТР полем $V_{S-M}^{(-)}(x)$. Это условие, следуя [4], представим в виде $\min \int S_{S-M}^{(-)}(\omega) d\omega$, где интегрирование ведется по непосредственной окрестности ГТР. В качестве радиальной зависимости внешнего поля для возбуждения гипо-

тетических 1^+ ИВГСКР^(\mp) выбираем $V_{121}(r) = r^2$, как это обычно делается при описании квадрупольных ГР. Из-за тензорных корреляций силовые функции $S_{J(L)L'S}^{(\mp)}(\omega)$, отвечающие внешнему полю $V_{JLSM}^{(\mp)}(x)$, имеют симметричную ($L' = L$) и несимметричную ($L' = \bar{L}$) компоненты. Указанные силовые функции удовлетворяют слабо зависящему от модели неэнергетически взвешенному правилу сумм NEWSR_{J(L)L'S}:

$$\text{NEWSR}_{J(L)L'S} = \int_{Q^{(-)}}^{\infty} S_{J(L)L'S}^{(-)}(\omega) d\omega - \int_{Q^{(+)}}^{\infty} S_{J(L)L'S}^{(+)}(\omega) d\omega = \quad (2)$$

$$= \delta_{LL'} \int_0^{\infty} V_{JL'S}(r) V_{JLS}(r) n^{(-)}(r) r^2 dr.$$

Здесь $\omega = E_x + Q^{(\mp)}$ — энергия возбуждения, отсчитанная от основного состояния материнского ядра (Z, N), E_x — энергия возбуждения компаунд-ядер ($Z \mp 1, N \pm 1$), $Q^{(\mp)}$ — разность энергий основных состояний соответствующего компаунд- и материнского ядер, $n^{(-)}$ — плотность нейтронного избытка в материнском ядре. Качество расчетов симметричных (знакоопределенных) компонент силовых функций, $S_{J(L)L'S}^{(\mp)}(\omega)$, можно характеризовать степенью близости к единице параметра “исчерпывания” правила сумм

$$x_{J(L)L'S}^* = \left(\int_{Q^{(-)}}^{\omega^*} S_{J(L)L'S}^{(-)}(\omega) d\omega - \int_{Q^{(+)}}^{\omega^*} S_{J(L)L'S}^{(+)}(\omega) d\omega \right) / \text{NEWSR}_{J(L)L'S} = x_{J(L)L'S}^{(-),*} - x_{J(L)L'S}^{(+),*} \quad (3)$$

вычисленного для достаточно большого значения граничной энергии возбуждения ω^* . Результаты расчетов несимметричных (знакоопределенных) компонент силовых функций, $S_{J(L)\bar{L}S}^{(\mp)}(\omega)$, можно характеризовать малостью, по сравнению с единицей, параметра

$$x_{J(L)\bar{L}S}^* = \left(\int_{Q^{(-)}}^{\omega^*} S_{J(L)\bar{L}S}^{(-)}(\omega) d\omega - \int_{Q^{(+)}}^{\omega^*} S_{J(L)\bar{L}S}^{(+)}(\omega) d\omega \right) / \int_0^{\infty} V_{J\bar{L}S}(r) V_{JLS}(r) n^{(-)}(r) r^2 dr, \quad (4)$$

определенного по аналогии с параметром $x_{J(L)L'S}$. В анализе силовых функций представляют интерес параметры исчерпывания $x_{J(L)L'S}^{(\mp)}(\delta)$, определенные для различных энергетических интервалов $\delta = \omega_1 - \omega_2$.

Для вычисления силовых функций $S_V(\omega)$ в рамках ЧДДОМ (или кПСФ) вместо базового метода ч–д-функции Грина (эффективного ч–д-пропагатора) можно использовать более “экономный” метод эффективного поля [1, 4]. Метод был введен в ядерную физику А.Б. Мигдалом [10]. Упомянутые выше силовые функции $S_{J(L)L'S}^{(\mp)}(\omega)$ определяются соответствующими эффективными полями $\tilde{V}_{J(L)SM}^{(\mp)}(x, \omega)$, индуцированными за счет взаимодействия (1) внешними полями $V_{JLSM}^{(\mp)}(x)$. С учетом тензорных корреляций выражение для эффективных полей можно представить в виде:

$$\tilde{V}_{J(L)SM}^{(\mp)}(x, \omega) = \tau^{(\mp)} \sum_{L'=L, \bar{L}} \tilde{V}_{J(L)L'S}^{(\mp)}(r, \omega) T_{JL'SM}(\mathbf{n}). \quad (5)$$

Радиальные компоненты эффективного поля (5) удовлетворяют системе интегральных уравнений:

$$\tilde{V}_{J(L)L'S}^{(\mp)}(r, \omega) = V_{JLS}(r) \delta_{LL'} + \frac{2}{r^2} \int \sum_{L''=L, \bar{L}} \left[G' A_{J,L',L''S}^{(\mp)}(r, r', \omega) + G'_t A_{J,\bar{L}',L''S}^{(\mp)}(r, r', \omega) \right] \tilde{V}_{J(L)L''S}^{(\mp)}(r', \omega) dr'. \quad (6)$$

Здесь $(rr')^{-2} A_{J,L',L''S}^{(\mp)}(r, r', \omega)$ — радиальные компоненты зарядово-обменного “свободного” ч–д-пропагатора. Будучи базовой величиной в приложениях ЧДДОМ, “свободный” пропагатор отвечает модели невзаимодействующих и независимо затухающих (фрагментирующих) ч–д-состояний. В пренебрежении фрагментационным эффектом, т.е. в рамках кПСФ, явное выражение для радиальных компонент свободного пропагатора (включая недиагональные по L, S элементы) приведено в [1]. Это выражение содержит числа заполнения одночастичных состояний, радиальные волновые функции этих состояний, а также функции Грина радиального уравнения Шредингера.

В рамках ЧДДОМ фрагментационный эффект описывается феноменологически в терминах усредненного по энергии ч-д массового оператора (или собственно-энергетической части), ответственного за указанный эффект. Интенсивность среднего массового оператора, $-iW(E_x) + P(E_x)$, имеет мнимую и действительную части, причем последняя определяется (феноменологической) величиной $W(E_x)$ с помощью некоторого дисперсионного соотношения (см. [4] и ссылки в этой работе). В применении к описанию в рамках базовой версии ЧДДОМ зарядово-обменных монополярных ч-д-возбуждений выражения для радиальных компонент “свободного” ч-д-пропагатора, т.е. для величин $A_{0,00,00}^{(\mp)}(r, r', \omega)$ детально описаны в работе [11]. Эти величины можно непосредственно использовать, чтобы получить выражения для компонент $A_{J,L',S,L''S}^{(\mp)}(r, r', \omega)$ в (6) путем замены соответствующих кинематических факторов:

$$\begin{aligned} \left(t_{(\pi)(\nu)}^{000}\right)^2 &= \frac{1}{4\pi} (2j_\nu + 1) \delta_{(\pi)(\nu)} \rightarrow & (7) \\ \rightarrow t_{(\pi)(\nu)}^{JL'S} t_{(\pi)(\nu)}^{JL''S} &= \frac{1}{2J+1} \times \\ &\times \langle (\pi) || T_{JL'S} || (\nu) \rangle \langle (\pi) || T_{JL''S} || (\nu) \rangle. \end{aligned}$$

Здесь приведенные матричные элементы спинтензорных операторов определены для переходов между однонейтронными и однопротонными состояниями, характеризуемыми, в частности, совокупностями квантовых чисел $(\nu) \equiv j_\nu, l_\nu$ и $(\pi) \equiv j_\pi, l_\pi$, где j и l — квантовые числа полного и орбитального моментов нуклона. Завершая комментарий к основному динамическому соотношению модели, отметим, что тензорные корреляции в формировании зарядово-обменных спин-мультипольных возбуждений реализуются за счет совместного учета в (6) как недиагональных по L компонент ч-д-пропагатора, так и тензорной части ч-д-взаимодействия (1). При отсутствии такого учета (как это имеет место в базовых версиях ЧДДОМ и кПСФ) соответствующие эффективное и внешнее поля имеют, согласно (6), (5), одинаковую спин-угловую симметрию.

В рамках ЧДДОМ эффективное поле определяет основные характеристики ГР, такие как силовая функция и “проецированная” (одночастичная) переходная плотность, отвечающие подходящему пробному оператору, а также вероятности прямого однонуклонного распада. Для различных ГР указанные характеристики проанализированы в рамках базовой версии модели (см. [4] и ссылки в этой работе). В применении к описанию зарядово-обменных спин-мультипольных ГР в рамках модифицированной версии ЧДДОМ выражения для

силовых функций $S_{J(L)L'S}^{(\mp)}(\omega)$, отвечающих пробному оператору заданной симметрии (квантовые числа J, L, S), в терминах радиальных компонент эффективного поля (5), (6) имеют вид ($L' = L, \bar{L}$):

$$\begin{aligned} S_{J(L)L'S}^{(\mp)}(\omega) &= -\frac{1}{\pi} \text{Im} \sum_{L''=L, \bar{L}} \int V_{L'}(r) \times & (8) \\ &\times A_{J,L',S,L''S}^{(\mp)}(r, r', \omega) \tilde{V}_{J(L)L''S}^{(\mp)}(r', \omega) dr dr'. \end{aligned}$$

Силовые функции $S_{J(L)L'S}^{(\mp)}(\omega)$ удовлетворяют правилу сумм (2) и позволяют вычислить параметры “исчерпывания” $x_{J(L)L'S}^*$ (3), (4) для достаточно большого энергетического интервала.

Радиальные компоненты проецированной переходной плотности, $\rho_{J(L)L'S}^{(\mp)}(r, \omega)$, удовлетворяют соотношениям:

$$\left[S_{J(L)L'S}^{(\mp)}(\omega)\right]^{1/2} = \int V_{L'}(r) \rho_{J(L)L'S}^{(\mp)}(r, \omega) dr. \quad (9)$$

Эти соотношения позволяют получить выражения для указанных компонент в терминах эффективного поля, если воспользоваться равенствами (8), почленно умноженными на величину $\left[S_{J(L)L'S}^{(\mp)}(\omega)\right]^{-1/2}$. Как и силовые функции (8), переходные плотности имеют симметричную и несимметричную компоненты.

3. СИЛОВЫЕ ФУНКЦИИ ГТР И ИВГСМР^(\mp)

Приведенные выше соотношения модифицированной версии ЧДДОМ применены для количественного анализа в различных приближениях монополярных компонент силовых функций ГТР (включая низко- и высокоэнергетические “хвосты” этого резонанса), а также ИВГСМР^(\mp) в материнском ядре ²⁰⁸Pb. В проведенном анализе используются следующие ингредиенты модели.

1. Феноменологическое частично самосогласованное с учетом изобарической симметрии модельного гамильтониана среднее поле ядра с параметрами, найденными из независимых данных (среднее поле и выбор параметров поля детально описаны в [4]).
2. Мнимая часть интенсивности усредненного по энергии ч-д массового оператора, ответственного за фрагментационный эффект, $W(E_x)$, причем параметризация этой величины принята той же, что и в работе [4] для

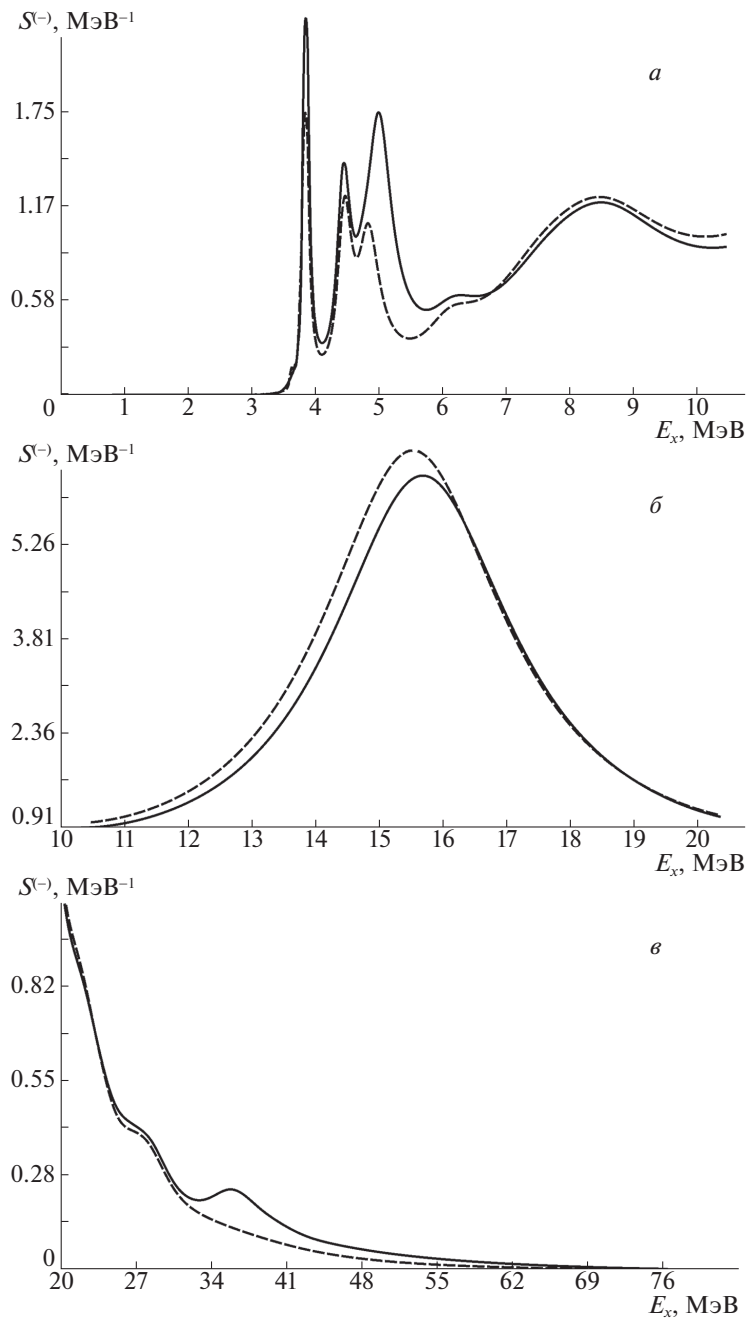


Рис. 1. Монопольная компонента силовой функции ГТР в ядре ^{208}Bi , вычисленная в рамках ЧДДОМ в симметричном ($g_t' = 0$, штриховая кривая) и несимметричном ($g_t' = -0.15$, сплошная кривая) приближениях для низких энергий (*a*), в окрестности главного максимума ГТР (*b*), для высоких энергий (*v*).

величины $W(\omega)$, использованной для описания ряда изоскалярных гигантских мультипольных резонансов в ядре ^{208}Pb :

$$W(E_x) = \begin{cases} 0, & E_x < \Delta \\ \alpha (E_x - \Delta)^2 / [1 + (E_x - \Delta)^2 / B^2], & E_x \geq \Delta. \end{cases}$$

Феноменологические параметры щели (Δ),

насыщения (B) и силы (α) в зависимости $W(E_x)$ выбраны следующим образом: $\Delta = 3$ МэВ, а величины α и B подобраны так, чтобы описать в рассматриваемом приближении наблюдаемые полные ширины главных максимумов ГТР и ИВГСМР $^{(-)}$. Значения указанных параметров приведены в табл. 1.

Таблица 1. Параметры спин-изоспиновой компоненты взаимодействия Ландау–Мигдала и мнимой части интенсивности усредненного массового оператора

Модель	Приближение	g'	α , МэВ ⁻¹	B , МэВ
кПСФ	Симм. $g'_t = 0$	0.78	–	–
	Несимм. $g'_t = 0$	0.77	–	–
	Несимм. $g'_t = -0.15$	0.76	–	–
ЧДДОМ	Симм. $g'_t = 0$	0.71	0.27	4.88
	Несимм. $g'_t = 0$	0.69	0.33	4.36
	Несимм. $g'_t = -0.15$	0.68	0.26	4.90

3. Параметр сил Ландау–Мигдала g' выбран в каждом из вариантов расчета симметричной (монополярной) компоненты силовой функции $S_{G-T}^{(-)}(E_x)$ из условия описания наблюдаемой энергии главного максимума ГТР в ядре ^{208}Bi , $(E_x)_{\text{max}} = 15.6 \pm 0.2$ МэВ [5]. Использованные в расчетах значения приведены в табл. 1.
4. Величина параметра η в выражении для радиальной части спин-монополярного (С-М) пробного оператора $V_{S-M}(r)$ найдена в рамках базовой версии ЧДДОМ из условия минимального возбуждения главного максимума ГТР этим оператором и равна 38.79 Фм².
5. Параметр интенсивности тензорных сил g'_t варьировался с целью выяснения возможности описания в рамках модели имеющихся экспериментальных данных относительно изучаемых силовых функций. Приемлемой оказалась величина $g'_t = -0.15$.

В соответствии с обозначенными во Введении целями исследования монополярные компоненты (Г-Т и С-М) силовых функций в материнском ядре ^{208}Pb анализируются ниже в рамках базовых и модифицированных версий кПСФ и ЧДДОМ. В табл. 2 наряду с некоторыми экспериментальными данными приведены следующие параметры указанных компонент, вычисленные в приближениях $g'_t = 0$ и $g'_t = -0.15$.

1. Параметры “исчерпывания” силы монополярной компоненты Г-Т силовой функции для энергий ниже и выше главного максимума ГТР, $x_{<}^{(-)}$ и $x_{>}^{(-)}$ (интервалы E_x 0–10.5 МэВ и 19.8–76.3 МэВ соответственно).

2. Параметры “исчерпывания” силы главного максимума ГТР и ИВГСМР⁽⁻⁾, $x_{\text{max}}^{(-)}$ (интервалы E_x 10.5–19.8 МэВ и 29–51 МэВ соответственно).
3. Параметры “исчерпывания” полной силы указанных резонансов ($x^{(-),*}$) и не энергетически взвешенного правила сумм (x^*), вычисленные для интервала E_x 0–76.3 МэВ.
4. Энергия главного максимума ИВГСМР⁽⁻⁾, $(E_x)_{\text{max}}$.
5. Ширины главных максимумов ГТР и ИВГСМР⁽⁻⁾, Г.

Приведенные в табл. 2 величины получены на основе анализа соответствующих силовых функций, вычисленных в рамках кПСФ и ЧДДОМ в различных приближениях. Для удобства анализа в рамках кПСФ в расчетах использована малая (фиктивная) мнимая добавка к среднему полю ядра с интенсивностью $W = 0.1$ МэВ и радиусом, равным удвоенному радиусу ядра. Монополярные компоненты силовых функций ГТР и ИВГСМР^(\mp), вычисленные в рамках ЧДДОМ, показаны на рис. 1 и 2 соответственно для случаев отсутствия и полного учета тензорных корреляций. Вычисленная в рамках базовой версии ЧДДОМ силовая функция 1^+ -ИВГКР⁽⁻⁾ “тензорного партнера” рассмотренных выше монополярных резонансов показана на рис. 3.

Как следует из приведенных на рис. 1а, 1в и 3 данных, обусловленные тензорными корреляциями нерегулярности в энергетической зависимости низко- и высокоэнергетической компонент монополярной Г-Т силовой функции коррелируют с максимумами силовой функции 1^+ -ИВГСКР⁽⁻⁾. Приведенные в табл. 2 данные свидетельствуют о том, что вклад тензорных корреляций в формирование Г-Т силовой функции в ядре ^{208}Pb

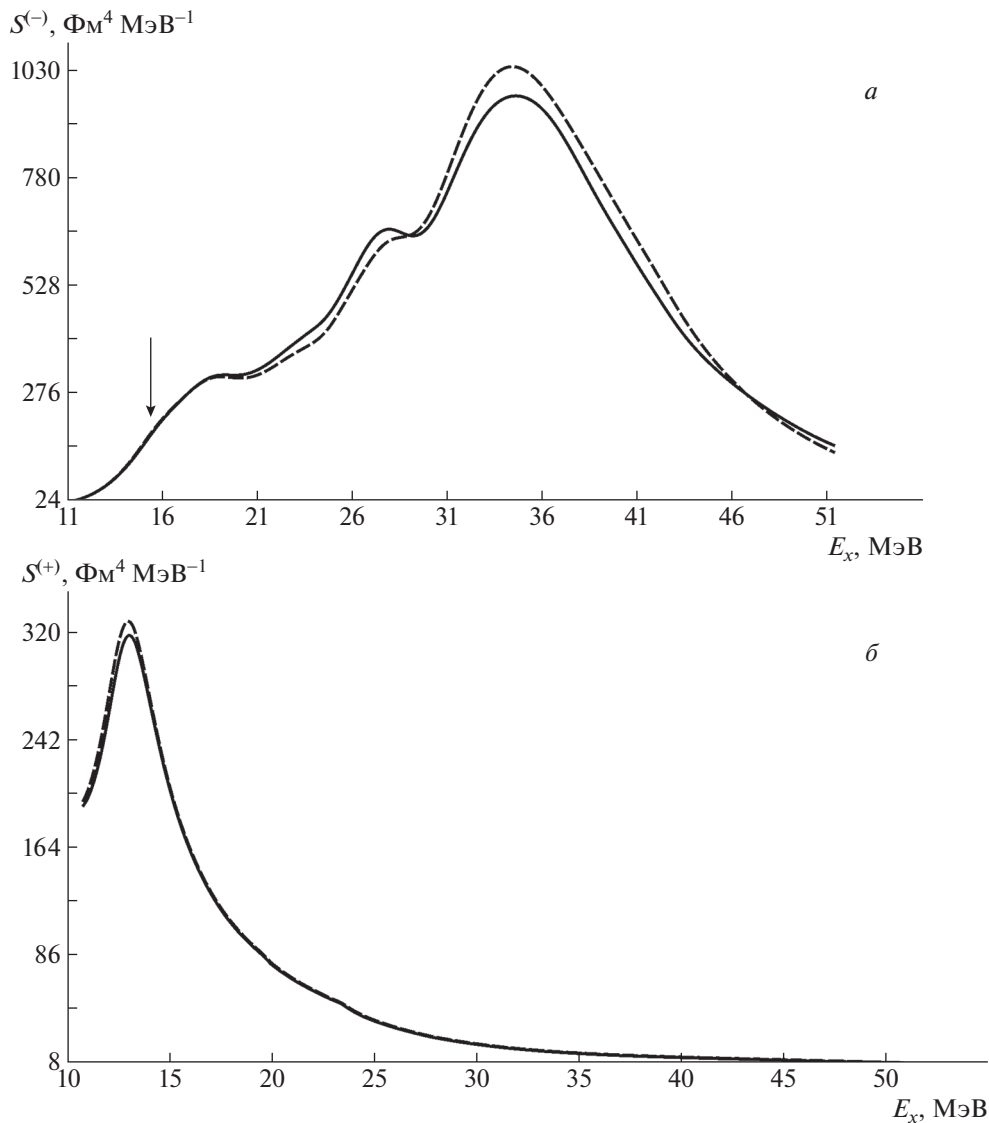


Рис. 2. Монопольные компоненты силовых функций ИВГСМР⁽⁻⁾ в ядре ^{208}Bi (а) и ИВГСМР⁽⁺⁾ в ядре ^{208}Tl (б), вычисленные в рамках ЧДДОМ в симметричном ($g'_t = 0$, штриховая кривая) и несимметричном ($g'_t = -0.15$, сплошная кривая) приближениях. На рис. 2а стрелкой указано положение главного максимума ГТР.

оказывается относительно небольшим. Тем не менее, учет этого вклада (совместно с учетом вклада фрагментационного эффекта) позволяет улучшить описание экспериментальных данных по силе главного максимума ГТР и его низкоэнергетической компоненты. Отметим согласующееся с этими данными относительно полное исчерпывание Г-Т силы расчетной силовой функцией (т.е. близость к 100% величины $x_{\text{Г-Т}}^*$). Другими словами, не просматривается необходимость учета связи Г-Т возбуждений с нуклонными степенями свободы (так называемый quenching effect).

Среди других результатов отметим обусловленную нейтронным избытком малость вклада С-М возбуждений в $\beta^{(+)}$ -канале в неэнергетически

взвешенное правило сумм, т.е. близость величин $x^{(-)*}$ и x^* , в особенности для Г-Т возбуждений (табл. 2). При удовлетворительном описании С-М силовой функции учет тензорных корреляций не позволил устранить некоторую недооценку энергии максимума ИВГСМР⁽⁻⁾ (табл. 2). Причины этой недооценки остаются неясными.

Отметим также возможность описания в рамках модифицированной версии ЧДДОМ величин, существующих только за счет тензорных корреляций. К этим величинам относятся недиагональные (квадрупольные) компоненты Г-Т силовой функции и проецированной переходной плотности (разд. 2). Экспериментальное обнаружение соответствующего эффекта возможно, по-видимому, из

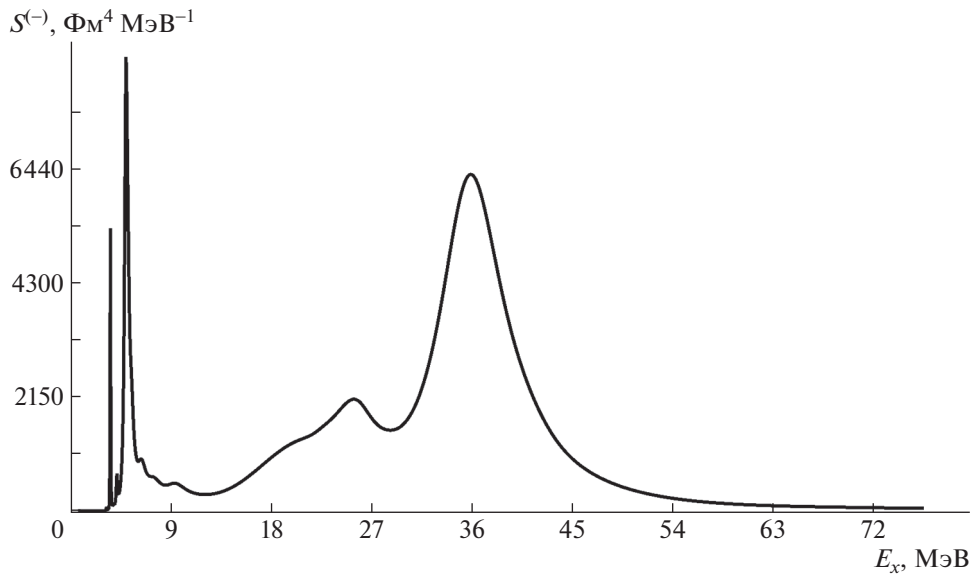


Рис. 3. Вычисленная в рамках базовой версии ЧДДОМ силовая функция 1^+ -ИВГКР $^{(-)}$ в ядре ^{208}Bi .

Таблица 2. Вычисленные в различных приближениях параметры монополюсных компонент силовых функций ГТР и ИВГСМР $^{(-)}$ в ядре ^{208}Bi (экспериментальные данные, относящиеся к ГТР, взяты из работы [5] (в первом столбце — из работ [6, 5]), и относящиеся к ИВГСМР $^{(-)}$, — из работы [7]; обозначения даны в тексте)

Модель	Приближение	ГТР							ИВГСМР $^{(-)}$				
		$x_{<}^{(-)}$, %	$x_{\text{max}}^{(-)}$, %	$x_{>}^{(-)}$, %	$x^{(-),*}$, %	x^* , %	$(E_x)_{\text{max}}$, МэВ	Γ , МэВ	$x_{\text{max}}^{(-)}$, %	$x^{(-),*}$, %	x^* , %	$(E_x)_{\text{max}}$, МэВ	Γ , МэВ
кПСФ	Эксп.	18 ± 5	60 ± 15				15.6 ± 0.2	3.72 ± 0.25	60 ± 5			37 ± 1	14 ± 3
	Симм. $g'_t = 0$	8.3	76.2	13.9	98.4	97.4	15.64	0.76	89	124	104	34.36	10.41
	Несимм. $g'_t = 0$	9.1	74.3	14.9	98.3	97	15.63	0.77	87	124	104	34.33	10.27
ЧДДОМ	Несимм. $g'_t = -0.15$	9.5	69.9	17.1	96.5	95	15.63	0.88	84	124	104	34.31	10.11
	Симм. $g'_t = 0$	12.9	69.2	18.4	100.7	99	15.54	3.72	83	125	94	34.44	13.96
	Несимм. $g'_t = 0$	13.7	67.5	19.3	100.7	99	15.62	3.72	82	125	98	34.65	13.99
	Несимм. $g'_t = -0.15$	14.13	65.09	21.45	100.9	98.9	15.62	3.72	79	125	98	34.56	14.00

анализа углового распределения нейтронов в сечении (pn)-реакции с возбуждением ГТР. В результате такого исследования появится возможность оценить величину параметра g'_t . В применении к оценке параметра g' соответствующая процедура описана в [9].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе предложена модифицированная версия частично-дырочной дисперсионной оптической модели (и, как предельный случай, континуумного приближения случайной фазы), позволяющая учесть тензорные корреляции в формировании зарядово-обменных спин-мультипольных гигантских резонансов в средне-

тяжелых магических материнских ядрах. Предложенный подход реализован главным образом в применении к гамов-теллеровскому резонансу и его обертоны (изовекторному гигантскому спин-монополюсному резонансу) в ядре ^{208}Bi . Монополюсные компоненты силовых функций указанных резонансов вычислены в различных приближениях с использованием подходящих значений параметров g' и g'_t — безразмерных интенсивностей центральной и тензорной частей спин-изоспиновой компоненты сил Ландау–Мигдала. Как ожидалось, вклад тензорных корреляций в формирование упомянутых компонент силовых функций оказался относительно небольшим. Тем не менее, учет этого вклада позволил улучшить

описание соответствующих экспериментальных данных. В рамках подхода предложено также описание монополюльной компоненты силовой функции не изученного экспериментально изовекторного гигантского спин-монополюльного резонанса в ядре ^{208}Pb . Такое описание позволило, в частности, верифицировать результаты расчета монополюльных компонент силовых функций зарядово-обменных спин-монополюльных резонансов с помощью соответствующего правила сумм. Намечены пути анализа эффектов, обусловленных только тензорными корреляциями. Соответствующие исследования находятся в стадии реализации.

Авторы благодарны М.Л. Горелику, С.Ю. Игашову, Г.В. Коломийцеву и А.П. Северюхину за полезные обсуждения.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 19-02-00660) и Программы “Приоритет 20-30” НИЯУ МИФИ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. М. Г. Урин, *Релаксация ядерных возбуждений* (Энергоатомиздат, Москва, 1991).
2. В. А. Родин, М. Г. Урин, ЯФ **66**, 2178 (2003) [Phys. At. Nucl. **66**, 2128 (2003)].
3. A. P. Severyukhin and H. Sagawa, Prog. Theor. Exp. Phys. **2013**, 103D03 (2013).
4. M. L. Gorelik, S. Shlomo, B. A. Tulupov, and M. H. Urin, Phys. Rev. C **103**, 034302 (2021).
5. H. Akimune, I. Daito, Y. Fujita, M. Fujiwara, M. B. Greenfield, M. N. Harakeh, T. Inomata, J. Jänecke, K. Katori, S. Nakayama, H. Sakai, Y. Sakemi, M. Tanaka, and M. Yosoi, Phys. Rev. C **52**, 604 (1995).
6. A. Krasznahorkay, H. Akimune, M. Fujiwara, M. N. Harakeh, J. Jänecke, V. A. Rodin, M. H. Urin, and M. Yosoi, Phys. Rev. C **64**, 067302 (2001).
7. R. G. T. Zegers, H. Abend, H. Akimune, A. M. van den Berg, H. Fujimura, H. Fujita, Y. Fujita, M. Fujiwara, S. Galès, K. Hara, M. N. Harakeh, T. Ishikawa, T. Kawabata, K. Kawase, T. Mibe, K. Nakanishi, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 202501 (2003).
8. Г. В. Коломийцев, М. Г. Урин, ЯФ **83**, 119 (2020) [Phys. At. Nucl. **83**, 118 (2020)].
9. J. Yasuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **121**, 132501 (2018).
10. А. Б. Мигдал, *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер* (Наука, Москва, 1983).
11. G. V. Kolomytsev, M. L. Gorelik, and M. H. Urin, EPJ A **54**, 228 (2018).

ON TENSOR CORRELATIONS IN FORMATION OF CHARGE-EXCHANGE SPIN-MULTIPOLE GIANT RESONANCES IN MEDIUM-HEAVY CLOSED-SHELL PARENT NUCLEI

V. I. Bondarenko¹⁾, M. G. Urin²⁾

¹⁾Shubnikov Institute of Crystallography, Federal Research Center “Crystallography and Photonics”, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

²⁾National Research Nuclear University “MEPhI” (Moscow Engineering Physics Institute), Russia

An approach to accounting for tensor correlations in formation of charge-exchange giant spin-multipole resonances in medium-heavy closed-shell parent nuclei is proposed within the particle-hole dispersive optical model based on the continuum-random-phase approximation. As an example of implementations of the approach, a description of the strength functions of Gamow-Teller and charge-exchange giant spin-monopole resonances in the ^{208}Pb parent nucleus is given. Calculation results are compared with available experimental data.

О СВОЙСТВАХ НЕЧЕТНО-НЕЧЕТНЫХ НУКЛИДОВ ВБЛИЗИ $Z, N \sim 50$

© 2022 г. В. И. Исаков^{1)*}

Поступила в редакцию 28.12.2021 г.; после доработки 28.12.2021 г.; принята к публикации 30.12.2021 г.

В работе детально исследованы свойства нечетно-нечетных предельно нейтронодефицитных ядер, непосредственно прилегающих к дважды магическому ядру ^{100}Sn . Вычислены спектры уровней и электромагнитные свойства этих ядер. Проведено сравнение полученных результатов с имеющимися немногочисленными экспериментальными данными. Рассмотрены проблема $E2$ эффективного нейтронного заряда и свойства ряда изомерных состояний в этих ядрах.

DOI: 10.31857/S0044002722030096

Нечетно-нечетные ядра представляют особый интерес для теоретического исследования, поскольку результаты расчетов очень чувствительны как к используемому подходу, так и к используемому в расчетах взаимодействию. К настоящему времени получена экспериментальная информация о таких ядрах, непосредственно прилегающих к “удаленному” дважды магическому нейтронодефицитному ядру ^{100}Sn . Ранее мы в рамках метода хаотической фазы и с использованием эффективного взаимодействия в работах [1–7] подробно исследовали ядра ^{132}Sb , ^{134}Sb , ^{130}In , ^{132}In и ^{134}In вблизи дважды магического нейтроноизбыточного ядра ^{132}Sn . Здесь мы проводим аналогичную процедуру, но для ядер окрестности ^{100}Sn на другой стороне от дорожки стабильности.

Уравнения метода хаотической фазы для ядер типа “магическое $\pm p \pm n$ ” либо “магическое $\pm p \mp n$ ” могут быть получены с использованием операторной алгебры или с использованием метода функций Грина. В последнем случае энергии состояний соответствуют полюсам ω -образа двух-временной частично-частичной либо частично-дырочной функций Грина, когда в качестве неприводимого блока в соответствующих каналах используется эффективное взаимодействие (“лестничное” приближение).

В обоих случаях спектр уровней ядра типа “магическое $\pm p \pm n$ ” или “магическое $\pm p \mp n$ ” определяется решением системы уравнений

$$\begin{vmatrix} A & B \\ B & C \end{vmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix} = \omega \begin{pmatrix} X \\ -Y \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где физический смысл входящих в систему уравнений величин X_{ab} и $Y_{a'b'}$ в случае ядер “магическое $\pm p \pm n$ ” таков:

$$\begin{aligned} X_{ab}^J(\omega_n^+) &= \langle JM(\omega_n^+) | [a_a^+ a_b^+]^{JM} | \tilde{0} \rangle, & (2) \\ Y_{a'b'}^J(\omega_n^+) &= \langle JM(\omega_n^+) | [a_a^+ a_{b'}^+]^{JM} | \tilde{0} \rangle, \\ X_{ab}^J(\omega_n^-) &= \langle JM(\omega_n^-) | [a_a a_b]^{JM} | \tilde{0} \rangle, \\ Y_{a'b'}^J(\omega_n^-) &= \langle JM(\omega_n^-) | [a_{a'} a_{b'}]^{JM} | \tilde{0} \rangle, \\ [a_a^+ a_b^+]^{JM} &= \sum_{m_\alpha, m_\beta} C_{j_\alpha m_\alpha j_\beta m_\beta}^{JM} a_{l_\alpha j_\alpha m_\alpha}^+ a_{l_\beta j_\beta m_\beta}^+, \\ [a_a a_b]^{JM} &= \sum_{m_\alpha, m_\beta} (-1)^{l_\alpha + j_\alpha - m_\alpha + l_\beta + j_\beta - m_\beta} \times \\ &\times C_{j_\alpha m_\alpha j_\beta m_\beta}^{JM} a_{l_\alpha j_\alpha - m_\alpha} a_{l_\beta j_\beta - m_\beta}. \end{aligned}$$

Входящие в (1) подматрицы A , B и C имеют вид:

$$\begin{aligned} A_{\alpha\beta;\mu\nu} &= (\varepsilon_\alpha + \varepsilon_\beta) \delta_{\alpha\mu} \delta_{\beta\nu} + & (3) \\ &+ a \langle j_\alpha j_\beta J | \hat{v} | j_\mu j_\nu J \rangle_a, \\ B_{\alpha\beta;\mu\nu} &= a \langle j_\alpha j_\beta J | \hat{v} | j_\mu j_\nu J \rangle_a, \\ C_{\alpha\beta;\mu\nu} &= -(\varepsilon_\alpha + \varepsilon_\beta) \delta_{\alpha\mu} \delta_{\beta\nu} + a \langle j_\alpha j_\beta J | \hat{v} | j_\mu j_\nu J \rangle_a. \end{aligned}$$

Здесь $\alpha, \beta = a, b$ либо a', b' , причем штрихованные индексы относятся к состояниям ниже поверхности Ферми, а не штрихованные — к уровням выше поверхности Ферми. Величины ε представляют собой одночастичные энергии, причем $\varepsilon_a(p)$, $\varepsilon_b(n) > \varepsilon_F(p, n)$ и $\varepsilon_{a'}(p)$, $\varepsilon_{b'}(n) < \varepsilon_F(p, n)$.

Решения ω системы уравнений (1) для ядер “магическое ± 2 нуклона” разделяются соответственно на две группы: “верхние” $\omega^{(+)}$ либо “нижние” $\omega^{(-)}$, для которых $\omega_k^{(+)} \sim \varepsilon_a + \varepsilon_b$ и $\omega_k^{(-)} \sim \varepsilon_{a'} + \varepsilon_{b'}$.

¹⁾НИЦ “Курчатовский институт” — ПИЯФ, Гатчина, Россия.

*E-mail: visakov@thd.pnpi.spb.ru

Для “верхних” решений амплитуды X_{ab}^J большие, а амплитуды $Y_{a'b'}^J$ маленькие, и они обусловлены корреляциями в основном состоянии, в то время как для “нижних” решений наоборот. Определяемые формулой (2) амплитуды X и Y нормированы соотношением

$$\left| \sum_{a,b} X_{ab}^J(\omega_n) X_{ab}^J(\omega_m) - \sum_{a',b'} Y_{a'b'}^J(\omega_n) Y_{a'b'}^J(\omega_m) \right| = \delta(\omega_n, \omega_m). \quad (4)$$

В нашем приближении приведенные матричные элементы электромагнитного перехода между состояниями $|\omega_n, J\rangle$ и $|\omega_m, J'\rangle$ в случае ядра “магическое + 2 нуклона” имеют вид

$$\begin{aligned} & \langle \omega_m, J' | \hat{m}(\lambda) | \omega_n, J \rangle = \quad (5) \\ & = [(2J+1)(2J'+1)]^{1/2} \times \\ & \times \left[\sum_{\alpha, \beta, \mu} [X_{\alpha\beta}^J(\omega_n) X_{\mu\beta}^{J'}(\omega_m) - Y_{\alpha\beta}^J(\omega_n) Y_{\mu\beta}^{J'}(\omega_m)] \times \right. \\ & \quad \times W[\lambda j_\mu J j_\beta; j_\alpha J'] \langle j_\mu | \hat{m}(\lambda) | j_\alpha \rangle + \\ & \quad + \sum_{\alpha, \beta, \nu} [X_{\alpha\beta}^J(\omega_n) X_{\alpha\nu}^{J'}(\omega_m) - Y_{\alpha\beta}^J(\omega_n) Y_{\alpha\nu}^{J'}(\omega_m)] \times \\ & \quad \left. \times W[\lambda j_\nu J j_\alpha; j_\beta J'] \langle j_\nu | \hat{m}(\lambda) | j_\beta \rangle (-1)^{j_\beta + j_\nu + J + J' + 1} \right]. \end{aligned}$$

Здесь приведенные матричные элементы определяются соотношением

$$\begin{aligned} \langle J' M' | \hat{T}_{\lambda\mu} | J M \rangle &= (-1)^{J'-M'} \times \quad (6) \\ & \times \begin{pmatrix} J' & \lambda & J \\ -M' & \mu & M \end{pmatrix} \langle J' | \hat{T}_\lambda | J \rangle. \end{aligned}$$

Для ядра “магическое $-p-n$ ” следует использовать “нижние” решения, а выражение (5) следует умножить на $(-1)^\lambda$.

Если мы представим эффективное взаимодействие между нуклонами \hat{v} в виде

$$\hat{v}(1, 2) = \hat{v}^{(0)} + \hat{v}^{(1)} \tau_1 \tau_2, \quad (7)$$

то для нейтрон-протонной системы в канале частица-частица мы имеем

$$\begin{aligned} & a \langle j_\alpha j_\beta J | \hat{v} | j_\mu j_\nu J \rangle_a = \quad (8) \\ & = \langle j_\alpha j_\beta J | \hat{v}^{(0)} - \hat{v}^{(1)} | j_\mu j_\nu J \rangle + \\ & + (1)^{j_\mu + j_\nu + J + 1} \langle j_\alpha j_\beta J | 2\hat{v}^{(1)} | j_\nu j_\mu J \rangle. \end{aligned}$$

Для нечетно-нечетных частично-дырочных ядер типа “магическое $\pm p \mp n$ ” уравнения, определяющие спектр уровней и амплитуды состояний, также

имеют вид (1), но смысл входящих в них амплитуд таков:

$$\begin{aligned} X_{ab'}^J(\omega_n^+) &= \langle JM(\omega_n^+) | [a_a^+ a_{b'}]^{JM} | \tilde{0} \rangle, \quad (9) \\ Y_{a'b}^J(\omega_n^+) &= \langle JM(\omega_n^+) | [a_{a'}^+ a_b]^{JM} | \tilde{0} \rangle, \\ X_{ab'}^J(\omega_n^-) &= \langle JM(\omega_n^-) | [a_a a_{b'}^+]^{JM} | \tilde{0} \rangle, \\ Y_{a'b}^J(\omega_n^-) &= \langle JM(\omega_n^-) | [a_{a'} a_b^+]^{JM} | \tilde{0} \rangle, \\ [a_a^+ a_\beta]^{JM} &= \sum_{m_\alpha, m_\beta} C_{j_\alpha m_\alpha j_\beta m_\beta}^{JM} \times \\ & \times a_{l_\alpha j_\alpha m_\alpha}^+ a_{l_\beta j_\beta - m_\beta} (-1)^{l_\beta + j_\beta - m_\beta}, \\ [a_\alpha a_{\beta'}^+]^{JM} &= \sum_{m_\alpha, m_\beta} C_{j_\alpha m_\alpha j_\beta m_\beta}^{JM} a_{l_\alpha j_\alpha - m_\alpha} \times \\ & \times a_{l_\beta j_\beta m_\beta}^+ (-1)^{l_\alpha + j_\alpha - m_\alpha}. \end{aligned}$$

Здесь $\alpha, \beta = a, b'$, либо a', b ; индексы со штрихами также соответствуют одночастичным состояниям ниже энергий Ферми, а индексы без штриха — уровням выше энергий Ферми, в то время как $|\tilde{0}\rangle$ представляет собой вектор основного состояния магического ядра с учетом корреляций в основном состоянии. В рассматриваемом случае в формуле (1) мы имеем

$$\begin{aligned} A_{\alpha\beta, \mu\nu} &= (\varepsilon_\alpha - \varepsilon_\beta) \delta_{\alpha\mu} \delta_{\beta\nu} + \quad (10) \\ & + \langle j_\alpha \bar{j}_\beta J | \hat{v} | j_\mu \bar{j}_\nu J \rangle, \end{aligned}$$

$$B_{\alpha\beta, \mu\nu} = \langle j_\alpha \bar{j}_\beta J | \hat{v} | j_\mu \bar{j}_\nu J \rangle,$$

$$C_{\alpha\beta, \mu\nu} = -(\varepsilon_\alpha - \varepsilon_\beta) \delta_{\alpha\mu} \delta_{\beta\nu} + \langle j_\alpha \bar{j}_\beta J | \hat{v} | j_\mu \bar{j}_\nu J \rangle.$$

Здесь частично-дырочные матричные элементы взаимодействия, входящие в формулы (10), имеют вид

$$\begin{aligned} & a \langle j_\alpha \bar{j}_\beta J | \hat{v} | j_\mu \bar{j}_\nu J \rangle_a = \quad (11) \\ & = - \sum_{J_0} (2J_0 + 1) W [j_\nu j_\mu j_\alpha j_\beta; J J_0] \times \\ & \times \left[\langle j_\nu j_\alpha J_0 | \hat{v}^{(0)} - \hat{v}^{(1)} | j_\beta j_\mu J_0 \rangle + (-1)^{j_\beta + j_\mu + J_0 + 1} \times \right. \\ & \quad \left. \times \langle j_\nu j_\alpha J_0 | 2\hat{v}^{(1)} | j_\mu j_\beta J_0 \rangle \right] (-1)^{\ell_\beta + \ell_\nu}. \end{aligned}$$

Если мы рассматриваем ядро типа “магическое $+p-n$ ”, то индексы “ α, μ ” относятся к протонам (p), а индексы “ β, ν ” — к нейтронам (n). В этом случае “верхние” решения ω_k^+ системы уравнений (1) соответствуют ядру “магическое $+p-n$ ”. В то же время “нижние” решения ω_k^- относятся к ядру “магическое $-p+n$ ”.

Для ядра “магическое $+p-n$ ” амплитуды “ X ” большие, а амплитуды “ Y ” маленькие, и они также возникают за счет корреляций в основном состоянии (т.е. за счет отличия Ферми-ступеньки при

$\varepsilon = \varepsilon_F$ от единицы). В то же время, ситуация противоположна для ядер “магическое $-p + n$ ” ($\omega_k = \omega_k^-$), где амплитуды “ X ” малы, а амплитуды “ Y ” велики.

Амплитуды “ X ” и “ Y ” нормированы соотношением

$$\left| \sum_{ab'} X_{ja'jb'}^J(\omega_n) X_{ja'jb'}^J(\omega_m) - \sum_{a'b} Y_{ja'jb}^J(\omega_n) Y_{ja'jb}^J(\omega_m) \right| = \delta(\omega_n, \omega_m). \quad (12)$$

В нашем случае приведенный матричный элемент для перехода $|J(\omega_n^+)\rangle \rightarrow |J'(\omega_m^+)\rangle$ имеет вид

$$\begin{aligned} \langle J'(\omega_m^+) | \hat{m}(\lambda) | J(\omega_n^+) \rangle &= \quad (13) \\ &= [(2J+1)(2J'+1)]^{1/2} \times \\ &\times \left\{ \sum_{\alpha\beta\mu} \left(X_{ja'j\beta}^J(\omega_n^+) X_{j\mu j\beta}^{J'}(\omega_m^+) - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - Y_{ja'j\beta}^J(\omega_n^+) Y_{j\mu j\beta}^{J'}(\omega_m^+) \right) \times \right. \\ &\times W[\lambda j_\mu J j_\beta; j_\alpha J'] \langle j_\mu || \hat{m}(\lambda) || j_\alpha \rangle \pm \\ &\pm \sum_{\alpha\beta\nu} \left(X_{ja'j\beta}^J(\omega_n^+) X_{j_\alpha j\nu}^{J'}(\omega_m^+) - \right. \\ &\quad \left. - Y_{ja'j\beta}^J(\omega_n^+) Y_{j_\alpha j\nu}^{J'}(\omega_m^+) \right) \times \\ &\times W[\lambda j_\beta J' j_\alpha; j_\nu J] \langle j_\nu || \hat{m}(\lambda) || j_\beta \rangle \left. \right\}, \end{aligned}$$

где в (\pm) знак $(+)$ относится к переходам типа $M\lambda$, а знак $(-)$ к $E\lambda$ -переходам. Для ядра “магическое $-p + n$ ”, когда $\omega_k = \omega_k^-$, выражение (13) следует умножить на $(-1)^\lambda$. Отметим, что мы используем фазы шаровых функций в соответствии с работой [8].

Величины “ ε ”, входящие в формулы (3) и (10), представляют собой одночастичные энергии, генерируемые одночастичным потенциалом вида

$$U(\mathbf{r}, \sigma) = Uf(r) + U_{\ell s} \frac{1}{r} \frac{df}{dr} \mathbf{ls}, \quad (14)$$

$$f(r) = \frac{1}{1 + \exp[(r-R)/a]},$$

где

$$U = V_0 \left(1 - \beta \frac{N-Z}{2A} \tau_3 \right),$$

$$U_{\ell s} = V_{\ell s} \left(1 - \beta_{\ell s} \frac{N-Z}{2A} \tau_3 \right),$$

$$R = r_0 A^{1/3},$$

$\tau_3 = 1$ для нейтронов и $\tau_3 = -1$ для протонов. В случае протонов к выражению (14) добавляется

потенциал равномерно заряженной сферы радиуса $R_c = r_c A^{1/3}$.

Потенциал (14) использовался нами ранее, и он обеспечивает хорошее описание одночастичных спектров в ядрах вблизи заполненных оболочек. В наших расчетах мы использовали следующие значения параметров, входящих в формулу (14): $V_0 = -51.6$ МэВ, $V_{\ell s} = 34.1$ МэВ ФМ², $a(p) = 0.67$ ФМ, $a(n) = 0.62$ ФМ, $\beta = 1.39$, $\beta_{\ell s} = -0.6$, $r_{00} = 1.27$ ФМ, $r_c = 1.25$ ФМ.

Используемое нами эффективное двухчастичное взаимодействие имеет вид, см. [4–7]

$$\begin{aligned} \hat{v} = \exp \left(-\frac{r_{12}^2}{r_{00}^2} \right) & \left[V + V_\sigma \boldsymbol{\sigma}_1 \boldsymbol{\sigma}_2 + V_T S_{12} + \quad (15) \right. \\ & \left. + \tau_1 \tau_2 (V_\tau + V_{\tau\sigma} \boldsymbol{\sigma}_1 \boldsymbol{\sigma}_2 + V_{\tau T} S_{12}) \right] + \\ & + \frac{e^2}{r_{12}} \left(\frac{1 - \hat{\tau}_3(1)}{2} \right) \left(\frac{1 - \hat{\tau}_3(2)}{2} \right). \end{aligned}$$

В расчетах мы использовали следующие параметры взаимодействия: $V = -16.65$, $V_\sigma = 2.33$, $V_T = -3.00$, $V_\tau = 3.35$, $V_{\tau\sigma} = 4.33$, $V_{\tau T} = 3.00$ (МэВ) и $r_{00} = 1.75$ ФМ. В случае идентичных частиц это взаимодействие совпадает с таковым из работы [9]. Оно также хорошо воспроизводит характер мультиплетного расщепления в нечетно-нечетных ядрах вблизи ²⁰⁸Pb и ¹³²Sn, свойства четных изотопов Sn от $A = 100$ до $A = 132$, а также спаривательные характеристики ядер.

Электромагнитные моменты ядер и вероятности переходов вычислялись с использованием эффективных мультипольных операторов вида

$$\begin{aligned} \hat{m}(E2\mu) &= e_{\lambda=2}^{p,n}(\text{eff}) r^2 Y_{2\mu}(\theta, \varphi), \quad (16) \\ \hat{m}(M1\mu) &= \mu_N \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \left[g_\ell^{p,n}(\text{eff}) \mathbf{l} + \right. \\ &\quad \left. + g_s^{p,n}(\text{eff}) \mathbf{s} + g_2 \tau_3 r^2 [Y_2 \otimes \mathbf{s}]^1 \right]_\mu. \end{aligned}$$

Здесь значения гиромагнитных отношений и эффективных зарядов были те же, что и в наших предыдущих работах, см., например, [1, 2, 4–6, 10], а именно $e_{\lambda=2}^p(\text{eff}) = 1.6|e|$, $e_{\lambda=2}^n(\text{eff}) = 0.9|e|$, $g_\ell^p(\text{eff}) = 1.102$, $g_\ell^n(\text{eff}) = -0.005$, $g_s^p(\text{eff}) = 3.79$, $g_s^n(\text{eff}) = -2.04$ и $g_2 = -0.031$ ФМ⁻². Открытым остается вопрос о величинах эффективных зарядов для $E2$ -переходов в ядрах окрестности ¹⁰⁰Sn. В наших предыдущих работах мы использовали для ядер окрестностей ²⁰⁸Pb и ¹³²Sn значения $e_{\lambda=2}^p = 1.6$ и $e_{\lambda=2}^n = 0.9$. Однако в работе [11] из перехода $6_1^+ \rightarrow 4_1^+$ в ядре ¹⁰²Sn и соответствующего расчета было получено значение $e_{\lambda=2}^n = 2.3(+0.6-0.4)$. При этом из данных [12] о переходах $8_1^+ \rightarrow 6_1^+$ и $6_1^+ \rightarrow 4_1^+$ в ядре ⁹⁸Cd и соответствующего

Таблица 1. Энергии нижних уровней, а также электрические квадрупольные и магнитные дипольные моменты состояний ядра ^{98}In (энергии уровней приведены в МэВ, квадрупольные моменты — в единицах $|e|\Phi\text{м}^2$, магнитные моменты — в единицах μ_N ; уровни с четными значениями I характеризуются изоспином $T = 1$ и являются изоаналогами нижних состояний ядра ^{98}Cd ; квадрупольные моменты вычислены при различных величинах эффективных зарядов; звездочками отмечены экспериментальные энергии аналоговых состояний ядра ^{98}Cd с $T = 1$)

Уровень	Энергия		Квадр. момент Q_2			Магн. момент
	расч.	эксп.	$e_p = 1.6$ $e_n = 0.9$	$e_p = 1.6$ $e_n = 2.3$	$e_p = 1.6$ $e_n = 2.8$	
0_1^+	осн.сост.	осн.сост.	—	—	—	—
1_1^+	1.463	—	−12.3	−19.2	−21.6	0.59
2_1^+	1.709	1.395*	−15.2	−23.8	−26.8	1.17
3_1^+	1.996	—	−14.1	−22.0	−24.9	1.76
4_1^+	2.106	2.082*	−9.86	−15.4	−17.3	2.34
5_1^+	2.094	—	−2.99	−4.66	−5.26	2.93
6_1^+	2.234	2.281*	6.22	9.70	10.9	3.51
7_1^+	2.000	—	17.6	27.5	31.0	4.10
8_1^+	2.284	2.428*	31.1	48.6	54.8	4.68
9_1^+	1.170	0.82(73)	46.7	72.9	82.2	5.27

расчета, проведенного нами в рамках метода RPA, следует, что $e_{\lambda=2}^p(\text{eff}) = 1.65(+0.15-0.08)$ и $1.85(+0.17-0.12)$ соответственно. Близкое, но имеющее большую неопределенность значение $e_{\lambda=2}^p(\text{eff}) \approx 2.1 \pm 0.6$ получается из нашего расчета перехода $(21/2)_1^+ \rightarrow (17/2)_1^+$ в ядре ^{97}Ag , проведенного нами в рамках многочастичной модели оболочек. Поэтому в расчетах ядер окрестности ^{100}Sn мы принимаем для $E2$ -переходов значение $e_{\lambda=2}^p(\text{eff}) = 1.6$. Заметим, что в сообщениях [13, 14] переход $6_1^+ \rightarrow 4_1^+$ в ядре ^{102}Sn характеризуется значениями $T_{1/2} = 367$ нс и $\Delta E = 88$ кэВ. В работе [15] расчет, проведенный нами на основе этих данных, привел к значению $e_{\lambda=2}^p(\text{eff}) = 2.75$.

В табл. 1–4 приведены результаты расчетов спектров уровней, электрических квадрупольных и магнитных дипольных моментов состояний и приведенных вероятностей $E2$ - и $M1$ -переходов для околomagических нечетно-нечетных ядер $^{98}\text{In}_{49}$ и $^{100}\text{In}_{51}$. Все экспериментальные результаты взяты из базы данных [16]. Расчеты $E2$ -характеристик проведены для различных значений эффективного заряда нейтрона $e_{\lambda=2}^n$. В ядрах $^{100}\text{Sb}_{49}$ и $^{102}\text{Sb}_{51}$ “валентные” протонные состояния сверх оболочки $Z = 50$ являются квазистационарными с $T_{1/2} \sim 10^{-15}-10^{-13}$ с, и поэтому указанные ядра нами здесь не рассматриваются ввиду отсутствия ближайшей перспективы их экспериментального исследования.

В связи с неопределенностью значений $e_{\lambda=2}^n$ необходимы дополнительные вычисления для определения эффективного нейтронного заряда в других ядрах рассматриваемой области. Поскольку значение эффективного заряда для протонов известно, то такими объектами могут быть нечетно-нечетные ядра, прилегающие к ^{100}Sn . Соответствующие экспериментальные данные в ближайших нечетно-нечетных протонно-стабильных ядрах ^{98}In и ^{100}In отсутствуют, но они имеются для близких ядер ^{98}Ag (переход $4_1^+ \rightarrow 6_1^+$) и ^{94}Rh (переход $2_1^+ \rightarrow 4_1^+$). Преимуществом нечетно-нечетных ядер является также, как правило, малое конфигурационное смешивание двухквazичастичных состояний, по сравнению с четно-четными нуклидами.

При удалении от замкнутых оболочек нам следует перейти к квазичастичному представлению. В общем случае матричный элемент взаимодействия между парами квазичастиц $\{j_1 j_2; J\}$ и $\{j_3 j_4; J\}$ в ядрах с развитым спариванием определяется выражением

$$M_{j_3 j_4; j_1 j_2}^J = (u_3 u_4 u_1 u_2 + v_3 v_4 v_1 v_2) \times \quad (17)$$

$$\times {}_a \langle j_3 j_4 J | \hat{v} | j_1 j_2 J \rangle_a + (u_3 v_4 u_1 v_2 + v_3 u_4 v_1 u_2) \times$$

$$\times {}_a \langle j_3 \bar{j}_4 J | \hat{v} | j_1 \bar{j}_2 J \rangle_a,$$

где u, v — коэффициенты преобразования Боголюбова, а соответствующие матричные элементы взаимодействия в каналах частица–частица и частица–дырка определяются формулами (8)

Таблица 2. Приведенные вероятности электрических квадрупольных и магнитных дипольных переходов в ядре ^{98}In ; значения $B(E2)$ приведены в единицах $e^2 \text{Фм}^4$, а $B(M1)$ — в единицах $(\mu_N)^2$; экспериментальные данные по вероятностям переходов отсутствуют

Переход $I_i \rightarrow I_f$	$B(E2; I_i \rightarrow I_f)$			$B(M1; I_i \rightarrow I_f)$
	$e_p = 1.6$ $e_n = 0.9$	$e_p = 1.6$ $e_n = 2.3$	$e_p = 1.6$ $e_n = 2.8$	
$1_1^+ \rightarrow 0_1^+$	—	—	—	5.33
$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	81.1	197	251	—
$2_1^+ \rightarrow 1_1^+$	1.07	1.11	3.24	6.11
$3_1^+ \rightarrow 1_1^+$	92.8	226	287	—
$3_1^+ \rightarrow 2_1^+$	3.04	3.02	8.90	6.33
$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	91.1	222	282	—
$4_1^+ \rightarrow 3_1^+$	5.48	5.49	16.1	6.10
$5_1^+ \rightarrow 3_1^+$	79.6	194	247	—
$5_1^+ \rightarrow 4_1^+$	8.04	8.04	23.6	5.58
$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	63.1	153	195	—
$6_1^+ \rightarrow 5_1^+$	10.2	10.2	29.9	4.85
$7_1^+ \rightarrow 5_1^+$	44.1	107	137	—
$7_1^+ \rightarrow 6_1^+$	11.2	11.2	33.1	3.91
$8_1^+ \rightarrow 6_1^+$	25.3	61.6	78.4	—
$8_1^+ \rightarrow 7_1^+$	10.5	10.5	30.9	2.78
$9_1^+ \rightarrow 7_1^+$	9.56	23.3	29.6	—
$9_1^+ \rightarrow 8_1^+$	7.09	7.09	20.8	1.48

и (11). В то же время приведенные матричные элементы от оператора электромагнитного перехода между двухквaziчастичными конфигурациями имеют вид

$$\begin{aligned}
 & \langle j_3 j_4 J' | \hat{m}(\lambda) | j_1 j_2 J \rangle = \quad (18) \\
 & = \sqrt{(2J+1)(2J'+1)} \times \\
 & \times \left\{ W[\lambda j_3 J j_2; j_1 J'] \delta(j_4, j_2) \langle j_3 | \hat{m}(\lambda) | j_1 \rangle \times \right. \\
 & \times (u_1 u_3 \pm v_1 v_3) + (-1)^{j_2+j_4+J+J'+1} \times \\
 & \times W[\lambda j_4 J j_1; j_2 J'] \delta(j_3, j_1) \times \\
 & \left. \times \langle j_4 | \hat{m}(\lambda) | j_2 \rangle (u_2 u_4 \pm v_2 v_4) \right\},
 \end{aligned}$$

где знак $(-)$ в формуле (18) соответствует $E\lambda-$, а знак $(+)$ $M\lambda$ -переходам.

В случае нечетного числа частиц для определения величин u и v в формулах (17) и (18) необходим учет эффекта блокировки [17]. При этом для изолированного j^n -уровня (например, $1g_{9/2}$) мы имеем

$$v^2 = \frac{n-1}{2j-1}, \quad u^2 = \frac{2j-n}{2j-1}, \quad (19)$$

если n нечетно, и

$$v^2 = \frac{n}{2j+1}, \quad u^2 = \frac{2j+1-n}{2j+1},$$

если n четно.

В реальных расчетах мы использовали $G_p = 23/A$ и $G_n = 21/A$ МэВ.

В табл. 5 и 6 приводятся результаты расчетов спектра уровней и электромагнитных характеристик ядра ^{98}Ag . Состояния $|I_1\rangle$ по основным компонентам соответствуют мультиплету $\{p1g_{9/2}, n1g_{7/2}\}$, а состояния $|I_2\rangle$ — мультиплету $\{p1g_{9/2}, n2d_{5/2}\}$, как и в случае ядра ^{100}In . Из данных табл. 5 видно хорошее согласие расчетных энергий уровней с экспериментальными данными [16]. В то же время из табл. 6 следует, что согласие с экспериментом по периоду полураспада уровня 4_1^+ (переход $4_1^+ \rightarrow 6_1^+$, которому соответствует $B(E2; 6_1^+ \rightarrow 4_1^+) = 80.3(3.5) e^2 \text{Фм}^4$) возникает при значении $e_{\lambda=2}^n(\text{eff}) = 2.8$. Из сравнения данных табл. 4 и 6 видно, что в ядрах ^{100}In и ^{98}Ag , в ко-

Таблица 3. Расчетные и экспериментальные энергии уровней, а также электрические квадрупольные и магнитные дипольные моменты уровней ядра ^{100}In ; энергии уровней выражены в МэВ, квадрупольные моменты — в единицах $|e|\Phi\text{м}^2$, магнитные моменты — в единицах μ_N

Уровень	Энергия		Квадр. момент Q_2			Магн. момент
	расч.	эксп.	$e_p = 1.6$ $e_n = 0.9$	$e_p = 1.6$ $e_n = 2.3$	$e_p = 1.6$ $e_n = 2.8$	
1_1^+	2.697	$x + 2.720$	3.96	1.57	0.715	3.48
2_1^+	0.674	$x + 0.672$	12.5	9.77	8.78	5.64
2_2^+	1.494	$x + 1.423$	6.03	12.2	14.5	3.67
3_1^+	0.247	$x + 0.236$	19.8	31.1	35.2	5.30
3_2^+	1.174	—	10.4	24.8	30.0	3.81
4_1^+	0.100	$x + 0.095$	23.3	38.2	43.6	4.87
4_2^+	1.019	—	11.4	23.6	27.9	4.39
5_1^+	0.094	x	23.3	32.7	36.0	4.97
5_2^+	0.937	—	11.7	17.5	19.6	5.02
6_1^+	осн. сост.	осн. сост.	19.9	15.5	13.9	5.00
6_2^+	0.941	—	13.5	12.9	12.7	5.74
7_1^+	0.284	—	17.4	-1.62	-8.43	5.32
7_2^+	0.872	—	12.4	-1.52	-6.49	6.43
8_1^+	1.354	—	14.5	-9.51	-18.1	7.22

торых нижним уровням соответствуют одинаковые конфигурации, но разное число протонов на “валентной” орбите $p1g_{9/2}$, приведенные вероятности $M1$ -переходов между аналогичными состояниями близки друг к другу. В то же время вероятности $E2$ -переходов оказываются существенно разными. Это объясняется различной четностью операторов $E2$ и $M1$ относительно операции отражения времени и характеризуется множителем $(uu' \pm vv')$ в формуле (18).

Перейдем к рассмотрению ситуации в ядре ^{94}Rh . Здесь нижние уровни, так же как и в ядре ^{98}In , соответствуют конфигурации $\{p1g_{9/2}, n1g_{9/2}\}$, но с разным числом протонов на уровне $p1g_{9/2}$. В отличие от ^{98}In , в ядре ^{94}Rh подболочка $p1g_{9/2}$ является наполовину заполненной ($u_1^2 \sim v_1^2 \sim 0.5$), а нейтронная подболочка заполнена почти целиком ($v_2^2 \sim 1.0$). В этом случае диагональные ($j_1 = j_3, j_2 = j_4$) частично-частичный и частично-дырочный матричные элементы в правой части формулы (17) имеют разные знаки, но сравнимы по величине, а их вклады в мультиплетное расщепление в случае ^{94}Rh в значительной степени компенсируют друг друга. Спектр уровней становится сжатым и в меньшей степени предсказуемым. В то

же время это тот случай, когда согласно формуле (18) матричный элемент $E2$ -перехода слабо зависит от величины эффективного заряда протона. Соответствующий переход $2_1^+ \rightarrow 4_1^+$ наблюдается в ядре ^{94}Rh , и ему соответствует $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) = 105.8 (+11.9 - 9.9) e^2\Phi\text{м}^4$. Расчетный спектр нижних уровней представлен в табл. 7, где нижним уровнем является состояние 9^+ . Такой же характер спектра получается и при использовании другого эффективного взаимодействия, применявшегося нами ранее в расчетах ядер области ^{208}Pb ($V = -9.95, V_\sigma = 2.88, V_T = -1.47, V_\tau = 5.90, V_{\tau\sigma} = 4.91, V_{\tau T} = 1.51$ МэВ и $r_{00} = 1.8$ Фм, см. [10]).

В то же время экспериментальные данные [16] указывают, что нижним уровнем в этом ядре является изомерное состояние 4^+ , а энергия состояний 8^+ и 9^+ является неопределенной (x и $x + 0.576$), причем уровень 8^+ является также изомерным и нижним. Отметим, что из данных [16] следует, что значение Q_β^+ для изомерного уровня, предположительно 8^+ , в ядре ^{94}Rh определено с точностью до ± 0.4 МэВ. Поэтому не исключено, что предполагаемый уровень 8^+ (9^+) является основным, что и наблюдается при $x \sim -0.4$ МэВ. Изомерным может быть только нижний из уровней 8^+ и 9^+ ввиду

Таблица 4. Приведенные вероятности $E2$ - и $M1$ -переходов в ядре ^{100}In ; величины $B(E2)$ приведены в единицах $|e|\Phi_{\text{м}^2}$, а $B(M1)$ — в единицах μ_N^2 , экспериментальные данные отсутствуют

Переход $I_i \rightarrow I_f$	$B(E2; I_i \rightarrow I_f)$			$B(M1; I_i \rightarrow I_f)$
	$e_p = 1.6$ $e_n = 0.9$	$e_p = 1.6$ $e_n = 2.3$	$e_p = 1.6$ $e_n = 2.8$	
$2_1^+ \rightarrow 1_1^+$	0.428	3.392	7.472	0.206
$2_2^+ \rightarrow 1_1^+$	17.82	0.196	4.446	1.691
$3_1^+ \rightarrow 1_1^+$	0.646	3.887	5.705	—
$3_2^+ \rightarrow 1_1^+$	0.799	15.60	32.26	—
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	0.0069	16.99	30.96	0.211
$3_1^+ \rightarrow 2_1^+$	9.329	6.020	19.54	2.286
$3_2^+ \rightarrow 2_1^+$	7.894	15.06	18.18	0.134
$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	1.181	40.54	68.12	—
$4_2^+ \rightarrow 2_1^+$	0.437	0.0035	0.100	—
$3_1^+ \rightarrow 2_2^+$	0.487	2.437	5.607	0.208
$3_2^+ \rightarrow 2_2^+$	31.87	15.24	10.77	2.078
$4_1^+ \rightarrow 2_2^+$	0.413	1.237	1.639	—
$4_2^+ \rightarrow 2_2^+$	0.295	26.40	51.38	—
$3_2^+ \rightarrow 3_1^+$	0.684	3.737	5.420	0.0002
$4_1^+ \rightarrow 3_1^+$	43.53	32.75	29.27	3.268
$4_2^+ \rightarrow 3_1^+$	0.947	11.79	18.60	0.045
$5_1^+ \rightarrow 3_1^+$	1.604	49.84	83.34	—
$5_2^+ \rightarrow 3_1^+$	1.273	7.867	11.58	—
$4_1^+ \rightarrow 3_2^+$	4.645	20.97	29.65	0.032
$4_2^+ \rightarrow 3_2^+$	78.13	127.9	148.6	2.140
$5_1^+ \rightarrow 3_2^+$	0.279	1.217	1.712	—
$5_2^+ \rightarrow 3_2^+$	0.462	21.50	42.72	—
$4_2^+ \rightarrow 4_1^+$	1.957	8.649	12.19	0.0016
$5_1^+ \rightarrow 4_1^+$	89.79	175.6	213.2	2.913
$5_2^+ \rightarrow 4_1^+$	2.637	7.651	10.07	0.017
$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	0.914	32.52	54.72	—
$6_2^+ \rightarrow 4_1^+$	1.465	7.984	11.58	—
$5_1^+ \rightarrow 4_2^+$	0.068	0.472	1.051	0.022
$5_2^+ \rightarrow 4_2^+$	112.7	240.8	298.3	1.952
$6_1^+ \rightarrow 4_2^+$	0.116	0.930	1.409	—
$6_2^+ \rightarrow 4_2^+$	0.299	16.79	33.14	—
$5_2^+ \rightarrow 5_1^+$	0.474	4.201	6.430	0.00026
$6_1^+ \rightarrow 5_1^+$	116.1	301.5	388.7	2.326
$6_2^+ \rightarrow 5_1^+$	0.948	1.993	2.460	0.040

Таблица 4. Продолжение

Переход $I_i \rightarrow I_f$	$B(E2; I_i \rightarrow I_f)$			$B(M1; I_i \rightarrow I_f)$
	$e_p = 1.6$ $e_n = 0.9$	$e_p = 1.6$ $e_n = 2.3$	$e_p = 1.6$ $e_n = 2.8$	
$7_1^+ \rightarrow 5_1^+$	0.125	9.292	16.08	—
$7_2^+ \rightarrow 5_1^+$	1.642	9.933	14.59	—
$6_1^+ \rightarrow 5_2^+$	5.244	22.63	31.80	0.032
$6_2^+ \rightarrow 5_2^+$	133.0	316.2	400.5	1.599
$7_1^+ \rightarrow 5_2^+$	0.0029	0.410	0.723	—
$7_2^+ \rightarrow 5_2^+$	0.411	6.820	14.24	—
$6_2^+ \rightarrow 6_1^+$	3.188	17.61	25.58	0.00022
$7_1^+ \rightarrow 6_1^+$	92.51	273.0	360.6	1.201
$7_2^+ \rightarrow 6_1^+$	1.147	0.815	0.710	0.029
$8_1^+ \rightarrow 6_1^+$	0.553	3.001	4.349	—
$7_1^+ \rightarrow 6_2^+$	3.278	6.838	8.423	0.024
$7_2^+ \rightarrow 6_2^+$	135.4	356.3	460.5	1.160
$8_1^+ \rightarrow 6_2^+$	0.442	0.928	2.386	—
$7_2^+ \rightarrow 7_1^+$	0.953	10.29	16.05	0.012
$8_1^+ \rightarrow 7_1^+$	8.560	38.79	54.66	0.029
$8_1^+ \rightarrow 7_2^+$	86.23	22.01	282.8	0.616

больших вероятностей $E2$ - и $M1$ -переходов между этими состояниями. Поэтому мы провели расчет вероятностей β^+ -переходов с 8^+ - и 9^+ -состояний ядра ^{94}Rh на уровень 8_1^+ дочернего ядра ^{94}Ru .

В рамках многочастичной модели оболочек в диагональном приближении в β -распад вовлекаются две $nljt_z$ -орбитали. В случае β^+ -распада происходит трансформация $j_1(p) \rightarrow j_2(n)$. В общем случае происходит трансформация между конфигурациями

$$|i\rangle \equiv |j_1^{n_1}(s_1\alpha_1J_1), j_2^{n_2}(s_2\alpha_2J_2); J_i\rangle_a \quad \text{и} \quad (20)$$

$$|f\rangle \equiv |j_1^{n_1-1}(s'_1\alpha'_1J'_1), j_2^{n_2+1}(s'_2\alpha'_2J'_2); J_f\rangle_a.$$

Соответствующее выражение для приведенной вероятности β^+ -перехода мультипольности λ имеет вид [18]

$$B(\lambda; J_i \rightarrow J_f) = n_1(n_2 + 1)(2J_1 + 1) \times (21)$$

$$\times (2J'_2 + 1)(2J_f + 1)(2j_1 + 1) \times$$

$$\times [j_1^{n_1-1}(s'_1\alpha'_1J'_1)j_1J_1] \{j_1^{n_1}(s_1\alpha_1J_1)\}^2 \times$$

$$\times [j_2^{n_2}(s_2\alpha_2J_2)j_2J'_2] \{j_2^{n_2+1}(s'_2\alpha'_2J'_2)\}^2 \times$$

$$\times \left\{ \begin{matrix} J_1 & J_2 & J_i \\ J'_1 & J'_2 & J_f \\ j_1 & j_2 & \lambda \end{matrix} \right\}^2 B_{\text{sp}}(\lambda; j_1 \rightarrow j_2),$$

где $\{...\}$ — генеалогические коэффициенты, s_i — квантовые числа сеньорити, α_i — дополнительные квантовые числа (если это необходимо).

Для нашего случая распада $^{94}_{45}\text{Rh}_{49} \rightarrow ^{94}_{45}\text{Ru}_{50}$ мы имеем

$$|J_i\rangle = |j^{n_1}(s_1 = 1, J_1 = j), j^{n_2}(s_2 = 1, J_2 = j); J_i\rangle, \quad (22)$$

$$|J_f\rangle = |j^{n_1-1}(s'_1 = 2, J'_1 = J_f), j^{n_2+1}(s'_2 = 0, J'_2 = 0); J_f\rangle,$$

где $j = 1g_{9/2}$, $n_1 = 5$, $n_2 = 9$, $J_f = 8$. В этом случае формула (21) упрощается и имеет вид

$$B(\lambda; J_i \rightarrow J_f) = 2 \frac{n_1 - 1}{2j - 1} \frac{n_2 + 1}{2j + 1} (2J_f + 1) \times (23)$$

$$\times (W[jjJ_f\lambda; J_ij])^2 \langle j_n = j || m(\lambda) || j_p = j \rangle^2,$$

где

$$\langle j_n = j^\pm || m(\lambda = 0, F) || j_p = j^\pm \rangle = (24)$$

Таблица 5. Энергии уровней, а также электрические квадрупольные и магнитные дипольные моменты состояний ядра ^{98}Ag ; квадрупольные моменты выражены в единицах $|e|\Phi\text{м}^2$, а магнитные моменты — в единицах μ_N

Уровень	Энергия		Квадр. момент Q_2			Магн. момент
	расч.	эксп.	$e_p = 1.6$ $e_n = 0.9$	$e_p = 1.6$ $e_n = 2.3$	$e_p = 1.6$ $e_n = 2.8$	
1_1^+	2.183	2.165	1.178	-0.949	-1.708	3.463
2_1^+	0.531	0.515	3.720	-1.808	-3.782	5.900
2_2^+	1.304	—	5.633	13.88	16.83	3.414
3_1^+	0.192	0.168	12.01	21.68	25.13	5.164
3_2^+	1.253	1.066 ?	7.060	17.44	21.15	3.803
4_1^+	0.085	0.107	13.82	25.50	29.67	4.920
4_2^+	1.092	—	7.104	15.67	18.73	4.369
5_1^+	0.087	—	12.03	18.28	20.51	4.921
5_2^+	1.105	—	6.279	10.37	11.83	5.022
6_1^+	осн. сост.	осн. сост.	7.737	3.315	1.736	5.063
6_2^+	1.029	—	4.796	2.278	1.378	5.725
7_1^+	0.201	0.220	1.449	-17.90	-24.81	5.292
7_2^+	1.063	—	2.755	-8.261	-12.19	6.460
8_1^+	1.167	1.154	0.212	-21.06	-28.66	7.211

$$\begin{aligned}
 &= \sqrt{2j^\pm + 1} \langle j_n | j_p \rangle, \quad j^\pm = l \pm \frac{1}{2}, \\
 \langle j_n = j^+ || m(\lambda = 1, \text{GT}) || j_p = j^+ \rangle &= \\
 &= \sqrt{\frac{(2l+2)(2l+3)}{(2l+1)}} \langle j_n | j_p \rangle, \\
 \langle j_n = j^- || m(\lambda = 1, \text{GT}) || j_p = j^+ \rangle &= \\
 &= \sqrt{\frac{2(2l)(2l+2)}{(2l+1)}} \langle j_n | j_p \rangle, \\
 \langle j_n = j^- || m(\lambda = 1, \text{GT}) || j_p = j^- \rangle &= \\
 &= -\sqrt{\frac{(2l-1)(2l)}{(2l+1)}} \langle j_n | j_p \rangle.
 \end{aligned}$$

Здесь $\langle j_n | j_p \rangle \approx 1$ — интеграл перекрытия радиальных волновых функций протона и нейтрона на одинаковых nlj -орбиталях.

В то же время в рамках квазичастичной модели приведенный матричный элемент β^+ -перехода из двухквазичастичного состояния нечетно-нечетного ядра в возбужденное состояние дочернего четно-четного ядра, соответствующее возбуждению двух протонных квазичастиц, имеет вид

$$\langle j_3 j_5 J_f || \hat{m}(\lambda, \beta^+) || j_1 j_2 J_i \rangle = \quad (25)$$

$$\begin{aligned}
 &= (-1)^{j_1+j_2+J_f+\lambda+1} \sqrt{\frac{(2J_i+1)(2J_f+1)}{1+\delta(j_3 j_5)}} \times \\
 &\times \left\{ W[j_1 j_2 J_f \lambda; J_i j_3] \langle j_2 || \hat{m}(\lambda, \beta^+) || j_3 \rangle v(j_2) v(j_3) \times \right. \\
 &\times \delta(j_5 j_1) + (-1)^{j_1+j_5+J_f+1} W[j_1 j_2 J_f \lambda; J_i j_5] \times \\
 &\times \left. \langle j_2 || \hat{m}(\lambda, \beta^+) || j_5 \rangle v(j_2) v(j_5) \delta(j_3 j_1) \right\},
 \end{aligned}$$

где индексы 1, 3 и 5 относятся к протонам, а индекс 2 — к нейтронам. Отметим, что если протоны и нейтроны находятся на одном изолированном j -уровне, то в рамках квазичастичной модели мы для вероятности перехода также приходим к формуле (23) с заменой $(n_1 - 1)/(2j - 1) \rightarrow v^2(j_p)_i$ и $(n_2 + 1)/(2j + 1) \rightarrow v^2(j_n)_f$.

В случае разрешенного β -распада мы имеем выражение для периода полураспада

$$\begin{aligned}
 T_{1/2}(\text{с}) &= \quad (26) \\
 &= \frac{6145}{f_0 [B(\text{F}; J_i \rightarrow J_f) + (G_A/G_V)^2 B(\text{GT}; J_i \rightarrow J_f)]},
 \end{aligned}$$

где f_0 — функция Ферми для разрешенного перехода. Здесь мы пренебрегли K -захватом, который в нашем случае дает пренебрежимо малый вклад, по сравнению с β^+ -распадом, ввиду очень больших значений Q_{β^+} . Поскольку аксиальный ток

Таблица 6. Приведенные вероятности $E2$ - и $M1$ -переходов в ядре ^{98}Ag в единицах $|e|\text{Фм}^2$ и μ_N^2 ; экспериментальное значение $B(E2; 6_1^+ \rightarrow 4_1^+)$ составляет $80.3(3.5) e^2 \text{Фм}^4$, другие экспериментальные данные по вероятностям перехода в настоящее время отсутствуют

Переход $I_i \rightarrow I_f$	$B(E2; I_i \rightarrow I_f)$			$B(M1; I_i \rightarrow I_f)$
	$e_p = 1.6$ $e_n = 0.9$	$e_p = 1.6$ $e_n = 2.3$	$e_p = 1.6$ $e_n = 2.8$	
$2_1^+ \rightarrow 1_1^+$	0.222	1.448	2.147	~ 0.2
$2_2^+ \rightarrow 1_1^+$	0.299	15.49	32.57	1.89
$3_1^+ \rightarrow 1_1^+$	0.697	4.552	6.746	—
$3_2^+ \rightarrow 1_1^+$	1.667	38.66	63.63	—
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	0.747	4.877	7.228	~ 0.2
$3_1^+ \rightarrow 2_1^+$	0.059	31.93	57.49	2.65
$3_2^+ \rightarrow 2_1^+$	0.747	4.877	7.228	~ 0.1
$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	5.759	61.01	94.93	—
$4_2^+ \rightarrow 2_1^+$	0.360	2.349	3.480	—
$3_1^+ \rightarrow 2_2^+$	0.272	1.773	2.628	~ 0.2
$3_2^+ \rightarrow 2_2^+$	8.930	6.129	5.270	2.44
$4_1^+ \rightarrow 2_2^+$	0.482	3.152	4.672	—
$4_2^+ \rightarrow 2_2^+$	1.954	45.32	74.60	—
$3_2^+ \rightarrow 3_1^+$	0.016	0.103	0.153	~ 0
$4_1^+ \rightarrow 3_1^+$	9.142	6.139	5.210	3.24
$4_2^+ \rightarrow 3_1^+$	0.484	3.162	4.686	~ 0.04
$5_1^+ \rightarrow 3_1^+$	6.548	69.37	107.9	—
$5_2^+ \rightarrow 3_1^+$	0.671	4.382	6.494	—
$4_1^+ \rightarrow 3_2^+$	0.639	4.182	6.183	~ 0.03
$4_2^+ \rightarrow 3_2^+$	23.36	49.92	61.61	2.22
$5_1^+ \rightarrow 3_2^+$	0.262	1.712	2.537	—
$5_2^+ \rightarrow 3_2^+$	1.741	40.38	66.46	—
$4_2^+ \rightarrow 4_1^+$	0.163	1.063	1.575	~ 0
$5_1^+ \rightarrow 4_1^+$	29.84	77.33	99.67	3.02
$5_2^+ \rightarrow 4_1^+$	0.126	0.822	1.218	~ 0.02
$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	4.701	49.81	77.50	—
$6_2^+ \rightarrow 4_1^+$	0.847	5.530	8.195	—
$5_1^+ \rightarrow 4_2^+$	0.678	4.425	6.564	~ 0.03
$5_2^+ \rightarrow 4_2^+$	38.475	107.998	141.3	2.00
$6_1^+ \rightarrow 4_2^+$	0.111	0.726	1.075	—
$6_2^+ \rightarrow 4_2^+$	1.280	30.10	49.55	—
$5_2^+ \rightarrow 5_1^+$	0.578	3.774	5.594	~ 0
$6_1^+ \rightarrow 5_1^+$	45.95	157.1	212.9	2.33
$6_2^+ \rightarrow 5_1^+$	0.007	0.048	0.071	~ 0.04

Таблица 6. Продолжение

Переход $I_i \rightarrow I_f$	$B(E2; I_i \rightarrow I_f)$			$B(M1; I_i \rightarrow I_f)$
	$e_p = 1.6$ $e_n = 0.9$	$e_p = 1.6$ $e_n = 2.3$	$e_p = 1.6$ $e_n = 2.8$	
$7_1^+ \rightarrow 5_1^+$	2.030	21.50	33.46	—
$7_2^+ \rightarrow 5_1^+$	0.832	5.432	8.051	—
$6_1^+ \rightarrow 5_2^+$	0.491	3.212	4.761	~ 0.03
$6_2^+ \rightarrow 5_2^+$	49.511	156.312	208.9	1.65
$7_1^+ \rightarrow 5_2^+$	0.029	0.191	0.283	—
$7_2^+ \rightarrow 5_2^+$	0.777	18.022	29.66	—
$6_2^+ \rightarrow 6_1^+$	0.891	5.820	8.626	~ 0
$7_1^+ \rightarrow 6_1^+$	41.58	159.3	220.5	1.30
$7_2^+ \rightarrow 6_1^+$	0.366	2.384	3.533	~ 0.03
$8_1^+ \rightarrow 6_1^+$	0.570	3.724	5.519	—
$7_1^+ \rightarrow 6_2^+$	0.217	1.419	2.102	~ 0.02
$7_2^+ \rightarrow 6_2^+$	51.088	171.786	232.1	1.20
$8_1^+ \rightarrow 6_2^+$	0.303	7.028	11.57	—
$7_2^+ \rightarrow 7_1^+$	0.799	5.218	7.733	~ 0
$8_1^+ \rightarrow 7_1^+$	1.426	9.310	13.79	0.03
$8_1^+ \rightarrow 7_2^+$	36.968	129.151	175.6	0.64

Таблица 7. Энергии уровней и электромагнитные моменты состояний ядра ^{94}Rh ; энергия “ x ” состояния, имеющего предположительно спин 8_1^+ , известна с точностью ± 0.4 МэВ, звездочками представлен экспериментальный спектр при $x = -0.4$, согласно нашим расчетам спектра и вероятностей β^+ -распада изомерный уровень с энергией x является на самом деле состоянием 9^+ , и скорее всего основным

Уровень	Энергия			Квадр. момент Q_2			Магн. момент
	расч.	эксп.	эксп. (*)	$e_p = 1.6$ $e_n = 0.9$	$e_p = 1.6$ $e_n = 2.3$	$e_p = 1.6$ $e_n = 2.8$	
0_1^+	0.837	—	—	—	—	—	—
1_1^+	0.983	0.613	1.013*	-4.763	-11.34	-13.69	0.585
2_1^+	0.516	0.055	0.455*	-5.953	-14.18	-17.11	1.171
3_1^+	0.555	—	—	-5.457	-12.99	-15.69	1.756
4_1^+	0.435	осн. сост. ?	0.400*	-3.789	-9.021	-10.89	2.342
5_1^+	0.415	—	—	-1.145	-2.726	-3.291	2.927
6_1^+	0.410	—	—	2.381	5.671	6.845	3.513
7_1^+	0.315	—	—	6.741	16.053	19.38	4.098
8_1^+	0.403	x	0.576*	11.907	28.353	34.227	4.684
9_1^+	осн. сост.	$x + 0.576$	осн. сост.*	17.860	42.530	51.341	5.269

не сохраняется, то в ядре аксиальная константа G_A перенормируется по сравнению с таковой в распаде нейтрона. Существуют разные оценки величины перенормировки, здесь мы воспользовались нашим результатом из работы [15], где из экспериментальных данных по β^+ -распаду ядра

^{100}Sn было получено значение $|G_A/G_V| \sim 1.00(15)$. Указанная величина близка к таковой, $|G_A/G_V| = 1.11(9)$, полученной нами ранее [19] из изучения β -распадов в легких ядрах с $N \sim Z$, но больше значения $|G_A/G_V| = 0.85(15)$, полученного в работе [20] из исследования β^+ -распадов в средне-

Таблица 8. Приведенные вероятности электрических квадрупольных и магнитных дипольных переходов в ядре ^{94}Rh ; экспериментальное значение $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ составляет $105.8(+11.9-9.9)e^2 \text{ Фм}^4$, другие экспериментальные данные по вероятностям $E2$ - и $M1$ -переходов в настоящее время отсутствуют

Переход $I_i \rightarrow I_f$	$B(E2; I_i \rightarrow I_f)$			$B(M1; I_i \rightarrow I_f)$
	$e_p = 1.6$ $e_n = 0.9$	$e_p = 1.6$ $e_n = 2.3$	$e_p = 1.6$ $e_n = 2.8$	
$1_1^+ \rightarrow 0_1^+$	—	—	—	5.41
$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	11.63	65.97	96.14	—
$2_1^+ \rightarrow 1_1^+$	1.273	9.843	14.86	6.29
$3_1^+ \rightarrow 1_1^+$	13.75	77.97	113.6	—
$3_1^+ \rightarrow 2_1^+$	3.449	26.66	40.25	6.39
$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	13.37	75.80	110.5	—
$4_1^+ \rightarrow 3_1^+$	6.190	47.85	72.24	6.12
$5_1^+ \rightarrow 3_1^+$	11.68	66.26	96.56	—
$5_1^+ \rightarrow 4_1^+$	9.044	69.90	105.5	5.59
$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	9.246	52.42	76.40	—
$6_1^+ \rightarrow 5_1^+$	11.43	88.34	133.4	4.84
$7_1^+ \rightarrow 5_1^+$	6.455	36.60	53.33	—
$7_1^+ \rightarrow 6_1^+$	12.63	97.61	147.4	3.90
$8_1^+ \rightarrow 6_1^+$	3.702	20.99	30.59	—
$8_1^+ \rightarrow 7_1^+$	11.80	91.19	137.7	2.78
$9_1^+ \rightarrow 7_1^+$	1.400	7.938	11.57	—
$9_1^+ \rightarrow 8_1^+$	26.12	61.52	92.87	1.47

тяжелых ядрах окрестности ^{146}Gd . Отметим, что в распаде нейтрона $G_A = -1.24 G_V$.

Пользуясь формулами (23)–(26), мы можем определить периоды полураспада изомерного 9^+ - (8^+)-состояния ядра ^{94}Rh , считая его основным, на возбужденное 8_1^+ -состояние ядра ^{94}Ru с энергией 2.645 МэВ. Если использовать величину $|G_A/G_V|$ из работы [15], то мы получаем следующие значения периодов полураспада: $T_{1/2}(9^+ \rightarrow 8^+) = 11.9 (+4.5-3.1)$ с, и $T_{1/2}(8^+ \rightarrow 8^+) = 0.46 (+0.21-0.11)$ с. Разброс величин связан с экспериментальной неопределенностью величин Q_β^+ . Выше мы предполагали, что изомеру 9^+ соответствует $Q_{\beta^+} = 9.6(4)$ МэВ [16] и $x = 0$. При этом верхнее значение величины $T_{1/2}$ соответствует значению $x = -0.4$. Полученные значения $T_{1/2}$ следует сравнить с парциальным периодом полураспада для β^+ -перехода на предполагаемый уровень 8_1^+ ядра ^{94}Rh , который легко определяется из экспериментальных данных [16]: $T_{1/2} \approx 27.4$ с. Из

сравнения мы видим, что кандидатом на изомер с неизвестной энергией x в ядре ^{94}Rh является состояние 9_1^+ , а не 8^+ , что согласуется с нашим расчетом спектра. В любом случае нижним и долгоживущим относительно β -распада состоянием останется уровень 9^+ . В то же время уровень 8^+ не может быть изомерным из-за интенсивного $M1$ -перехода на уровень 9^+ . Как видно из данных табл. 7, расчетные уровни 5^+ и 6^+ лежат в непосредственной близости и ниже состояния 4^+ , которое также является изомерным. Очевидно, реально эти состояния должны лежать выше уровня 4^+ . Указанное расхождение связано с точностью определения энергий уровней в квазичастичной модели, которая является наименьшей в случае наполовину заполненных подболочек.

В табл. 8 представлены расчетные значения приведенных вероятностей электромагнитных переходов в ядре ^{94}Rh . Из нее следует, что расчетное значение величины $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ согласуется с экспериментом при значении $e_{\lambda=2}^n(\text{eff}) = 2.8$. Это

совпадает с расчетом для ядра ^{98}Ag , нашим расчетом [15] для ядра ^{102}Sn , и близко к результату [11] для этого же ядра. В то же время полученная величина нейтронного эффективного заряда оказывается значительно больше расчетного [21] значения $e_{\lambda=2}^n(\text{eff}) \approx 1.0$ для ядра ^{100}Sn . Столь большое значение нейтронного эффективного заряда вызывает удивление, и, возможно, оно связано с предельной нейтронной дефицитностью ядер рассматриваемой области. Указанная проблема заслуживает проведения дополнительных теоретических и экспериментальных исследований.

Автор выражает свою признательность Ю.Н. Новикову за критический анализ работы и сделанные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. H. Mach, D. Jerrestam, B. Fogelberg, M. Hellström, J. P. Omtvedt, K. I. Erokhina, and V. I. Isakov, *Phys. Rev. C* **51**, 500 (1995).
2. V. I. Isakov, K. I. Erokhina, H. Mach, B. Fogelberg, A. Korgul, K. A. Mezilev, and E. Ramström, *ЯФ* **70**, 852 (2007) [*Phys. At. Nucl.* **70**, 818 (2007)].
3. V. I. Isakov, in *Proceedings of the International Conference on Isomers (INIR 2011), Peterhof, 2011*, p. 41.
4. В. И. Исаков, *ЯФ* **79**, 585 (2016) [*Phys. At. Nucl.* **79**, 811 (2016)].
5. В. И. Исаков, *ЯФ* **80**, 214 (2017) [*Phys. At. Nucl.* **80**, 431 (2017)].
6. В. И. Исаков, *ЯФ* **82**, 42 (2019) [*Phys. At. Nucl.* **82**, 38 (2019)].
7. В. И. Исаков, *ЯФ* **82**, 388 (2019) [*Phys. At. Nucl.* **82**, 468 (2019)].
8. Е. Кондон, Г. Шортли, *Теория атомных спектров* (Москва, 1949) [E. U. Condon and G. H. Shortley, *The Theory of Atomic Spectra* (Cambridge, 1935)].
9. K. Heude and M. Waroquier, *Nucl. Phys. A* **167**, 545 (1971).
10. С. А. Артамонов, В. И. Исаков, С. Г. Кадменский, И. А. Ломаченков, В. И. Фурман, *ЯФ* **36**, 829 (1982) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **36**, 486 (1982)].
11. M. Lipoglavšek, D. Seweryniak, C. N. Davis, C. Fahlander, M. Górska, R. V. F. Janssens, J. Nyberg, J. Uusitalo, W. B. Walters, I. Ahmad, J. Blomqvist, M. P. Carpenter, J. A. Cizewski, S. M. Fisher, H. Grawe, G. Hackman, *et al.*, *Phys. Letters B* **440**, 246 (1998).
12. J. Park, R. Krücken, D. Lubos, R. Gernhäuser, M. Lewitowicz, S. Nishimura, D. S. Ahn, H. Baba, B. Blank, A. Blazhev, P. Boutachkov, F. Browne, I. Čeliković, G. de France, P. Doormenbal, T. Faestermann, *et al.*, *Phys. Rev. C* **96**, 044311 (2017).
13. T. Faestermann, <https://indico.ific.uv.es/event/349/contributions/6172/attachments/4036/4532/Faestermann.pdf>, p. 24 (2011); частное сообщение.
14. M. Górska, https://indico.in2p3.fr/event/12970/contributions/12367/attachments/10498/13010/SSNET_gorska_2016_2.pdf, p. 36 (2016).
15. V. I. Isakov, *ЯФ* **76**, 881 (2013) [*Phys. At. Nucl.* **76**, 828 (2013)].
16. www-nndc.bnl.gov/ensdf/
17. В. Г. Соловьев, *Теория сложных ядер* (Наука, Москва, 1971) [V. G. Soloviev, *Theory of Complex Nuclei* (Pergamon Press, Oxford, 1976)].
18. V. I. Isakov, *ЯФ* **77**, 603 (2014) [*Phys. At. Nucl.* **77**, 569 (2014)].
19. V. I. Isakov, *ЯФ* **72**, 38 (2009) [*Phys. At. Nucl.* **72**, 33 (2009)].
20. G. D. Alkhazov, S. A. Artamonov, V. I. Isakov, K. A. Mezilev, and Yu. N. Novikov, *Phys. Lett. B* **198**, 37 (1987).
21. I. Hamamoto and H. Sagawa, *Phys. Lett. B* **394**, 1 (1997).

ON THE PROPERTIES OF ODD–ODD NUCLIDES CLOSE TO $N, Z \sim 50$

V. I. Isakov¹⁾

¹⁾ National Research Centre “Kurchatov Institute” — Petersburg Nuclear Physics Institute, Gatchina, Russia

Properties of extremely neutron-deficient odd–odd nuclei that are close to the doubly magical nucleus ^{100}Sn are considered in details. Energy spectra of nuclei and their electromagnetic properties are calculated. Results of calculations are compared with the available rare experimental data. The problem of the neutron $E2$ effective charge as well as the properties of some isomeric states in nuclei of this region are also considered.

РОЖДЕНИЕ ДЕЙТРОНОВ И ТРИТОНОВ С БОЛЬШИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ПОД УГЛОМ 40° В pA -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ЭНЕРГИИ ПУЧКА 50 ГэВ

© 2022 г. Н. Н. Антонов¹⁾, В. А. Викторов¹⁾, В. А. Гапиенко^{1)*}, Г. С. Гапиенко¹⁾, В. Н. Гресь¹⁾, А. Ф. Прудкогляд¹⁾, В. А. Романовский¹⁾, А. А. Семак¹⁾, И. П. Солодовников¹⁾, В. И. Терехов¹⁾, М. Н. Уханов¹⁾, С. С. Шиманский²⁾

Поступила в редакцию 27.12.2021 г.; после доработки 27.12.2021 г.; принята к публикации 05.01.2022 г.

В работе представлены данные по рождению положительно заряженных частиц, вылетающих под углом 40° (лаб. система) с поперечными импульсами до 2.7 ГэВ/с во взаимодействиях протонов с импульсом 50 ГэВ/с с ядерными мишенями C, Al, Cu и W. Особое внимание уделено изучению образования легчайших ядерных фрагментов, дейтронов (d) и тритонов (t). Анализ данных по d - и t -частицам позволяет говорить о локальном механизме рождения этих фрагментов путем их прямого выбивания из ядер. Результаты получены в эксперименте СПИН (ИФВЭ, Протвино).

DOI: 10.31857/S0044002722030035

Эксперимент СПИН изучает взаимодействия выведенных из ускорителя У-70 пучков протонов и ядер углерода с ядерными мишенями (см., например, [1–3]). Цель исследований состоит в том, чтобы, получив инклюзивные спектры вторичных частиц, рожденных с большими поперечными импульсами ($p_T > 1$ ГэВ/с) в кумулятивной области, попытаться понять природу образования таких частиц. Кумулятивной кинематической областью называется область импульсов, запрещенных по кинематике для взаимодействий на свободных нуклонах. При большом объеме накопленных за десятилетия данных по кумулятивным процессам вопрос о механизмах этих процессов остается до сих пор предметом спора, а так как кумулятивные эффекты проявляются только при взаимодействиях с ядром, то, значит, и структура ядерной материи является до конца непонятой. Для области предкумулятивных и кумулятивных процессов, происходящих с большими поперечными импульсами, практически нет данных, а согласно теоретическим оценкам [4], основной вклад в эти процессы дают жесткие взаимодействия с многонуклонными (многокварковыми) конфигурациями внутри ядра.

В настоящей статье представлены результаты по образованию дейтронов (d) и тритонов (t), вылетающих из мишени под углом 40° (лаб. система)

в протон-ядерных взаимодействиях при энергии пучка протонов 50 ГэВ. Выбранный для настоящих измерений угол вылета частиц соответствует углу $\sim 150^\circ$ по отношению к направлению пучка в системе центра масс налетающего протона и покоящегося нуклона ядра.

Установка СПИН представляет собой узкоапертурный магнитный одноплечевой спектрометр, состоящий из семи магнитных элементов, проводочных камер, времяпролетной системы, порогового черенковского детектора. Описание установки можно найти в [1]. Изменение положения магнитных элементов плеча спектрометра позволяет отбирать заряженные частицы, вылетающие из мишени с углами в диапазоне 22 – 55° (лаб. система). Во время измерений магнитная оптика спектрометра каждый раз настраивается на требуемый импульс заряженной частицы, выбиваемой из мишени. В качестве мишеней в настоящей и предыдущих наших работах использовались тонкие пластины из углерода, алюминия, меди и вольфрама.

Измерения проводились с использованием высокоинтенсивного ($\sim 2 \times 10^{12}$ протонов/с) протонного пучка, выведенного из ускорителя У-70. Рабочий диапазон импульсов вторичных частиц, доступный при выбранном угле плеча спектрометра, составляет 1 – 4.2 ГэВ/с. Захват по импульсу в этом диапазоне составляет $\Delta p/p \approx 2\%$, сам импульс измеряется с точностью $\sigma_p \sim 0.0025p$.

Идентификация частиц осуществлялась по измерению времени пролета на базовом расстоянии ~ 12 м. Пример распределения по времени пролета

¹⁾НИЦ “Курчатовский институт” — ИФВЭ, Протвино, Россия.

²⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

*E-mail: Vladimir.Gapienko@ihep.ru

для положительно заряженных частиц (π , K , p , d и t) с импульсом $p = 2.5$ ГэВ/с приведен на рис. 1. Распределение на рисунке является “видимым”, не поправленным на эффективности прохождения разных частиц по плечу спектрометра. Также для построения этого рисунка не использовалась информация с порогового черенковского детектора, позволяющая проводить надежное разделение π/K -частиц.

Для каждого значения импульса и угла, на которые настраивается плечо магнитного спектрометра, с помощью программы Geant4 [5] вычисляется таблица, которая содержит информацию о вероятности прохождения частицы определенного типа через спектрометр. Эти таблицы используются для восстановления инклюзивных сечений из первичных данных. Инвариантные сечения для положительно заряженных частиц, рожденных во взаимодействии протонов с С- и W-мишенями приведены на рис. 2 как функции импульса частиц. Значения поперечного импульса даны на верхних горизонтальных шкалах. Кинематический предел для нуклон-нуклонного рассеяния под углом 40° показан на обеих половинах рисунка в виде вертикальных штриховых прямых. Глядя на спектры, полученные с двумя разными мишенями, можно выделить общие закономерности: с ростом импульса быстро падает относительный вклад мезонов и растет вклад d - и t -частиц относительно выхода протонов. Поведение спектров, измеренных с двумя другими мишенями, Al и Si, имеет те же самые особенности, что и данные на рис. 2 для С- и W-ядер. Для мишеней С и W на рис. 3 показаны отношения выходов дейтронов (а) и тритонов (б) к выходу протонов в зависимости от поперечного импульса. Результаты настоящих измерений представлены на рисунке совместно с данными по d/p - и t/p -отношениям, полученными ранее [3] с этими же ядрами для угла спектрометра 35° (лаб. система), при котором интервал доступных для измерений импульсов был шире, чем при угле 40° . Сравнение данных, набранных при разных углах, показывает, что для большего угла относительный выход d - и t -частиц растет с ростом p_T быстрее.

В эксперименте [6] на ускорителе CERN PS изучалось рождение частиц под углом 15.9° (лаб. система) при взаимодействии протонов с энергией 25 ГэВ с ядрами Al и Pt. Область измеряемых импульсов частиц в этом эксперименте составляла $p \approx 2-5$ ГэВ/с, а величина отношения d/p оказалась постоянной, независящей от импульса. Для алюминиевой мишени величина d/p составила ~ 0.02 , для мишени из платины это отношение было в ~ 1.5 раза выше.

На ускорителе У-70 (Протвино) в эксперименте ФОДС отношение d/p в pA -взаимодействиях при

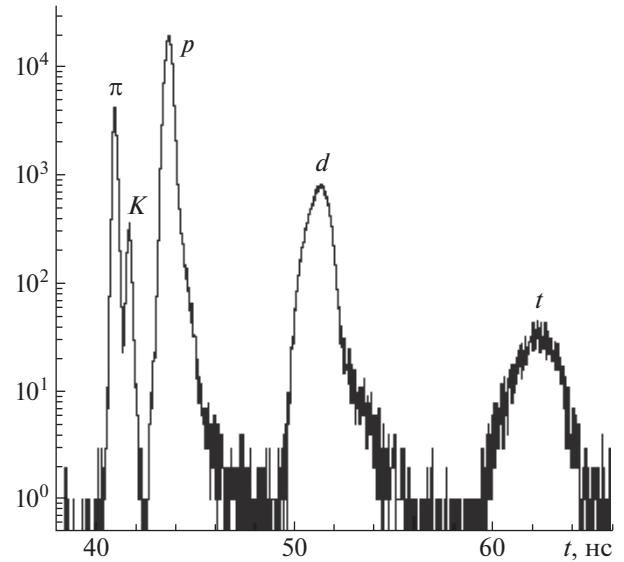


Рис. 1. Пример распределения по времени пролета для частиц с импульсом $p = 2.5$ ГэВ/с.

70 ГэВ/с измерялось [7] для угла вылета, равного 9° (лаб. система). Величина отношения d/p , полученная в этом эксперименте для интервала поперечных импульсов $p_T = 1-4$ ГэВ/с, также, как и в [6], не зависит от импульса и не превышает значения 0.03 для всех ядер, включая свинец.

В отличие от кинематической области, где работает установка СПИН, рождение частиц в [6, 7] изучалось для углов вылета, близких к 90° в системе центра масс налетающего протона и покоящегося нуклона ядра, и без выхода за кинематику нуклон-нуклонных взаимодействий. Различия в величинах и в поведении отношения d/p в эксперименте СПИН и в исследованиях [6, 7], возможно, говорит о разных механизмах рождения дейтронов, регистрируемых в этих экспериментах.

Для объяснения появления ядерных фрагментов во взаимодействиях с множественным рождением частиц была предложена [8] модель коалесценции (слияния) нуклонов, когда несколько нуклонов, рожденных с близкими импульсами, могут образовывать ядерные фрагменты. Связь инклюзивных спектров нуклонов и фрагмента с атомным номером A в простом виде задается коэффициентом коалесценции B_A :

$$\frac{E_A}{\sigma_{\text{inel}}} \frac{d^3\sigma_A}{dp_A^3} = B_A \left(\frac{E_p}{\sigma_{\text{inel}}} \frac{d^3\sigma_p}{dp_p^3} \right)^A. \quad (1)$$

Здесь сечения образования протона и A -фрагмента, σ_p и σ_A , берутся для одинаковых импульсов, приходящихся на один нуклон, т.е. полный импульс A -фрагмента, p_A , в A раз больше импульса протона p_p . Под σ_{inel} подразумевается сечение неупругого pA -взаимодействия. Модель слияния

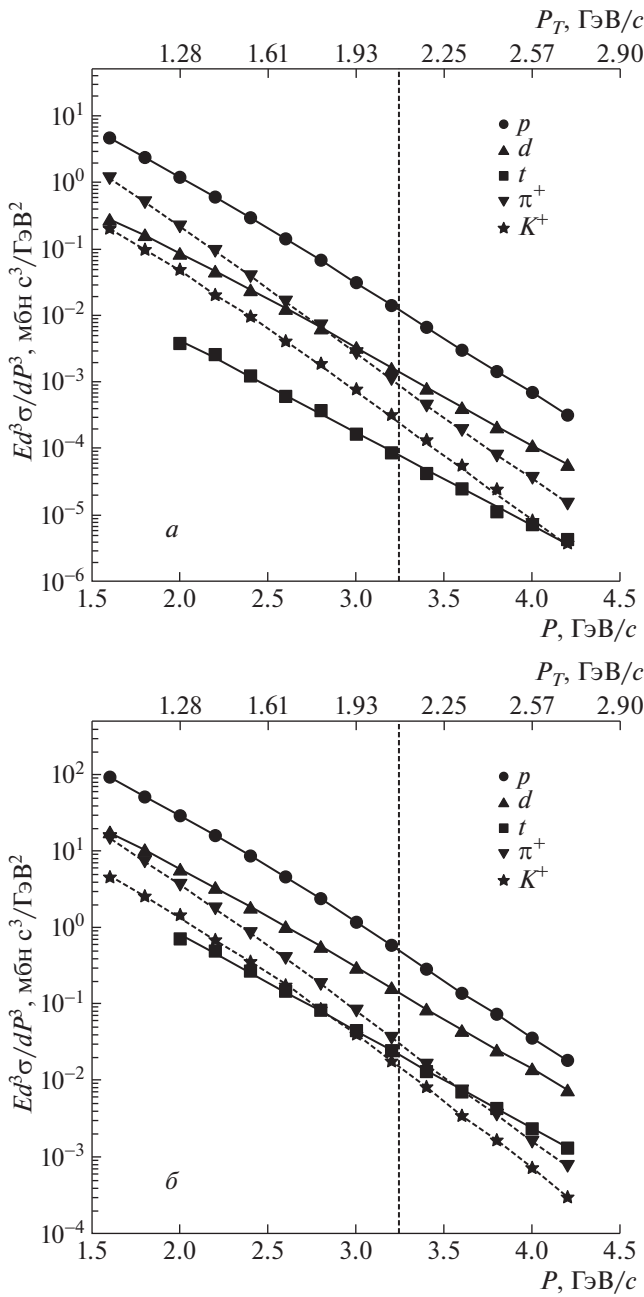


Рис. 2. Инвариантные сечения рождения π^+ , K^+ , p , d и t под углом 40° во взаимодействиях с углеродом (а) и вольфрамом (б). Вертикальные линии соответствуют упругому нуклон-нуклонному рассеянию под углом 40° . Величины поперечного импульса даны на верхней горизонтальной шкале. Кривые на рисунке проведены для лучшего восприятия данных.

позволяет оценить объем (V) области образования ядерного фрагмента. Если образуется фрагмент с атомным номером A , то коэффициент слияния B_A связан с размером области образования фрагмента соотношением $B_A \sim V^{(A-1)}$.

Выражение (1) написано в предположении, что

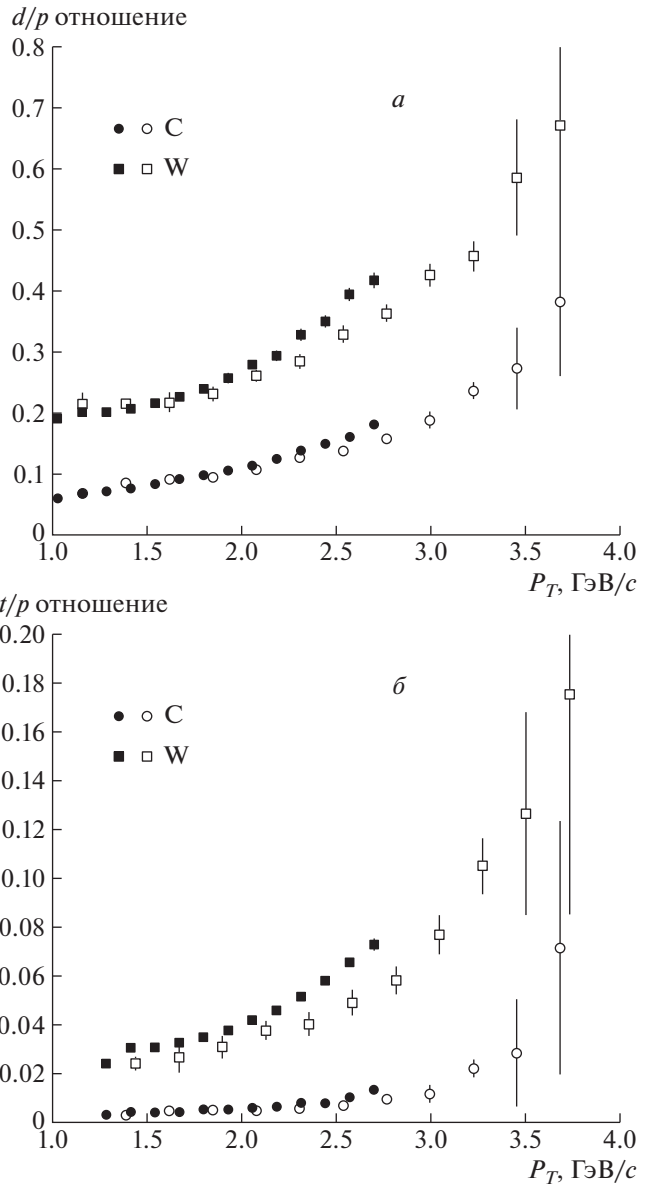


Рис. 3. Отношение выхода дейтрона (а) и тритона (б) по отношению к выходу протонов при разных поперечных импульсах частиц при использовании С- и W-мишеней. Темные точки представляют результат настоящей работы. Светлые точки измерены ранее [3] для угла 35° .

инклюзивные сечения протонов и нейтронов одинаковы. Однако с ростом атомного номера доля нейтронов по отношению к протонам растет. И тогда для рождения, скажем, дейтронов соотношение между спектрами должно выглядеть как

$$\frac{E_d}{\sigma_{inel}} \frac{d^3 \sigma_A}{dp_d^3} = B_2 K_{np} \left(\frac{E_p}{\sigma_{inel}} \frac{d^3 \sigma_p}{dp_p^3} \right)^2, \quad (2)$$

где K_{np} — отношение числа нейтронов к числу протонов в ядре. Значения B_2 , извлекаемые из со-

отношения (2), приведены в табл. 1. Эти величины получены усреднением для интервала импульсов дейтронов 2–4 ГэВ/с.

Вычисленные величины B_2 являются типичными значениями, получаемыми для рождения дейтронов в pA - и pp -взаимодействиях. В пределах указанных ошибок отсутствует зависимость измеренного коэффициента коалесценции от радиуса ядра, т.е. размер области, из которой испускается пара нуклонов, формирующих дейтрон, один и тот же для всех мишеней.

Одной из популярных моделей, призванной объяснить природу кумулятивных процессов, является в настоящее время модель, предполагающая существование внутри ядерной материи конфигурации коррелированных на малых расстояниях точечных нуклонов (модель SRC — Short Range Correlations) [9, 10], имеющих большой относительный импульс, но не образующих связанных состояний. В соответствии с этой моделью налетающая частица взаимодействует с одним из нуклонов из скоррелированной пары, второй нуклон покидает ядро как нуклон-спектатор.

Если работает механизм SRC, то с ростом импульса среднее барионное число должно оставаться близким к единице. На рис. 4 показаны значения среднего барионного числа $\langle N_{\text{bar}} \rangle$ в зависимости от импульса. Величина $\langle N_{\text{bar}} \rangle$ взята как отношение $(\sigma_p + 2\sigma_d + 3\sigma_t) / \sum \sigma_i$, где σ_p , σ_d , σ_t — сечения протонов, дейтронов и тритонов, а $\sum \sigma_i$ есть сумма сечений всех измеренных положительно заряженных частиц. Наблюдаемое с ростом импульса превышение $\langle N_{\text{bar}} \rangle$ над единицей не может быть описано в рамках механизма SRC модели.

То, что в реакции с большими поперечными импульсами основной вклад дают жесткие столкновения конstituентов налетающего адрона и мишени, было предположено в ряде работ [4, 11, 12]. Для описания инклюзивных спектров частиц в кумулятивной области и в области с большими поперечными импульсами В.С. Ставинский [13] предложил алгоритм, позволяющий рассчитывать квазибинарные реакции, в которых могут участвовать части сталкивающихся объектов. Для этого он ввел переменные X_1 и X_2 (“переменные Ставинского”), описывающие участвующие в столкновениях доли от первоначальных 4-импульсов налетающей частицы и мишени соответственно. Для pA -взаимодействия значения X_1 могут быть в диапазоне от 0 до 1, значения X_2 могут меняться от 0 до A . Для однозначного определения величин X_1 и X_2 в инклюзивных процессах В.С. Ставинский, кроме требования сохранения барионного числа, ввел еще дополнительное условие, чтобы инвариантная энергия квазибинарной реакции была бы минимальной (S_{min}).

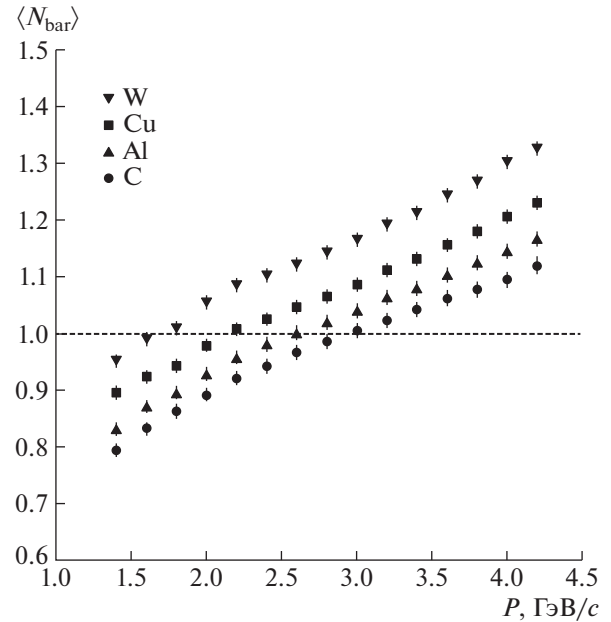


Рис. 4. Среднее барионное число при разных импульсах.

Импульсные спектры дейтронов и тритонов, измеренные в эксперименте СПИН для четырех мишеней, приведены на рис. 5. Значения “переменной Ставинского” X_2 , вычисленные согласно [13, 14] для дейтронов и тритонов, приведены на верхних горизонтальных осях рисунка. В нашем случае величина X_2 является минимальной массой мишени (измеренной в единицах массы нуклона), необходимой для рождения дейтрона или тритона под углом 40° . Как следует из значений на верхней шкале рис. 5, минимальная масса мишени для образования дейтрона (тритона) должна быть больше/равной двум (трем) массам нуклона. Таким образом, согласно расчетам, наблюдаемое рождение d - и t -фрагментов происходит через взаимодействие с многонуклонным (многокварковым) образованием внутри ядра.

Анализ [14, 15] имеющихся экспериментальных данных по образованию частиц с большими p_T в пред- и кумулятивной области показал, что инвариантные сечения рождения частиц во взаимодействиях с участием ядер могут быть описаны зависимостью

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = C_1 A_1^{\alpha(X_1)} A_2^{\alpha(X_2)} \exp(-\Pi/C_2), \quad (3)$$

где A_1 и A_2 — атомные массы сталкивающихся ядер, C_1 и C_2 — константы, Π — безразмерная скейлинговая переменная, $\Pi = \sqrt{S_{\text{min}}}/2m_N$, m_N — масса нуклона, $\alpha(X)$ — функция от X_1 или X_2 .

Ранее [1] нами было получено, что лучшее описание спектров рождения π -мезонов под углом 35°

Таблица 1. Средние значения B_2 для $p_d = 2-4$ ГэВ/с

Мишень	C	Al	Cu	W
$B_2, \text{ГэВ}^2/\text{с}^3$	0.021 ± 0.004	0.025 ± 0.004	0.029 ± 0.005	0.022 ± 0.003

(лаб. система) в pA -взаимодействиях при импульсе 50 ГэВ/с с использованием этих же мишеней достигается, если в параметризации (3) степень зависимости от массы ядра брать как $\alpha(X) = (2.45 + X)/3$. В таком виде эта степенная зави-

симость была использована и в настоящей работе. Результат одновременной аппроксимации спектров дейтронов и тритонов с помощью выражения (3) представлен на рис. 5 в виде кривых. Наилучшее описание спектров получается при значении параметра наклона $C_2 = 0.172 \pm 0.003$ и при константе, задающей размерность сечений для дейтронов $C_1 = 185 \pm 15$ мбн $\text{с}^3/\text{ГэВ}^2$, а для тритонов $C_1 = 56 \pm 13$ мбн $\text{с}^3/\text{ГэВ}^2$.

Заметим, что переменные X_1 и X_2 , определяемые через минимизацию S_{\min} , не могут дать абсолютно точное описание кинематики квазибинарного рассеяния, поскольку в процедуре минимизации никак не учитываются структурные функции налетающей частицы и частицы мишени. Тем не менее, хорошее согласие параметризации (3) и наших экспериментальных данных говорит в пользу рождения d - и t -частиц через жесткие столкновения с участием дейтроно- и тритоноподобных образований внутри ядра.

Идея о наличии в ядерной материи атомных ядер меньшей массы в сжатом состоянии была высказана Д.И. Блохинцевым [16] для объяснения экспериментальных данных [17] по выбиванию

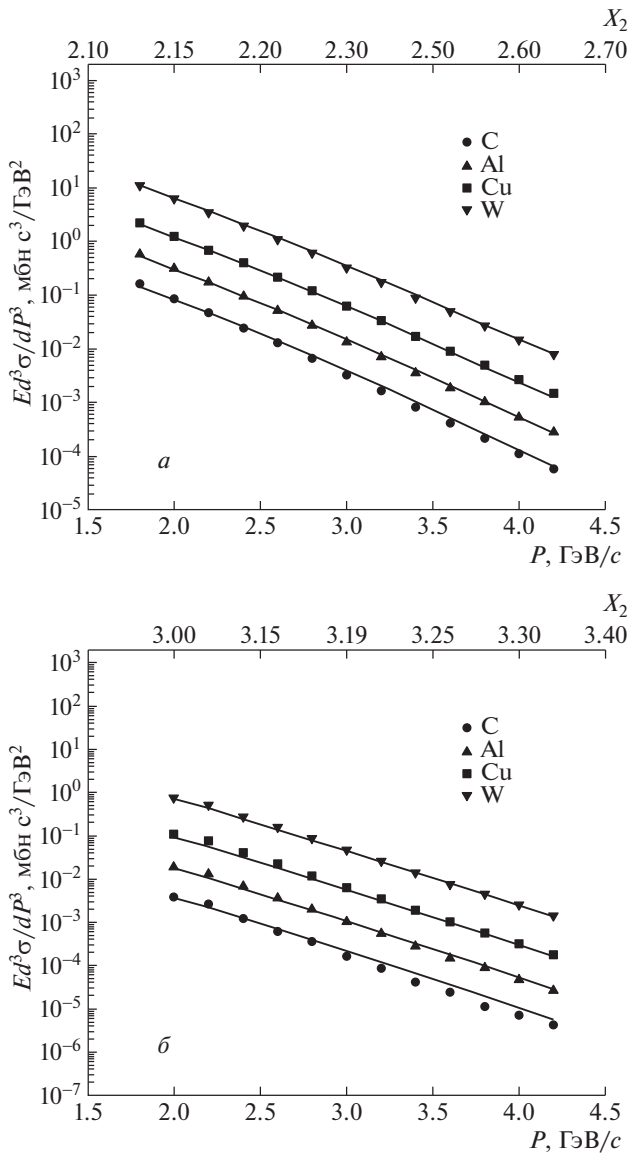


Рис. 5. Инвариантные сечения рождения дейтронов (а) и тритонов (б) как функции импульса. На верхних горизонтальных осях приведены расчетные значения переменной X_2 . Кривые представляют результат аппроксимации данных параметризацией (3).

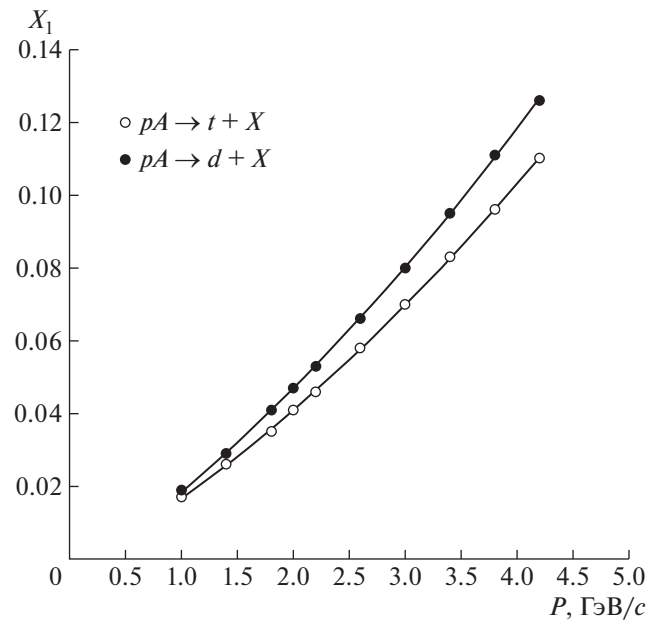


Рис. 6. Значения переменной Ставинского, X_1 , рассчитанные согласно алгоритму [14] для рождения d и t при разных импульсах фрагмента.

из ядер легких ядерных фрагментов. В отличие от [17], где рождение дейтронов рассматривалось как результат упругого рассеяния первоначального протона с энергией 675 МэВ на квазидейтронном образовании внутри ядра, в нашем случае в жестком рассеянии, приводящем к появлению d - и t -частиц с большими p_T , участвуют лишь части (конституенты) протона. На рис. 6 приведены расчетные значения для доли 4-импульса налетающего протона, которой достаточно для рождения ядерного фрагмента под углом 40° .

ВЫВОДЫ

Измерены инклюзивные спектры положительно заряженных частиц, рождающихся с поперечными импульсами до 2.7 ГэВ/с под углом 40° в pA -взаимодействиях при энергии пучка 50 ГэВ. Эти спектры, полученные с использованием четырех разных мишеней, C, Al, Cu и W, имеют одни и те закономерности: с ростом импульса быстро падает относительный вклад мезонов и растет вклад d - и t -частиц относительно выхода протонов.

Обнаружено сильное различие в величинах и в поведении отношения d/p в эксперименте СПИН и в исследованиях [6, 7], в которых угол рождения частиц в pA -взаимодействиях соответствовал углу 90° в системе центра масс налетающего протона и нуклона ядра.

Модель коалесценции нуклонов, примененная к рождению дейтронов, показала, что размер области испускания составляющих дейтрона одинаков в пределах ошибок измерений для всех использованных мишеней.

Наши данные по d - и t -частицам не могут быть объяснены в рамках SRC модели [9, 10], согласно которой из-за короткодействующих корреляций ядерные нуклоны могут находиться внутри ядра на малых расстояниях, не образуя при этом связанных состояний. Взаимодействие налетающей частицы с такой конфигурацией скоррелированных в ядре нуклонов не может привести к появлению быстрых ядерных фрагментов.

Спектры d - и t -фрагментов хорошо описываются выражением (3) с одной и той же формой зависимости от массы ядра и с одним и тем же параметром наклона. Выражение (3) основано [14, 15] на модели, рассматривающей рождение частиц с большими p_T , как результат жесткого столкновения конституентов налетающей частицы и конституентов мишени. Согласно расчетам [14], оптимальным значением массы мишени, необходимой в нашем случае для рождения дейтрона (тритона) под углом 40° , является масса, которая больше/равна ~двум (~трем) массам нуклона. Это свидетельствует в пользу того, что эксперимент СПИН

регистрирует d - и t -фрагменты, образованные в результате их прямого выбивания из ядер.

Авторы признательны руководству НИЦ “Курчатовский институт” — ИФВЭ за поддержку данного исследования, персоналу отделения ускорителя и отделения пучков за эффективную работу У-70 и 8-го канала.

Авторы благодарны проф. А.М. Зайцеву за внимательное прочтение рукописи и за ряд критических замечаний, позволивших улучшить качество представления наших данных.

Авторы благодарят также А.Т. Головина за неоценимую техническую поддержку при подготовке установки СПИН к проведению измерений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. В. Аммосов, Н. Н. Антонов, В. А. Виктор, В. А. Гапиенко, Г. С. Гапиенко, В. Н. Гресь, В. А. Коротков, А. И. Мысник, А. Ф. Прудкогляд, Ю. М. Свиридов, А. А. Семак, В. И. Терехов, В. Я. Углеков, М. Н. Уханов, Б. В. Чуйко, А. А. Балдин, С. С. Шиманский, *Ядерная физика и инжиниринг* **4**, 773 (2013).
2. Н. Н. Антонов, В. А. Виктор, В. А. Гапиенко, Г. С. Гапиенко, В. Н. Гресь, М. А. Илюшин, В. А. Коротков, А. И. Мысник, А. Ф. Прудкогляд, А. А. Семак, В. И. Терехов, В. Я. Углеков, М. Н. Уханов, Б. В. Чуйко, С. С. Шиманский, *Письма в ЖЭТФ* **101**, 746 (2015).
3. Н. Н. Антонов, А. А. Балдин, В. А. Виктор, В. А. Гапиенко, Г. С. Гапиенко, В. Н. Гресь, М. А. Илюшин, В. А. Коротков, А. И. Мысник, А. Ф. Прудкогляд, Ф. Ф. Семак, В. И. Терехов, В. Я. Углеков, М. Н. Уханов, Б. В. Чуйко, С. С. Шиманский, *Письма в ЖЭТФ* **104**, 678 (2016).
4. А. В. Ефремов, В. Т. Ким, Г. И. Лыкасов, *ЯФ* **44**, 241 (1986).
5. J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, P. Arce, M. Asai, T. Aso, E. Bagli, A. Bagulya, S. Banerjee, G. Barrand, V. R. Beck, A. G. Bogdanov, D. Brandt, J. M. C. Brown, H. Burkhardt, Ph. Canal, *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods A* **835**, 186 (2016).
6. V. T. Cocconi, T. Fazzini, G. Fidecaro, M. Legros, N. H. Lipman, and A. W. Merrison, *Phys. Rev. Lett.* **5**, 19 (1960).
7. В. В. Абрамов и др., *ЯФ* **45**, 845 (1987).
8. S. T. Butler and C. A. Pearson, *Phys. Rev. Lett.* **7**, 69 (1961); *Phys. Rev.* **129**, 836 (1963).
9. М. И. Стрикман, Л. Л. Франкфурт, *ЭЧАЯ* **11**, 571 (1980).
10. J. Arrington, D. W. Higinbotham, G. Rosner, and M. Sargsian, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **67**, 898 (2012).
11. Л. П. Каптарь, Б. Л. Резник, А. И. Титов, *ЯФ* **42**, 777 (1985).
12. В. К. Лукьянов, А. И. Титов, *ЭЧАЯ* **10**, 815 (1979).

13. В. С. Ставинский, Краткие сообщения ОИЯИ **18**, 5 (1986).
14. А. А. Балдин, Краткие сообщения ОИЯИ **3** (54), 27 (1992).
15. А. А. Балдин, Е. Н. Кладницкая, О. В. Рогачевский, Краткие сообщения ОИЯИ **2** (94), 20 (1999).
16. Д. И. Блохинцев, ЖЭТФ **33**, 1295 (1957).
17. Л. С. Ажгирей, И. К. Взоров, В. П. Зрелов, М. Г. Мешеряков, Б. С. Неганов, А. Ф. Шабудин, ЖЭТФ **33**, 1185 (1957).

**PRODUCTION OF DEUTERONS AND TRITONS
WITH LARGE TRANSVERSE MOMENTA AT AN ANGLE OF 40°
IN pA INTERACTIONS BY 50-GeV BEAM**

**N. N. Antonov¹⁾, V. A. Viktorov¹⁾, V. A. Gapienko¹⁾, G. S. Gapienko¹⁾, V. N. Gres¹⁾,
A. F. Prudkoglyad¹⁾, V. A. Romanovskii¹⁾, A. A. Semak¹⁾, I. P. Solodovnikov¹⁾,
V. I. Terekhov¹⁾, M. N. Ukhanov¹⁾, S. S. Shimanskii²⁾**

¹⁾ *National Research Center "Kurchatov Institute" – IHEP, Protvino, Moscow region, 142281 Russia*

²⁾ *Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow region, 141980 Russia*

The paper presents data on the production of positively charged particles emitted at an angle of 40° (lab syst.) with transverse momenta up to 2.7 GeV/ c in interactions of 50-GeV/ c protons with nuclear targets, C, Al, Cu, and W. Particular attention is paid to the formation of the lightest nuclear fragments, deuterons (d) and tritons (t). Analysis of the data on d and t particles allows to talk about a local mechanism obtaining these fragments by directly knocking them out of the nuclei. The results were obtained in the SPIN experiment (IHEP, Protvino).

ДАННЫЕ О НЕЙТРОН-НЕЙТРОННОЙ ДЛИНЕ РАССЕЯНИЯ, ИЗВЛЕЧЕННЫЕ ИЗ РЕАКЦИИ nd -РАЗВАЛА ПРИ $E_n = 8$ МэВ И $E_n = 11$ МэВ

© 2022 г. Е. С. Конобеевский¹⁾, А. А. Каспаров^{1)*}, М. В. Мордовской¹⁾,
С. В. Зуев¹⁾, С. И. Поташев^{1),2)}, А. А. Афонин¹⁾, В. В. Мицук¹⁾

Поступила в редакцию 14.12.2021 г.; после доработки 27.12.2021 г.; принята к публикации 30.12.2021 г.

Проведен кинематически полный эксперимент по исследованию реакции nd -развала при энергиях 8 и 11 МэВ с регистрацией всех трех вторичных частиц. Значения 1S_0 длины nn -рассеяния $a_{nn} = -19.8 \pm 0.4$ Фм при $E_n = 8$ МэВ и $a_{nn} = -19.0 \pm 0.5$ Фм при $E_n = 11$ МэВ получены из сравнения экспериментальной зависимости выхода реакции nd -развала от относительной энергии nn -пары с результатами моделирования. Анализ полученных значений длин nn -рассеяния в совокупности с данными других экспериментов подтверждает гипотезу о влиянии $3N$ -сил на величины извлекаемых параметров nn -взаимодействия в реакциях с малонуклонными системами и дает новую асимптотическую длину nn -рассеяния $a_{nn} = -16.1 \pm 0.1$ Фм.

DOI: 10.31857/S0044002722030114

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что нарушение зарядовой симметрии (НЗС) ядерных сил, т.е. различие ядерных nn - и pp -взаимодействий, является малым эффектом, который по современным представлениям связан с различием масс u - и d -кварков, их зарядов и магнитных моментов. Особую роль в определении меры нарушения зарядовой симметрии ядерных сил играет исследование низкоэнергетических характеристик NN -взаимодействия в синглетном спиновом состоянии — длин рассеяния и энергий виртуального 1S_0 -уровня. Синглетное s -состояние двух нуклонов оказывается почти связанным благодаря существованию виртуального уровня с энергией (E_{NN}) близкой к нулю, а соответствующие длины рассеяния нейтрон-нейтронного (a_{nn}) и протон-протонного (a_{pp}) взаимодействий велики по абсолютной величине и весьма чувствительны к небольшим различиям nn - и pp -потенциалов. Поэтому для количественной оценки НЗС, которая может быть определена как $\Delta a_{НЗС} = a_{pp} - a_{nn}$, необходимо знание точных значений этих величин.

При этом длина протон-протонного рассеяния была определена с высокой точностью из экспериментов по прямому рассеянию протона на протоне, и ее современное значение составляет

$a_{pp} = -17.3 \pm 0.4$ Фм [1]. Погрешность связана, главным образом, с модельно зависимой процедурой исключения электромагнитной компоненты pp -взаимодействия.

Ввиду невозможности до настоящего времени провести прямой эксперимент по нейтрон-нейтронному рассеянию, величину длины nn -рассеяния извлекают из реакций с двумя нейтронами в конечном состоянии. Наиболее часто реакциями для определения нейтрон-нейтронной длины рассеяния используются реакции nd - и dd -развала. Однако данные о длине nn -рассеяния, полученные из этих реакций в различных лабораториях (TUNL [2, 3], BONN [4, 5], TUNL-BONN [6, 7], ИЯИ РАН [8–10]), выполненные после 1998 г., значительно различаются.

В работе [11] высказано предположение, что существенный разброс значений a_{nn} может быть связан со значительным влиянием $3N$ -сил.

Дибарионная модель ядерных сил [12, 13] предсказывает достаточно сильное $3N$ -взаимодействие между динейтронным синглетом и третьей частицей, обусловленное обменом скалярным мезоном. При этом влияние этого взаимодействия на низкоэнергетические параметры nn -взаимодействия может зависеть от скорости разлета фрагментов.

Скорость разлета фрагментов можно рассчитать по кинематике двухчастичной реакции $n + ^2\text{H} \rightarrow (nn) + p$ или $d + ^2\text{H} \rightarrow (nn) + ^2\text{He}$. При

¹⁾Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия.

²⁾Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия.

*E-mail: kasparov200191@gmail.com

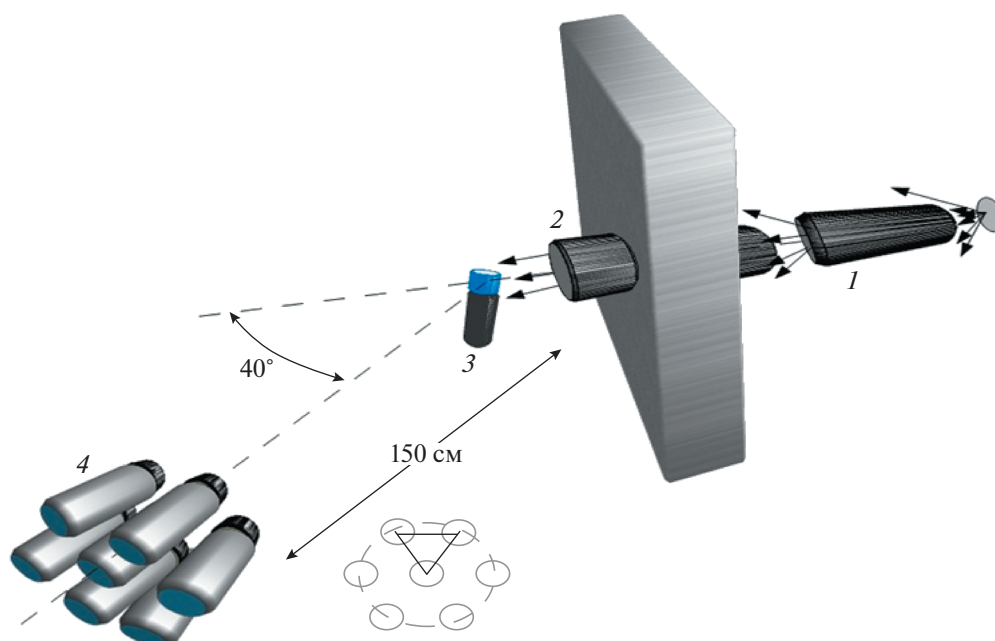


Рис. 1. Экспериментальная установка на канале РАДЭКС ИЯИ РАН: 1 — вольфрамовая нейтронообразующая мишень; 2 — коллиматор; 3 — активная C_6D_6 -мишень-детектор; 4 — годоскоп нейтронных сцинтилляционных детекторов.

фиксированном интервале времени t (выбор определенного значения t не имеет значения из-за очевидного масштабирования) параметр R (определяет расстояние, на которое разлетятся фрагменты за время t) зависит от относительной скорости разлета фрагментов, т.е. от энергии и массы фрагментов в конечном состоянии. Поскольку скорость разлета фрагментов в различных экспериментах, проведенных при различных энергиях налетающих частиц, различна, то и параметр R будет различаться. Чем больше значение параметра R , тем больше скорость разлета фрагментов, тем быстрее фрагменты покидают область действия $3N$ -сил, и тем меньше должно быть влияние $3N$ -сил на параметры nn -взаимодействия, извлекаемые из эксперимента.

Для проверки гипотезы о зависимости извлекаемых параметров nn -взаимодействия от относительного расстояния между nn -парой и третьей частицей было решено провести дополнительные исследования реакции nd -развала для различных прогнозируемых значений параметра R . Мы предполагаем, что исследование реакции nd -развала при низких энергиях $E_n = 8$ МэВ ($R = 2.94$ Фм) и $E_n = 11$ МэВ ($R = 3.8$ Фм) должно привести к большему влиянию $3N$ -сил на извлекаемые параметры nn -взаимодействия, и соответственно к большему по абсолютной величине значениям a_{nn} , чем при энергии нейтронов $E_n = 13-25$ МэВ в известных экспериментах nd -развала групп TUNL и BONN [2–7].

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

На нейтронном канале РАДЭКС ИЯИ РАН проведен кинематически полный эксперимент по исследованию реакции $n + {}^2H \rightarrow n + n + p$ при $E_n = 8 \pm 1$ МэВ и $E_n = 11 \pm 1$ МэВ. Для определения энергии виртуального nn -состояния E_{nn} и связанной с ней длины рассеяния a_{nn} необходимо регистрировать на совпадения два нейтрона, вылетающие в узком конусе углов относительно направления движения их центра масс, измерять энергию каждого нейтрона E_1 и E_2 и угол Θ между ними.

На рис. 1 показана схема экспериментальной установки. В качестве источника нейтронов использовалась ловушка пучка протонов с энергией 209 МэВ линейного ускорителя ИЯИ РАН. Образованные в вольфрамовой мишени толщиной 60 мм нейтроны коллимировались под углом 0° на длине 12 м, формируя пучок с диаметром ~ 50 мм на измерительной дейтериевой мишени.

В качестве дейтериевой мишени использовался C_6D_6 -сцинтиллятор (EJ-315). Он же служил детектором вторичных протонов. Вторичные нейтроны детектировались годоскопом, состоящим из семи детекторов. Центральный детектор годоскопа располагался под углом 40° относительно оси нейтронного пучка на расстоянии 150 см от дейтериевой мишени. Остальные шесть детекторов находились на окружности в плоскости, перпендикулярной направлению из мишени на центральный

детектор, при этом углы разлета между центральным и внешними детекторами и между всеми соседними внешними детекторами составляли 5° . Энергия нейтронов определялась по времени пролета нейтронов до детектора, при этом стартовым сигналом времяпролетной системы служил временной сигнал от активной сцинтилляционной мишени.

Сигналы от вторичного протона и всех детекторов нейтронного годоскопа подавались на вход цифрового сигнального процессора CAEN-DT5742, малый шаг временной развертки которого позволил использовать его для временного анализа. Запуск регистрации осциллограмм поданных сигналов происходит от срабатывания внутреннего дискриминатора по сигналу активной мишени детектора. Оцифрованные сигналы записывались в буферную память, а по ее заполнении передавались в основной компьютер.

Обработка информации велась в оффлайн режиме и состояла из определения амплитуд и площадей импульсов, получения времен возникновения сигналов в детекторах, цифрового анализа формы импульсов для дискриминации нейтронных событий от событий, вызванных γ -квантами. Проводился отбор совпадающих событий — протона и двух нейтронов в соседних детекторах нейтронного годоскопа с углом разлета 5° .

Энергетический спектр нейтронов канала РАДЭКС, падающих на мишень, широк и включает все энергии вплоть до предельной, равной энергии пучка протонов. Одновременная регистрация в конечном состоянии всех трех частиц (протона и двух нейтронов) позволяет восстановить энергию первичного нейтрона в реакции $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p$ для каждого зарегистрированного события, т.е. сортировать все события по этой энергии.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ

Нейтрон-нейтронное взаимодействие в конечном состоянии (ВКС) проявляется в виде максимума в распределении выхода реакции в зависимости от относительной энергии двух нейтронов

$$\varepsilon = \frac{1}{2}(E_1 + E_2 - 2\sqrt{E_1 E_2} \cos \Delta\Theta), \quad (1)$$

форма которого чувствительна к величине a_{nn} . Для описания этого распределения часто используется формула Мигдала–Ватсона

$$F_{\text{МВ}} = A \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\varepsilon + E_{nn}}, \quad (2)$$

где E_{nn} — абсолютное значение энергии виртуального 1S_0 -состояния nn -системы, которое может быть получено из сравнения экспериментального распределения и результатов моделирования для

различных значений E_{nn} ; $\sqrt{\varepsilon}$ — множитель, связанный с фазовым объемом; A — нормировочный коэффициент.

Энергия виртуального уровня E_{nn} связана с длиной nn -рассеяния a_{nn} соотношением

$$\frac{1}{a_{nn}} = - \left(\frac{m_n E_{nn}}{\hbar^2} \right)^{1/2} - \frac{1}{2} r_{nn} \frac{m_n E_{nn}}{\hbar^2} + \dots, \quad (3)$$

где r_{nn} — эффективный радиус nn -взаимодействия; m_n — масса нейтрона.

Измеренные нами энергии двух нейтронов при угле разлета $\approx 5^\circ$ соответствуют кинематической области, в которой наиболее сильно проявляется нейтрон-нейтронное ВКС.

С помощью программ кинематического моделирования реакций с тремя частицами в конечном состоянии [14] было проведено детальное моделирование реакции $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p$ для определения необходимых условий и параметров экспериментальной установки.

Кинематика реакции $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p$ моделируется в два этапа. На первом этапе рассматривается образование пары нейтронов с эффективной инвариантной массой $M_{nn} = 2m_n + E_{nn}$ в двухчастичной реакции $n + {}^2\text{H} \rightarrow {}^2n + p$ и рассчитываются углы вылета и кинетические энергии протона Θ_p , E_p и центра масс nn -пары Θ_{2n} , E_{2n} в лабораторной системе координат. При этом зависимость выхода реакции от ε учитывается количеством разыгрываемых событий с разными ε согласно кривым, рассчитанным по формуле (2) с определенным значением параметра E_{nn} (рис. 2). В результате вводится зависимость формы распределения выхода реакции от энергии виртуального nn -состояния (или длины nn -рассеяния).

На втором этапе рассматривается развал 2n -системы: ${}^2n \rightarrow n_1 + n_2$, рассчитываются углы вылета (Θ_1 и Θ_2) и кинетические энергии (E_1 и E_2) двух нейтронов в лабораторной системе координат. При этом учитываются условия эксперимента: расположение и количество детекторов, их энергетическое и угловое разрешение. Из полного числа разыгрываемых событий отбираются события, соответствующие одновременному попаданию протона в протонный детектор и пары нейтронов с углом разлета $\Delta\Theta$ в два соответствующих нейтронных детектора. Для этих событий рассчитывается относительная энергия ε по формуле (1).

В результате такого моделирования получается соответствующая условиям эксперимента зависимость выхода реакции $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p$ от относительной энергии ε для заданных значений энергии первичного нейтрона, угла разлета нейтронов и энергии виртуального nn -состояния в сравнении с экспериментальной зависимостью выхода реакции

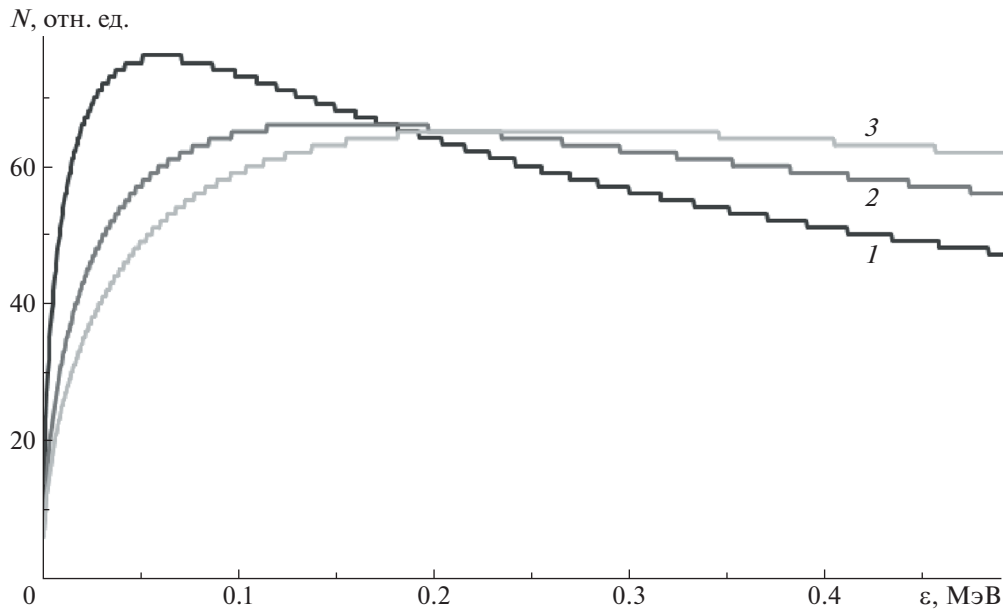


Рис. 2. Зависимости выхода реакции nd -развала от относительной энергии nn -пары по формуле Мигдала–Ватсона (2) для различных значений энергии виртуального состояния E_{nn} : 1 — 0.06 МэВ; 2 — 0.15 МэВ; 3 — 0.25 МэВ.

nd -развала для $E_n = 11 \pm 1$ МэВ (рис. 3). Видно, что формы распределений похожи, а экспериментальная кривая в области низкоэнергетического пика лежит между моделированными кривыми для $E_{nn} = 0.06$ МэВ и $E_{nn} = 0.15$ МэВ.

Мы ввели величину фактора формы (Shape Factor — SF), которая определяется как отношение суммы событий, которые захватывают всю область пика при малых ε от 0 до ε_1 , к сумме событий по широкой области ε от 0 до ε_2 .

На рис. 4 показана зависимость величины моделированного SF (при моделировании учитывались все параметры эксперимента) от энергии виртуального состояния E_{nn} . Значение SF в интересующей нас области энергий виртуального nn -состояния ($E_{nn} = 0.06$ – 0.25 МэВ) достаточно сильно изменяется.

Для определения величины E_{nn} моделированная зависимость SF сравнивалась с SF_{exp} (рис. 4). Штриховыми прямыми на рисунке показано значение SF_{exp} в интервале ошибок. Для $E_n = 11 \pm 1$ МэВ получено значение энергии виртуального нейтрон-нейтронного состояния $E_{nn} = 100 \pm 5$ кэВ. Соответствующее значение длины nn -рассеяния, рассчитанное по формуле (3) при значении $r_{nn} = 2.83$ Фм, составило $a_{nn} = -19.0 \pm 0.5$ Фм.

Таким образом, сравнение экспериментального значения SF с моделированным позволяет определить энергию виртуального nn -состояния E_{nn} и, соответственно, значение длины рассеяния a_{nn} .

Для эксперимента при $E_n = 8 \pm 1$ МэВ процедура моделирования и определения SF_{exp} аналогична. Получено значение $E_{nn} = 93 \pm 4$ кэВ и значение 1S_0 длины nn -рассеяния $a_{nn} = -19.8 \pm 0.4$ Фм.

4. АНАЛИЗ ДАННЫХ

Данные о длине nn -рассеяния, полученные в различных работах по исследованию реакции nd - и dd -развала [2–10], включая результаты настоящей работы, представлены на рис. 5а. В работе [11] высказано предположение, что существенные расхождения между экспериментальными данными в различных работах можно объяснить влиянием $3N$ -сил, зависящих от скорости разлета nn -пары и заряженного фрагмента. Анализируемые данные можно аппроксимировать плавной кривой зависимости длины рассеяния от параметра R , определяющего расстояние разлета фрагментов за фиксированное время.

Для аппроксимации имеющихся данных по a_{nn} , включая результаты настоящей работы, использовалась трехпараметрическая экспоненциальная функция

$$a_{nn}(R) = a + b \exp(-R/r_0), \quad (4)$$

показанная на рис. 5б. Параметр a определяет асимптотическое значение a_{nn} , полученное экстраполяцией этой кривой при $R \rightarrow \infty$, и должен быть свободным от вклада $3N$ -сил. Параметры a , b и r_0 могут быть получены из χ^2 -анализа экспериментальных данных.

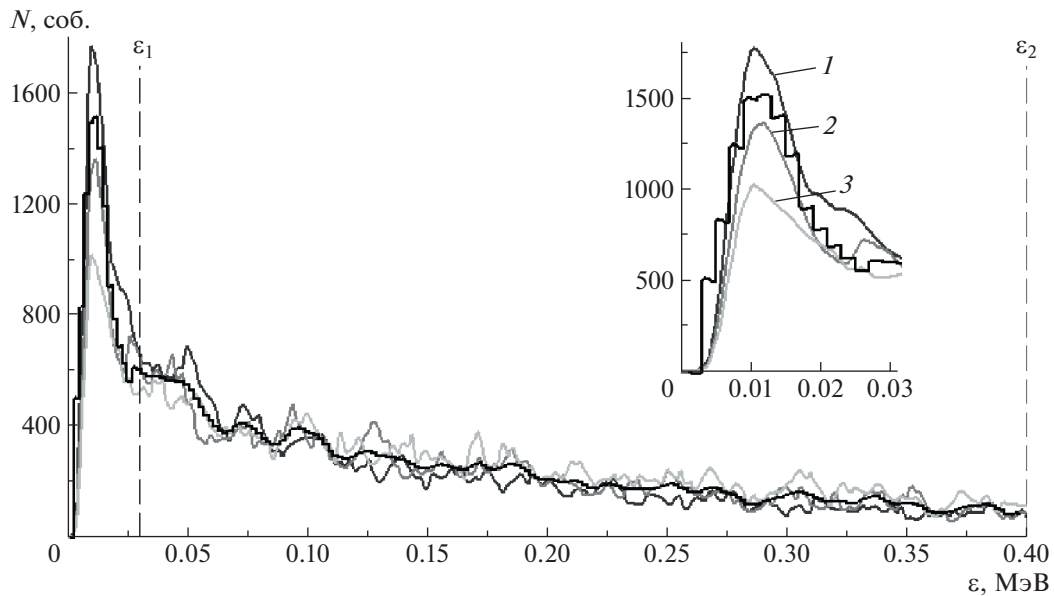


Рис. 3. Сравнение экспериментальной (черная кривая) и моделированной зависимостей выхода реакции nd -развала от ε с учетом экспериментальных условий: $E_0 = 11 \pm 1$ МэВ, $\Theta_{2n} = 40^\circ$, $\Delta\Theta = 5^\circ$ для различных значений энергии виртуального состояния E_{nn} : 1 — 0.06 МэВ; 2 — 0.15 МэВ; 3 — 0.25 МэВ. Штриховыми прямыми показаны границы суммирования событий для вычисления величины SF: $\varepsilon_1 = 0.03$ МэВ, $\varepsilon_2 = 0.4$ МэВ.

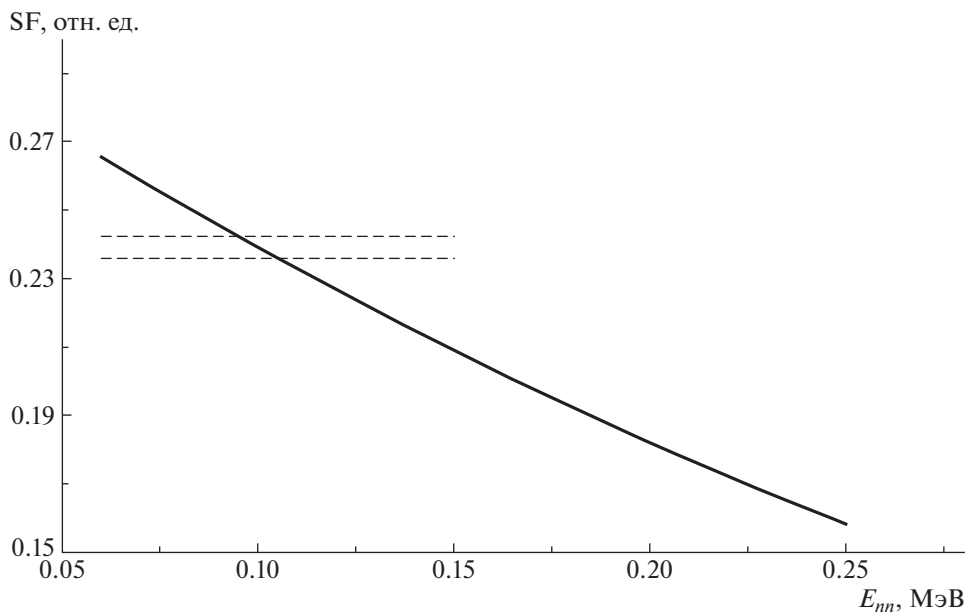


Рис. 4. Сравнение $SF_{\text{exp}} = 0.239 \pm 0.004$ (штриховые прямые с учетом интервала ошибок) с результатами моделирования SF в реакции $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p$. Энергия первичных нейтронов $E_0 = 11 \pm 1$ МэВ, угол вылета 2n -системы $\Theta_{2n} = 40^\circ$, угол разлета вторичных нейтронов $\Delta\Theta = 5^\circ$.

Для использованных экспериментальных данных получено новое значение параметра $a \equiv a_{nn}(\infty) = -16.1 \pm 0.1$ Фм. Мы предполагаем, что это значение a_{nn} не подвержено влиянию $3N$ -сил и лучше согласуется с чистым нуклон-нуклонным взаимодействием. В то же время длины

nn -рассеяния, полученные в настоящей работе ($a_{nn} = -19.8 \pm 0.4$ Фм и $a_{nn} = -19.0 \pm 0.5$ Фм при энергиях нейтронов 8 и 11 МэВ), велики по абсолютному значению и наглядно демонстрируют важность учета $3N$ -сил при определении параметров nn -взаимодействия.

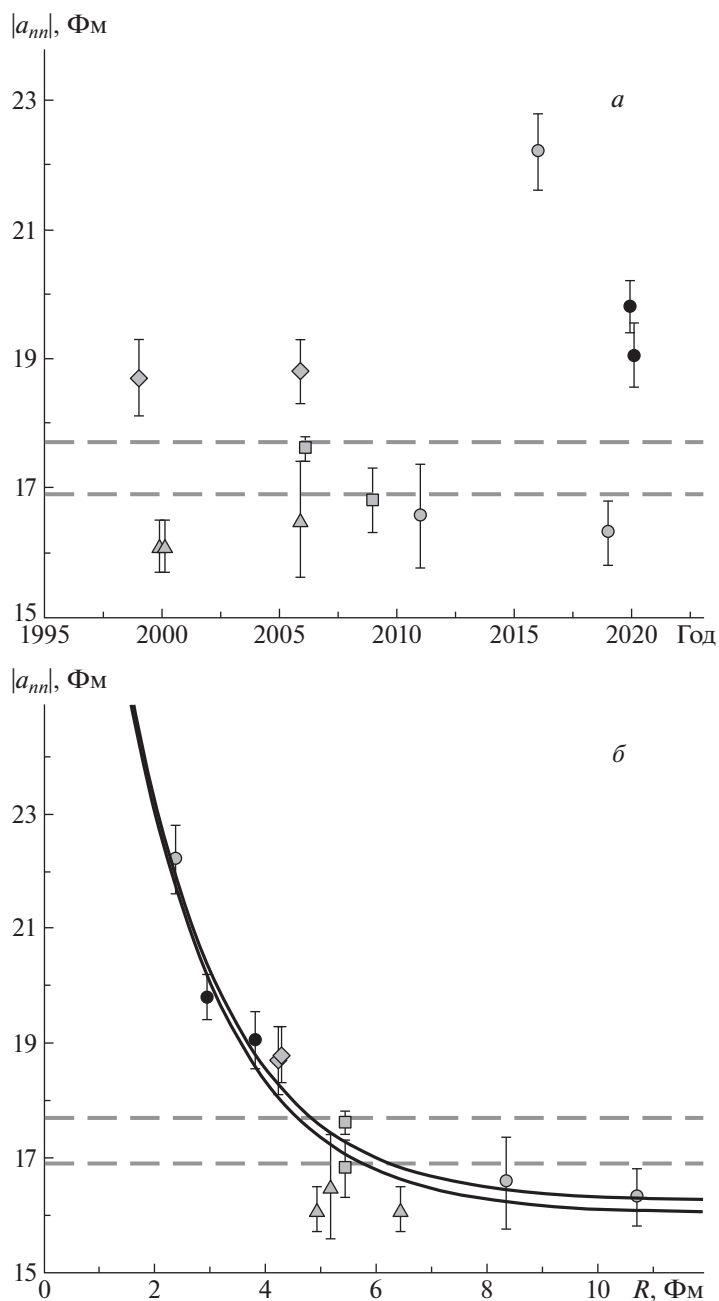


Рис. 5. *a* — Значения $|a_{nn}|$ длины рассеяния, извлеченные из экспериментов по nd - и dd -развалам в зависимости от года опубликования результата; *b* — зависимость значений $|a_{nn}|$ от параметра R . Штриховые прямые соответствуют предельным значениям $|a_{pp}| = 17.3 \pm 0.4$ Фм; сплошные — аппроксимации экспериментальных точек зависимостью (4) при значении параметра $a = -16.1 \pm 0.1$ Фм. Точки — данные групп: \diamond — TUNL [2, 3], \triangle — BONN [4, 5], \square — TUNL-BONN [6–7], \circ — ИЯИ РАН [8–10], \bullet — результаты настоящей работы.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На нейтронном канале РАДЭКС ИЯИ РАН проведен кинематически полный эксперимент по nd -развалу при энергиях нейтронов 8 и 11 МэВ.

Из анализа формы зависимости выхода реакции от относительной энергии ε двух нейтронов определены низкоэнергетические параметры

nn -взаимодействия: $E_{nn} = 93 \pm 4$ кэВ и $a_{nn} = -19.8 \pm 0.4$ Фм при энергии первичных нейтронов 8 МэВ; $E_{nn} = 100 \pm 5$ кэВ и $a_{nn} = -19.0 \pm 0.5$ Фм при энергии первичных нейтронов 11 МэВ.

Анализ полученных значений длин nn -рассеяния в совокупности с данными других экспериментов (dd - и nd -развала) подтверждает гипотезу

о влиянии $3N$ -сил на величины извлекаемых параметров nn -взаимодействия в реакциях с малонуклонными системами. Учет этого вклада даже в рамках простой трехпараметрической экспоненциальной зависимости позволяет согласовать между собой данные, полученные в различных лабораториях (и в различные годы), и получить новую оценку асимптотической длины nn -рассеяния $a_{nn} = -16.1 \pm 0.1$ Фм.

В заключение мы хотим выразить свою благодарность и почтить память ушедшего от нас коллеги — Кукулина Владимира Иосифовича, доктора физико-математических наук, заведующего лабораторией теории атомного ядра НИИЯФ имени Д.В. Скобельцына МГУ имени М.В. Ломоносова. Его поддержка на протяжении многих лет, ценные замечания, советы и обсуждения неоценимы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. G. A. Miller, B. M. K. Nefkens, and I. Šlaus, *Phys. Rep.* **194**, 1 (1990).
2. D. E. González Trotter, F. Salinas, Q. Chen, A. S. Crowell, W. Glöckle, C. R. Howell, C. D. Roper, D. Schmidt, I. Šlaus, H. Tang, W. Tornow, R. L. Walter, H. Witała, and Z. Zhou, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3788 (1999).
3. D. E. Gonzalez Trotter, F. Salinas Meneses, W. Tornov, C. R. Howell, Q. Chen, A. S. Crowell, C. D. Roper, R. L. Walter, D. Schmidt, H. Witała, W. Glöckle, H. Tang, Z. Zhou, and I. Šlaus, *Phys. Rev. C* **73**, 034001 (2006).
4. V. Huhn, L. Wätzold, Ch. Weber, A. Siepe, W. von Witsch, H. Witała, and W. Glöckle, *Phys. Rev. C* **63**, 014003 (2000).
5. W. von Witsch, X. Ruan, and H. Witała, *Phys. Rev. C* **74**, 014001 (2006).
6. B. J. Crowe III, A. S. Crowell, J. Deng, C. R. Howell, R. A. Macri, R. S. Perdoni, S. Tajima, W. Tornow, W. von Witsch, R. L. Walter, and H. Witała, *TUNL Progr. Rep.* **XLV**, 65 (2005–2006).
7. C. R. Howell, A. S. Crowell, J. Deng, J. H. Esterline, M. R. Kiser, R. A. Macri, W. Tornow, B. J. Crowe III, R. S. Perdoni, S. Tajima, W. von Witsch, and H. Witała, *TUNL Progr. Rep.* **XLVIII**, 57 (2008–2009).
8. Е. С. Конобеевский, Ю. М. Бурмистров, С. В. Зуев, М. В. Мордовской, С. И. Поташев, *ЯФ* **73**, 1343 (2010) [*Phys. At. Nucl.* **73**, 1302 (2010)].
9. E. Konobeevski, A. Kasparov, M. Mordovskoy, S. Zuyev, V. Lebedev, and A. Spassky, *Few-Body Syst.* **58**, 107 (2017).
10. Е. С. Конобеевский, А. А. Афонин, С. В. Зуев, А. А. Каспаров, В. В. Мицук, М. В. Мордовской, С. И. Поташев, *ЯФ* **83**, 288 (2020) [*Phys. At. Nucl.* **83**, 523 (2020)].
11. Е. С. Конобеевский, С. В. Зуев, А. А. Каспаров, В. И. Кукулин, В. М. Лебедев, М. В. Мордовской, В. Н. Померанцев, А. В. Спасский, *ЯФ* **81**, 555 (2018) [*Phys. At. Nucl.* **81**, 595 (2018)].
12. V. I. Kukulín, P. Grabmayr, A. Faessler, Kh. U. Abrahamyan, M. Bashkanov, H. Clement, T. Skorodko, and V. N. Pomerantsev, *Ann. Phys. (N.Y.)* **325**, 1173 (2010).
13. V. I. Kukulín, I. T. Obukhovskiy, V. N. Pomerantsev, and A. Faessler, *J. Phys. G* **27**, 1851 (2001).
14. С. В. Зуев, А. А. Каспаров, Е. С. Конобеевский, *Изв. РАН. Сер. физ.* **78**, 527 (2014) [*Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **78**, 345 (2014)].

DATA ON NEUTRON–NEUTRON SCATTERING LENGTH FROM THE nd -BREAKUP REACTION AT $E_n = 8$ MeV AND $E_n = 11$ MeV

E. S. Konobeevski¹⁾, A. A. Kasparov¹⁾, M. V. Mordovskoy¹⁾, S. V. Zuyev¹⁾,
S. I. Potashev^{1),2)}, A. A. Afonin¹⁾, V. V. Mitcuk¹⁾

¹⁾*Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

²⁾*Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

A kinematically complete experiment was carried out to study the nd -breakup reaction at energies of 8 and 11 MeV via detecting all three secondary particles. The 1S_0 nn -scattering length values of $a_{nn} = -19.8 \pm 0.4$ fm at $E_n = 8$ MeV and $a_{nn} = -19.0 \pm 0.5$ fm at $E_n = 11$ MeV were determined on the basis of a comparison of the experimental dependence of the nd -breakup reaction yield on the relative energy of the nn pair with the results of a simulation. An analysis of the obtained values of the nn -scattering lengths together with data of other experiments, confirms the hypothesis that $3N$ -forces affect the values extracted from reactions with few-nucleon systems for the parameters of the nn -interaction and gives a new asymptotic nn -scattering length $a_{nn} = -16.1 \pm 0.1$ fm.

НАБЛЮДЕНИЕ “ЭФФЕКТА МИГДАЛА” В ЯДЕРНОЙ ЭМУЛЬСИИ ПРИ РАСПАДЕ МЮОНОВ В МЕЗОАТОМАХ

© 2022 г. В. А. Дитлов¹⁾, В. В. Дубинина¹⁾,
Н. П. Егоренкова¹⁾, Е. А. Пожарова¹⁾, В. А. Смирнитский¹⁾*

Поступила в редакцию 08.12.2021 г.; после доработки 22.12.2021 г.; принята к публикации 27.12.2021 г.

Наблюдалось 2520 остановок и взаимодействий μ^- -мюонов в ядерной эмульсии. Измерены энергетические спектры и угловое распределение электронов Оже, сопровождающих поглощение μ^- ядром и распад $\mu^- \rightarrow e^-$. Показано, что с вероятностью $\approx 1\%$ от числа остановок мюонов и при их распаде $\mu^- \rightarrow e^- + \text{Оже}$ получено указание на качественное согласие с “эффектом Мигдала”.

DOI: 10.31857/S0044002722030084

1. ВВЕДЕНИЕ

Из всех элементарных частиц, открытых за последнее столетие, только мюоны были доступны для экспериментального изучения в космических лучах еще до создания ускорителей. В монографии [1], опубликованной в 1964 г., приведен подробный обзор экспериментальных работ, в котором рассмотрены: основные свойства мюонов, $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распад, поглощение отрицательных мюонов ядрами и их электромагнитное взаимодействие, молекулярные явления и деполяризация мюонов, образование и свойства мюония. После запуска ускорителей, создания сепарированных пучков различных частиц с большой интенсивностью и разными энергиями появилась возможность детально исследовать взаимодействие мюонов с ядрами. Такое исследование проводится на протонном ускорительном комплексе НИРА (Paul Scherrer Institute) [2], и предварительный результат работы опубликован в [3]. Этот комплекс имеет пучок протонов с энергией 560 МэВ рекордной мощности 1.4 МВт и оборудован сепарированными пучками мюонов с интенсивностью $5 \times 10^8 \mu^+/\text{с}$ и $7 \times 10^6 \mu^-/\text{с}$. Для наблюдения остановок и взаимодействий мюонов с ядрами в эксперименте [3] использовались отрицательные мюоны с импульсом 28 МэВ/с. В работе приведен результат исследования спектров гамма-излучения, возникающего при захвате мюона разными ядрами и при его каскадных переходах в мезоатоме. Измерение сверхтонкой структуры уровней позволило определить радиус заряда ядер и их квадрупольный момент, а регистрация распадов мюонов — измерить время их жизни в различных

мезоатомах, которое изменяется от 2.197×10^{-6} с при $A \approx 4$ до $\approx 1 \times 10^{-7}$ с при $A \approx 100$ ([3], см. Fig. 2). В работах [4] приведены результаты вычисления вероятности захвата мюона ядрами, в том числе относящимися к элементам, которые исследуются на предмет поиска 2β -распада ([4], см. tabl. VI). Эти вычисления являются тестом способности ядерных моделей описать этот слабый процесс. В работах [4] показано с помощью метода QRPA (quasiparticle random phase approximation) описание в согласии с экспериментом захвата мюона ядрами с различными Z и A . Из этих экспериментов следует, что спектры Υ -квантов, возникающие при поглощении μ^- -мюонов, надежно идентифицируют элементы, причем для анализа достаточно иметь микрограммы вещества. Каталитические взаимодействия отрицательных мюонов рассмотрены в обзоре [5]. В этой работе приведено подробное исследование кинетики μ -катализа. Идея мюонного катализа заключается в следующем. Отрицательный мюон, остановившийся в среде, содержащей ядра-изотопы, образует мюонный атом, а затем мезомолекулярный ион. В таком ионе, благодаря малым размерам, могут возникать ядерные реакции синтеза.

При остановке μ^- -мюона в среде конкурируют два наиболее вероятных процесса: распад $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \nu_e$ и захват $\mu^- + z^A \rightarrow (z-1)^A + \nu_\mu$. Во втором процессе протон, поглотивший мюон, превращается в нейтрон, и если захват происходит на покоящемся протоне, то энергия нейтрона ≈ 5 МэВ (всю энергию ≈ 100 МэВ уносит нейтрино). Вероятность поглощения мюона быстро растет с ростом заряда ядра, как z^4 [1]. Это приводит к тому, что наблюдаемый распад мюона происходит в основном при его захвате легкими

¹⁾НИЦ “Курчатовский институт” — ИТЭФ, Москва, Россия.

*E-mail: vladimir@itep.ru

Таблица 1. Распределение найденных событий остановившихся мюонов по различным каналам*

№ п/п	Остановки и взаимодействия μ^-	Количество событий	
		без сопровождения Оже-электронов	с сопровождением Оже-электронов
1	Ядерное взаимодействие	82	44
2	Окончание следа с $\rho(0)$	696	432
3	Окончание следа без $\rho(0)$	429	0
4	Наблюдаемый распад $\mu^- \rightarrow e^-$	805	32

* Примечание. В приложении [9] имеется атлас 195 микрофотографий взаимодействий, остановок и распадов элементарных частиц, в том числе и тех, что показаны в таблице.

ядрами. Действительно, борковский радиус мюонной орбиты в мезоатоме $r_\mu = \hbar^2/m_\mu e^2$ примерно в 200 раз меньше электронного, и при $z \approx 30$ ($A = 65$) радиус r_μ сравним с радиусом ядра. При захвате мюона ядром, кроме радиационных переходов, наблюдаются и безрадиационные, сопровождаемые испусканием электронов Оже ([1], с. 264). Если электрон Оже возникает совместно с электроном распада, то совершенно очевидно, что мюон распался, а не был поглощен ядром, и в этом случае вместо Υ -кванта радиационного перехода мюона испустился электрон Оже. Экспериментальные работы по наблюдению электронов Оже подробно рассмотрены в [1]. Возможен и другой механизм возникновения электронов Оже, сопровождающих распад мюона в мезоатоме, — это “эффект Мигдала” [6, 7]. Мигдал предложил оригинальный механизм возбуждения атомных электронов. Суть его метода состоит в том, что мгновенное изменение напряженности электрического поля во внутренней электронной оболочке вызывает ее возбуждение — “встряхивание”. Такое возбуждение приводит к испусканию электронов с энергией внутренних оболочек, а иногда и значительно превышающей ее [7]. Это явление вошло в современную теоретическую физику как “эффект Мигдала”. В работе [7] эффект Мигдала наблюдался в распадах положительно заряженных пионов и мюонов, образующих системы: пионий (π^+e^-) и мюоний (μ^+e^-). В работах [3, 4], рассмотренных выше, аппаратура для регистрации Υ -квантов была предназначена для измерения их энергии начиная с ≈ 200 кэВ в работе [3] и ≈ 2000 кэВ в [4] и не могла быть непосредственно использована для регистрации электронов Оже. Одним из методов наблюдения электронов Оже, возникающих в мезоатомных переходах, является ядерная эмульсия, имеющая порог регистрации энергии электронов ≈ 20 кэВ. В нашем эксперименте по наблюдению эффекта Мигдала при распаде мюона в мезоатоме мы использовали эмульсионную камеру, облучен-

ную в пучке отрицательных мюонов с импульсом 166 ± 17 МэВ/с на ускорителе ОИЯИ. Примесь π^- составляла не более $\sim 1\%$ [8]. Чем привлекательно наблюдение эффекта Мигдала при распаде мюонов в мезоатомах? Действительно, ядерная эмульсия состоит [9] из легких (С, N, O) и тяжелых (Ag, Br) ядер, и это дает возможность наблюдать в одном эксперименте электроны Оже, возникающие при $\mu^- \rightarrow e^-$ -распаде на легких и тяжелых мезоатомах. Кроме этого, известно [10], что число μ^- -поглощений на легких ядрах (желатине) составляет $\sim 40\%$, а на кристаллах AgBr — $\sim 60\%$ от общего числа поглощений μ^- ядрами. Но при этом время жизни τ_{μ^-} до распада $\mu^- \rightarrow e^-$ в мезоатоме тяжелого ядра в ~ 20 раз короче, чем τ_{μ^-} в легком ядре (1×10^{-7} вместо 2.2×10^{-6} с), и, как следствие этого, распадается только 4% μ^- , остановившихся в тяжелом ядре, а остальные поглощаются [3]. Это выравнивает вероятности наблюдения электронов Оже при $\mu^- \rightarrow e^-$ -распадах в легких и тяжелых мезоатомах.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Метод ядерных эмульсий (типа БР-2) позволяет наблюдать электроны с энергией ≥ 20 кэВ. Это дает возможность проводить поиск электронов Оже, сопутствующих взаимодействию μ^- с ядрами эмульсии. Эмульсионная камера размером $3 \times 10 \times 10$ см³, собранная из эмульсионных слоев толщиной 400 мкм, была облучена на ускорителе ОИЯИ в пучке μ^- -мюонов с импульсом 166 ± 17 МэВ/с. Наблюдалось 2520 остановок и взаимодействий мюонов. В результате просмотра все остановки μ^- распределялись на два массива: (а) взаимодействия с электроном Оже — 508 и (б) без сопровождения Оже — 2012 событий. Взаимодействия мюонов в (а) классифицировались следующим образом: остановка и захват мюона ядром

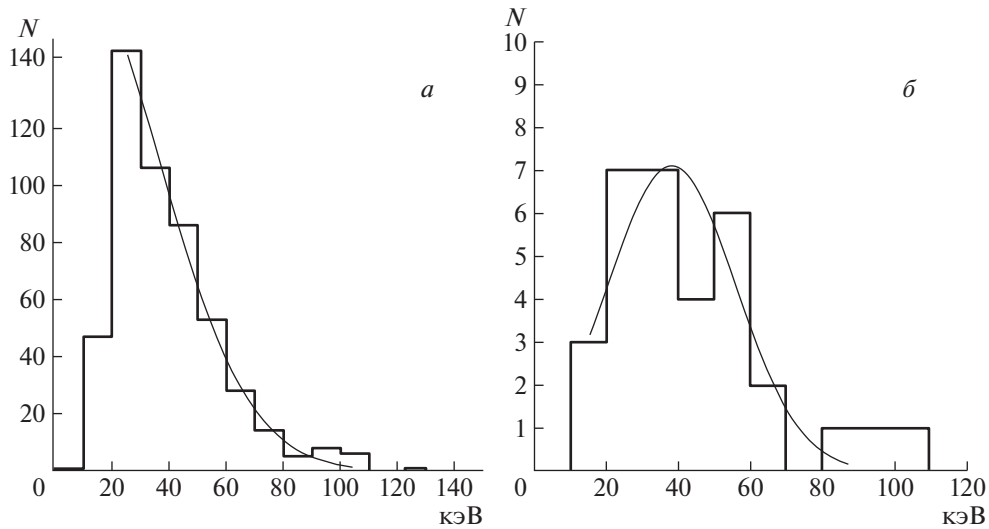


Рис. 1. Распределение по энергии электронов Оже. *а* — Все события, сопровождаемые электроном Оже, *б* — наблюдаемый распад $\mu^- \rightarrow e^- + \text{Оже}$. Гистограммы — экспериментальные измерения, сплошные кривые — результат фитирования нормальным распределением.

(в основном однолучевая звезда), так называемое $\rho(0)$ -окончание ($\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu$ с утолщением в месте остановки мюона или без него), и распад мюона $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \nu_e$. В массив (б) входят все те же взаимодействия без сопровождения вылета электрона Оже из точки остановки мюона. Распределение найденных событий по различным каналам поглощения мюонов приведено в табл. 1. Такая классификация потребует при дальнейшем обсуждении результатов измерений. Энергия электронов Оже измерялась по их пробегу в эмульсии на микроскопе KSM, связанном с компьютером. Программа сопровождения позволяла контролировать результаты измерений. Пробег электрона Оже до его остановки определялся путем измерения трех координат (x, y, z) каждого проявленного зерна (кристалла AgBr) на его следе. По этим измерениям вычислялся пробег электрона R как сумма длин отрезков ломаной линии и угол θ между импульсами электронов Оже и распада мюона. Ошибка в измерении пробега, зависящая, помимо страгглинга, и от конфигурации траектории, по нашим оценкам не превышает $\Delta R \approx 15\text{--}20\%$. Энергия электрона вычислялась по формуле E_e (кэВ) = $8.44R$ (мкм)^{0.61} [9, 11], поэтому ошибка ΔE_e в измерении E_e по пробегу $\Delta E_e \approx 0.6\Delta R$. Используя этот результат, мы построили распределения по энергии электронов Оже для всех событий (см. рис. 1а). На рис. 1б приведен спектр электронов Оже из распада мюона $\mu^- \rightarrow e^- + \text{Оже}$ (четвертая строка табл. 1).

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА

Из данных, приведенных в табл. 1, следует, что испускание электронов Оже в основном происходит при поглощении мюонов ядрами. В этом случае основным процессом является реакция $\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu$ с последующим испусканием мягких Υ -квантов из возбужденного ядра и рентгеновского излучения, возникающего при каскадных переходах. Это приводит к утолщению следа мюона в точке его остановки. Таких событий наблюдается $\approx 25\%$ от числа всех остановок. Энергетический спектр электронов Оже для этих событий приведен на рис. 1а. Гистограммой показаны экспериментальные измерения, а сплошной линией — результат фитирования нормальным распределением с $\chi^2 \approx 1$. Минимальное значение энергии электрона Оже обусловлено свойствами эмульсии типа БР-2, а максимальная энергия ≥ 120 кэВ наблюдается как в случае распада мюона в мезоатоме, так и при распаде мюония [6]. В четвертой строке табл. 1 приведены события, когда наблюдаемый $\mu^- \rightarrow e^-$ -распад сопровождается испусканием электрона Оже из точки остановки мюона. Совершенно очевидно, что мюон в этом случае распался, а не был поглощен ядром. Такое событие происходит крайне редко, $\approx 1\%$ от всех взаимодействий остановившихся мюонов. Рассеяние электронов на электронах среды вблизи наблюдаемых $\mu^- \rightarrow e^-$ -распадов полностью исключается изотропным угловым (θ) распределением между импульсами электронов распада и Оже ($N_{(0-90)}^\theta = 15$, $N_{(90-180)}^\theta = 17$). На рис. 1б гистограммой показаны результаты экспериментального измерения

энергии этих электронов Оже, а сплошной линией — описание спектра нормальным распределением. Как уже отмечалось, распад отрицательного мюона, локализованного внутри электронной оболочки атома, может вызвать ее сильное возбуждение с последующей кумуляцией энергии, приводящей к испусканию Оже-электронов с большой энергией в несколько десятков кэВ [7]. Эта энергия намного превышает ионизационные потенциалы K -оболочек легких (C, N, O) и тяжелых (Ag, W) ядер эмульсии. Известно, что $\approx 40\%$ (N_{40}) взаимодействий мюонов происходит на легких и $\approx 60\%$ (N_{60}) на тяжелых ядрах эмульсии [10]. При этом 96% мюонов на легких ядрах и только 4% мюонов на тяжелых ядрах распадаются, а не поглощаются ядром [3]. В этом случае мы имеем количество распадов $\mu^- \rightarrow e^- + \text{Оже}$ для легких ($A_L = N_{40} \times 0.96 \approx 38$) и тяжелых ($A_T = N_{60} \times 0.04 = 2.4$) ядер. Отсюда следует, что для таких событий должно соблюдаться отношение $(A_L)/(A_T) \approx 10/2$. На рис. 1б наблюдаются две группы частиц: одна (N_{30}) со средней энергией ≈ 30 кэВ, а вторая (N_{100}) в районе ≈ 100 кэВ. Для них отношение $N_{30}/N_{100} \approx 10/1$, что согласуется с отношением $(A_L)/(A_T) \approx 10/2$. Это дает основание считать, что эти две группы частиц (A_{30} и A_{100}) относятся к наблюдаемым распадам $\mu^- \rightarrow e^- + \text{Оже}$ на легких и тяжелых ядрах. Полученные результаты позволяют нам утверждать, что в эксперименте наблюдается указание на качественное согласие с предсказаниями “эффекта Мигдала”.

Авторы благодарят В.В. Шаманова за помощь при обработке результатов измерений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А. О. Вайсенберг, *Мю-мезон* (Наука, Москва, 1964).
2. <https://www.psi.ch>
3. А. Knecht, A. Skawran, and S. M. Vogiatzi, arXiv: 2004.03314v1 [nucl-ex].
4. F. Simkovic, R. Dvornicky, and P. Vogel, arXiv: 2006.00689v1 [nucl-th]; D. Zinatulina, V. Brudanin, V. Egorov, C. Petitjean, M. Shirchenko, J. Suhonen, and I. Yutlandov, Phys. Rev. C **99**, 024327 (2019).
5. С. С. Герштейн, Ю. В. Петров, Л. И. Пономарев, УФН **160**(8), 3 (1990) [Sov. Phys. Usp. **33**(8), 591 (1990)].
6. М. В. Бяков, В. А. Дитлов, В. В. Дубинина, Н. П. Егоренкова, Е. А. Пожарова, В. А. Смирнитский, ЯФ **81**, 298 (2018) [Phys. At. Nucl. **81**, 314 (2018)].
7. М. В. Бяков, В. А. Дитлов, В. В. Дубинина, Н. П. Егоренкова, Е. А. Пожарова, В. А. Смирнитский, ЯФ **81**, 623 (2018) [Phys. At. Nucl. **81**, 676 (2018)].
8. А. О. Вайсенберг, Э. Д. Колганова, Н. В. Рабин, ЯФ **29**, 830 (1979).
9. С. Пауэлл, П. Фаулер, Д. Перкинс, *Исследование элементарных частиц фотографическим методом* (Изд-во иностр. лит., Москва, 1962).
10. А. О. Вайсенберг, Е. А. Песоцкая, В. А. Смирнитский, ЖЭТФ **41**, 1031 (1962) [Sov. Phys. JETP **14**, 734 (1962)].
11. U. Fano, *Studies in Penetration of Charged Particles in Matter* (National Akad. Sci., Washington, 1964), p. 388.

EVIDENCE OF MIGDAL EFFECT IN NUCLEAR EMULSION IN DECAYS OF MUONS IN MESOATOMS

V. A. Ditlov¹⁾, V. V. Dubinina¹⁾, N. P. Egorenkova¹⁾, E. A. Pozharova¹⁾, V. A. Smirnitsky¹⁾

¹⁾NRC “Kurchatov Institute” — IТЕР, Moscow

2500 stops and interactions of μ^- muons in nuclear emulsion were observed. The energy and angular distribution of Auger electrons accompanying the μ^- absorption and decays $\mu^- \rightarrow e^-$ have been measured. It is shown that an evidence is obtained for the qualitative confirmation of the Migdal effect with the probability of $\approx 1\%$ from the number of stops of muons and decays $\mu^- \rightarrow e^- + \text{Auger}$.