

# СОДЕРЖАНИЕ

---

---

Том 83, номер 1, 2020

---

---

## ЯДРА

### Эксперимент

Фотонейтронные реакции на ядрах  $^{129}\text{Xe}$  и их электромагнитная диссоциация в коллайдерах

*С. С. Бельшев, В. В. Варламов, С. А. Гунин, А. И. Давыдов, Б. С. Ишханов,  
И. А. Пшеничников, В. Н. Орлин*

2

### Теория

Зарядовые радиусы и распределение протонной плотности изотопов Sn в дисперсионной оптической модели

*О. В. Беспалова, А. А. Климочкина, Т. И. Спасская*

10

## Материалы Международного совещания “Бесконечная и конечная ядерная материя” (INFINUM), 20–22 марта 2019 г., ОИЯИ, Дубна\*

### Теория

Влияние распределения нуклонной плотности на описание распада ядра

*И. С. Рогов, Н. В. Антоненко, Г. Г. Адамян, Т. М. Шнейдман*

16

Функционал Фаянса: самосогласованное описание изоспиновых возбуждений

*И. Н. Борзов, С. В. Толоконников*

25

Зарядово-обменные изобарические резонансы и параметры локального взаимодействия

*Ю. С. Лютостанский*

34

Восстановление вигнеровской суперсимметрии в тяжелых и сверхтяжелых ядрах

*Ю. С. Лютостанский*

40

Ангармонические эффекты в теории конечных ферми-систем

*С. П. Камерджиев, М. И. Шитов*

47

Описание стабилизации октупольной деформации в полосах переменной четности тяжелых ядер

*Е. В. Мардыбан, Т. М. Шнейдман, Е. А. Колганова, Р. В. Джолос*

54

От двойной ядерной системы к тесным двойным звездам и галактикам

*В. В. Саргсян, Х. Ленске, Г. Г. Адамян, Н. В. Антоненко*

61

## ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

### Эксперимент

#### Десятые Зацепинские Чтения, 7 июня 2019 г., ФИАН, Москва

Измерение сезонных вариаций горизонтальных мюонов на подземном детекторе LVD

*Н. Ю. Агафонова, В. В. Ашихмин, Е. А. Добрынина, А. С. Мальгин,  
О. Г. Рязская, И. Р. Шакирьянова  
(от имени Коллаборации LVD)*

70

Gd- и Nd-содержащие жидкие органические сцинтилляторы

*Г. Я. Новикова, М. В. Соловьева, Е. А. Янович*

76

Новый эксперимент NEWSdm для прямого поиска частиц тяжелой темной материи

*С. А. Горбунов, Н. С. Коновалова  
(от имени Коллаборации NEWSdm)*

84

---

\* Начало публикации.

# ФОТОНЕЙТРОННЫЕ РЕАКЦИИ НА ЯДРАХ $^{129}\text{Xe}$ И ИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ДИССОЦИАЦИЯ В КОЛЛАЙДЕРАХ

© 2020 г. С. С. Бельшев<sup>1)</sup>, В. В. Варламов<sup>2)</sup>, С. А. Гунин<sup>3),4)</sup>,  
А. И. Давыдов<sup>1)</sup>, Б. С. Ишханов<sup>1),2)</sup>, И. А. Пшеничнов<sup>4)\*</sup>, В. Н. Орлин<sup>2)</sup>

Поступила в редакцию 03.05.2019 г.; после доработки 16.06.2019 г.; принята к публикации 16.06.2019 г.

Электромагнитная диссоциация (ЭМД) ультрарелятивистских ядер существенно влияет на время жизни пучков в коллайдерах RHIC и LHC, а вторичные ядра, образующиеся в результате ЭМД, могут оказывать нежелательное воздействие на компоненты коллайдеров. Вместе с тем регистрация нейтронов от ЭМД позволяет вести мониторинг светимости коллайдеров. Для вычисления полных и парциальных сечений ЭМД методом Вайцзеккера–Вильямса необходимы надежные модели фотоядерных реакций, предварительно проверенные путем сравнения их результатов с экспериментальными данными. С момента запуска LHC основное внимание уделялось  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$ -столкновениям, был проведен также сеанс с ядрами  $^{129}\text{Xe}$ . В отличие от ядер  $^{208}\text{Pb}$ , для которых сечения фотоядерных реакций и сечения ЭМД измерялись в разных лабораториях, данные для  $^{129}\text{Xe}$  отсутствуют. В настоящей работе с помощью экспериментально-теоретического метода выполнена оценка сечений реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$  и  $(\gamma, \text{abs})$  для ядра  $^{129}\text{Xe}$  на основе имеющихся данных для соседнего ядра  $^{127}\text{I}$  и комбинированной модели фотоядерных реакций (КМФЯР). Установлено, что результаты расчетов для энергий фотонов до 40 МэВ для  $^{129}\text{Xe}$  с использованием КМФЯР и библиотеки TENDL-2017, построенной с помощью кода TALYS, близки друг к другу и неплохо согласуются с данными Сакле для  $^{127}\text{I}$ . С помощью вновь полученных оцененных данных, библиотеки TENDL-2017 и аппроксимаций полных сечений фотопоглощения выше порога рождения пиона выполнены вычисления сечений ЭМД  $^{129}\text{Xe}$  на LHC и проектируемом коллайдере FCC-hh. Результаты вычислений сравнены с результатами модели RELDIS.

DOI: 10.31857/S0044002719060047

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Горячая и плотная ядерная материя образуется в столкновениях ультрарелятивистских ядер в области перекрытия пространственных распределений их ядерных плотностей. Поскольку наибольшая плотность энергии обеспечивается взаимодействием значительного количества внутриядерных нуклонов из каждого ядра-партнера по столкновению, то центральное место в программах исследований ядро-ядерных столкновений на RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) в Брукхейвенской национальной лаборатории и на LHC (Large Hadron Collider) в ЦЕРНе занимает изуче-

ние столкновений тяжелых ядер  $^{197}\text{Au}$ – $^{197}\text{Au}$  [1] и  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  [2]. В ЦЕРНе в разные годы исследовались взаимодействия ускоренных на SPS (Super Proton Synchrotron) ядер O, S, Ar, Xe, In, Pb с легкими и тяжелыми ядрами-мишенями [3]. В частности, в эксперименте NA61/SHINE систематически исследуются свойства ядро-ядерных столкновений при различных энергиях в зависимости от масс сталкивающихся ядер [4]. Инжекция в LHC ядер с другими массами и зарядами, помимо тщательной перенастройки самого коллайдера [5], требует перенастройки всей последовательности предускорителей и ионного накопительного кольца: LINAC3, LEIR, PS и SPS. Это одна из причин того, что с момента запуска LHC в 2010 г. помимо протонов и ядер  $^{208}\text{Pb}$  в нем только однажды ускорялись ядра  $^{129}\text{Xe}$ . В будущем, после завершения модификации коллайдера в 2021 г. (проект HL-LHC) или позднее, после замены магнитов, обеспечивающих повышение энергии столкновений (проект HE-LHC), набор ускоряемых на LHC ядер будет, вероятно, расширен добавлением более легких ядер, таких как  $^{16}\text{O}$ ,  $^{40}\text{Ar}$ ,  $^{40}\text{Ca}$  и  $^{78}\text{Kr}$  [6]. В исполь-

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

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

<sup>3)</sup>Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Россия.

<sup>4)</sup>Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия.

\*E-mail: pshenich@inr.ru

зуюмом в ЦЕРНе источнике ионов [7], основанном на электронном циклотронном резонансе, удобно применять инертные газы, поэтому ядра  $^{40}\text{Ar}$ ,  $^{78}\text{Kr}$ ,  $^{84}\text{Kr}$  и  $^{129}\text{Xe}$  являются основными кандидатами на использование в будущих экспериментах.

Помимо необходимости изучения физики ядроядерных столкновений в зависимости от размера сталкивающихся ядер, использование ядер легче  $^{208}\text{Pb}$  позволит снизить потери ядер пучка в результате электромагнитных процессов. Действительно, электромагнитная диссоциация (ЭМД)  $^{208}\text{Pb}$  в результате воздействия лоренцсжатых кулоновских полей ядер-партнеров по ультрапериферическим взаимодействиям вместе с подхватом  $^{208}\text{Pb}$  электронов от пар  $e^+e^-$ , рожденных в этих интенсивных полях, вызывает значительные потери ядер из пучков коллайдера [8]. В отличие от фрагментации ядер в адронных взаимодействиях, в электромагнитных процессах часто образуются вторичные ионы с близкими к  $^{208}\text{Pb}$  отношениями заряда к массе. Такие ионы могут проходить сквозь систему коллиматоров ЛНС и оказывать нежелательное радиационное и тепловое воздействие на компоненты ЛНС [8]. Достоверные значения парциальных сечений ЭМД  $^{208}\text{Pb}$  с вылетом одного и двух нейтронов необходимы для мониторинга светимости ЛНС посредством регистрации таких нейтронов в передних калориметрах ZDC (Zero Degree Calorimeters) [9]. Как было показано в работе [10], модель RELDIS [9], опирающаяся на метод Вайцзеккера–Вильямса [11] и моделирующая эмиссию нуклонов из ядер  $^{208}\text{Pb}$  методом Монте–Карло, хорошо описывает данные эксперимента ALICE на ЛНС по эмиссии нейтронов в результате ЭМД.

Для вычисления полных и парциальных сечений ЭМД методом Вайцзеккера–Вильямса необходимы надежные модели фотоядерных реакций, предварительно проверенные путем сравнения их результатов с экспериментальными данными. Однако соответствующие данные для ядер  $^{129}\text{Xe}$  отсутствуют и, в целом, ядро  $^{129}\text{Xe}$  остается малоизученным. Поэтому, в частности, в работе [12] было предложено использовать измеренные дифференциальные сечения фоторождения  $\rho^0$ -мезона в ультрапериферических столкновениях ядер  $^{129}\text{Xe}$  на ЛНС для определения распределения ядерной плотности и радиуса  $^{129}\text{Xe}$ .

Целью настоящей работы является оценка сечений реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$  и  $(\gamma, \text{abs})$  для ядра  $^{129}\text{Xe}$  с помощью экспериментально-теоретического метода на основе имеющихся данных для соседнего ядра  $^{127}\text{I}$  и комбинированной модели фотоядерных реакций (КМФЯР) [13, 14]. С помощью вновь полученных оцененных данных,

библиотеки TENDL-2017, построенной на основе кода TALYS [15], и аппроксимаций полных сечений фотопоглощения выше порога рождения пиона [16] вычислены и сравнены с результатами модели RELDIS [9] сечения ЭМД в столкновениях  $^{129}\text{Xe}$  на ЛНС и проектируемом коллайдере FCC-hh [17].

## 2. СРАВНЕНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ СЕЧЕНИЙ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРЕ $^{129}\text{Xe}$ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ ДЛЯ СОСЕДНИХ ЯДЕР

Поскольку экспериментальные данные по сечениям фотонейтронных реакций на ядре  $^{129}\text{Xe}$  отсутствуют, в настоящей работе для  $^{129}\text{Xe}$  были выполнены расчеты в рамках комбинированной модели фотоядерных реакций [13, 14] и использованы данные из библиотеки TENDL-2017, полученные с помощью модели TALYS [15]. Были вычислены парциальные сечения реакций с вылетом определенного количества нейтронов  $(\gamma, 1nX)$ ,  $(\gamma, 2nX)$ ,  $(\gamma, 3nX)$ , где  $X$  указывает на возможное присутствие в конечном состоянии заряженных частиц помимо нейтронов, и будет в дальнейшем для краткости опускаться, а также их сумма — полное фотонейтронное сечение

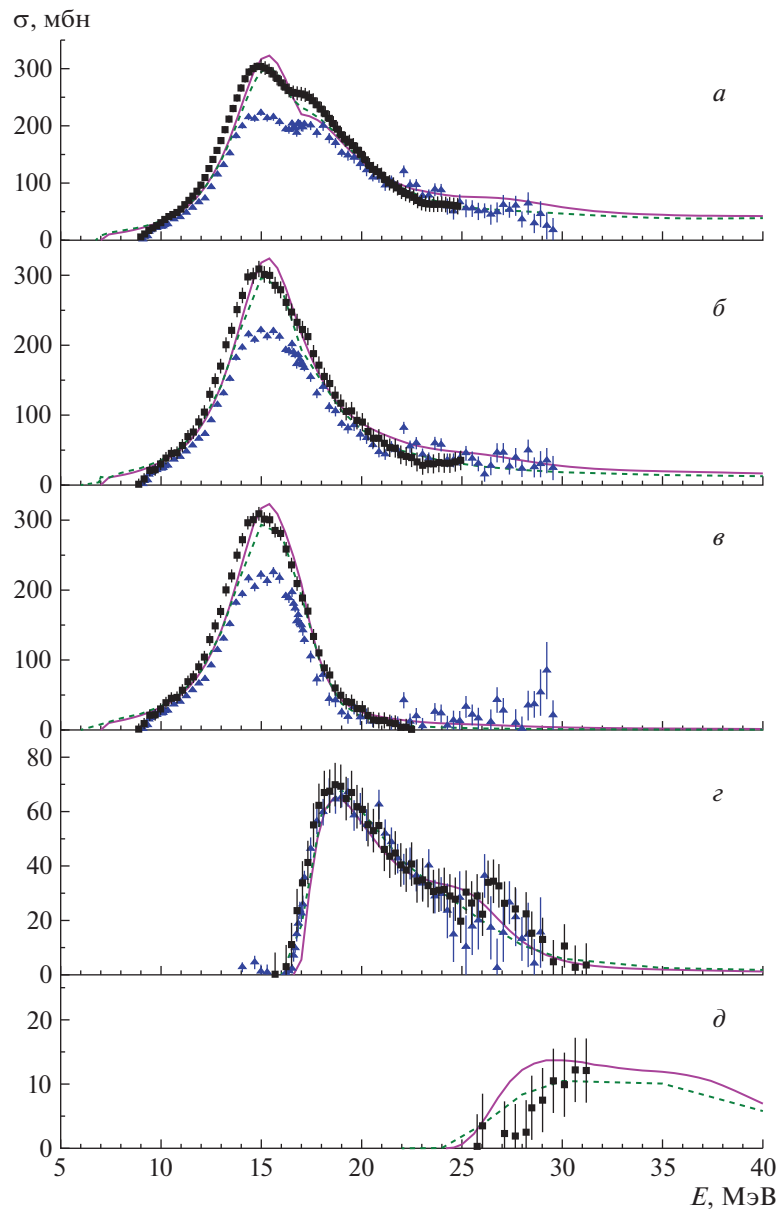
$$\sigma(\gamma, Sn) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 3n) + \dots, \quad (1)$$

которое для тяжелых ядер является хорошим приближением для полного сечения фотопоглощения,  $\sigma(\gamma, \text{abs}) \approx \sigma(\gamma, Sn)$ . Эти сечения и инклюзивное сечение выхода нейтронов

$$\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots \quad (2)$$

сравнивались с данными по фоторасщеплению соседних с  $^{129}\text{Xe}$  ядер:  $^{127}\text{I}$  [18, 19],  $^{128}\text{Te}$  [20],  $^{133}\text{Cs}$  [21, 22],  $^{138}\text{Ba}$  [23], полученными на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов методом разделения фотонейтронов по множественности.

Было установлено, что, во-первых, для всех рассматриваемых парциальных и полных реакций результаты расчетов в рамках моделей КМФЯР и TALYS для ядра  $^{129}\text{Xe}$  оказываются близки, а во-вторых, наилучшее согласие расчетных сечений реакций для ядра  $^{129}\text{Xe}$  с экспериментальными сечениями наблюдается для данных, полученных для ядра  $^{127}\text{I}$  в Сакле (Франция) [19]. Сравнение обсуждаемых сечений реакций для ядер  $^{127}\text{I}$  и  $^{129}\text{Xe}$



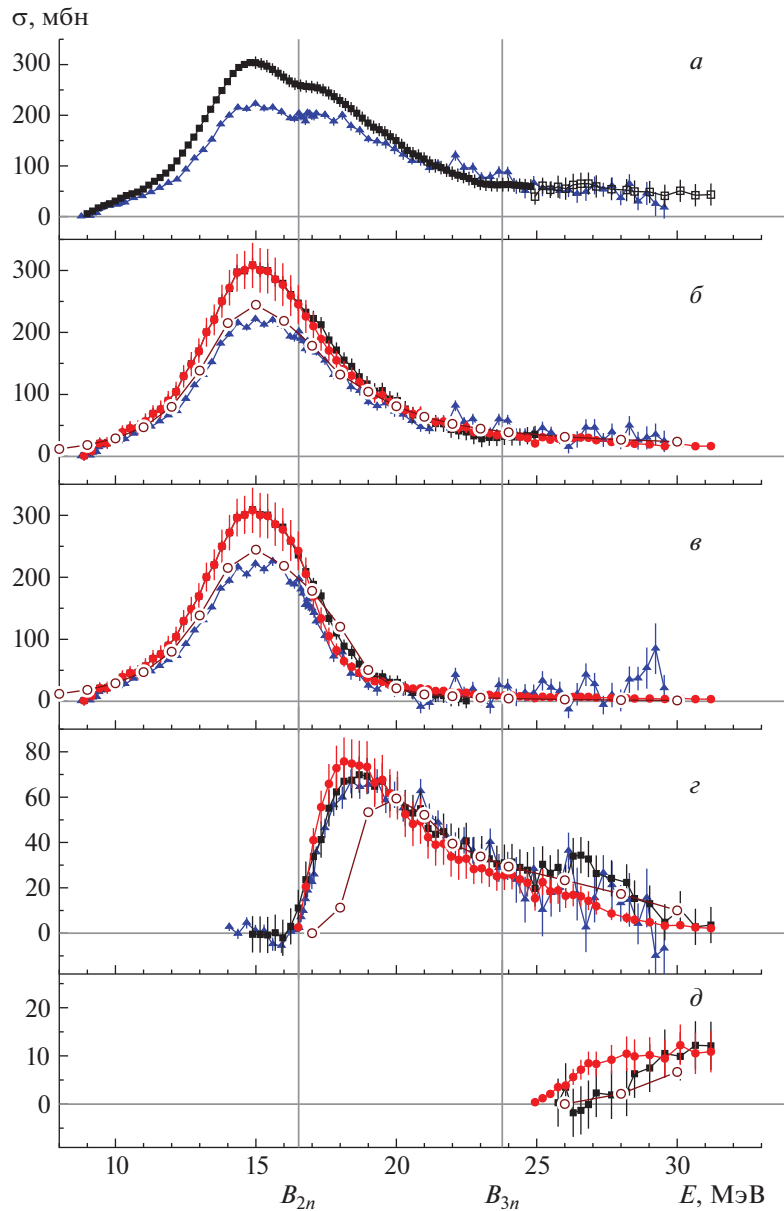
**Рис. 1.** Сравнение теоретических (сплошная кривая — [13, 14], штриховая — [15]) сечений реакций для ядра  $^{129}\text{Xe}$  и экспериментальных ( $\blacktriangle$  — [18],  $\blacksquare$  — [19]) сечений реакций для ядра  $^{127}\text{I}$ : *a* —  $\sigma(\gamma, xn)$ , *б* —  $\sigma(\gamma, Sn)$ , *в* —  $\sigma(\gamma, 1n)$ , *г* —  $\sigma(\gamma, 2n)$ , *д* —  $\sigma(\gamma, 3n)$ .

проводится на рис. 1, который подтверждает существование значительных систематических расхождений между результатами экспериментов [18] и [19].

В результате проведенных сравнений экспериментальное инклюзивное сечение реакции выхода нейтронов (2) для ядра  $^{127}\text{I}$  [19] и результаты теоретических расчетов для ядра  $^{129}\text{Xe}$  в рамках КМФЯР [13, 14] были использованы для оценки парциальных сечений и полного фотонейтронного сечения для  $^{129}\text{Xe}$ .

### 3. ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРЕ $^{129}\text{Xe}$ С ПОМОЩЬЮ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО- ТЕОРЕТИЧЕСКОГО МЕТОДА

Для оценки сечений парциальных фотонейтронных реакций на ядре  $^{129}\text{Xe}$  на основании экспериментальных данных по сечению выхода нейтронов для соседнего ядра  $^{127}\text{I}$  был использован экспериментально-теоретический метод оценки сечений парциальных реакций, не зависящих от систематических погрешностей эксперименталь-



**Рис. 2.** Сравнение оцененных (кружки) сечений реакций для ядра  $^{129}\text{Xe}$  и экспериментальных ([19], квадраты) сечений реакций для ядра  $^{127}\text{I}$ : *a* –  $\sigma(\gamma, xn)$ , *б* –  $\sigma(\gamma, Sn)$ , *в* –  $\sigma(\gamma, 1n)$ , *г* –  $\sigma(\gamma, 2n)$ , *д* –  $\sigma(\gamma, 3n)$ . Экспериментальные данные для  $\sigma(\gamma, xn)$  до энергии 25 МэВ получены из БД [35], а при больших энергиях – как сумма (2) экспериментальных данных для  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$  реакций [35]. Показаны также данные Ливермора [18] (треугольники) и результаты модели RELDIS [9] (открытые кружки).

ного метода разделения фотонейтронов по множественности, который ранее был успешно применен к фотонейтронным реакциям на различных ядрах [24–34]. В этом методе оценка сечений реакций различной множественности ( $i = 1, 2, 3, \dots$ ) проводится в соответствии с соотношениями

$$\sigma_{\text{оцен}}(\gamma, in) = F_i^{\text{теор}} \sigma_{\text{экс}}(\gamma, xn) \quad (3)$$

с использованием теоретических переходных функций множественности нейтронов

$$F_i^{\text{теор}} = \sigma^{\text{теор}}(\gamma, in) / \sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn), \quad (4)$$

рассчитываемых в рамках КМФЯР [13, 14]. Соотношение (3) означает, что экспериментальное инклюзивное сечение выхода нейтронов (2), не зависящее от погрешностей эксперимента в разделении нейтронов по множественности благодаря учету всех испускаемых нейтронов, разделяется на вклады парциальных реакций в соответствии с уравнениями модели, определяющими переходные функции множественности нейтронов  $F_i^{\text{теор}}$  (4). Эти функции также не зависят от проблем экспериментального разделения фотонейтронов по

**Таблица 1.** Оцененные интегральные сечения выходов нейтронов, полные сечения и сечения парциальных фотонейтронных реакций (в МэВ мбн) для ядра  $^{129}\text{Xe}$  в сравнении с экспериментальными данными для ядра  $^{127}\text{I}$  [19, 35] для различных значений верхнего предела интегрирования  $E^{\text{инт}}$ , при одинаковом нижнем пределе, соответствующем порогу эмиссии нейтрона

Реакция	[19, 35]	Оценка	[19, 35]	Оценка	[19, 35]	Оценка
	$E^{\text{инт}} = B2n = 16.52 \text{ МэВ}$		$E^{\text{инт}} = B3n = 23.85 \text{ МэВ}$		$E^{\text{инт}} = 31.20 \text{ МэВ}$	
$(\gamma, xn)^*$	$1213.8 \pm 10.9$	$1210.9 \pm 24.0$	$2319.8 \pm 18.7$	$2283.8 \pm 31.6$	$2708.1 \pm 25.3$	$2647.7 \pm 33.5$
$(\gamma, Sn)$	$1210.6 \pm 24.0$	$1212.5 \pm 10.1$	$1960.8 \pm 16.5$	$1929.1 \pm 27.5$	$2139.5 \pm 20.0$	$2105.7 \pm 28.2$
$(\gamma, 1n)^{**}$	$1210.6 \pm 24.0$	$1211.1 \pm 9.4$	$1601.7 \pm 13.7$	$1574.4 \pm 26.0$	$1601.7 \pm 13.7$	$1615.5 \pm 26.1$
$(\gamma, 2n)$	$0.3 \pm 0.1$	$1.4 \pm 3.8$	$359.1 \pm 8.8$	$354.7 \pm 9.0$	$506.9 \pm 13.2$	$438.7 \pm 9.9$
$(\gamma, 3n)$	—	—	—	—	$30.8 \pm 5.6$	$51.6 \pm 4.0$

\* Экспериментальные данные до энергии 25 МэВ получены из БД [35], а при больших энергиях получены как сумма (2) экспериментальных данных для  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$  реакций [35].

\*\* Экспериментальные данные для сечения реакции  $(\gamma, 1n)$  известны до энергии 22.5 МэВ [19].

множественности. На основании результатов, полученных ранее для более чем 30 ядер, было показано, что сечения парциальных фотонейтронных реакций, оцененные с помощью описанного метода, оказываются свободными от систематических погрешностей экспериментальных методов и потому достоверными [24–34].

Сечения парциальных реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$ , а также полной фотонейтронной реакции  $\sigma(\gamma, Sn)$  (1) для ядра  $^{129}\text{Xe}$  были оценены с помощью описанного экспериментально-теоретического метода. При этом использовались экспериментальные данные об инклюзивном сечении реакции выхода фотонейтронов для ядра  $^{127}\text{I}$  [19]. Числовые данные были получены на основе материалов международной электронной базы данных (БД) по сечениям ядерных реакций [35]. В этой БД сечение реакции  $(\gamma, 1n)$  приведено до энергии 22.5 МэВ, а сечение реакции выхода нейтронов  $\sigma(\gamma, xn)$  (2) — до 25 МэВ, тогда как сечения реакций  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$  приведены до энергии 31.2 МэВ. Поэтому в процедуре оценки (3) в качестве  $\sigma^{\text{экс}}(\gamma, xn)$  использовалась соответствующая сумма (2) экспериментальных сечений парциальных реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$  [18]. Это позволило провести оценку в области энергий до 31.2 МэВ. Используемые в процедуре оценки (3) отношения  $F_i^{\text{теор}}$  были рассчитаны в рамках КМФЯР [24, 25].

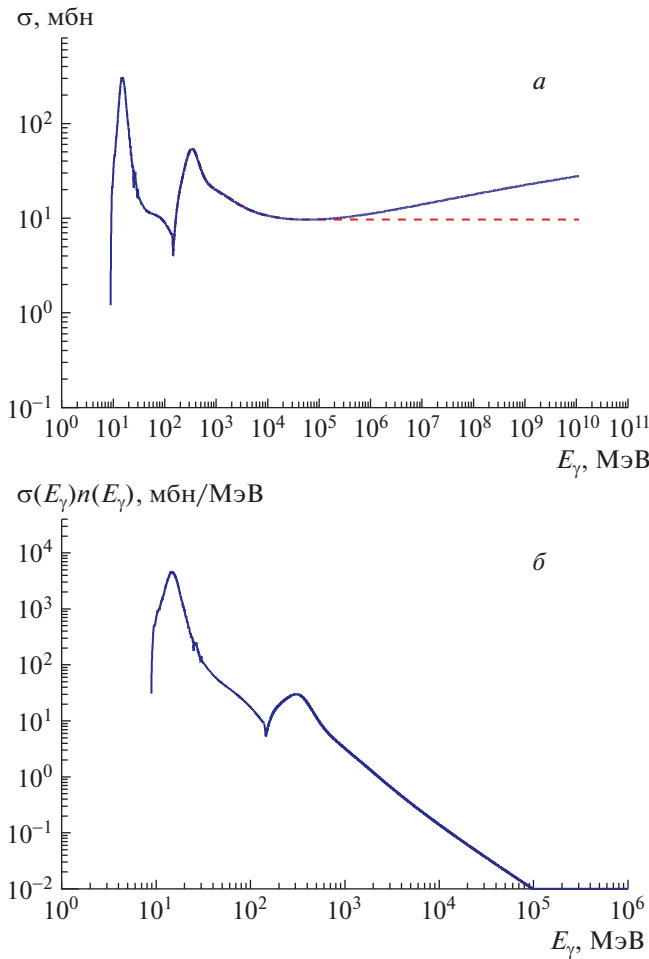
Оцененные сечения парциальных реакций и полной фотонейтронной реакции (1) приведены на рис. 2. Для сравнения на том же рисунке показаны данные Ливермора [18] и результаты модели RELDIS [9]. Следует отметить, что RELDIS использует систематику полных сечений фотопоглощения, предложенную в работе [36], и которая для ядра  $^{127}\text{I}$  практически совпадает с данными Ливермора [18], которые, в свою очередь, идут ниже данных Сакле [19]. Из рисунка

также видно, что RELDIS занижает сечение реакции  $(\gamma, 2n)$  вблизи порога. Соответствующие величины интегральных сечений обсуждаемых реакций приведены в табл. 1, из которой следует, что полученные оцененные интегральные сечения весьма близки к данным Сакле [19].

#### 4. ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ ЭМД $^{129}\text{Xe}$ НА КОЛЛАЙДЕРАХ ЛНС И FCC-hh

Впервые оцененные в настоящей работе данные по полному сечению фоторасщепления ядра  $^{129}\text{Xe}$  в диапазоне энергий фотона от порога эмиссии нейтрона до 31 МэВ позволяют вычислить полное сечение ЭМД ядер  $^{129}\text{Xe}$  на коллайдерах ЛНС и FCC-hh при условии дополнения их сечениями выше 31 МэВ из библиотеки TENDL-2017, полученными с помощью кода TALYS [15] до порога фоторождения пиона 140 МэВ, и аппроксимациями полных сечений фотопоглощения на ядрах [16] выше этого порога. Действительно, как было подтверждено измерениями, выполненными в работе [10], благодаря доминированию мягких эквивалентных фотонов в спектре энергий фотонов Вайцзеккера–Вильямса, эмиссия одного нейтрона составляет свыше 50% сечения ЭМД ядер  $^{208}\text{Pb}$  на ЛНС, а вклад двухнейтронного канала — еще около 10%. Это означает, что и для ЭМД  $^{129}\text{Xe}$  следует ожидать доминирующего вклада рассмотренных одно- и двухнейтронных каналов в полное сечение ЭМД.

На рис. 3 представлены зависимости полных сечений фотопоглощения на  $^{129}\text{Xe}$ , используемые в настоящей работе для вычисления полных сечений одиночной ЭМД. Приведена также свертка этих сечений со спектром эквивалентных фотонов, путем интегрирования которой по энергии получается полное сечение ЭМД ядер  $^{129}\text{Xe}$  в их столкновениях на коллайдерах.



**Рис. 3.** Полное сечение фотопоглощения на ядре  $^{129}\text{Xe}$  и его произведение со спектром эквивалентных фотонов, используемые для вычисления полного сечения ЭМД в  $^{129}\text{Xe}$ – $^{129}\text{Xe}$ -столкновениях на LHC при  $\sqrt{s_{NN}} = 5.44$  ТэВ. *а* – сечение фотопоглощения на  $^{129}\text{Xe}$ , полученное в соответствующих интервалах  $E_\gamma$ : на основе оцененных в настоящей работе данных ( $E_\gamma < 31.2$  МэВ), из библиотеки TENDL-2017 ( $31.2 < E_\gamma < 140$  МэВ) и из аппроксимаций работы [16] ( $E_\gamma > 145$  МэВ) (сплошная кривая); те же зависимости, но пренебрегая ростом сечения выше 60 ГэВ (штриховая). *б* – первое из указанных сечений, умноженное на спектр эквивалентных фотонов.

В зависимости от энергии фотона использовались пять различных аппроксимаций (варианты I–V) полных сечений фотопоглощения. В вариантах III и V при  $E_\gamma < 31.2$  МэВ использовались оцененные в настоящей работе сечения, при  $31.2 < E_\gamma < 140$  МэВ — данные из библиотеки TENDL-2017, при  $E_\gamma > 145$  МэВ — аппроксимации из работы [16]. Для сшивки различных аппроксимаций использовалась линейная интерполяция между крайними точками соответствующих диапазонов. Вариант II использует TENDL-2017

для сечений фотопоглощения ниже 140 МэВ. Для оценки влияния роста полных сечений на ядрах выше 60 ГэВ (варианты IV и V) на сечения ЭМД использовались альтернативные зависимости (I, II и III), в которых сечения фотопоглощения считались постоянными выше 60 ГэВ, см. пример такой зависимости на рис. 3а. В частности, модель RELDIS [9] пренебрегает ростом сечения в области высоких энергий (вариант I).

Таблицы 2 и 3 содержат основные результаты настоящей работы — полные сечения одиночной ЭМД ядер  $^{129}\text{Xe}$  на LHC и FCC-hh, вычисленные в приближении однофотонного обмена на основе пяти представленных выше различных аппроксимаций полного сечения фотопоглощения. Следует отметить, что модель RELDIS позволяет дополнительно вычислять вклад двухфотонного обмена, который составляет для рассматриваемых случаев 0.3–0.4 бн ( $\sim 0.6\%$ ), но для удобства сравнения с остальными вариантами расчетов он в табл. 2 и 3 не учтен. Верхние границы спектра эквивалентных фотонов ( $\sim \gamma/2R$ ), принятые в настоящей работе и используемые в модели RELDIS, практически совпадают, а небольшая разница связана с выбором радиуса  $R$  ядра  $^{129}\text{Xe}$ . Как следует из таблиц, расчеты на основе TENDL-2017 (II) дают сечения ЭМД на 7–8% больше, чем RELDIS (I), которая использует систематику из работы [36]. Использование полученных оцененных данных (III) вместо TENDL-2017 незначительно, на 0.4%, снижает вычисляемое сечение. Эффект от учета роста сечения фотопоглощения при больших энергиях (варианты II и III в сравнении соответственно с IV и V) оказывается умеренным (+1.5%) для LHC и более заметным для FCC-hh (+5%), что и следовало ожидать в результате увеличения энергии столкновений на FCC-hh. В целом можно отметить неплохое (в пределах 0.5%) согласие между сечениями, полученными с использованием данных TENDL-2017 и оцененными в настоящей работе сечениями. Вместе с тем следует указать на необходимость обновления модели RELDIS путем внесения в нее вновь полученных оцененных полных сечений фотопоглощения и учета их роста при высоких энергиях фотона, выше 60 ГэВ. С другой стороны, погрешность настоящих расчетов с новыми аппроксимациями сечений фотопоглощения по причине пренебрежения двухфотонными процессами составляет примерно 0.6%. В целом расхождения между сечениями ЭМД  $^{129}\text{Xe}$ , которые получены на основе рассмотренных вариантов I–V аппроксимаций сечений фотопоглощения, не превышают 8% для LHC и 13% для FCC-hh. Это может служить оценкой неопределенности вычислений сечений ЭМД ядер  $^{129}\text{Xe}$  в их столкновениях на коллайдерах.

**Таблица 2.** Полные сечения одиночной ЭМД в столкновениях ядер  $^{129}\text{Xe}$  на LHC, вычисленные с различными вариантами полных сечений фотопоглощения

$^{129}\text{Xe}-^{129}\text{Xe}$ $\sqrt{s_{NN}} = 5.44 \text{ ТэВ}$	RELDIS	TENDL-2017	Настоящая работа	TENDL-2017	Настоящая работа
	I	II	III	IV	V
Сечение ЭМД (бн)	50.3	54.0	53.8	54.8	54.6
Максимальная энергия фотона (ТэВ)	251.6		251.9		
Рост сечения при $E_\gamma > 60 \text{ ГэВ}$	нет	нет	нет	есть	есть

**Таблица 3.** Полные сечения одиночной ЭМД в столкновениях ядер  $^{129}\text{Xe}$  на FCC-hh, вычисленные с различными вариантами полных сечений фотопоглощения

$^{129}\text{Xe}-^{129}\text{Xe}$ $\sqrt{s_{NN}} = 41.8 \text{ ТэВ}$	RELDIS	TENDL-2017	Настоящая работа	TENDL-2017	Настоящая работа
	I	II	III	IV	V
Сечение ЭМД (бн)	67.5	73.6	73.3	77.3	76.9
Максимальная энергия фотона (ТэВ)	14845		14870		
Рост сечения при $E_\gamma > 60 \text{ ГэВ}$	нет	нет	нет	есть	есть

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании имеющихся данных для соседнего к  $^{129}\text{Xe}$  ядра  $^{127}\text{I}$  и комбинированной модели фотоядерных реакций выполнена оценка сечений  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$  и  $(\gamma, \text{abs})$  для ядра  $^{129}\text{Xe}$ . Установлено, что результаты расчетов с использованием КМФЯР и кода TALYS в области энергий фотонов до 40 МэВ для  $^{129}\text{Xe}$  близки друг к другу и неплохо согласуются с данными Сакле для  $^{127}\text{I}$ . С помощью полученных оцененных данных, данных библиотеки TENDL-2017 и аппроксимаций полных сечений фотопоглощения выше порога рождения пиона вычислены сечения ЭМД в столкновениях  $^{129}\text{Xe}$  на LHC и проектируемом коллайдере FCC-hh. Использование различных аппроксимаций полных сечений фотопоглощения на ядре  $^{129}\text{Xe}$  позволило оценить неопределенности получаемых сечений ЭМД:  $54.6 \pm 4$  бн для LHC и  $76.9 \pm 9$  бн для FCC-hh. Кроме этого, можно сделать вывод о желательности обновления модели RELDIS путем внесения в нее оцененных полных сечений фотопоглощения, и учета их роста при высоких энергиях.

Для проверки вычисленных в настоящей работе сечений ЭМД ядер  $^{129}\text{Xe}$  целесообразно измерить абсолютную величину этого сечения на LHC. Прямые измерения фотонейтронных сечений на пучке фотонов, например, на мишени из сжиженного  $^{129}\text{Xe}$  требуют больших затрат и, насколько это известно авторам, в настоящее время не планируются.

Работа поддерживалась Исследовательским контрактом № 20501 (Координационный исследовательский проект № F41032) Международного

агентства по атомной энергии (МАГАТЭ) и грантом Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС” №18-2-6-93-1.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. T. A. Trainor, *Int. J. Mod. Phys. E* **23**, 1430011 (2014).
2. H. Bello, A. Fernandez, and A. Ortiz, *J. Phys. Conf. Ser.* **761**, 012033 (2016).
3. G. E. Bruno, *EPJ Web Conf.* **95**, 06001 (2015).
4. M. Mackowiak-Pawlowska, *Nucl. Phys. A* **956**, 344 (2016).
5. J. M. Jowett, *J. Phys. G* **35**, 104028 (2008).
6. Z. Citron, A. Dainese, J. F. Grosse-Oetringhaus, J. M. Jowett, Y.-J. Lee, U. A. Wiedemann, M. Winn, A. Andronic, F. Bellini, E. Bruna, E. Chapon, H. Dembinski, D. d’Enterria, I. Grabowska-Bold, G. M. Innocenti, C. Loizides, *et al.*, arXiv: 1812.06772.
7. V. Toivanen, G. Bellodi, C. Fichera, D. Kuchler, A. M. Lombardi, M. Maintrot, A. Michet, M. O’Neil, S. Sadovitch, F. Wenander, and O. Tarvainen, in *Proceedings of the ECRIS2016, Busan, Korea, 28 Aug.–1 Sep. 2016, 2017*, WEA001.
8. R. Bruce, D. Bocian, S. Gilardoni, and J. M. Jowett, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **12**, 071002 (2009).
9. И. А. Пшеничных, ЭЧАЯ **42**, 415 (2011) [*Phys. Part. Nucl.* **42**, 215 (2011)].
10. B. Abelev *et al.* (ALICE Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **109**, 252302 (2012).
11. C. Bertulani and G. Baur, *Phys. Rept.* **163**, 299 (1988).
12. V. Guzey, E. Kryshen, and M. Zhalov, *Phys. Lett. B* **782**, 251 (2018).
13. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЭЧАЯ **38**, 460 (2007) [*Phys. Part. Nucl.* **38**, 232 (2007)].
14. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **71**, 517 (2008) [*Phys. At. Nucl.* **71**, 493 (2008)].



15. A. Koning and D. Rochman, Nucl. Data Sheets **113**, 2841 (2012).
16. M. Kossov, Eur. Phys. J. A **14**, 377 (2002).
17. M. Schaumann, Phys. Rev. ST Accel. Beams **18**, 091002 (2015).
18. R. L. Bramblett, J. T. Caldwell, B. L. Berman, R. R. Harvey, and S. C. Fultz, Phys. Rev. **148**, 1198 (1966).
19. R. Bergere, H. Beil, P. Carlos, and A. Veysiére, Nucl. Phys. A **133**, 417 (1969).
20. A. Lepretre, H. Beil, R. Bergere, P. Carlos, J. Fagot, A. De Miniac, A. Veysiére, and H. Miyase, Nucl. Phys. A **258**, 350 (1976).
21. B. L. Berman, R. L. Bramblett, J. T. Caldwell, H. S. Davis, M. A. Kelly, and S. C. Fultz, Phys. Rev. **177**, 1745 (1969).
22. A. Lepretre, H. Beil, R. Bergere, P. Carlos, A. De Miniac, A. Veysiére, and K. Kernbach, Nucl. Phys. A **219**, 39 (1974).
23. B. L. Berman, S. C. Fultz, J. T. Caldwell, M. A. Kelly, and S. S. Dietrich, Phys. Rev. C **2**, 2318 (1970).
24. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, С. Ю. Трощев, Изв. РАН. Сер. физ. **74**, 884 (2010) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **74**, 842 (2010)].
25. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **75**, 1414 (2012) [Phys. At. Nucl. **75**, 1339 (2012)].
26. V. V. Varlamov, B. S. Ishkhanov, V. N. Orlin, and K. A. Stopani, Eur. Phys. J. A **50**, 114 (2014).
27. B. S. Ishkhanov, V. N. Orlin, and V. V. Varlamov, EPJ Web Conf. **38**, 1203 (2012).
28. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, ЯФ **76**, 1484 (2013) [Phys. At. Nucl. **76**, 1403 (2013)].
29. В. В. Варламов, М. А. Макаров, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, ЯФ **78**, 678 (2015) [Phys. At. Nucl. **78**, 634 (2015)].
30. В. В. Варламов, М. А. Макаров, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, ЯФ **78**, 797 (2015) [Phys. At. Nucl. **78**, 746 (2015)].
31. В. В. Варламов, А. И. Давыдов, М. А. Макаров, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, Изв. РАН. Сер. физ. **80**, 351 (2016) [Bull. Rus. Acad. Sci. Phys. **80**, 317 (2016)].
32. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, ЯФ **79**, 315 (2016) [Phys. At. Nucl. **79**, 501 (2016)].
33. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **80**, 632 (2017) [Phys. At. Nucl. **80**, 1106 (2017)].
34. В. В. Варламов, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, Изв. РАН. Сер. физ. **81**, 744 (2017) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **81**, 670 (2017)].
35. Russia Lomonosov Moscow State University Skobel'syn Institute of Nuclear Physics Centre for Photonuclear Experiments Data, Database "Nuclear Reaction Database (EXFOR)", <http://cdfc.sinp.msu.ru/exfor/index.php>; International Atomic Energy Agency Nuclear Data Section, Database "Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR)", <http://www-nds.iaea.org/exfor>; USA National Nuclear Data Center, Database "CSISRS and EXFOR Nuclear Reaction Experimental Data", <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor00.htm>
36. S. S. Dietrich and B. L. Berman, At. Data Nucl. Data Tables **38**, 199 (1988).

## PHOTONEUTRON REACTIONS ON $^{129}\text{Xe}$ NUCLEI AND THEIR ELECTROMAGNETIC DISSOCIATION IN COLLIDERS

S. S. Belyshev<sup>1</sup>), V. V. Varlamov<sup>2</sup>), S. A. Gunin<sup>3,4</sup>), A. I. Davydov<sup>1</sup>), B. S. Ishkhanov<sup>1,2</sup>),  
I. A. Pshenichnov<sup>4</sup>), V. N. Orlin<sup>2</sup>)

<sup>1</sup>) *Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Russia*

<sup>2</sup>) *Skobel'syn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Russia*

<sup>3</sup>) *Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Moscow, Russia*

<sup>4</sup>) *Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

Electromagnetic dissociation (EMD) of ultrarelativistic nuclei has a significant impact on the lifetime of the beams in the RHIC and LHC colliders, and secondary nuclei produced in the EMD can have an undesirable influence on the components of the colliders. On the other hand, the registration of neutrons from the EMD makes it possible to monitor the luminosity of the colliders. Weizsäcker-Williams calculations of total and partial sections of the EMD of nuclei are based on reliable models of photonuclear reactions, which should be verified by comparing their results with experiment. Since the beginning of the LHC operation, it is focused on  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  collisions, but a run has also been conducted with  $^{129}\text{Xe}$  nuclei. In contrast to  $^{208}\text{Pb}$ , for which the photonuclear reaction cross sections and the EMD cross sections were measured in different laboratories, there are no data for  $^{129}\text{Xe}$ . In this work, using the experimental–theoretical method, we evaluated the cross sections ( $\gamma, 1n$ ), ( $\gamma, 2n$ ), ( $\gamma, 3n$ ), and ( $\gamma, \text{abs}$ ) for  $^{129}\text{Xe}$  based on the available data for the neighboring  $^{127}\text{I}$  and the combined model of photonuclear reactions (CMPNR). As found, the results of the CMPNR and the TALYS code for  $^{129}\text{Xe}$  in the photon energy range up to 40 MeV are close to each other and in good agreement with Saclay data for  $^{127}\text{I}$ . On the basis of the obtained evaluated data, data from the library TENDL-2017 and approximations of the total photoabsorption cross section above the pion production threshold, we calculated and compared with the results of RELDIS model the EMD sections for  $^{129}\text{Xe}$  collisions at the LHC and the planned FCC-hh collider.

## ЗАРЯДОВЫЕ РАДИУСЫ И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОТОННОЙ ПЛОТНОСТИ ИЗОТОПОВ Sn В ДИСПЕРСИОННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

© 2020 г. О. В. Беспалова\*, А. А. Климочкина, Т. И. Спасская

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобелцына  
Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова,  
Москва, Россия

Поступила в редакцию 16.07.2019 г.; после доработки 16.07.2019 г.; принята к публикации 17.07.2019 г.

Выполнен расчет протонных одночастичных свойств изотопов олова с  $A$  от 100 до 132 по дисперсионной оптической модели. Исследовалась возможность описания данных по зарядовым радиусам  $r_{ch}$ . Замедление роста  $r_{ch}$  с увеличением  $N$  при  $N > 76$  было получено за счет увеличения интервала энергий вблизи  $E_F$ , в котором мнимая часть близка к нулю. Продемонстрирована предсказательная возможность дисперсионной оптической модели в отношении распределения плотности ядер вдали от долины  $\beta$ -стабильности.

DOI: 10.31857/S0044002719060059

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Плотность ядра — одна из фундаментальных величин, характеризующих его структуру. В случае стабильных ядер зарядовые плотность  $\rho_{ch}(r)$  и среднеквадратичный радиус  $r_{ch}$  измерены с достаточной точностью в экспериментах по рассеянию электронов. Развитие техники получения и ускорения пучков радиоактивных ионов открыло для исследований новую область ядер, удаленных от долины  $\beta$ -стабильности, и выдвинуло область ядерной физики, связанную с их исследованием, в передовые. В таких ядрах обнаружены интригующие явления в распределении их плотности (скин и гало), а также изменение наклона зависимости зарядовых радиусов от числа нейтронов  $N$  в ядрах изотопических цепочек (например, Sn и Pb). Новые экспериментальные данные стали мощным стимулом для развития теоретических подходов, способных описывать и предсказывать свойства таких ядер.

Дисперсионная оптическая модель (ДОМ) успешно применяется для расчета одночастичных характеристик ядер и данных по рассеянию нуклонов ядрами. Эта модель была разработана в пионерских работах Махо и соавторов [1]. Комплексное среднее поле дисперсионной оптической модели включает в себя дисперсионные составляющие, эффективно учитывающие корреляции нуклона в ядре, как поверхностные, так и распределенные по объему. Дисперсионные составляющие приводят к более выраженному приближению частичных и дырочных одночастичных уровней к энергии

Ферми в ядрах с немагическим числом нуклонов по сравнению с ядрами с магическим числом нуклонов. ДОМ [1] была успешно применена для расчета протонных и/или нейтронных плотностей Zr [2], Ca, Ni, Mo [3], Pb [4]. В последние годы был развит дисперсионный метод собственной энергии [5], в рамках которого также удалось описать экспериментальные данные по зарядовым плотностям  $^{40}\text{Ca}$ .

Изотопы олова уникальны по числу стабильных четно-четных изотопов, для которых есть экспериментальные данные по  $\rho_{ch}(r)$  и  $r_{ch}$ . Данные по одночастичным энергиям, сечениям упругого рассеяния и полным сечениям реакций под действием протонов на стабильных изотопах Sn были проанализированы нами по ДОМ в [6]. В настоящей работе исследуется предсказательная способность ДОМ в отношении распределения протонной плотности и зарядовых радиусов ядер при изменении  $N$  в широком диапазоне на примере изотопов олова от дважды магического ядра  $^{100}\text{Sn}$ , расположенного вблизи границы протонной стабильности, до протонно-дефицитного дважды магического ядра  $^{132}\text{Sn}$ .

### 2. ОСНОВЫ МОДЕЛИ

Среднее поле ДОМ комплексное, его локально-эквивалентные действительная  $V(r, E)$  и мнимая  $W_I(r, E)$  части связаны дисперсионным соотношением

$$V(r, E) = V_{HF}(r, E) + \quad (1)$$

\*E-mail: bosp@sinp.msu.ru

$$+ \frac{P}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} W_I(r, E') \left( \frac{1}{(E' - E)} - \frac{1}{(E' - E_F)} \right) dE'.$$

Таким образом, действительная часть ДОП представляется в виде суммы составляющей хартри-фоковского типа  $V_{HF}(r, E)$ , плавно меняющейся с энергией, и дисперсионной составляющей  $\Delta V(r, E)$ , существенно зависящей от  $E$  вблизи энергии Ферми  $E_F$ . Поверхностная  $\Delta V_d(r, E)$  и объемная  $\Delta V_s(r, E)$  компоненты дисперсионной составляющей эффективно учитывают корреляции нуклона, соответственно сконцентрированные на поверхности и распределенные по объему. Кратко основы модели, используемой в настоящей работе, описаны в [7].

Одночастичные энергии  $E_{nlj}$  и волновые функции нуклона  $\Phi_{nlj}(\mathbf{r})$  вычислялись при решении уравнения Шредингера методом итераций:

$$\left[ \frac{-\nabla^2}{2m} + V(r, E_{nlj}) \right] \Phi_{nlj}(\mathbf{r}) = E_{nlj} \Phi_{nlj}(\mathbf{r}), \quad (2)$$

с действительной частью  $V(r, E_{nlj})$  ДОП:

$$-V(r, E_{nlj}) = V_{HF}(r, E_{nlj}) + \Delta V_s(r, E_{nlj}) + \Delta V_d(r, E_{nlj}) + U_{so}(r, E_{nlj}) - V_C(r). \quad (3)$$

Зависимость от радиуса компонент  $V_{HF}$  и  $\Delta V_s$  задавалась функцией Вудса–Саксона, а компоненты  $\Delta V_d$  – ее производной. Одночастичные волновые функции, являющиеся решениями уравнения Шредингера, могут быть записаны в виде произведения радиальной и угловой составляющих:

$$\Phi_{nlj}(\mathbf{r}) = \frac{u_{nlj}(r)}{r} Y_{lm}(\mathbf{\Omega}). \quad (4)$$

При расчете физических величин, характеризующих одночастичное движение нуклона в ядре, для учета эффекта нелокальности потенциала ДОП использовалась волновая функция

$$\bar{u}_{nlj}(r) = C_{nlj} P_{nlj}(r) u_{nlj}(r), \quad (5)$$

где фактор Перри  $P_{nlj}(r)$  определялся выражением:

$$P_{nlj}(r) = \left[ 1 - \frac{d}{dE} V_{HF}(r, E) \right]^{1/2}, \quad (6)$$

а нормировочный коэффициент  $C_{nlj}$  находился из условия

$$\int_0^{\infty} \bar{u}_{nlj}^2(r) dr^3 = 1. \quad (7)$$

Расчет протонных плотностей был проведен в одночастичном подходе аналогично [8], используя выражение

$$\rho_p(r) = \frac{1}{4\pi} \sum_{nlj} (2j + 1) N_{nlj} \bar{u}_{nlj}^2(r). \quad (8)$$

Вероятности заполнения  $N_{nlj}$  были вычислены по приближенным формулам ДОМ [1]:

$$N_{nlj} = 1 - \int_0^{\infty} \bar{u}_{nlj}^2(r) \left[ \{m_{HF}^*/m(r, E_{nlj})\}^{-1} \times \right. \\ \left. \times \pi^{-1} \int_{E_F}^{\infty} \frac{W_I(r, E')}{(E' - E_{nlj})^2} dE' \right] dr, \quad E_{nlj} < E_F, \\ N_{nlj} = \int_0^{\infty} \bar{u}_{nlj}^2(r) \left[ \{m_{HF}^*/m(r, E_{nlj})\}^{-1} \times \right. \\ \left. \times \pi^{-1} \int_{-\infty}^{E_F} \frac{W_I(r, E')}{(E' - E_{nlj})^2} dE' \right] dr, \quad E_{nlj} > E_F.$$

Переход от протонной плотности к зарядовой был выполнен с использованием соотношения

$$\rho_{ch}(r) = (\pi a^2)^{-3/2} \int \rho_p(r') \times \exp[-(r - r')^2/a^2] d\mathbf{r}', \quad (10)$$

где  $a^2 = 0.4 \text{ Фм}^2$  приближенно учитывает зарядовый формфактор протона и движение центра масс ядра. С экспериментальными данными по зарядовым радиусам сравнивался расчетный среднеквадратичный радиус  $r_{ch}$ :

$$r_{ch} = \left[ \frac{\int_0^{\infty} r^4 \rho_{ch}(r) dr}{\int_0^{\infty} r^2 \rho_{ch}(r) dr} \right]^{1/2}, \quad (11)$$

где  $\rho_{ch}$  — зарядовая плотность ядра.

Энергия Ферми определялась по данным об энергиях деления протона  $S_p$  [9] от ядер с  $(N, Z)$  и  $(N, Z + 1)$ :

$$E_F = - \frac{[S_p(N, Z) + S_p(N, Z + 1)]}{2}. \quad (12)$$

Мнимая часть ДОП предполагалась симметричной относительно энергии  $E_F$  и была параметризована при  $E > E_F$  следующими выражениями для объемных интегралов от ее поверхностной (индекс  $d$ ), объемной (индекс  $s$ ) частей и их суммы (индекс  $I$ ):

$$J_i(E) = \alpha \frac{(E - E_p)^4}{(E - E_p)^4 + \beta_i^4} \quad (i = I, s), \quad (13) \\ J_d(E) = J_I(E) - J_s(E).$$

Мнимая часть ДОП отражает индивидуальные свойства ядра. В соответствии с оболочечным эффектом интервал энергий  $|E_F - E_p|$  вблизи  $E_F$ , в котором мнимая часть  $W_1 \approx 0$ , в магическом ядре

больше, чем в соседних ядрах. Для оценки величины этого интервала мы использовали выражение [10]

$$|E_F - E_p| = 0.8 \left[ \frac{\Delta S_n}{2} + \min(\Delta S_n, \Delta S_p) \right], \quad (14)$$

где

$$\Delta S_i = (S_i(N, Z) - S_i(N + 1, Z)), \quad (15)$$

$$i = n, p.$$

Энергетическая зависимость составляющей хартри-фоковского типа определялась выражением

$$V_{\text{HF}}(E) = V_{\text{HF}}(E_F) \exp \left[ \frac{-\gamma(E - E_F)}{V_{\text{HF}}(E_F)} \right]. \quad (16)$$

### 3. ПАРАМЕТРЫ ДИСПЕРСИОННОГО ОПТИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА И РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Параметр  $V_{\text{HF}}(E_F)$  находился при описании энергии Ферми, а параметр  $\gamma$  – из условия согласия расчетной энергии состояния  $1s_{1/2}$  с оцененными энергиями [6].

Протонные параметры ДОП стабильных изотопов олова были ранее определены нами в [6] при анализе данных по одночастичным энергиям, сечениям упругого рассеяния и полным сечениям реакций под действием протонов. С найденным ДОП было достигнуто хорошее согласие с имеющимися экспериментальными данными, в том числе с данными по полным протонным сечениям реакций за счет увеличения параметра  $a_d$  по сравнению с глобальными параметрами [11]. Отметим, что более быстрый рост поверхностного поглощения протонов изотопами олова с ростом числа нейтронов по сравнению с предсказаниями [11] стал также результатом анализа по ДОМ [9] экспериментальных данных по рассеянию нуклонов и одночастичным характеристикам стабильных ядер. В анализ [6] данные по зарядовым радиусам включены не были. В настоящей работе ДОП [6] для стабильных изотопов был скорректирован с целью лучшего описания экспериментальных данных по зарядовым радиусам. С этой же целью для параметра радиуса  $r_{\text{HF}}$  была определена зависимость:

$$r_{\text{HF}} = 1.206(3) + 0.146(3) \times (N - Z)/A. \quad (17)$$

Найденные параметры протонного ДОП изотопов олова представлены в табл. 1.

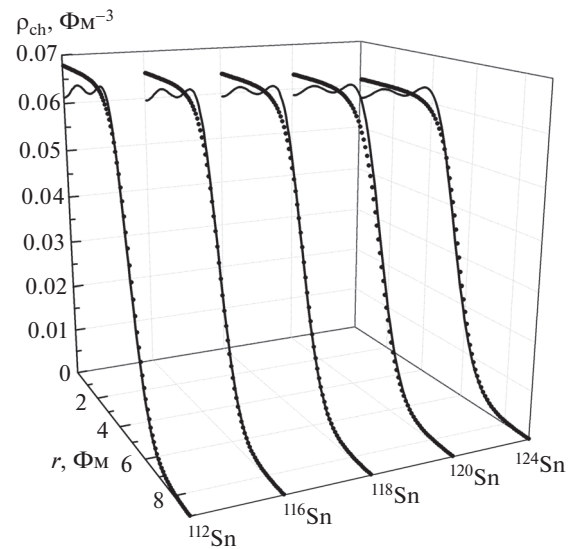
Сравнение распределений зарядовой плотности стабильных изотопов олова с экспериментальными данными [12] дано на рис. 1. Сравнение распределения расчетной зарядовой плотности  $\rho_{\text{ch}}(r)$  изотопов  $^{100,132}\text{Sn}$ , вычисленных с глобальными параметрами  $V_{so}$ , приведено на рис. 2. Плотности

**Таблица 1.** Параметры протонного ДОП четно-четных изотопов  $^{100-132}\text{Sn}$

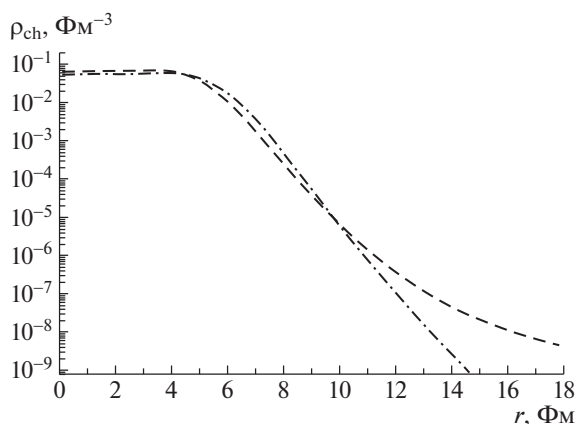
$A$	$\alpha_I$	$\beta_I$	$\beta_S$	$-E_p$	$V_{\text{HF}}(E_F)$	$\gamma$
100	108	8.5	56	0.1	57.31	0.482
102	110	8.5	56	1.1	57.79	0.484
104	111.58	8.5	56	2.0	58.20	0.487
106	113.26	8.5	56	2.8	58.55	0.490
108	114.89	8.5	56	3.6	58.52	0.496
110	116.45	8.5	56	4.5	59.18	0.494
112	118	7.5	52	5.0	59.72	0.496
114	117	8.5	56	6.1	59.84	0.497
116	116	8.5	56	6.7	60.15	0.498
118	124	9.5	56	7.5	60.61	0.507
120	127	9.0	58	8.0	60.94	0.510
122	126	10.0	58	8.8	61.03	0.511
124	125	11.0	58	9.2	61.16	0.513
126	128	12.0	59	10.4	61.67	0.516
128	131	12.0	59	10.1	61.98	0.522
130	134	12.0	59	11.1	62.25	0.526
132	136	13.0	60	11.8	62.71	0.529

Примечание.  $r_s = r_{\text{HF}}$  по формуле (17),  $r_{so}$  по формуле (18),  $r_d, a_d, V_{so}, a_{so}, a_{\text{HF}} = a_s = a_v, r_c$  взяты из [11].

$\rho_{\text{ch}}(r)$  ядер  $^{132}\text{Sn}$  и  $^{100}\text{Sn}$  существенно различаются. Плотность  $\rho_{\text{ch}}(r)$   $^{132}\text{Sn}$  меньше плотности  $^{100}\text{Sn}$  в центральной области, превышает ее в области спада плотности при  $r$  от 5 до 10 Фм. Это можно объяснить подтягиванием протонной плотности к нейтронной в нейтронно-избыточном ядре  $^{132}\text{Sn}$  из-за нейтрон-протонного взаимодействия. Мож-



**Рис. 1.** Распределение протонной плотности стабильных изотопов  $^{112,116,118,120,124}\text{Sn}$ . Точки – экспериментальные данные [12], линии – расчет с ДОП.



**Рис. 2.** Распределение зарядовой плотности изотопов  $^{100}\text{Sn}$  (штриховая линия) и  $^{132}\text{Sn}$  (штрихпунктирная линия), вычисленное с ДОП.

но также отметить, что периферия плотности  $\rho_{\text{ch}}(r)$   $^{100}\text{Sn}$  более протяженная, чем  $^{132}\text{Sn}$ , поэтому в области  $r > 10$  Фм плотность  $\rho_{\text{ch}}(r)$  у  $^{100}\text{Sn}$  больше, чем у  $^{132}\text{Sn}$ . Это объясняется перегруженностью протонами изотопа  $^{100}\text{Sn}$  и близостью этого ядра к нейтронной границе стабильности.

Экспериментальные данные об энергиях состояний  $^{100}\text{Sn}$  отсутствуют из-за трудностей в достижении границы протонной стабильности. В [13] приведены оценки одночастичных энергий  $^{100}\text{Sn}$ , выполненные в рамках оболочечной модели, успешно описывающей энергии квазичастичных состояний в соседних ядрах. Экспериментальные одночастичные энергии  $^{132}\text{Sn}$  собраны в [14, 15]. Согласно имеющимся данным, в  $^{100}\text{Sn}$  одночастичный уровень  $2d_{5/2}$  лежит на 0.9 МэВ ниже уровня  $1g_{7/2}$ . В то время как в  $^{132}\text{Sn}$  уровень  $2d_{5/2}$  лежит, наоборот, выше на 1 МэВ уровня  $1g_{7/2}$ . Спин-четность основного состояния изотопов сурьмы с  $Z = 51$  меняется с  $5/2^+$  в  $^{121}\text{Sb}$  на  $7/2^+$  в  $^{123}\text{Sb}$  (см. [15]).

Расчет одночастичных спектров, выполненный на начальном этапе с глобальными параметрами КД спин-орбитальной  $V_{so}$  части ДОП, привел к смене последовательности уровней  $2d_{5/2} - 1g_{7/2}$  при  $N = 76$ . Протонный псевдоспиновый дублет  $1g_{7/2} - 2d_{5/2}$  формируется в стабильных изотопах олова благодаря эволюции уровня  $1g_{7/2}$ . В нейтронно-дефицитных и нейтронно-перегруженных изотопах эти уровни расходятся. Согласно такому расчету, в  $^{100}\text{Sn}$  уровень  $2d_{5/2}$  лежит на 0.8 МэВ ниже уровня  $1g_{7/2}$ . Однако в  $^{132}\text{Sn}$  уровень  $2d_{5/2}$  лежит выше  $1g_{7/2}$  уровня лишь на 0.1 МэВ. Таким образом, ДОМ с глобальными параметрами [11] для  $W_I$ ,  $V_C$  и  $V_{so}$  описывает смену последовательности уровней  $1g_{7/2} - 2d_{5/2}$ ,

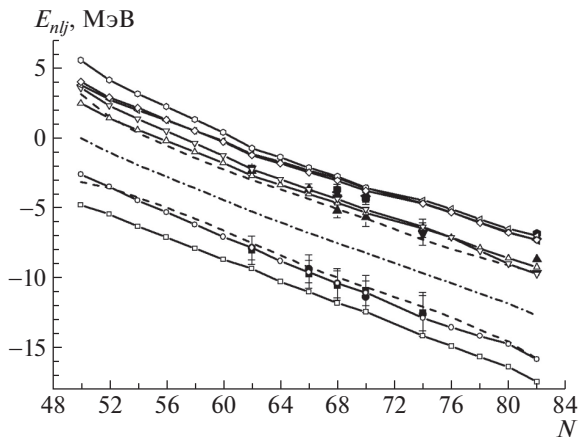
но это происходит при больших значениях  $N$  по сравнению с экспериментальными данными. На эволюцию одночастичных состояний существенное влияние оказывают тензорное взаимодействие, спин-орбитальное взаимодействие, деформация ядра. Как отмечается в [15], в случае изотопов олова влияние эффекта специфических протон-нейтронных взаимодействий на эволюцию протонного уровня  $1g_{7/2}$  существенно сглажено в диапазоне  $N$  от 50 до 82 за счет заполнения нескольких нейтронных состояний, расположенных в относительно небольшом интервале энергий. Форма изотопов олова может считаться близкой к сферической. Спин-орбитальное взаимодействие зависит от формы поверхности ядра.

Использованный на начальном этапе расчетов глобальный параметр радиуса  $r_{so}$  спин-орбитального взаимодействия КД растет с массовым числом  $A$  ядра, однако, как отмечают авторы систематики, он занижен для тяжелых ядер. Это позволяет предположить, что параметр радиуса  $r_{so}$  ядра  $^{132}\text{Sn}$  больше, чем предсказывают глобальные параметры КД. На этом основании был проведен расчет с параметром

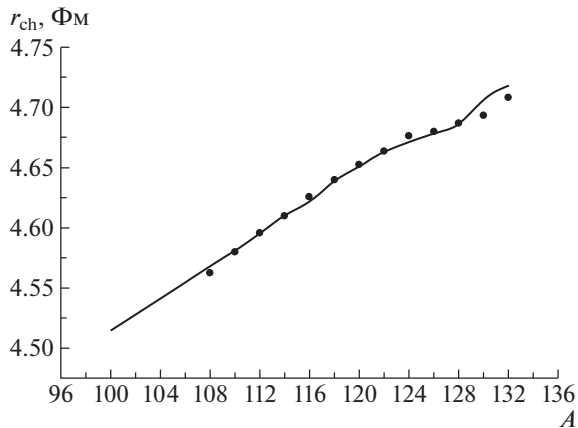
$$r_{so} = 1.043(3) + 0.0029(3) \times (A - 100), \quad (18)$$

который превышал предсказанный КД в  $^{132}\text{Sn}$  на 5%. Эволюция протонных одночастичных энергий показана на рис. 3. Отметим, что значения  $E_{nlj}^{\text{ДОМ}}$  для состояний  $1g_{9/2}$ ,  $2d_{5/2}$ ,  $1g_{7/2}$ ,  $1h_{11/2}$  стабильных изотопов хорошо согласуются с  $E_{nlj}^{\text{эксп}}$  [16, 17]. Это привело к уменьшению расщепления спин-орбитальных партнеров  $1g_{9/2} - 1g_{7/2}$  и  $2d_{5/2} - 2d_{3/2}$  и, соответственно, к увеличению щели между состояниями  $1g_{9/2}$  и  $2d_{5/2}$ . В результате разность между этими уровнями увеличилась в  $^{132}\text{Sn}$  до 0.5 МэВ. Из-за смены последовательности уровней протонная частично-дырочная щель в нейтронно-перегруженных изотопах олова формируется состояниями – спин-орбитальными партнерами  $1g_{9/2}$  и  $1g_{7/2}$ . Этот результат отражает важность корректного учета спин-орбитального взаимодействия, уменьшение которого с ростом числа нейтронов отмечается в [18].

Еще одна особенность эволюции протонного одночастичного спектра – некоторое расширение частично-дырочной щели и разности  $\Delta S_p = [S_p(N, Z = 50) - S_p(N + 1, Z = 50)]$  с увеличением  $N$ , что также характерно и для изотопических цепочек ядер с  $Z = 20$  и 28. Так, при переходе от  $^{104}\text{Sn}$  к  $^{128}\text{Sn}$  разность  $\Delta S_p$  выросла на 0.6 МэВ. К увеличению частично-дырочной щели приводит расширение интервала энергий  $|E_F - E_p|$  вблизи энергии  $E_F$ , в котором мнимая часть близка к



**Рис. 3.** Эволюция протонных одночастичных энергий изотопов Sn. Темные значки — экспериментальные данные; светлые значки, соединенные линиями, — расчет с ДОП подболочек:  $\blacksquare$ ,  $\square$  —  $1h_{11/2}$ ,  $\blacktriangleleft$ ,  $\triangleleft$  —  $3s_{1/2}$ ,  $\blacklozenge$ ,  $\lozenge$  —  $2d_{3/2}$ ,  $\blacktriangledown$ ,  $\triangledown$  —  $1g_{7/2}$ ,  $\blacktriangle$ ,  $\triangle$  —  $2d_{5/2}$ ,  $\bullet$ ,  $\circ$  —  $1g_{9/2}$ ,  $\blacksquare$ ,  $\square$  —  $2p_{1/2}$ . Штриховые линии — энергии  $-S_p(N, Z = 50)$  и  $-S_p(N, Z = 51)$ . Штрихпунктирная линия — энергия Ферми.



**Рис. 4.** Зарядовые радиусы изотопов олова. Точки — экспериментальные данные, кривая — расчет с ДОП.

нулю. Уменьшение щели в самых легких изотопах Sn связывается с ростом коллективности и с  $pn$ -взаимодействием  $\pi g_{9/2} - \nu g_{7/2}$  в нейтронно-дефицитных изотопах Sn с заполняемым нейтронным состоянием  $g_{7/2}$  (см. [16]). Несмотря на это, согласно расчету с ДОП, величина щели (5 МэВ) осталась большой в  $^{100}\text{Sn}$  вблизи границы протонной стабильности. Это отличает эволюции щелей  $Z = 50$  и  $N = 50$ . Последняя в ядре  $^{70}\text{Ca}$  вблизи границы нейтронной стабильности составляет всего 0.9 МэВ, согласно расчетам по ДОМ [3]. Кроме этого, первым преимущественно заполненным протонным состоянием в  $^{100}\text{Sn}$  остается  $2d_{5/2}$  с  $l = 2$ , в то время как в  $^{70}\text{Ca}$  таким состоянием уже становится  $3s_{1/2}$  с  $l = 0$ . Отсутствие центробежного барьера облегчает формирование структуры нейтронного гало в  $^{70}\text{Ca}$  [3], предсказанного теоретически [19, 20]. Наши расчеты с ДОП показывают,

что смена последовательности расчетных уровней  $2d_{5/2} - 3s_{1/2}$  происходит в изотопах с  $N = 50$  при  $Z < 28$ , в то время как в изотопах с  $Z = 50$  эти уровни лишь сближаются на  $\sim 1$  МэВ при переходе от  $^{132}\text{Sn}$  к  $^{100}\text{Sn}$ . Отличия в эволюции щелей  $Z$  и  $N = 50$  в пределах протонной и нейтронной границ стабильности связаны с тем, что протонная граница стабильности наступает при гораздо меньшем избытке протонов, чем нейтронная — при избытке нейтронов.

На рис. 4 представлены среднеквадратичные зарядовые радиусы изотопов Sn, вычисленные с учетом вклада состояний вплоть до  $1h_{11/2}$ . Расчет с ДОП позволил в целом согласовать расчетные зарядовые радиусы изотопов олова с экспериментальными данными. Для  $^{100}\text{Sn}$  радиус  $r_{\text{ch}} = 4.50$  Фм соответствует предсказанию  $r_{\text{ch}} = 4.48$  Фм модели HFB-24 [21]. При  $N \geq 76$  экспериментальные и расчетные значения  $r_{\text{ch}}$ , вычисленные с ДОП, демонстрируют замедление скорости роста зарядового радиуса с увеличением  $N$ . Однако замедление роста расчетных значений  $r_{\text{ch}}$  не такое выраженное, как экспериментальное. Замедление явилось следствием увеличения интервала энергий  $|E_F - E_p|$  вблизи  $E_F$ , внутри которого мнимая часть ДОП близка к нулю. Увеличение этого интервала приводит к уменьшению зарядового радиуса  $r_{\text{ch}}$ , в то время как увеличение радиуса  $r_{\text{so}}$  (18) по сравнению с предсказаниями глобальных параметров [11] — к увеличению  $r_{\text{ch}}$ . Расчеты в модели ХФБ [22] с взаимодействием МЗУ-Р6 не описывают такого замедления. Хорошее согласие с экспериментом было достигнуто в этой работе с взаимодействием МЗУ-Р6а, учитывающим зависимость спин-орбитального взаимодействия от плотности, возникающее как следствие трехнуклонных сил. Это взаимодействие предсказывает также более быстрый рост зарядового радиуса при  $N > 82$  за счет уширения распределения протонов, возникающего из-за притяжения к нейтронам в заполняемом состоянии  $1h_{9/2}$ .

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнен расчет зарядовых радиусов и распределений зарядовой плотности изотопов олова с  $N$  от 50 до 82. Плотности  $\rho_{\text{ch}}(r)$  ядер  $^{132}\text{Sn}$  и  $^{100}\text{Sn}$  существенно различаются:  $\rho_{\text{ch}}(r)$   $^{132}\text{Sn}$  меньше плотности  $^{100}\text{Sn}$  в центральной области, превышает ее в области спада плотности при  $r$  от 5 до 10 Фм и снова меньше плотности  $\rho_{\text{ch}}(r)$   $^{100}\text{Sn}$  на периферии при  $r > 10$  Фм. Такие различия можно объяснить подтягиванием протонной плотности к нейтронной в нейтронно-перегруженных изотопах олова и близостью ядра  $^{100}\text{Sn}$  к протонной границе стабильности ядер.



Экспериментальные одночастичные энергии свидетельствуют о смене последовательности уровней  $2d_{5/2}-1g_{7/2}$  в районе  $N \sim 72$  так, что разность между ними составляет  $\sim 1$  МэВ в  $^{132}\text{Sn}$ . Глобальным параметрам [11] спин-орбитального взаимодействия соответствует смена последовательности расчетных уровней  $2d_{5/2}-1g_{7/2}$  в районе  $N \sim 76$  с разностью 0.1 МэВ между ними в  $^{132}\text{Sn}$ . Лучшее согласие с экспериментальными данными об особенностях эволюции этих уровней достигается за счет уменьшения спин-орбитального взаимодействия в предположении большего параметра радиуса  $r_{so}$  по сравнению с предсказаниями глобальных параметров [11] для тяжелых ядер. Это приводит к росту зарядового радиуса  $r_{ch}$  для нейтронно-избыточных изотопов олова. В то же время экспериментальные данные о  $r_{ch}$  демонстрируют замедление роста этого радиуса с увеличением  $N$  от 76 до 82 по сравнению с наклоном при  $N$  от 58 до 74. Такое замедление было получено нами за счет увеличения интервала  $|E_F - E_p|$ , в котором мнимая часть ДОП близка к нулю.

Таким образом, ДОМ [1] позволяет добиваться согласия с экспериментальными данными по зарядовым радиусам и плотностям ядер. В настоящей работе продемонстрирована предсказательная сила ДОМ в отношении ядер, удаленных от долины  $\beta$ -стабильности.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. C. Mahaux and R. Sartor, *Adv. Nucl. Phys.* **20**, 1 (1991).
2. О. В. Беспалова, И. Н. Бобошин, В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, Е. А. Романовский, Т. И. Спасская, *Изв. РАН. Сер. физ.* **65**, 1553 (2001) [*Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **65**, 1687 (2001)].
3. О. В. Беспалова, А. А. Климошкина, *ЯФ* **80**, 516 (2017) [*Phys. At. Nucl.* **80**, 919 (2017)].
4. О. В. Беспалова, А. А. Климошкина, А. В. Коротков, Т. И. Спасская, *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон.* **72** (1), 48 (2017) [*Moscow Univ. Phys. Bull.* **72**, 51 (2017)].
5. W. H. Dickhoff, R. J. Charity, and M. H. Mahzoon, *J. Phys. G* **44**, 033001 (2017).
6. О. В. Беспалова, Е. А. Романовский, Т. И. Спасская, А. А. Климошкина, *ЯФ* **78**, 935 (2015) [*Phys. At. Nucl.* **78**, 881 (2015)].
7. О. В. Беспалова, Е. А. Романовский, Т. И. Спасская, *ЯФ* **78**, 123 (2015) [*Phys. At. Nucl.* **78**, 118 (2015)].
8. M. Jaminon, C. Mahaux, and H. Ngô, *Nucl. Phys. A* **440**, 228 (1985).
9. M. Wang, G. Audi, F. G. Kondev, W. J. Huang, S. Naimi, and X. Xu, *Chin. Phys. C* **41**, 030003 (2017).
10. J. M. Mueller, R. J. Charity, R. Shane, L. G. Sobotka, S. J. Waldecker, W. H. Dickhoff, A. S. Crowell, J. H. Esterline, B. Fallin, C. R. Howell, C. Westerfeldt, M. Youngs, B. J. Crowe, III, and R. S. Pedroni, *Phys. Rev. C* **83**, 064605 (2011).
11. A. J. Koning and J. P. Delaroche, *Nucl. Phys. A* **713**, 231 (2003).
12. H. De Vries, C. W. De Jager, and C. De Vries, *At. Data Nucl. Data Tables* **36**, 495 (1987).
13. H. Grawe and M. Lewitowicz, *Nucl. Phys. A* **693**, 116 (2001).
14. H. Jin, M. Hasegawa, S. Tazaki, K. Kaneko, and Y. Sun, *Phys. Rev. C* **84**, 044324 (2011).
15. O. Sorlin and M.-G. Porquet, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **61**, 602 (2008).
16. О. В. Беспалова, И. Н. Бобошин, В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, Е. А. Романовский, Т. И. Спасская, Т. П. Тимохина, *Изв. РАН. Сер. физ.* **69**, 116 (2005) [*Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **69**, 124 (2005)].
17. О. В. Беспалова, И. Н. Бобошин, В. В. Варламов, Т. А. Ермакова, Б. С. Ишханов, Е. А. Романовский, Т. И. Спасская, Т. П. Тимохина, *Изв. РАН. Сер. физ.* **69**, 678 (2005) [*Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **69**, 766 (2005)].
18. J. P. Schiffer, S. J. Freeman, J. A. Caggiano, C. Deibel, A. Heinz, C.-L. Jiang, R. Lewis, A. Parikh, P. D. Parker, K. E. Rehm, S. Sinha, and J. S. Thomas, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 162501 (2004).
19. J. Meng, H. Toki, J. Y. Zeng, S. Q. Zhang, and S.-G. Zhou, *Phys. Rev. C* **65**, 041302(R) (2002).
20. J. Terasaki, S. Q. Zhang, S. G. Zhou, and J. Meng, *Phys. Rev. C* **74**, 054318 (2006).
21. S. Goriely, N. Chamel, and J. M. Pearson, *Phys. Rev. C* **88**, 024308 (2013).
22. H. Nakada, *Phys. Rev. C* **92**, 044307 (2015).

## CHARGE RADII AND PROTON DENSITY DISTRIBUTIONS OF Sn ISOTOPES WITHIN THE DISPERSIVE OPTICAL MODEL

O. V. Bepalova, A. A. Klimochkina, T. I. Spasskaya

*Skobel'syn Institute of Nuclear Physics Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

Proton single-particle properties of even-even tin isotopes with  $A$  from 100 to 132 were calculated within the dispersive optical model. The possibility to describe experimental data on the charge radii  $r_{ch}$  was investigated. A slowdown of  $r_{ch}$  growth with the  $N$  increase at  $N > 76$  was obtained due to the widening of the energy rangy near the Fermi energy, where the imaginary part of the potential is close to zero. The predictive power of DOM with respect to the density distributions of the nuclei far from the  $\beta$ -stability valley is demonstrated.

## ВЛИЯНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НУКЛОННОЙ ПЛОТНОСТИ НА ОПИСАНИЕ РАСПАДА ЯДРА

© 2020 г. И. С. Рогов<sup>1),2)\*</sup>, Н. В. Антоненко<sup>1),2)</sup>, Г. Г. Адамян<sup>1)</sup>, Т. М. Шнейдман<sup>1),3)</sup>

Поступила в редакцию 28.08.2019 г.; после доработки 27.09.2019 г.; принята к публикации 27.09.2019 г.

Параметры, используемые в самосогласованных расчетах распределения нуклонов в ядрах, предлагается проверить при вычислении ядро-ядерного потенциала, необходимого для рассмотрения распадов ядра. Показана корреляция распределения нуклонов и параметров нуклон-нуклонного взаимодействия. На основе модели двойной ядерной системы разработан единый подход для расчета характерных времен альфа-распада и спонтанного деления.

DOI: 10.31857/S0044002720010122

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Основной целью ядерной теории является разработка универсального подхода, применимого для описания структуры ядра и ядерных реакций. Хотя неэмпирические (*ab initio*) подходы открывают соответствующую перспективу, они в настоящее время используются лишь для описания относительно легких ядер. *Ab initio* и феноменологические подходы, как правило, разрабатываются либо для описания свойств ядер, либо для описания динамики ядерных реакций.

В работе [1] профили плотности нуклонов в сферических ядрах рассчитывались на основе частично *ab initio* микроскопического подхода [2], в котором функционал плотности энергии (ФПЭ) конструировался с использованием взаимодействия свободных нуклонов с несколькими феноменологическими параметрами. С этим ФПЭ самосогласованно вычислялось распределение нуклонов в ядре, которое потом использовалось для нахождения потенциала взаимодействия между двумя ядрами.

При самосогласованных расчетах распределения плотности нуклонов [1–5] было обнаружено, что параметры радиуса и диффузности ядра имеют меньшие величины, чем используемые в феноменологическом подходе. Поэтому необходимо проверить применимость полученных результатов к расчету ядро-ядерного потенциала, используемого

для описания взаимодействия двух ядер. Вычисление этого взаимодействия требуется для анализа столкновения ядер, динамики двойных ядерных систем (ДЯС), предразрывной стадии деления ядер и кластерной радиоактивности (КР).

Процессы КР и спонтанного деления атомных ядер характеризуются большим временем, необходимым для экспериментального наблюдения. В связи с этим большое значение приобретает теоретическое предсказание периодов полураспада. Кроме того, теоретическое описание кластерного и спонтанного деления необходимо для фундаментального понимания процессов, происходящих в делящихся ядрах. Расчеты периодов полураспада, как ожидается, чувствительны к потенциалу взаимодействия ядер. В работе [1] мы использовали феноменологический потенциал, который достаточно хорошо описывает положение и высоту кулоновского барьера. В данной статье применим этот потенциал для описания кластерной радиоактивности и спонтанного деления. Отметим, что эмиссия кластеров и спонтанное деление будут рассмотрены в рамках единого подхода.

### 2. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НУКЛОННОЙ ПЛОТНОСТИ

В сферических ядрах распределение нуклонной плотности  $\rho$  обычно берется в виде трехпараметрической симметризированной функции Ферми:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp[(r - R)/a]}, \quad (1)$$

где  $\rho_0$  — плотность нуклонов в центре ядра,  $R = r_0 A^{1/3}$  — радиус ядра с параметром  $r_0$ ,  $a$  — параметр диффузности. Как видно на рис. 1, профиль

<sup>1)</sup>Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

<sup>2)</sup>Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Россия.

<sup>3)</sup>Казанский (Приволжский) федеральный университет, Россия.

\*E-mail: isrogov@theor.jinr.ru



плотности нуклонов хорошо описывается выражением (1). Выражение

$$\rho_0 = \frac{3}{4\pi r_0^3} \frac{1}{1 + \left(\frac{\pi a}{r_0 A^{1/3}}\right)^2} \quad (2)$$

обеспечивает необходимую нормализацию (1). С величинами параметров  $r_0$  и  $a$ , полученных при фитировании найденного в самосогласованных расчетах профиля ядерной плотности (рис. 1), из уравнения (2) следует  $\rho_0 = 0.158, 0.162, 0.156$  и  $0.154 \text{ фм}^{-3}$  для  $^{64}\text{Ni}$ ,  $^{122}\text{Sn}$ ,  $^{196}\text{Pb}$  и  $^{276}\text{Ds}$  соответственно. Эти величины  $\rho_0$  отличаются от полученных при трехпараметрическом фитировании (рис. 1). Таким образом, трехпараметрическое фитирование не приводит к  $\rho(r)$ , нормализованной на общее число нуклонов. Используя  $\rho_0$  из уравнения (2), был описан профиль нуклонной плотности с параметрами  $r_0$  и  $a$  и получена нормализованная величина  $\rho(r)$ . Как видно из рис. 1, величины  $\rho_0$ , полученные таким методом, близки к значению  $0.16 \text{ фм}^{-3}$ , которое соответствует бесконечной ядерной материи, а небольшие изменения  $\rho_0$  имеют второстепенное значение для описания диффузного слоя распределения плотности нуклонов. Для рассмотрения изотопической зависимости  $r_0$  и  $a$  и упрощения вычислений ядро-ядерного потенциала возможно с хорошей точностью положить  $\rho_0 = 0.16 \text{ фм}^{-3}$ , а фитирование профиля распределения производить по  $r_0$  и  $a$ . Использование такого значения  $\rho_0$  позволяет сосредоточиться на качестве описания нуклонной плотности в области  $r > 0.8R$  (рис. 1). Поскольку диффузный слой распределения нуклонной плотности ответственен за ядро-ядерное взаимодействие, качество самосогласованного расчета может быть проверено путем вычисления ядро-ядерного потенциала. Кроме того, измеряемой величиной является высота кулоновского барьера.

Для фиксированных значений  $\rho_0 = 0.16 \text{ фм}^{-3}$  и  $r_0 = 1.15 \text{ фм}$  описание профиля распределения нуклонов становится хуже (рис. 1), особенно для легких ядер. Для тяжелых ядер профиль нуклонной плотности может быть хорошо описан даже при фиксированных значениях  $\rho_0$  и  $r_0$ .

В дальнейшем нами использовалось двухпараметрическое приближение при  $\rho_0 = 0.16 \text{ фм}^{-3}$ , поскольку данное значение близко к полученному в трехпараметрическом приближении, приводящем к нормализованной зависимости  $\rho(r)$ . Если величина  $\rho_0$  зафиксирована в уравнении (1), фитирование профиля нуклонной плотности приводит к более гладкой зависимости параметра  $a$  от числа нейтронов  $N$ . Хотя само значение  $a$  в данном приближении несколько больше, качественная зависимость от  $N$  сохраняется.

Было обнаружено, что  $r_0$  слабо зависит от числа нейтронов в ядре. Основываясь на вычислениях профилей нуклонной плотности, предложена параметризация для оценки параметра радиуса:

$$r_0 = Z^{0.027}. \quad (3)$$

В соответствии с уравнением (3), величина  $r_0$  варьируется от  $1.07 \text{ фм}$  для  $\text{Mg}$  до  $1.135 \text{ фм}$  для  $\text{Ds}$ .

Как видно на рис. 2 и 3, рассчитанные диффузности для  $\text{Sn}$  и  $\text{Pb}$  имеют локальные минимумы при  $N = 50, 82$  и  $118$ , также присутствует минимум  $a$  при  $N = 162-164$  в ядре  $\text{Ds}$ . Несмотря на то что некоторые изотопы являются деформированными в основном состоянии, в данном исследовании они рассматриваются сферическими для выявления изотопических зависимостей диффузностей без учета поляризационных эффектов, вызванных деформацией [6]. В одночастичных моделях сферических ядер эти нейтронные оболочки и подоболочки замкнуты на уровнях с высоким значением углового орбитального момента ( $l \geq 7$ ) [7]. Поэтому центробежный барьер ограничивает диффузности ядер с такими оболочками. Для  $\text{Pb}$  магическое нейтронное число  $N = 126$  не проявляется в зависимости  $a(N)$ , поскольку эта оболочка замкнута на уровне с малой величиной углового орбитального момента.

Зависимости  $a$  от  $N$  на рис. 2 и 3 сложно фитировать простой формулой. Поскольку значение  $a$  связано с энергией  $S_N$  отделения нейтрона как  $1/\sqrt{S_N}$ , предполагается простая параметризация [1]

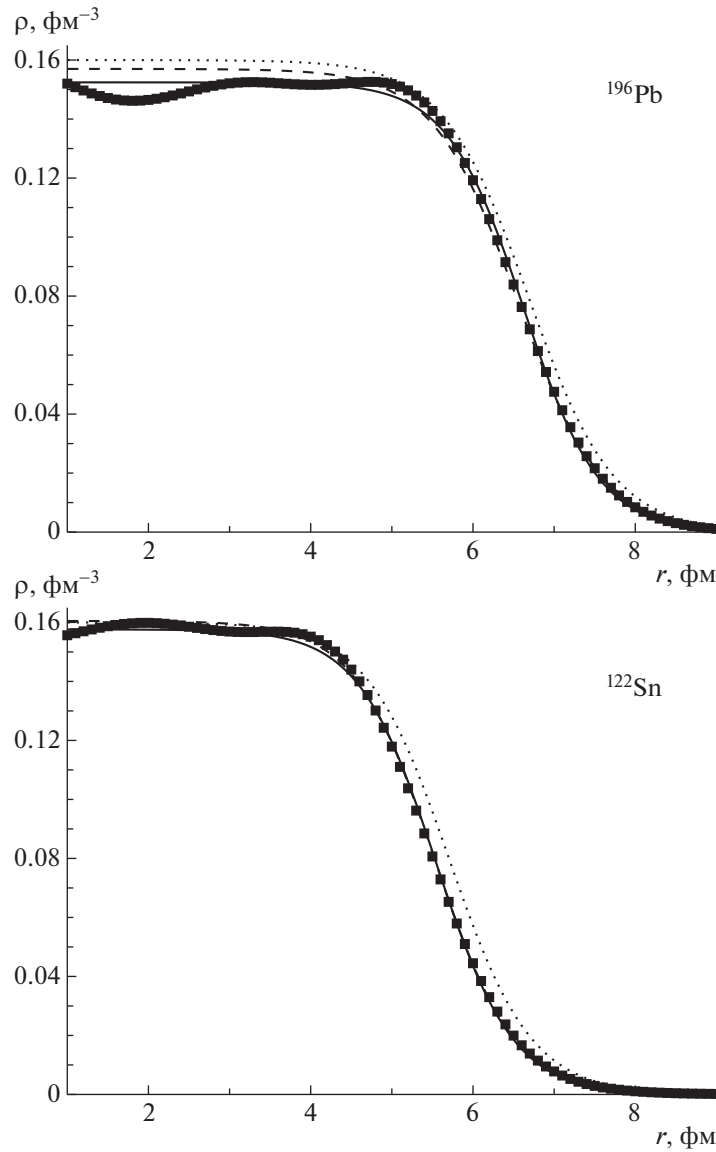
$$a(N) = a_0 \frac{N}{2N - N_0} \sqrt{S_0/S_N}, \quad (4)$$

где  $a_0$  и  $S_0$  — диффузность и энергия отделения нейтрона соответственно для изотопа с нейтронным числом  $N_0$ . Для  $S_0$  и  $S_N$  можно использовать как экспериментальные, так и расчетные значения. Как видно на рис. 2 и 3, данное выражение позволяет с удовлетворительной точностью оценивать величину диффузности.

### 3. МОДЕЛЬ ДЛЯ РАСЧЕТА ПЕРИОДОВ ПОЛУРАСПАДА

В подходе ДЯС [8] ядро в предделительном состоянии или в состоянии перед эмиссией кластера представляется как система, состоящая из двух дочерних ядер (кластеров). Предполагая быстрое установление  $N/Z$ -равновесия, состояние такой системы описывается двумя координатами: расстоянием между центрами масс кластеров  $R$  и зарядовой асимметрией  $\eta_Z$ :

$$\eta_Z = \frac{Z_H - Z_L}{Z_H + Z_L},$$



**Рис. 1.** Рассчитанное распределение нуклонной плотности (точки) для указанных сферических ядер. Кривые: сплошные — результаты трехпараметрического фитирования согласно (1), штриховые — результаты двухпараметрического фитирования при  $\rho_0$ , определенном согласно уравнению (2), точечные — результаты однопараметрического фитирования при заданных  $\rho_0 = 0.16 \text{ фм}^{-3}$  и  $r_0 = 0.15 \text{ фм}$ .

где  $Z_H, Z_L$  — зарядовые числа тяжелого и легкого кластеров соответственно. Движение системы по координате зарядовой асимметрии соответствует процессу формирования и эволюции ДЯС, а непосредственно распад ДЯС происходит при движении по  $R$ .

Вероятность  $S_L$  обнаружения ДЯС в состоянии с заданным  $\eta_Z$  может быть определена при решении стационарного уравнения Шредингера:

$$H\Psi_n(\eta_z) = E_n\Psi_n(\eta_z), \quad (5)$$

где коллективный гамильтониан:

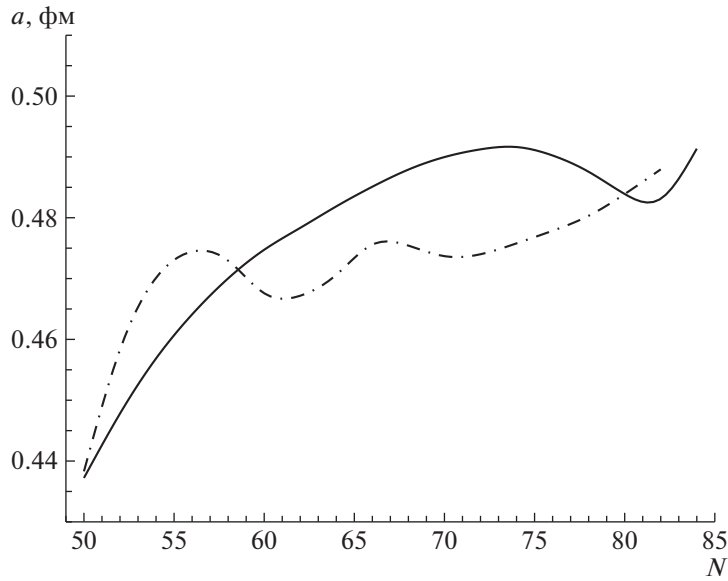
$$H = -\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial \eta_z} (B^{-1})_{\eta_z} \frac{\partial}{\partial \eta_z} + U(R, \eta_z)$$

включает в себя обратный массовый параметр  $(B^{-1})_{\eta_z}$  и потенциальную энергию  $U(R, \eta_z)$  взаимодействующих кластеров.

Значение спектрофактора  $S(Z_L) = S_L$  для ДЯС с заданным  $Z_L$  легкого кластера определяется из решения уравнения (5) следующим образом:

$$S_L = \int_{\eta_z^{-1/Z}}^{\eta_z^{+1/Z}} |\Psi(\eta_z)|^2 d\eta_z,$$

где  $Z = Z_L + Z_H$ . Для решения (5) необходимо определить потенциальную энергию и массовый параметр.



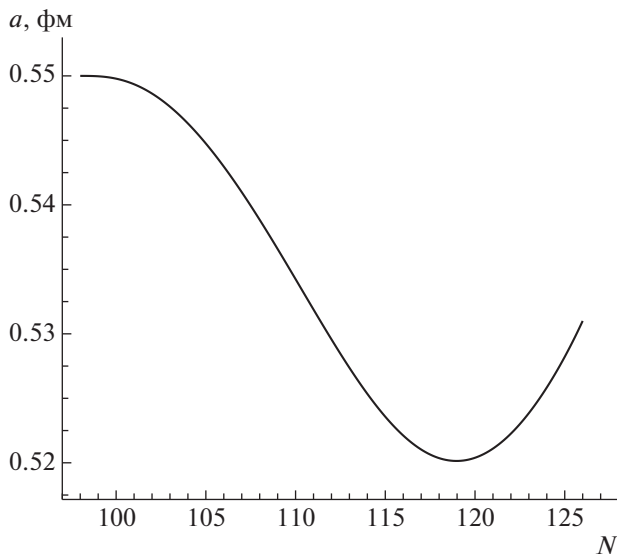
**Рис. 2.** Извлеченная из самосогласованных расчетов изотопическая зависимость диффузности для сферических изотопов Sn. Величины  $a$  получены при  $\rho_0 = 0.16 \text{ фм}^{-3}$ . Фитирование сплошной кривой с помощью (4) показано штрихпунктирной кривой.

3.1. Потенциальная энергия ДЯС

Потенциальная энергия ДЯС (управляющий потенциал) записывается в виде [9]

$$U(R, \eta_Z) = V(R, \eta_Z) - (B - B_L - B_H),$$

где  $V$  — потенциал взаимодействия кластеров,  $B$  — энергия связи материнского ядра, а  $B_L, B_H$  — энергии связи кластеров, составляющих ДЯС. Значения энергий связи брались из [10].



**Рис. 3.** Извлеченная из самосогласованных расчетов изотопическая зависимость диффузности для сферических ядер Pb. Величины  $a$  получены при  $\rho_0 = 0.16 \text{ фм}^{-3}$ .

Ядро-ядерный потенциал взаимодействия  $V$  представлен в виде суммы кулоновского  $V_C$ , ядерного  $V_N$  и, при наличии углового момента  $J$ , центробежного  $V_r = \hbar^2 J(J + 1)/(2\mathfrak{I})$  [где  $\mathfrak{I}$  — момент инерции ДЯС] потенциалов:

$$V(R, \eta_Z) = V_C(R, \eta_Z) + V_N(R, \eta_Z) + V_r(R, \eta_Z).$$

Кулоновский потенциал для соосных фрагментов рассчитывается следующим образом:

$$V_C = \frac{e^2 Z_L Z_H}{R} \left( 1 + \frac{3}{\sqrt{20\pi} R^2} \sum_{i=L,H} R_i^2 \beta_{2i} + \frac{3}{7\pi R^2} \sum_{i=L,H} (R_i \beta_{2i})^2 \right),$$

где для параметров квадрупольной деформации  $\beta_{2i}$  использовались экспериментально полученные [11] или рассчитанные [12] значения.

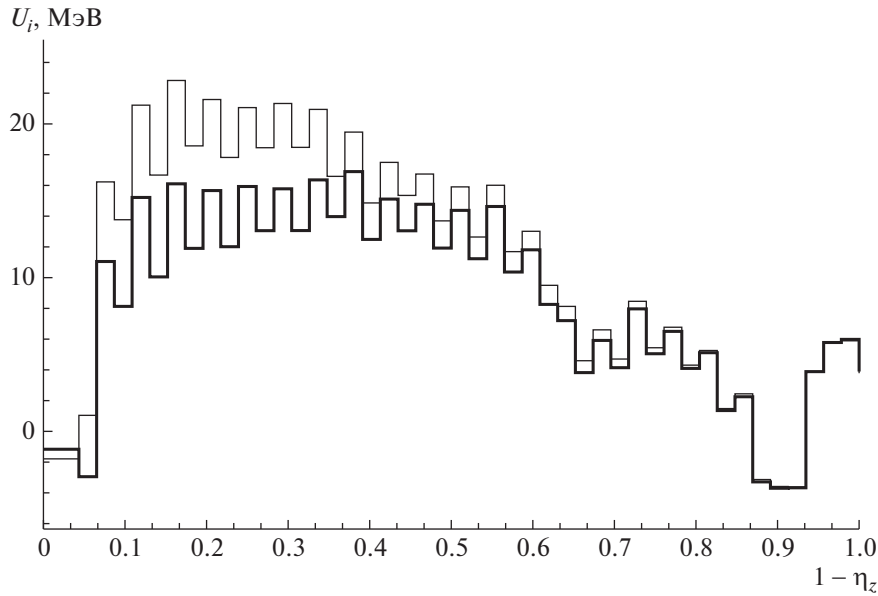
Форма кластеров в ДЯС определяется как

$$R_i(\theta) = r_{0i} A_i^{1/3} (1 + \beta_{2i} Y_{20}(\theta)).$$

Поскольку мода, ответственная за  $N/Z$ -равновесие, является достаточно быстрой, величина потенциальной энергии минимизирована по  $N$  для каждого значения  $\eta_Z$ . Взаимная ориентация ядер соответствует минимуму их взаимодействия.

Ядерная часть  $V_N$  потенциала вычислялась феноменологически:

$$V_N = \int \rho_H(\mathbf{r}_H) \rho_L(\mathbf{R} - \mathbf{r}_L) F(\mathbf{r}_H - \mathbf{r}_L) d\mathbf{r}_H d\mathbf{r}_L,$$



**Рис. 4.** Управляющий потенциал для  $^{238}\text{U}$ . Кривые: тонкая — результаты расчета с феноменологическими параметрами, жирная — расчет с параметрами плотности нуклонов, определенными при самосогласованном рассмотрении, и переопределенным  $\xi_{\text{ex}} = -3.35$ .

где нуклонные силы:

$$F(\mathbf{r}_H - \mathbf{r}_L) = C_0 \left[ F_{\text{in}} \frac{\rho(\mathbf{r}_H)}{\rho_0} + F_{\text{ex}} \left( 1 - \frac{\rho(\mathbf{r}_H)}{\rho_0} \right) \right] \delta(\mathbf{r}_H - \mathbf{r}_L),$$

$$F_{\text{in,ex}} = \xi_{\text{in,ex}} + \xi'_{\text{in,ex}} \frac{A_L - 2Z_L}{A_L} \frac{A_H - 2Z_H}{A_H}$$

и  $\rho(\mathbf{r}_H) = \rho_H(\mathbf{r}_H) + \rho_L(\mathbf{R} - \mathbf{r}_L)$ . Константы  $\xi_{\text{in}} = 0.09$ ,  $\xi_{\text{ex}} = -2.59$ ,  $\xi'_{\text{in}} = 0.42$ ,  $\xi'_{\text{ex}} = 0.54$ ,  $C_0 = 300$  МэВ фм<sup>3</sup> взяты из [13]. Нуклонная плотность представлена в виде

$$\rho_{L,H}(\mathbf{r}) = \frac{\rho_0}{1 + \exp(|\mathbf{r} - \mathbf{R}_{L,H}|/a_{L,H})},$$

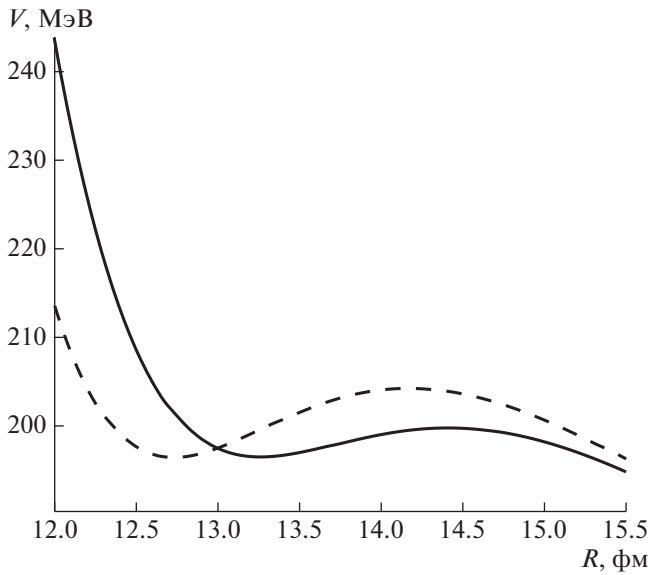
где  $\rho_0 = 0.17$  фм<sup>-3</sup> и  $R_{L,H} = r_{0L,0H} A_{L,H}^{1/3}$ . Параметры  $a_{L,H} = 0.47-0.56$  фм и  $r_{0L,0H} = 1.0-1.16$  фм варьировались в зависимости от массы кластера. С этими параметрами удается достаточно хорошо описать высоты и положения кулоновских барьеров для многих реакций. Далее мы также применим параметры, полученные в самосогласованном расчете. При этом необходимо будет переопределить параметры нуклон-нуклонного взаимодействия, как и в работе [1].

Пример расчета управляющего потенциала для  $^{234}\text{U}$  показан на рис. 4. Спонтанное деление для  $^{234}\text{U}$  преимущественно осуществляется в области  $Z = 36-38$ , где управляющий потенциал опускается ниже уровня энергии материнского ядра (рис. 4).

В данной области волновая функция  $\Psi_0(\eta_Z)$  имеет локальный максимум.

При расчете нуклон-нуклонных потенциалов с параметрами распределения нуклонов, полученными при самосогласованном рассмотрении, и неизменными параметрами нуклон-нуклонного взаимодействия наблюдается увеличение величины потенциала. В этом случае барьеры кулоновского взаимодействия ядер значительно возрастают и в управляющем потенциале не наблюдается ямы, ответственной за спонтанное деление. Таким образом, необходимо переопределение параметров  $F(\mathbf{r}_H - \mathbf{r}_L)$ , т.е. его согласования со значениями  $a$  и  $r_0$ . Для комбинации  $^{106}\text{Mo} + ^{132}\text{Sn}$  была подобрана величина  $\xi_{\text{ex}} = -3.35$ , при которой минимум управляющего потенциала не меняется по сравнению с феноменологическим расчетом (рис. 4 и 5). В этом случае изменяется форма управляющего потенциала в области  $Z = 2-20$ , снижая высоту потенциального барьера; в области близкой к симметричной, в частности в области спонтанного деления, не наблюдается значительного расхождения. Данное изменение, однако, слабо влияет на форму волновой функции  $\Psi_0(\eta_Z)$ , поскольку возможное смещение плотности вероятности в область спонтанного деления ограничивает потенциальная яма в области альфа-частицы.

На рис. 5 для системы  $^{106}\text{Mo} + ^{132}\text{Sn}$  сравниваются ядро-ядерные потенциалы, рассчитанные феноменологически и с использованием результатов самосогласованного рассмотрения и переопределенной  $\xi_{\text{ex}}$ . Поскольку самосогласованные расчеты



**Рис. 5.** Ядро-ядерный потенциал взаимодействия для системы  $^{106}\text{Mo} + ^{132}\text{Sn}$ . Кривые: сплошная —  $\xi_{\text{ex}} = -2.59$ , штриховая —  $\xi_{\text{ex}} = -3.35$ .

дают меньшие значения  $r_0$  и  $a$ , положения минимума ядро-ядерного потенциала и кулоновского барьера сдвигаются в сторону меньших  $R$ . Высота кулоновского барьера в этом случае повышается на несколько МэВ. В данной работе мы переопределяли лишь параметр  $\xi_{\text{ex}}$ . Как показано в работе [1], также можно переопределять и функциональный вид нуклон-нуклонного взаимодействия. При этом удастся получить лучшее согласие с феноменологическим потенциалом.

### 3.2. Массовый параметр

Расчеты массового параметра выполнены согласно [14] с использованием следующего выражения:

$$(B^{-1})_{\eta z} = \frac{1}{2m_0} \frac{A_{\text{neck}}}{2\sqrt{2\pi}b^2A^2}, \quad (6)$$

где параметр  $b$  характеризует размер шейки ДЯС,  $A_{\text{neck}}$  — число нуклонов шейки:

$$A_{\text{neck}} = \int [\rho_L(\mathbf{r}) + \rho_H(\mathbf{R} - \mathbf{r})] \exp\left(-\frac{z^2}{b^2}\right) d\mathbf{r},$$

где оси ядер ДЯС расположены вдоль оси  $z$ , а значение  $z = 0$  соответствует  $\rho_L = \rho_H$  (точка касания). Массовый параметр коллективного движения ядра по координате зарядовой асимметрии также рассчитывался микроскопически в рамках теории линейного отклика [15–17]. Для касательной конфигурации кластеров основной вклад в массовый

параметр дает диагональный матричный элемент:

$$M^{\text{diag}} = \frac{\hbar^2}{\Delta^2} \sum_k \left| \frac{\partial n(\epsilon)}{\partial \epsilon} \right|_{\epsilon=\epsilon_k} \left( \frac{\partial \epsilon_k}{\partial \eta z} \right)^2, \quad (7)$$

где  $\epsilon_k$  и  $n(\epsilon_k)$  — энергии одночастичных уровней и соответствующие им числа заполнения. Величина  $\Delta$  определяет среднюю ширину одночастичных уровней, описывающую связь  $1p1h$ -состояний с более сложными многочастичными конфигурациями. Следуя результатам работы [17], величина  $\Delta$  бралась равной 1.0 МэВ. В расчете использовались спектры одночастичных уровней, полученные в рамках адиабатической двухцентровой модели среднего поля [18]. Как показали вычисления, микроскопические значения массового параметра оказываются близкими к результатам выражения (6).

### 3.3. Нахождение волновой функции в управляющем потенциале

Для удобства решения уравнения (5) перейдем к новой координате:

$$x = 2 \frac{Z_L}{Z} = 1 - \eta z.$$

При такой замене областью определения волновой функции  $\Psi(x)$  является  $x \in (0, 1)$ , где  $x = 0$  соответствует состоянию моноядра, а  $x = 1$  — наиболее симметричной конфигурации ДЯС. Координата  $x$  выбрана непрерывной, что позволяет представить  $U$  и  $(B^{-1})_{\eta z}$  в виде ступенчатой функции. В таком случае уравнение (5) можно заменить на систему уравнений вида

$$-\frac{\hbar^2}{2} (B_j^{-1})_{\eta z} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \psi_j(x) + U_j \psi_j(x) = E \psi_j(x), \quad (8)$$

связанных граничными условиями:

$$\left\{ \begin{array}{l} \psi_j(x_j) = \psi_{j+1}(x_j) \\ \frac{\partial \psi_j(x_j)}{\partial x} = \frac{\partial \psi_{j+1}(x_j)}{\partial x} \end{array} \right\}_{j=0..(N-1)}. \quad (9)$$

Уравнения (8) имеют решения в виде суперпозиции плоских волн:

$$\psi_j(x) = a_j e^{ik_j x} + b_j e^{-ik_j x}; \quad (10)$$

$$k_j = \sqrt{\frac{2}{\hbar^2 (B_j^{-1})_{\eta z}} (E - U_j)}.$$

Таким образом, решение уравнения (5) сводится к отысканию коэффициентов  $a_j$ ,  $b_j$ . Для этого подставим решения (10) в условия (8):

$$a_j e^{ik_j x_j} + b_j e^{-ik_j x_j} =$$

**Таблица 1.** Спектроскопические факторы для  $^{44}\text{Ti}$  (значения  $S_L(Z_L)$  и  $S_L^*(Z_L)$  получены с феноменологическими и микроскопическими массовыми параметрами соответственно)

Легкий кластер	$S_L(Z_L)$	$S_L^*(Z_L)$
$^4\text{He}$	$7.93 \times 10^{-2}$	$7.32 \times 10^{-2}$
$^6\text{Li}$	$2.98 \times 10^{-2}$	$3.14 \times 10^{-2}$
$^9\text{Be}$	$1.26 \times 10^{-3}$	$1.63 \times 10^{-3}$
$^{11}\text{B}$	$4.44 \times 10^{-5}$	$1.07 \times 10^{-4}$
$^{12}\text{C}$	$3.63 \times 10^{-6}$	$1.76 \times 10^{-5}$
$^{15}\text{N}$	$3.53 \times 10^{-7}$	$1.88 \times 10^{-6}$
$^{16}\text{O}$	$3.71 \times 10^{-8}$	$1.86 \times 10^{-7}$
$^{17}\text{F}$	$2.75 \times 10^{-9}$	$1.32 \times 10^{-8}$
$^{20}\text{Ne}$	$1.52 \times 10^{-10}$	$9.14 \times 10^{-10}$
$^{21}\text{Na}$	$9.45 \times 10^{-12}$	$1.37 \times 10^{-10}$

$$\begin{aligned}
 &= a_{j+1}e^{ik_{j+1}x_j} - b_{j+1}e^{-ik_{j+1}x_j}, \\
 & a_j k_j e^{ik_j x_j} - b_j k_j e^{-ik_j x_j} = \\
 &= a_{j+1} k_{j+1} e^{ik_{j+1} x_j} - b_{j+1} k_{j+1} e^{-ik_{j+1} x_j}.
 \end{aligned}$$

Эти уравнения можно переписать в матричном виде:

$$\begin{pmatrix} e^{ik_j x_j} & e^{-ik_j x_j} \\ k_j e^{ik_j x_j} & -k_j e^{-ik_j x_j} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_j \\ b_j \end{pmatrix} =$$

$$= \begin{pmatrix} e^{ik_{j+1} x_j} & e^{-ik_{j+1} x_j} \\ k_{j+1} e^{ik_{j+1} x_j} & -k_{j+1} e^{-ik_{j+1} x_j} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_{j+1} \\ b_{j+1} \end{pmatrix},$$

$$L_j C_j = L_{j+1} C_{j+1},$$

$$C_j = L_j^{-1} L_{j+1} C_{j+1}.$$

Матрицу перехода от коэффициентов  $j+1$  к  $j$  обозначим

$$T_j^{j+1} = L_j^{-1} L_{j+1}.$$

Из граничного условия следует:

$$\left. \frac{\partial \Psi_n}{\partial x} \right|_{x=1} = 0 \Rightarrow b_n =$$

$$= \exp \left[ -\sqrt{\frac{8U_n}{\hbar^2 (B_n^{-1})_{\eta_z}}} \right] a_n.$$

Следовательно, столбец  $C_n$  с точностью до нормировочного коэффициента  $\gamma$  имеет вид:

$$C_n = \gamma \begin{pmatrix} 1 \\ \exp \left[ -\sqrt{\frac{8U_n}{\hbar^2 (B_n^{-1})_{\eta_z}}} \right] \end{pmatrix}.$$

Последовательно восстанавливаем значения коэффициентов от  $j=n$  до  $j=1$ . Для перехода к коэффициентам  $a_0, b_0$  необходимо найти значение энергии моноядра  $U_0$ .

В основном состоянии энергия  $E=0$ . Тогда с учетом граничных условий при  $x=0$  получим

$$\left. \frac{\partial \Psi_0}{\partial x} \right|_{x=1} = 0 \Rightarrow a_0 = b_0,$$

$$C_0 = L_0^{-1} L_1 C_1 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} a_1(1+k_1)e^{-ik_0 x_0} e^{ik_1 x_1} + b_1(1-k_1)e^{-ik_0 x_0} e^{-ik_1 x_1} \\ a_1(1-k_1)e^{ik_0 x_0} e^{ik_1 x_1} + b_1(1+k_1)e^{ik_0 x_0} e^{-ik_1 x_1} \end{pmatrix}.$$

Решая уравнение

$$\begin{aligned}
 &\frac{(1+k_1)e^{-2ik_0 x_0} - 1 + k_1}{1+k_1 - (1-k_1)e^{-2ik_0 x_0}} = \\
 &= \frac{b_1}{a_1} e^{-2ik_1 x_1}
 \end{aligned}$$

относительно  $k_0$ , находим энергию  $U_0$  моноядра.

Полученный набор коэффициентов необходимо нормировать таким образом, чтобы

$$\int_0^1 |\Psi(x)|^2 dx = 1.$$

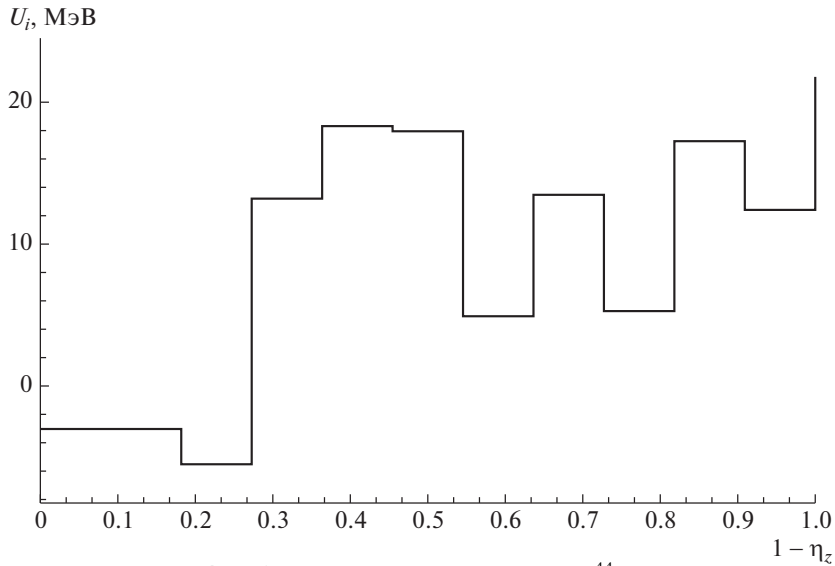


Рис. 6. Управляющий потенциал для  $^{44}\text{Ti}$ .

3.4. Расчет периодов полураспада

Спектроскопический фактор  $S_L$  не может быть непосредственно измерен. Для сравнения модели с экспериментом доступны лишь величины пери-

одов полураспада  $T_{1/2}$ . Для расчета  $T_{1/2}$  в рамках приведенной модели вычислялись величины проникаемости потенциального барьера согласно одномерному ВКБ-приближению:

$$P_L = \left( 1 + \exp \left[ \frac{2}{\hbar} \int_{R_0}^{R_{Jl}} \sqrt{2\mu(V(R, \eta_Z(Z_L)) - Q)} dR \right] \right)^{-1},$$

где  $R_0$  и  $R_{Jl}$  — точки минимума потенциала и выхода из потенциального барьера соответственно,  $Q$  — энергия распада.

Ширины  $\Gamma_L$  рассчитываются как

$$\Gamma_L = \frac{\hbar\omega_0}{\pi} S_L P_L,$$

где  $\omega_0$  — частота колебаний в потенциальном кармане по  $R$ . Периоды полураспада вычисляются согласно

$$T_{1/2} = \frac{\hbar \ln 2}{\Gamma_L} = \frac{\pi \ln 2}{\omega_0 S_L P_L}.$$

Рассчитаем в качестве примера  $S_L$  для легкого  $N = Z$  ядра  $^{44}\text{Ti}$ . Управляющий потенциал для этого ядра показан на рис. 6. Величины  $S_L$  определяют вероятности соответствующих кластеризаций или примеси кластерной компоненты к волновой функции основного состояния ядра. Как видно из табл. 1, спектроскопические факторы оказываются близки при использовании феноменологических и микроскопических массовых параметров, что подтверждает правильность выражения (6).

Вычисленные периоды полураспада как для  $\alpha$ -распада, так и для спонтанного деления  $^{238}\text{U}$ , оказались в хорошем согласии с экспериментальными данными (табл. 2). Использование феноменологического потенциала и определенного из самосогласованного рассмотрения приводит к близким значениям  $T_{1/2}$  при соответствующем переопределении нуклон-нуклонного взаимодействия.

Таблица 2. Рассчитанные периоды полураспада для  $^{238}\text{U}$  (периоды полураспадов  $T_{1/2}$  и  $T_{1/2}^*$  вычислены с феноменологическими и самосогласованно определенными нуклонными плотностями ядер соответственно; результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными  $T_{1/2}^{\text{exp}}$  [19])

	$T_{1/2}, \text{c}$	$T_{1/2}^*, \text{c}$	$T_{1/2}^{\text{exp}}, \text{c}$
$\alpha$ -распад	$2.43 \times 10^{17}$	$2.5 \times 10^{17}$	$1.8 \times 10^{17}$
Спонтанное деление	$1.16 \times 10^{16}$	$2 \times 10^{16}$	$8.2 \times 10^{15}$

## 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Распределение плотности нуклонов в ядре вычислялось самосогласованно. Использование этих распределений для расчета ядро-ядерного потенциала требует переопределения феноменологического нуклон-нуклонного взаимодействия. Правильное описание высот кулоновского барьера для столкновений сферических ядер является хорошей проверкой функционала плотности энергии, используемого в самосогласованных расчетах  $\rho(r)$ . Этот факт необходимо учитывать при выборе этого функционала для описания структуры ядер.

Предложен подход для одновременного описания кластерного распада и спонтанного деления. Полученные значения периодов полураспада оказались близки к экспериментальным данным. Использование результатов самосогласованных расчетов  $\rho(r)$  приводит к результатам, близким к тем, которые следуют из феноменологического рассмотрения ядро-ядерного взаимодействия. Следовательно, использование самосогласованно определенных ядро-ядерных потенциалов для расчетов  $T_{1/2}$  является их хорошей проверкой.

Показано, что макроскопическое и микроскопическое определения массового параметра для движения ДЯС по  $\eta z$  приводят к близким значениям спектроскопических факторов. Таким образом, выражение (6) позволяет с достаточной точностью определять величину массового параметра.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 17-52-12015).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. G. G. Adamian, N. V. Antonenko, H. Lenske, S. V. Tolokonnikov, and E. E. Saperstein, Phys. Rev. C **94**, 054309 (2016).
2. F. Hofmann and H. Lenske, Phys. Rev. C **57**, 2281 (1998).

3. A. В. Смирнов, С. В. Толоконников, С. А. Фаянс, ЯФ **48**, 1661 (1988) [A. V. Smirnov, S. V. Tolokonnikov, and S. A. Fayans, Sov. J. Nucl. Phys. **48**, 995 (1988)].
4. S. A. Fayans, S. V. Tolokonnikov, E. L. Trykov, and D. Zawischa, Nucl. Phys. A **676**, 49 (2000).
5. С. В. Толоконников, Э. Е. Саперштейн, ЯФ **73**, 1731 (2010) [S. V. Tolokonnikov and E. E. Saperstein, Phys. At. Nucl. **73**, 1684 (2010)].
6. G. Scamps, D. Lacroix, G. G. Adamian, and N. V. Antonenko, Phys. Rev. C **88**, 064327 (2013); G. G. Adamian, N. V. Antonenko, L. A. Malov, G. Scamps, and D. Lacroix, Phys. Rev. C **90**, 034322 (2014).
7. V. G. Soloviev, *Theory of Atomic Nuclei: Quasiparticles and Phonons* (Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 1992).
8. G. G. Adamian, N. V. Antonenko, and W. Scheid, in *Clusters in Nuclei*, Vol. 2, Ed. by C. Beck, Lect. Notes Phys. **848**.
9. G. G. Adamian, N. V. Antonenko, R. V. Jolos, S. P. Ivanova, and O. I. Melnikova, Int. J. Mod. Phys. E **5**, 191 (1996).
10. J. K. Tuli, *Nuclear Wallet Cards* (BNL, New York, 2000).
11. S. Raman, C. W. Nestor, Jr., and P. Tikkanen, At. Data Nucl. Data Tables **78**, 1 (2001).
12. P. Möller and J. J. Nix, At. Data Nucl. Data Tables **39**, 213 (1988).
13. А. Б. Мигдал, *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер* (Наука, Москва, 1982) [A. B. Migdal, *Theory of Finite Fermi Systems and Applications to Atomic Nuclei* (Nauka, Moscow, 1982; Interscience, New York, 1967)].
14. G. G. Adamian, N. V. Antonenko, and R. V. Jolos, Nucl. Phys. A **584**, 205 (1995).
15. G. G. Adamian, N. V. Antonenko, and H. Lenske, Phys. Rev. C **91**, 054602 (2015).
16. G. G. Adamian, N. V. Antonenko, S. P. Ivanova, and W. Scheid, Nucl. Phys. A **646**, 29 (1999).
17. G. G. Adamian, N. V. Antonenko, A. Diaz-Torres, and W. Scheid, Nucl. Phys. A **671**, 233 (2000).
18. J. Maruhn and W. Greiner, Z. Phys. A **251**, 431 (1972).
19. <http://www.nndc.bnl.gov/nndc/ensdf/>

## INFLUENCE OF THE NUCLEON DENSITY DISTRIBUTION ON THE DESCRIPTION OF DECAY OF A NUCLEUS

I. S. Rogov<sup>1),2)</sup>, N. V. Antonenko<sup>1),2)</sup>, G. G. Adamian<sup>1)</sup>, T. M. Shneidman<sup>1),3)</sup>

<sup>1)</sup> Bogoliubov Laboratory of theoretical Physics, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

<sup>2)</sup> Tomsk Polytechnic University, Russia

<sup>3)</sup> Kazan Federal University, Russia

The parameters used in the self-consistent consideration of nucleon distribution in nuclei can be checked with the calculations of nucleus–nucleus interaction. The correlation is demonstrated between the nucleon distribution and nucleon–nucleon interaction. Based on the dinuclear system model, the unified approach is proposed for the calculations of half-lives of alpha decay and spontaneous fission.



# ФУНКЦИОНАЛ ФАЯНСА: САМОСОГЛАСОВАННОЕ ОПИСАНИЕ ИЗОСПИНОВЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ

© 2020 г. И. Н. Борзов<sup>1),2)\*</sup>, С. В. Толоконников<sup>1),3)\*\*</sup>

Поступила в редакцию 28.08.2019 г.; после доработки 04.09.2019 г.; принята к публикации 04.09.2019 г.

Энергетический функционал плотности, развитый ранее Фаянсом и др., модифицирован для полностью самосогласованных расчетов изобар-аналоговых резонансов (ИАР) в ядрах со спариванием. Используется квазичастичное приближение случайных фаз с учетом континуума. Из систематического анализа энергий связи изобарических дублетов и энергий переходов изобарических триплетов в зеркальных ядрах получены ограничения на параметры экранировки обменного кулоновского взаимодействия. Сравнение с экспериментом показывает лучшее описание энергий ИАР для нейтронно-избыточных изотопов Sn и Pb с развитым нейтронным спариванием с помощью нового функционала DF3-f, чем в самосогласованных расчетах с релятивистским функционалом DC3\* и с функционалом Скирма SAMi. Функционал DF3-f применен к расчетам свойств ИАР в изотопах Ru, Pd, Cd со спариванием как в нейтронной, так и протонной системах, а также в цепочке изотопов с  $N = 82$ .

DOI: 10.31857/S0044002720010043

*Посвящается памяти Э. Е. Саперштейна*

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время повышенное внимание уделяется проектам по исследованию различных форм существования и свойств материи на субатомном уровне: от экстремального состояния кварк-глюонной плазмы до атомных ядер. Эксперименты на современных мегаустановках обеспечивают поток новых данных о необычных свойствах кварк-глюонной плазмы, ядерной материи и экзотических атомных ядер.

Структуру атомных ядер — самоподдерживающихся кварк-мезонных систем — в самосогласованном подходе удобнее описывать в терминах эффективных взаимодействий между нуклонами. В настоящее время для этого широко используется метод энергетического функционала плотности (ЭФП) — общий подход к многочастичным системам, развитый первоначально для расчетов электронной структуры молекул [1, 2]. Метод ЭФП успешно применяется в теории конденсированного состояния и в квантовой химии: от моделирования

кристаллических структур с заданными свойствами до фармакологии. В недавней монографии [3] систематизирован опыт применения метода ЭФП в ядерно-структурных расчетах.

Актуален поиск ядерных функционалов, адекватно описывающих структуру ядер, близких к линии стабильности, и особенности эволюции оболочечной структуры ядер с экстремальной нейтрон-протонной асимметрией. Среди таких эффектов: обнаружение новых магических оболочек [4] и аномально резких скачков среднеквадратичных радиусов с ростом избытка нейтронов [5]. Они приводят к заметному увеличению сечений взаимодействия экзотических ядер, в частности, сечений реакций с полутяжелыми ионами, в которых нейтронно-протонный баланс у ядра-мишени, налетающего и улетающего ионов сильно различается.

Оригинальный ЭФП, разработанный в Курчатовском институте С.А. Фаянсом и др. [6–8], основан на методе квазичастичного лагранжиана, предложенном Э.Е. Саперштейном и В.А. Ходелем [9]. Как отмечено в [3], он относится к классу феноменологических функционалов, куда также входят Seattle–Livermore-функционал [10] и Barcelona–Catania–Paris–Madrid-функционал [11]. Все эти ЭФП объединяют общие черты: а) параметризация уравнения состояния ядерной материи с помощью разложения по степеням нуклонной плотности, б) учет поправок, учитывающих и квантовые эффекты конечности размеров ядра, в) учет кулоновских поправок и зависимость парных корреляций от нуклонной плотности. Первые два ЭФП являются типичными ЭФП Кона–Шэма, использующими

<sup>1)</sup>Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

<sup>2)</sup>Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

<sup>3)</sup>Физико-технический институт (Государственный университет), Долгопрудный, Россия.

\*E-mail: Borzov\_IN@nrcki.ru

\*\*E-mail: Tolokonnikov\_SV@nrcki.ru

ми оператор кинетической энергии с эффективной массой независимых частиц  $m^* = 1$ .

В настоящее время к этому классу ЭФП привлечено значительное внимание в литературе. Так, ЭФП Фаянса DF3 [6, 7], FaNDF<sup>0</sup> [8] рассматриваются сейчас как удачная альтернатива известному ядерному ЭФП Скирма [12]. Функционалы этого семейства отличаются от функционала Скирма более сложной зависимостью от плотности как объемного, так и поверхностного членов; последний учитывает эффекты конечного радиуса взаимодействия и нелокальные эффекты в ядерной среде.

Цель настоящей работы — повысить предсказательную способность ядерно-структурных расчетов с ядерным функционалом Фаянса. Общая задача состоит в модификации ЭФП DF3, FaNDF<sup>0</sup> для применения к ядерно-структурным расчетам изоспиновых (зарядово-обменных) возбуждений.

Изобарический аналоговый резонанс (ИАР) с квантовыми числами  $\Delta L = 0$ ,  $\Delta S = 0$ ,  $\Delta J = 0$ ,  $\Delta T = 0$  ( $T = 0 \rightarrow T = 0$  переходы запрещены) — простейшая из зарядово-обменных мод возбуждений, индуцируемая оператором изоспина  $\tau$ . Измерениям энергий и ширин ИАР в реакциях пезарядки с  $\Delta T_z > 0$  и  $\Delta T_z < 0$  посвящено множество экспериментальных и теоретических работ. Исследования свойств ИАР позволяют определить степень сохранения квантового числа изоспина в атомных ядрах [13] и дают прямую информацию для уточнения изоспиновых компонент ядерного ЭФП. Здесь оказывается важным знание энергий ИАР относительно основного состояния дочернего ядра, гигантского резонанса Гамова–Теллера (ГТР) и антианалогового резонанса.

Зарядово-нейтральные параметры ЭФП фиксируются из экспериментальных характеристик основных состояний ядер (массы, радиусы, одночастичные энергии). Характеристики зарядово-обменных возбуждений ИАР дают возможность уточнить изоспиновые (нечетные по времени) компоненты различных вариантов ЭФП Фаянса [6–8, 14].

Дополнительная информация извлекается из свойств симметричной ядерной материи (равновесная плотность  $\rho_0$ , энергия симметрии  $E_{\text{symm}}$ , сжимаемость  $K_\infty$ ), а также из характеристик других коллективных возбуждений ядер (например, из энергий и вероятностей гигантского  $E1$ -резонанса). Проблемы, связанные с поиском универсального, изоспин-инвариантного ЭФП и совершенствованием его изоспиновых и спин-изоспиновых компонент, подробно обсуждались в работах [15].

Калибровка зарядово-обменных компонент ядерного ЭФП более сложна, поскольку для моделей, основанных на ЭФП, существенны корреляции упомянутых ядерных характеристик. Так, энергия возбуждения ИАР коррелирует с ядерной энергией симметрии и с ее производной по плотности вблизи равновесной плотности  $\rho_0$ . Это отчетливо проявляется в корреляции энергий ИАР с величиной нейтронной шубы ( $R_{np}$ ) нейтронно-избыточных изотопов [16], определяемой как разность среднеквадратичных нейтронных и протонных радиусов.

Для полностью самосогласованных расчетов силовых функций изобар-аналоговых резонансов оказывается необходимой модификация ЭФП Фаянса. Надежность такого микроскопического расчета энергии ИАР зависит от корректного учета эффектов, ответственных за нарушение изоспиновой симметрии в ядрах. Основные нарушающие факторы в самосогласованном подходе — это переменная часть кулоновского потенциала и различие ядерных компонент нейтронного и протонного самосогласованных потенциалов за счет энергии симметрии [17]. В ядрах со спариванием принципиально важен выбор формы и параметров спаривательной части ЭФП.

Наиболее сильный (физический) источник нарушения изоспиновой симметрии — это взаимодействие Кулона, ответственное за дальнедействующую поляризацию протонных и нейтронных состояний и оказывающее сильное влияние на энергию ИАР. При “выключенном” кулоновском взаимодействии ИАР должен проявляться при нулевой энергии относительно основного состояния родительского ядра. Прямое и обменное кулоновские взаимодействия (и короткодействующие изоспин-инвариантные силы) приводят к нарушению этого условия. Их некорректный учет может приводить к систематической недооценке энергии ИАР. Особенно важна аппроксимация обменного кулоновского взаимодействия  $V_{\text{exc}}$  — часто используемое приближение Слэттера нуждается в уточнении.

Следующим (нефизическим) источником нарушения изоспиновой симметрии является приближение среднего поля. В режиме “выключенного” кулоновского взаимодействия волновые функции нейтронов и протонов ядра с  $N \neq Z$ , рассчитанные с любым изоспин-инвариантным взаимодействием, различаются. Как известно, нарушенная за счет этого изоспиновая симметрия может быть восстановлена в полностью самосогласованном зарядово-обменном RPA [18]. Ограничение базиса одночастичных состояний также нарушает изоспиновую симметрию. Преимуществом используемой в настоящей работе модели континуум- $pn$ QRPA, оперирующей с полным базисом одно-

частичных состояний [19, 20], является отсутствие данного эффекта.

Наконец, несмотря на то что силовая функция ИАР независимых квазичастиц (в приближении Хартри–Фока + БКШ) имеет, как правило, несколько компонент, в последовательно микроскопическом подходе необходимо воспроизвести экспериментальный факт вырождения ИАР. В сечениях зарядово–обменных ( $p, n$ )-реакций ИАР проявляется в виде одиночного узкого резонанса, а вклад изобарических сателлитов подавлен.

В работах [20–23] использовались условия частичного согласования по зарядовой плотности. Более последовательный подход, основанный на энергетическом функционале плотности, требует выполнения условий полного самосогласования. В частности, они должны включать двухчастичное спин-орбитальное взаимодействие. В случае зарядово-нейтральных возбуждений в магических ядрах схема полного самосогласования была реализована в работе [24]. В ядрах со спариванием такой подход технически сложен и необходимы приближения.

Самосогласованный RPA-подход применялся к ИАР в недавней работе [25]. В ней учтен вклад двухчастичного спин-орбитального взаимодействия в форме, найденной в работе [26], а вклад обменного кулоновского взаимодействия вычисляется по теории возмущений для одночастичных энергий. В работе [25] также предлагалось анализировать данные по разности энергий антианалогового резонанса и ИАР для установления ограничений на параметры ЭФП, извлекаемые из коррелирующих величин  $L$  и  $(R_{np})$ .

В работе [18] в полностью самосогласованном релятивистском RPA-подходе с функционалами РК01–3 было показано восстановление вырождения ИАР для случая магических ядер. Для полумагических изотопов Sn с развитым нейтронным спариванием этот эффект был также продемонстрирован в самосогласованном RHB +  $pn$ QRPA [16] с функционалом DD-ME1, включающем взаимодействие Гони D1S [27] в канале частица–частица. Аналогичные расчеты проводились для изотопов Ca, Ni, Sn с функционалами РК01, DD-ME2 и D1S с использованием квазичастичного разложения по базису Дирака–Вудса–Саксона.

В настоящей работе уточнен новый функционал DF3-f, найденный в [28] и являющийся версией ЭФП DF3 [7], DF3-a [14] и FaNDF<sup>0</sup> [8], предложенных Фаянсом и др. В функционале DF3-f изменены параметры двухчастичного спин-орбитального взаимодействия и уточнены параметры экранировки обменного кулоновского взаимодействия  $V_{\text{exc}}$  [8, 29] короткодействующими кулон-ядерными корреляциями. Дополнительно

использованы новые экспериментальные данные по энергиям связи изобарических дублетов и энергиям переходов изобарических триплетов в зеркальных ядрах. Проведенный анализ позволяет более надежно определить степень экранировки  $V_{\text{exc}}$  и оценить ее влияние на характеристики ИАР.

Для расчетов характеристик ИАР используется самосогласованное квазичастичное приближение случайных фаз с учетом континуума, позволяющее адекватно определить escape-ширину ИАР. Зависящее от плотности эффективное взаимодействие в каналах частица–дырка и частица–частица получено из того же энергетического функционала плотности DF3-f, который использован для расчета основных состояний.

Структура работы: во Введении обсуждены проблемы самосогласованного описания ИАР. В разд. 2 развит полностью самосогласованный подход к ИАР в ядрах со спариванием. Описан полученный новый функционал DF3-f. В разд. 3 представлены результаты новых расчетов силовых функций возбуждений  $J^\pi = 0^+$  в “эталонных” изотопах <sup>42–48</sup>Ca, <sup>110–132</sup>Sn, <sup>208</sup>Pb. Впервые проведены расчеты энергий ИАР для длинных изотопических цепочек, содержащих ядра, в которых спаривание одновременно существует и в протонной и нейтронной системах. В Заключении кратко суммированы результаты работы.

## 2. САМОСОГЛАСОВАННЫЙ ПОДХОД К ИАР

Отклик ядра со спариванием на внешнее зарядово-обменное поле  $V_0 = \hat{Q} \exp(-i\omega t)$  (+ эрмитово сопряженный оператор) описывается уравнением для эффективного поля ТКФС  $\hat{V}$ , которое в суперматричном представлении имеет вид

$$\hat{V}(\omega) = \hat{e}_q \hat{V}_0(\omega) + \hat{\mathcal{F}} \hat{A}(\omega) \hat{V}(\omega), \quad (1)$$

где

$$\hat{V} = \begin{pmatrix} V \\ d_1 \\ d_2 \end{pmatrix}, \quad \hat{V}_0 = \begin{pmatrix} e_q V_0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

$$\hat{\mathcal{F}} = \begin{pmatrix} \mathcal{F} & \mathcal{F}^{\omega\xi} & \mathcal{F}^{\omega\xi} \\ \mathcal{F}^{\xi\omega} & \mathcal{F}^\xi & 0 \\ \mathcal{F}^{\xi\omega} & 0 & \mathcal{F}^\xi \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Здесь внешнее зарядово-обменное поле —  $V_0 = \hat{Q} \exp(-i\omega t)$  (+ эрмитово сопряженный оператор), где  $\hat{Q}$  — одночастичный оператор ( $\hat{Q} = \tau_\alpha, \sigma_\alpha \tau_\beta, \mathbf{q} \tau_\alpha, \mathbf{P} \tau_\alpha$ ).

В такой записи суперматрица пропагаторов  $\hat{A}$  состоит из  $3 \times 3$  интегралов по энергии  $\epsilon$  от произведений различных комбинаций функции Грина  $G(\epsilon)$  и двух функций Горькова  $F^{(1)}(\epsilon)$  и  $F^{(2)}(\epsilon)$ . Их явный вид можно найти в [30, 31].

Используя обозначения ТКФС (1)–(3), для силовой функции получим следующее выражение:

$$\begin{aligned} S(\omega, \mathbf{q}) &= -\frac{1}{\pi} \text{Im} \mathcal{P}(\omega, \mathbf{q}) = \\ &= -\frac{1}{\pi} \text{Im}(e_q \hat{V}_0 \hat{A}(\omega) \hat{V}(\omega, \mathbf{q})). \end{aligned} \quad (4)$$

### 3. ФУНКЦИОНАЛ ПЛОТНОСТИ DF3-f ДЛЯ РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК ИАР

В полностью самосогласованном подходе теории энергетического функционала плотности элементы матрицы эффективных взаимодействий (3) являются различными вторыми вариационными производными от ЭФП, зависящего от нормальной  $\rho$  и аномальной  $\nu$  плотностей:

$$E_0 = \int \mathcal{E}[\rho(\mathbf{r}), \nu(\mathbf{r})] d^3r, \quad (5)$$

а именно:

$$\mathcal{F} = \frac{\delta^2 \mathcal{E}}{\delta \rho^2}; \quad \mathcal{F}^{\omega\xi} = \mathcal{F}^{\xi\omega} = \frac{\delta^2 \mathcal{E}}{\delta \rho \delta \nu}; \quad \mathcal{F}^\xi = \frac{\delta^2 \mathcal{E}}{\delta \nu^2}. \quad (6)$$

Здесь  $\mathcal{F}$  — введенная выше “нормальная” компонента амплитуды взаимодействия самосогласованной ТКФС, а  $\mathcal{F}^\xi$  — ее аномальная компонента, или, другими словами, эффективное спаривательное взаимодействие, которое входит в уравнение для щели. Обратим внимание на то, что в (6) входит и смешанная производная  $\mathcal{F}^{\omega\xi}$ , которая отвечает за зависимость спаривательного энергетического функционала от нормальной плотности. Изотопические индексы в соотношениях (1)–(6) для краткости опущены.

Отметим, что  $\mathcal{F}$  в (6) — это скалярная и изоспиновая компоненты полной обобщенной амплитуды Ландау–Мигдала  $\hat{F}$ , которая входит в (1), если внешнее поле  $V_0$  не зависит от спина. Для изоспиновых возбуждений в зарядово-обменном канале, к которым относится ИАР, в уравнения для эффективного поля входит амплитуда  $\mathcal{F}^-$ , которая определяется второй вариационной производной ЭФП:

$$\mathcal{F}^- = \frac{\delta^2 \mathcal{E}}{(\delta \rho_-)^2}, \quad (7)$$

где  $\rho_- = \rho_n - \rho_p$ . Подробное описание ЭФП Фаянса можно найти в [6] или в [28]. Ниже остановимся лишь на тех его ингредиентах, которые особо важны для описания ИАР.

Плотность энергии имеет вид [2]

$$\begin{aligned} \mathcal{E}[\rho(\mathbf{r}), \nu(\mathbf{r})] &= \tau + \varepsilon_v + \varepsilon_s + \\ &+ \varepsilon_{\text{Coul}} + \varepsilon_{sl} + \varepsilon_{ss} + \varepsilon_{\text{pair}}. \end{aligned} \quad (8)$$

Плотность объемной энергии

$$\begin{aligned} \varepsilon_v(\mathbf{r}) &= C_0 \rho_0^2 \left[ a_+^v \frac{1 - h_{1+}^v x_+^\sigma}{1 + h_{2+}^v x_+^\sigma} x_+^2 + \right. \\ &\left. + a_-^v \frac{1 - h_{1-}^v x_-^\sigma}{1 + h_{2-}^v x_-^\sigma} x_-^2 \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь  $x_\pm(\mathbf{r}) = (\rho_n(\mathbf{r}) \pm \rho_p(\mathbf{r}))/2\rho_0$ ,  $\rho_0$  — равновесная плотность одного сорта частиц в симметричной ядерной материи,  $r_0 = (3/8\pi\rho_0)^{1/3}$ . Нормировочный множитель  $C_0$  — обратная плотность состояний на поверхности Ферми в точке равновесия

$$C_0 = \left( \frac{dn}{d\epsilon_F} \right)^{-1} = \frac{2\epsilon_{0F}}{3\rho_0} = \frac{\pi^2}{p_F m^*}.$$

Кулоновская энергия содержит модифицированный слэттеровский член:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\text{Coul}}(\mathbf{r}) &= \frac{1}{2} \rho_{ch}(\mathbf{r}) \iiint d^3\mathbf{r}' \frac{\rho_{ch}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} - \\ &- \frac{3}{4} \left( \frac{3}{\pi} \right)^{1/3} e^2 \rho_p^{4/3} (1 - h_{\text{Coul}} x_+^\sigma). \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь константы  $h_{\text{Coul}}$  и  $\sigma$  — параметры экранировки обменного взаимодействия, позволяющие устранить аномалию Нолен–Шиффера [32]. В отличие от [28], где предполагалась полная экранировка, в данном расчете принято значение  $h_{\text{Coul}} = 0.8$  (см. разд. 3.1).

Спин-орбитальная часть функционала  $\varepsilon_{sl}$  содержит двухчастичную амплитуду спин-орбитального взаимодействия и первую скоростную гармонику спин-спиновой амплитуды взаимодействия Ландау–Мигдала. С помощью этих двух простых по форме членов (см. [6, 28]), содержащих зависимость от импульсов, удобно параметризовать двухчастичное спин-орбитальное взаимодействие и эффективно учесть тензорные спин-скоростные силы.

Плотность энергии спаривания  $\varepsilon_{\text{pair}}$  имеет следующую форму:

$$\varepsilon_{\text{pair}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} \sum_{\tau=n,p} \mathcal{F}^{\xi,\tau}(\rho_+(\mathbf{r})) |\nu_\tau(\mathbf{r})|^2.$$

При учете вклада в энергию взаимодействия многочастичных сил и корреляций возникает зависимость амплитуды  $\mathcal{F}$  от нормальной плотности

$$\mathcal{F}^{\xi,\tau} \mathcal{F}^{p,p} = \mathcal{F}^{n,n} = C_0 f^\xi(x_+).$$

В общем случае параметризация  $f^\xi$  имеет вид

$$f^\xi(x_+(\mathbf{r})) = f_{ex}^\xi + h^\xi(x_+)^q(\mathbf{r}) + f_{\nabla}^\xi r_0^2 (\nabla x_+(\mathbf{r}))^2.$$

Найденный в рамках описанного выше самосогласованного подхода новый энергетический функционал плотности DF3-f является модификацией ЭФП DF3 [6, 7], DF3-a [14] и FaNDF<sup>0</sup> [8]. В новом функционале DF3-f значения параметров двухчастичного спин-орбитального взаимодействия выбраны такими же, как в FaNDF<sup>0</sup>: т.е.  $\kappa^+ = 0.38$ ,  $\kappa^- = 0$  ( $\kappa_{pp} = \kappa_{np} = 0.19$ ). В общем случае спаривательная часть функционала зависит как от нормальной плотности, так и от ее градиента. Отметим, что, хотя в настоящей работе уравнение ТКФС для обобщенного эффективного поля полностью согласовано с основным состоянием ядра, рассчитанным с ЭФП DF3-f, градиентное спаривание не учитывалось. Более детальное исследование влияния формы спаривания и его силовых параметров на энергии ИАР предполагается в следующей работе. Значения используемых спаривательных констант:  $f_{pp}^\xi = f_{nn}^\xi = f_{np}^\xi = f_{np}^\xi x + h^\xi(\rho^+/2\rho_0)$ , где  $f_{ex}^\xi = -1.05$ ,  $h^\xi = 0.94$  для Pb;  $h^\xi = 0.92$  для Sn;  $h^\xi = 0.88$  для области Ca-Ni.

### 3.1. Расчеты энергий связи ряда зеркальных ядер

В обменном кулоновском взаимодействии учитывались кулон-ядерные корреляции, приводящие к его ослаблению согласно формуле (10). Для оценки степени эффективной экранировки в приближении среднего поля в [28] нами были проведены расчеты энергий связи ряда зеркальных ядер с новым ЭФП DF3-f для оценки значения параметра  $h_{Coul}$ . На рис. 1 приведены соответственно разности энергий связи (величина кулоновского расщепления) зеркальных дублетов (рис. 1а) и триплетов (рис. 1б) в сравнении с экспериментальными данными из [33, 34].

Среднеарифметическое отклонение теории от эксперимента составляет 21 кэВ для дублетов. Двойная разность для триплетов составляет -29 кэВ, т.е. -15 кэВ/нуклон. С помощью уравнения для обобщенного эффективного поля ТКФС, эквивалентного уравнению  $pnQRPA$ , нами были рассчитаны также частоты переходов  $\omega_{IAR}^-$  и  $\omega_{IAR}^+$  между компонентами зеркальных триплетов (рис. 1в). Среднеарифметическое отклонение (с превышением) теории от эксперимента составляет +60 кэВ.

В предыдущей работе [28] из методических соображений использовались значения  $h_{Coul} = 1$  ( $\sigma = 1$ ), отвечающие максимальной экранировке обменной части кулоновского взаимодействия,

что позволило практически устранить аномалию Нолен-Шиффера [32]. Полученные в настоящей работе величины расщепления компонент зеркальных ядер, рассчитанного без обменного кулоновского взаимодействия, систематически превышают эксперимент. Проведенный анализ показывает, что обменную часть кулоновского взаимодействия необходимо экранировать не полностью, а на 80–90%, что также улучшает описание “эталонных” энергий ИАР в нашем расчете.

## 4. РАСЧЕТЫ ХАРАКТЕРИСТИК ИАР В ЯДРАХ СО СПАРИВАНИЕМ

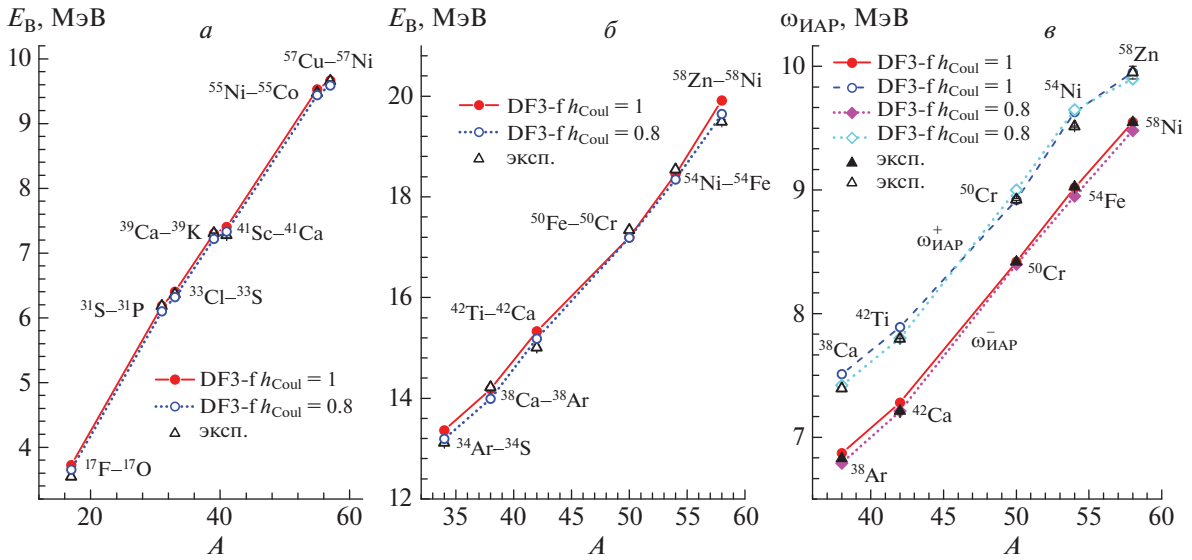
Для нахождения характеристик ИАР решались уравнения модели континуум- $pnQRPA$  (3) на полном базисе одночастичных состояний [19, 21]. Эффективное  $NN$ -взаимодействие получено из энергетического функционала плотности DF3-f. Для изоспиновых возбуждений оно состоит из изовекторного взаимодействия в канале частица-дырка и изовекторного протон-нейтронного взаимодействия в канале частица-частица ( $S = 0$ ,  $T = 1$  динамическое спаривание).

### 4.1. Расчеты свойств ИАР в изотопах Ca, Sn и Pb

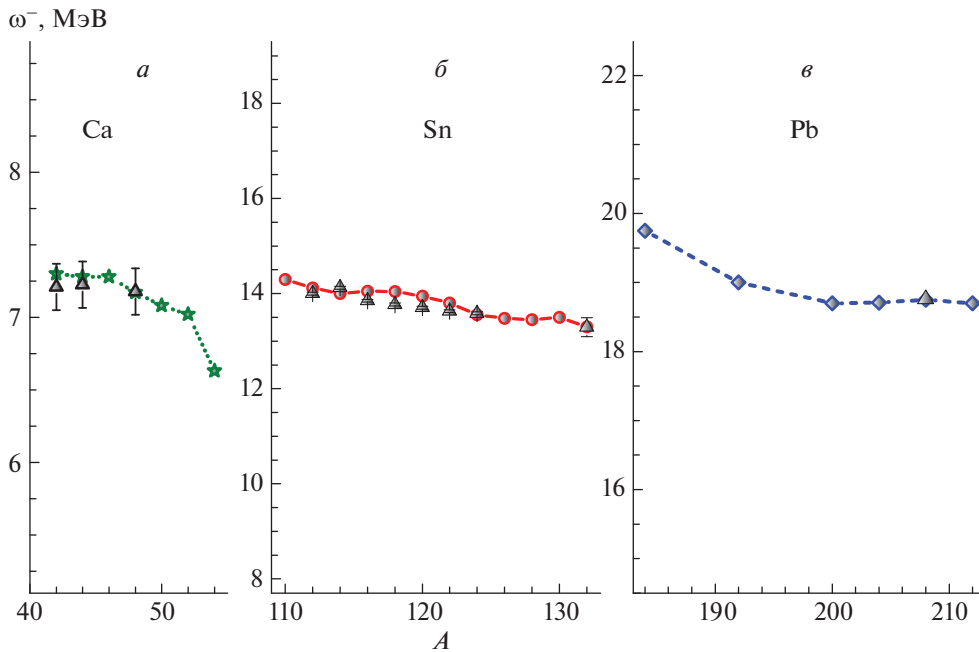
Для полноты изложения кратко обсудим точность нового расчета энергий ИАР  $\omega$  (относительно основных состояний родительских ядер) в цепочках четно-четных изотопов Ca, Sn и Pb (см. рис. 2) по сравнению с [28]. Для этих полумагических изотопов со спариванием только по нейтронам и для <sup>208</sup>Pb имеются достаточно полные экспериментальные данные.

Отклонение рассчитанных энергий возбуждения ИАР от экспериментальных энергий в <sup>42</sup>Ca–<sup>48</sup>Ca сравнительно невелико — оно находится в пределах экспериментальных погрешностей. Характер зависимости от массового числа энергий ИАР, отсчитанных от основных состояний родительских ядер, достаточно плавный (рис. 2а). Обратим внимание на предсказываемое резкое понижение энергии ИАР при достижении нового магического числа нейтронов  $N = 34$ .

Систематические данные об энергиях ИАР получены в (<sup>3</sup>He,  $t$ )-реакции для изотопов олова с  $A = 112–124$  [36]. Максимальное отклонение от экспериментальных значений составляет +200 кэВ. При этом энергии ИАР несколько завышены в сравнении с экспериментом, тогда как другие самосогласованные расчеты [16] и [37], напротив, недооценивают энергии ИАР (максимальные отклонения от эксперимента -200 и -600 кэВ соответственно).



**Рис. 1.** *a* — Разность энергий связи зеркальных ядер (кулоновское расщепление) — дублетов; *б* — двойная разность энергий связи зеркальных ядер — триплетов; *в* — энергии возбуждения ИАР  $\omega^+$  ( $\beta^+$ -канал) и  $\omega^-$  ( $\beta^-$ -канал) для зеркальных ядер — триплетов.



**Рис. 2.** Энергия возбуждения ИАР  $\omega$  для цепочек изотопов (открытые символы — наша теория, черные треугольники — экспериментальные данные для Ca [35], Sn [36], Pb [38]).

Из рис. 2б видно, что для  $A = 116-122, 130$  имеется незначительное отклонение от регулярного поведения  $\omega(A)$ , тогда как в работах [16, 37] наблюдается более плавная зависимость. Это, по-видимому, результат использования в нашем расчете контактного спаривания нуклонов в основном состоянии (описываемого одним силовым параметром, зависящим от  $A$ ) и эффективного  $pn$ -

взаимодействия в канале частица-частица с силовым параметром, не зависящим от  $A$ . В работах [16, 37] использовалось спаривание конечного радиуса, состоящее из двух гауссиан. Вопрос о влиянии формы спаривания и эффективного взаимодействия в канале частица-частица на возможное нарушение зарядовой симметрии и на характеристики ИАР заслуживает дальнейшего изучения.

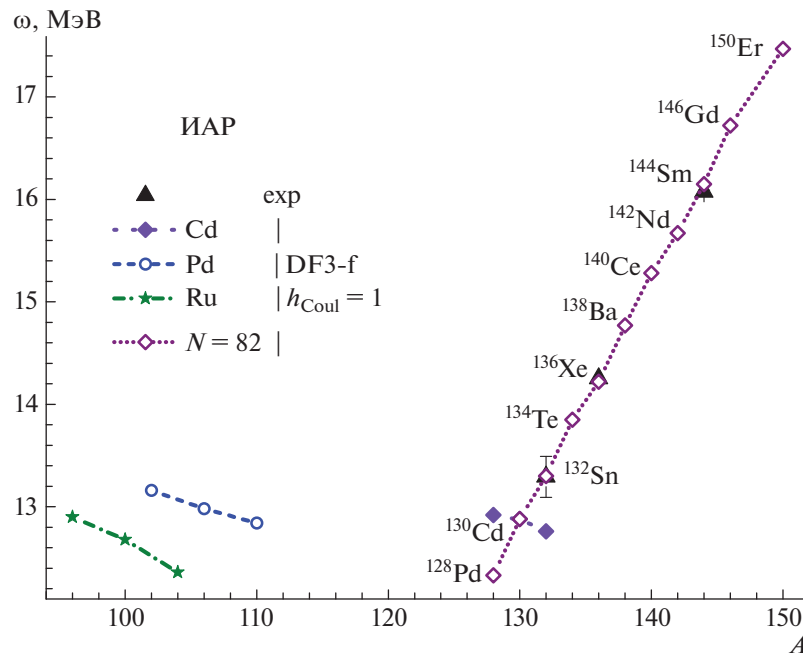


Рис. 3. Энергия возбуждения ИАР  $\omega$  для цепочки изотонов с  $N = 82$  и цепочек немагических изотопов Ru, Pd, Cd.

Для изотопа <sup>208</sup>Pb рассчитанная энергия ( $E_{th} = 15.09$  МэВ) хорошо согласуется с экспериментальной  $E_x = 15.1$  МэВ [38] (рис. 2в). При этом вклад в энергию ИАР от корреляционной кулоновской энергии составляет  $\Delta E_{Cc} \leq 350$  кэВ по сравнению со сдвигом около 100 кэВ, полученным за счет феноменологической поправки протонных энергий в работе [25]. В то же время энергия ИАР в <sup>208</sup>Pb при вариации параметров в самосогласованном расчете [25] оказывается ниже экспериментальной от 200 до 900 кэВ. Для сравнения, в другом самосогласованном расчете [37] энергия ИАР также оказывается ниже экспериментальной на 300–600 кэВ. Заметим, что, хотя непосредственный вклад в энергию ИАР от двухчастичного спин-орбитального взаимодействия в функционале DF3-f отсутствует, тем не менее для выполнения условий согласования его учет необходим.

Результаты самосогласованных расчетов в изотопах Ca, Sn, Pb систематизированы на рис. 2а–2в. Отклонение энергий ИАР от экспериментальных данных в изотопах Sn от –30 до 200 кэВ и –10 кэВ в <sup>208</sup>Pb. В рассмотренных изотопах исчерпывается 97–98% правила сумм для матричных элементов  $S_- - S_+ = N - Z$ .

#### 4.2. Ядра со спариванием по нейтронам и протонам

Существующие самосогласованные расчеты [16, 18, 22, 37] ограничены в основном немагическими ядрами с нейтронным спариванием.

Развитый формализм дает возможность рассмотреть нейтронно-избыточные ядра со спариванием как в нейтронной, так и протонной системах. На рис. 3 представлены результаты DF3-f + CQRPA-расчета энергий  $\omega$  для  $J^\pi = 0^+$  возбуждений в нейтронно-избыточных изотопах с числом нейтронов  $N = 82$ . Расчет хорошо описывает экспериментальные энергии ИАР в дважды-магическом ядре <sup>132</sup>Sn [39], а также в ядрах с протонным спариванием <sup>136</sup>Xe [40], <sup>144</sup>Sm [41].

Как видно из рис. 3, для изотопических цепочек Ru, Pd, Cd массовая зависимость энергий ИАР  $\omega$  носит вполне регулярный характер. Такая же регулярная массовая зависимость энергий  $\omega$  отмечается для цепочки изотонов с  $N = 82$ . Представляли бы несомненный интерес измерения энергий ИАР в нестабильных изотопах Cd и в изотопах  $N = 82$  и анализ корреляции энергий ИАР с величиной “нейтронной шубы” в этих нейтронно-избыточных ядрах. Согласие с экспериментом для <sup>144</sup>Sm, <sup>134</sup>Xe и <sup>132</sup>Sn отличное.

### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках обобщенной теории конечных ферми-систем развит полностью самосогласованный подход DF3-f + pnCQRPA-подход к описанию спиновых резонансов в нейтронно-избыточных ядрах с развитым спариванием как в нейтронной, так и протонной системах. Как отмечалось в нашей предыдущей работе [28], во всех рассмотренных изотопах в самосогласованном DF3-f + pnCQRPA-расчетах наблюдается вырождение

энергий ИАР и его изобарических партнеров. Полученное хорошее описание имеющихся экспериментальных силовых функций ИАР в изотопах Ca, Sn, Pb свидетельствует об эффективном восстановлении изоспиновой симметрии, нарушенной в приближении HF + BCS. Сравнение с результатами предыдущих самосогласованных расчетов свойств ИАР в изотопах Ca, Sn и Pb [37] показывает надежность развитой модели, основанной на новом ЭФП Фаянса DF3-f.

Проведенные полностью самосогласованные расчеты характеристик ИАР являются чувствительным тестом восстановления изоспиновой симметрии в ядрах со спариванием. Основным источником нарушения изоспиновой симметрии в ядрах со спариванием остается взаимодействие Кулона. Оценен вклад короткодействующих ядерных корреляций [8, 29] в обменную компоненту кулоновского взаимодействия. Ограничения на параметры экранировки  $V_{\text{exc}}$ , полученные из разностей энергий связи  $\Delta E_B$ , повышают надежность расчетов ИАР. В целом использование нового варианта ЭФП DF3-f эффективно увеличивает энергию ИАР в рассмотренных изотопических цепочках, в значительной степени компенсируя ее недооценку в самосогласованных расчетах [16, 22, 37].

В настоящей работе не рассматривался вопрос о полной ширине ИАР, аномально малой в ядерном масштабе. Она складывается из ширины прямой эмиссии (escape width  $\Gamma_{\uparrow}$ ) и спредовой ширины (spreading width  $\Gamma_{\downarrow}$ ). Escape-ширина ИАР в основном определяется прямой эмиссией протонов в континуум, и поэтому составляет всего несколько десятков кэВ. Расчет escape-ширины ИАР требует адекватной модели — *pnQRPA* с учетом континуума одночастичных состояний [21].

Вклад в ширину ИАР, возникающий за счет смешивания со сложными конфигурациями, невелик — это показано в микроскопической модели, учитывающей квазичастично-фононное взаимодействие [22], и в частично-дырочной дисперсионной оптической модели [42]. Заслуживает внимания анализ влияния сложных конфигураций на энергию ИАР в рамках модели, учитывающей квазичастично-фононное взаимодействие [43].

Нетривиальным фактом является то, что в самосогласованном подходе, основанном на ЭФП Фаянса, наряду с характеристиками ядерной материи с хорошей точностью описываются ядерные массы и радиусы [30]. Более того, в этом подходе воспроизводятся экспериментальные данные по зарядовой плотности, полученные в ( $e, e'$ )-экспериментах [44]. По этой причине в настоящих расчетах не наблюдается существенных противоречий между оценками энергий ИАР и величины

“нейтронной шубы”, а также и энергии симметрии  $E_{\text{symm}}$ , часто возникающих для многих параметризаций функционала Скирма.

В заключение отметим важность самосогласованности ядерно-структурных и астрофизических расчетов. Энергия симметрии влияет не только на свойства основных и возбужденных состояний нейтроно-избыточных ядер, но и на уравнения состояния симметричной ядерной и нейтронной материи. Величина  $E_{\text{symm}}$  — необходимый ингредиент моделирования  $\gamma$ -процесса нуклеосинтеза, происходящего при слиянии нейтронных звезд. Таким образом, эта важная характеристика взаимодействия в масштабе нескольких фемтометров, тесно связанная с энергией ИАР, непосредственно отражается в свойствах компактных (макроскопических) объектов — нейтронных звезд.

Один из дней Международного симпозиума “Бесконечная и конечная ядерная материя” (INFINUM) в ЛТФ ОИЯИ, Дубна, 20–22 марта 2019 г. был посвящен памяти проф. Э.Е. Саперштейна. Благодарим организаторов и всех участников за обсуждения вопросов, тесно связанных с его работами. Мы с теплотой и признательностью вспоминаем Эдуарда Евсеевича Саперштейна — соавтора и друга, с которым нас объединяло многолетнее сотрудничество и общение.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант РФФИ 18-02-00670).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. P. Hohenberg and W. Kohn, *Phys. Rev.* **136**, B864 (1964).
2. W. Kohn and L. G. Sham, *Phys. Rev.* **140**, A1133 (1965).
3. *Energy Density Functional Methods for Atomic Nuclei*, Ed. by N. Shunck (IOP Publ. Ltd, 2019).
4. D. Steppenbeck, S. Takeuchi, N. Aoi, P. Doornenbal, M. Matsushita, H. Wang, H. Baba, N. Fukuda, S. Go, M. Honma, J. Lee, K. Matsui, S. Michimasa, T. Motobayashi, D. Nishimura, T. Otsuka, *et al.*, *Nature* **502**, 207 (2013).
5. R. F. Garcia-Ruiz, M. L. Bissell, K. Blaum, A. Ekström, N. Frömmgen, G. Hagen, M. Hammen, K. Hebeler, J. D. Holt, G. R. Jansen, M. Kowalska, K. Kreim, W. Nazarewicz, R. Neugart, G. Neyens, W. Nörtershäuser, *et al.*, *Nature Physics* **12**, 594 (2016).
6. S. A. Fayans, S. V. Tolokonnikov, E. L. Trykov, and D. Zawischa, *Nucl. Phys. A* **676**, 49 (2000).
7. I. N. Borzov, S. A. Fayans, E. Krömer, and D. Zawischa, *Z. Phys. A* **355**, 117 (1996).
8. С. А. Фаянс, Письма в ЖЭТФ **68**, 161 (1998) [*JETP Lett.* **68**, 169 (1998)].
9. V. A. Khodel and E. E. Saperstein, *Phys. Rept.* **92**, 183 (1982).



10. A. Bulgac, M. McNeil Forbes, Shi Jin, R. Navarro Perez, and N. Schunck, *Phys. Rev. C* **97**, 044313 (2018).
11. M. Baldo, L. M. Robledo, P. Schuck, and X. Vinas, *Phys. Rev. C* **95**, 014318 (2017).
12. P.-G. Reinhard and W. Nazarewicz, *Phys. Rev. C* **95**, 064328 (2017).
13. N. Auerbach, *Phys. Rept.* **98**, 273 (1983).
14. Э. Е. Саперштейн, С. В. Толоконников, *ЯФ* **74**, 1306 (2011) [*Phys. At. Nucl.* **74**, 1277 (2011)].
15. S. G. Rohoziński, J. Dobaczewski, and W. Nazarewicz, *Phys. Rev. C* **81**, 014313 (2010).
16. N. Paar, T. Nikšić, D. Vretenar, and P. Ring, *Phys. Rev.* **69**, 054303 (2004).
17. B. L. Birbrair, *Nucl. Phys. A* **108**, 449 (1968).
18. H. Liang, N. Van Giai, and J. Meng, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 122502 (2008).
19. И. Н. Борзов, С. А. Фаянс, Препринт-ФЭИ-1129 (1980).
20. Н. И. Пятов, С. А. Фаянс, *ЭЧАЯ* **14**, 953 (1983).
21. И. Н. Борзов, Е. Л. Трыков, С. А. Фаянс, *ЯФ* **52**, 985 (1990) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **52**, 627 (1990)].
22. G. Colò, H. Sagawa, N. Van Giai, P. F. Bortignon, and T. Suzuki, *Phys. Rev. C* **57**, 3049 (1998).
23. В. А. Родин, М. Г. Урин, *ЯФ* **66**, 2178 (2003) [*Phys. At. Nucl.* **66**, 2128 (2003)].
24. S. A. Fayans, E. L. Trykov, and D. Zawischa, *Nucl. Phys. A* **568**, 523 (1994).
25. X. Roca-Maza, L.-G. Cao, G. Colò, and H. Sagawa, *Phys. Rev. C* **94**, 044313 (2016).
26. P.-G. Reinhard and H. Flocard, *Nucl. Phys. A* **584**, 467 (1995).
27. J. F. Berger, M. Girod, and D. Gogny, *Nucl. Phys. A* **428**, 25 (1984).
28. И. Н. Борзов, С. В. Толоконников, *ЯФ* **82**, 471 (2019).
29. A. Bulgac and V. R. Shaginyan, *Nucl. Phys. A* **601**, 103 (1996).
30. Э. Е. Саперштейн, С. В. Толоконников, *ЯФ* **79**, 703 (2016) [*Phys. At. Nucl.* **79**, 1030 (2016)].
31. А. Б. Мигдал, *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер* (Наука, Москва, 1983).
32. J. A. Nolen, Jr. and J. P. Schiffer, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **19**, 471 (1969).
33. <https://www.nndc.bnl.gov/nudat2>
34. M. Wang, G. Audi, A. H. Wapstra, F. G. Kondev, M. MacCormick, X. Xu, and B. Pfeiffer, *Chin. Phys. C* **36**, 1603 (2012).
35. K. Yako, M. Sasano, K. Miki, H. Sakai, M. Dozono, D. Frekers, M. B. Greenfield, K. Hatanaka, E. Ihara, M. Kato, T. Kawabata, H. Kuboki, Y. Maeda, H. Matsubara, K. Muto, and S. Noji, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 012503 (2009).
36. R. 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).
37. Z. M. Niu, Y. F. Niu, H. Z. Liang, W. H. Long, and J. Meng, *Phys. Rev. C* **95**, 044301 (2017).
38. D. J. Horen, C. D. Goodman, C. C. Foster, C. A. Goulding, M. B. Greenfield, J. Rapaport, D. E. Bainum, E. Sugarbaker, T. G. Masterson, F. Petrovich, and W. G. Love, *Phys. Rev. Lett. B* **95**, 27 (1980); **67**, 055802 (2003).
39. Y. Yasuda *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **121**, 132501 (2018).
40. P. Puppe, D. Frekers, T. Adachi, H. Akimune, N. Aoi, B. Bilgier, H. Ejiri, H. Fujita, Y. Fujita, M. Fujiwara, E. Ganioglu, M. N. Harakeh, K. Hatanaka, M. Holl, H. C. Kozer, J. Lee, *et al.*, *Phys. Rev. C* **84**, 051305(R) (2011).
41. J. Jänecke, F. D. Becchetti, W. S. Gray, R. S. Tickle, and E. R. Sugarbacker, *Nucl. Phys. A* **402**, 262 (1983).
42. G. V. Kolomiytsev, M. L. Gorelik, and M. H. Urin, *Eur. Phys. J. A* **54**, 228 (2018).
43. A. P. Severyukhin, V. V. Voronov, I. N. Borzov, N. N. Arsenyev, and N. Van Giai, *Phys. Rev. C* **90**, 044320 (2014).
44. J. Heisenberg, J. Lichtenstadt, C. N. Papanicolas, and J. S. McCarthy, *Phys. Rev. C* **25**, 2292 (1982).

## FAYANS FUNCTIONAL: SELF-CONSISTENT DESCRIPTION OF ISOSPIN EXCITATIONS

I. N. Borzov<sup>1),2)</sup>, S. V. Tolokonnikov<sup>1),3)</sup>

<sup>1)</sup> National Research Center “Kurchatov Institute”, Moscow, Russia

<sup>2)</sup> Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

<sup>3)</sup> Moscow Institute of Physics and Technology (State University), Dolgoprudny, Russia

Energy density functional DF3 developed previously by Fayans et al. is modified in order to fully self-consistently describe the isobaric analog resonances (IAR) in the nuclei with pairing. The use is made of the continuum quasiparticle random-phase approximation (CQRPA). Systematic analysis of the binding energies of isobaric doublets and transition energies of the isobaric triplets in the mirror nuclei makes it possible to constrain the screening parameters of the Coulomb exchange interaction. Comparison with experiment shows a better description of the IAR energies for the reference neutron-rich Sn and Pb isotopes with developed neutron pairing using the newly designed DF3-f functional than in self-consistent calculations with the relativistic functional DC3\* and SAMi Skyrme functional. The DF3-f functional was applied for the first time to calculations of the IAR properties in Ru, Pd, Cd isotopes with pairing in both neutron and proton systems, as well as in the isotonic chain with  $N = 82$ .

## ЗАРЯДОВО-ОБМЕННЫЕ ИЗОБАРИЧЕСКИЕ РЕЗОНАНСЫ И ПАРАМЕТРЫ ЛОКАЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

© 2020 г. Ю. С. Лютостанский\*

Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

Поступила в редакцию 28.08.2019 г.; после доработки 28.08.2019 г.; принята к публикации 28.08.2019 г.

Три типа изобарических резонансов: гигантский гамов-теллеровский (GTR), аналоговый (AR) и пигми (PR) резонансы исследуются в рамках микроскопической теории конечных ферми-систем и в ее модельном приближении. Рассчитанные энергии GTR, AR и PR хорошо согласуются с экспериментальными данными. Параметры локальных изоспин-изоспинового и спин-изоспинового взаимодействий Ландау–Мигдала определяются из сравнения рассчитанных энергий GTR, AR и PR с экспериментальными данными. Сравнение значений полученных параметров со значениями, полученными другими авторами из экспериментальных данных по зарядово-обменным реакциям, показало совпадение в пределах погрешностей для большинства случаев.

DOI: 10.31857/S0044002720010079

*Статья посвящается светлой памяти Эдуарда Саперштейна*

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Зарядово-обменные изобарические состояния проявляются в соответствующих реакциях перезарядки, например,  $(\nu, e)$ ,  $(p, n)$ ,  $(n, p)$ ,  $(^3\text{He}, t)$ ,  $(t, ^3\text{He})$ ,  $(^6\text{Li}, ^6\text{He})$  и др., или в  $\beta$ -переходах ядер, в том числе в процессах, связанных с  $\beta$ -распадом. Теоретическое изучение этих коллективных состояний началось с первых расчетов гигантского гамов-теллеровского резонанса (GTR) [1] и других коллективных состояний [2] задолго до их экспериментальных исследований в реакциях перезарядки [3, 4]. Ниже GTR расположен изобарический аналоговый резонанс (AR), а еще ниже так называемые пигми-резонансы (PR) [5], которые важны в реакциях перезарядки [6, 7] и в процессах, связанных с  $\beta$ -распадом [8].

Наиболее полные экспериментальные исследования зарядово-обменных возбуждений в девяти изотопах олова с  $A = 112-124$  были проведены в [6], где исследовалась реакция перезарядки  $\text{Sn}(^3\text{He}, t)\text{Sb}$  при энергии  $E(^3\text{He}) = 200$  МэВ. Энергии возбуждения ( $E_x$ ), ширины ( $\Gamma$ ) и сечения  $d\sigma/d\Omega$  (мбн/ср) были измерены для гигантского гамов-теллеровского, аналогового и трех пигми-резонансов. Недавно были проведены исследования зарядово-обменных резонансов в реакции  $^{132}\text{Sn}(p, n)^{132}\text{Sb}$  на дважды магическом очень

нейтронно-избыточном изотопе  $^{132}\text{Sn}$  [9]. В этом эксперименте была также получена константа локального спин-изоспинового взаимодействия Ландау–Мигдала, которая сравнивается с настоящими расчетами.

В настоящей работе также анализируются параметры изоспин-изоспинового взаимодействия из сравнения расчетных значений с экспериментальными данными по энергиям аналоговых резонансов и аналогового-антианалогового (AR–AAR) расщеплений. Зарядово-обменные резонансы исследуются в настоящей работе в рамках микроскопической теории конечных ферми-систем (ТКФС) [10] и в ее модельном варианте [11].

### 2. МЕТОД РАСЧЕТА

Изобарические резонансы и другие зарядово-обменные возбуждения ядер описываются в микроскопической теории конечных ферми-систем системой уравнений для эффективного поля [10]:

$$V_{pn} = e_q V_{pn}^\omega + \sum_{p'n'} F_{np,n'p'}^\omega \rho_{p'n'}, \quad (1)$$

$$V_{pn}^h = \sum_{p'n'} F_{np,n'p'}^\omega \rho_{p'n'}^h,$$

где  $V_{pn}$  и  $V_{pn}^h$  — эффективные поля квазичастиц и дырок в ядре,  $V_{pn}^\omega$  — внешнее зарядово-обменное поле. Система секулярных уравнений (1) решалась для разрешенных переходов с локальным нуклон-нуклонным взаимодействием  $F^\omega$  в форме Ландау–Мигдала [10]:

$$F^\omega = C_0 (f'_0 + g'_0 (\sigma_1 \sigma_2)) (\tau_1 \tau_2) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \quad (2)$$

\*E-mail: lutostansky@yandex.ru

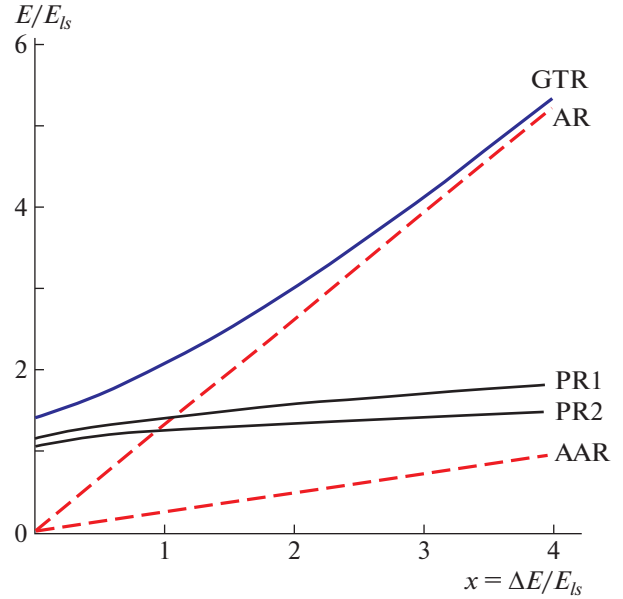
где  $C_0 = (d\rho/d\varepsilon_F)^{-1} = 300 \text{ МэВ фм}^3$  ( $\rho$  — средняя плотность ядерной материи),  $f'_0$  и  $g'_0$  — параметры соответственно изоспин-изоспинового и спин-изоспинового взаимодействия квазичастиц. Эти константы взаимодействия являются феноменологическими параметрами и, в данном случае, подбираются из сравнения с экспериментальными данными и из соображений симметрии (см. ниже).

Учет членов, связанных с пионной модой, приводит к эффективной перенормировке константы  $g'_0$  [12]:

$$g'_{0\text{эф}} = g'_0 - \Delta g'_\pi, \quad (3)$$

где  $\Delta g'_\pi$  — поправка к  $g'_0$ , учитывающая влияние пионной моды, связанной, в основном, с высоколежащей  $\Delta$ -изобарой. В квазиклассическом приближении для переходов с  $\Delta n = 0$ , где  $\Delta n$  — изменение главного квантового числа, к которым относится ГТР,  $\Delta g'_\pi \approx 0$  и эффективная константа  $g'_0$  близка к локальной. Согласно расчетам с учетом пионной моды [12] эти эффекты оказывают влияние на состояния, лежащие существенно выше ГТР.

Используемая здесь параметризация эффективного взаимодействия Ландау—Мигдала с помощью констант  $f'_0$  и  $g'_0$  является довольно упрощенной, однако такой подход позволяет относительно просто рассчитать характеристики изобарических состояний. Ранее в [12] из сравнения рассчитанных и экспериментальных значений энергий ГТР и АР было получено  $f'_0 = 1.35$  и  $g'_0 = 1.22$ , причем для  $f'_0$  подтвердилось значение, полученное из анализа энергетического расщепления изобарического аналогового и антианалогового состояний [13]. С этими параметрами взаимодействия были рассчитаны энергии коллективных изобарических возбуждений в рамках решения уравнений ТКФС (1). На рис. 1 представлены полученные с использованием квазиклассического усреднения сумм по одночастичным конфигурациям зависимости энергий коллективных изобарических возбуждений, деленные на среднюю энергию спин-орбитального расщепления —  $E_{ls}$  [14, 15], от безразмерного параметра  $x = \Delta E/E_{ls} \sim (N - Z)/A$  [ $\Delta E = (4/3)\varepsilon_F(N - Z)/A$ ,  $\varepsilon_F \approx 40 \text{ МэВ}$ ]. Из рис. 1 видно, что при больших значениях изотопического параметра  $x \sim (N - Z)/A$ , т.е. в тяжелых или сильно нейтронно-избыточных ядрах, энергии ГТР и АР сближаются, и наклоны соответствующих линий становятся примерно одинаковыми. Это свидетельствует о близости констант  $f'_0$  и  $g'_0$  и восстановлении вигнеровской  $SU(4)$ -суперсимметрии [15].



**Рис. 1.** Зависимости энергий коллективных изобарических возбуждений, деленные на среднюю энергию спин-орбитального расщепления —  $E_{ls}$  [14, 15], от безразмерного параметра  $x = \Delta E/E_{ls} \sim (N - Z)/A$  [ $\Delta E = (4/3)\varepsilon_F(N - Z)/A$ ,  $\varepsilon_F \approx 40 \text{ МэВ}$ ]. ГТР и АР — гамов-теллеровский и аналоговый резонансы, PR1 и PR2 — пигми-резонансы, ААР — изобарическое антианалоговое состояние.

### 3. ПАРАМЕТРЫ ЛОКАЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

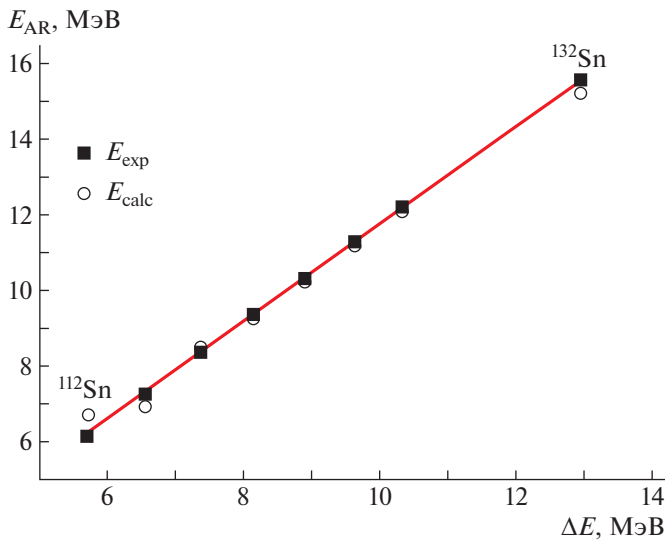
Интерес к параметрам изобарических возбуждений особенно проявляется в последнее время в связи с их наблюдением в зарядово-обменных реакциях на экзотических сильно нейтронно-избыточных ядрах и попытками их расчетов в микроскопических подходах (см., например, [9]). При этом параметры изоспин-изоспинового и спин-изоспинового взаимодействия играют определяющую роль, так как от них напрямую зависят энергии гамов-теллеровского и аналогового резонансов (см. рис. 1).

Энергия аналогового резонанса линейно зависит от параметра изоспин-изоспинового возбуждения  $f'_0$  (2), определяющего наклон в зависимости

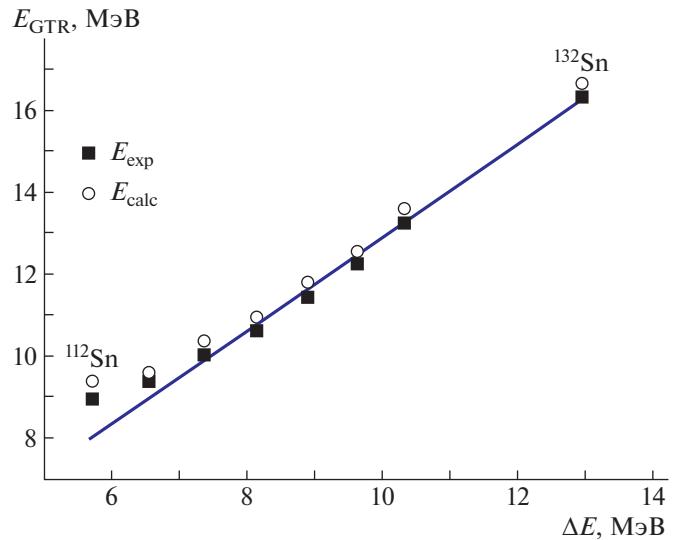
$$E_{AR} = f'_0 \Delta E = f'_0 \times \frac{4}{3} \varepsilon_F \frac{N - Z}{A}, \quad (4)$$

$\varepsilon_F \approx 40 \text{ МэВ}$ .

Такая линейная зависимость  $E_{AR}$  от изотопического параметра  $(N - Z)/A$  получается в расчетах с использованием ТКФС-теории [13] и такая же зависимость наблюдается в эксперименте, как видно из рис. 2 для четных изотопов олова. Как видно из рис. 2, недавно измеренный экстремальный изотоп  $^{132}\text{Sn}$  [9] прекрасно ложится на эту зависимость.



**Рис. 2.** Зависимость энергии аналогового резонанса от параметра  $\Delta E = (4/3)\varepsilon_F(N - Z)/A$ ,  $\varepsilon_F \approx 40$  МэВ для четно-четных изотопов олова. Точки: ■ — экспериментальные данные, ○ — расчеты по ТКФС.



**Рис. 3.** Зависимость энергии гамов-теллеровского резонанса от параметра  $\Delta E$  для четно-четных изотопов олова. Обозначения те же, что и на рис. 2.

Расчеты  $E_{AR}$  для большого количества (38) ядер позволили применить линейную интерполяцию при фитировании расхождений расчетных и экспериментальных данных и получить итоговое значение

$$f'_0 = 1.351 \pm 0.027, \quad (5)$$

которое мало отличается от значения, полученного ранее  $f'_0 = 1.35$  [12, 13].

Спин-изоспиновое взаимодействие определяется сложнее, чем рассмотренное изоспин-изоспиновое. Так, в обзоре Э.Е. Саперштейна и С.В. Толоконникова [16] рассматриваются различные виды взаимодействий, включающих спин-изоспиновые компоненты, в том числе и тензорное взаимодействие. Эти компоненты имеют локальный характер и могут сильно влиять на низколежащие состояния так же, как и запрещенные переходы [17]. В настоящей работе, как и в [9], параметры изоспин-зависящих взаимодействий извлекаются из сравнения расчетных и экспериментальных данных по наиболее коллективным зарядово-обменным изобарическим резонансам, на которые запрещенные переходы, тензорное взаимодействие и другие слабые процессы оказывают слабое влияние, но их необходимо учитывать в расчетах периодов полураспада и процессов, связанных с  $\beta$ -распадом [18]. Влияние пионной моды с виртуальным высоколежащим резонансом согласно (3) также можно считать незначительным, как было показано в эксперименте [9].

Энергии гигантского гамов-теллеровского резонанса определяют параметр  $g'_0$  локального спин-изоспинового взаимодействия в форме Ландау—

Мигдала (2). На рис. 3 представлена зависимость энергий GTR от параметра  $\Delta E = (4/3)\varepsilon_F(N - Z)/A$  для четных изотопов олова. Видно, что эта зависимость приближается к прямой линии для тяжелых изотопов с большими значениями  $\Delta E \sim (N - Z)/A$ , как и на рис. 1. Это позволяет применять линейное фитирование при определении параметра  $g'_0$  и рассчитывать поправки  $\Delta g'_0$ .

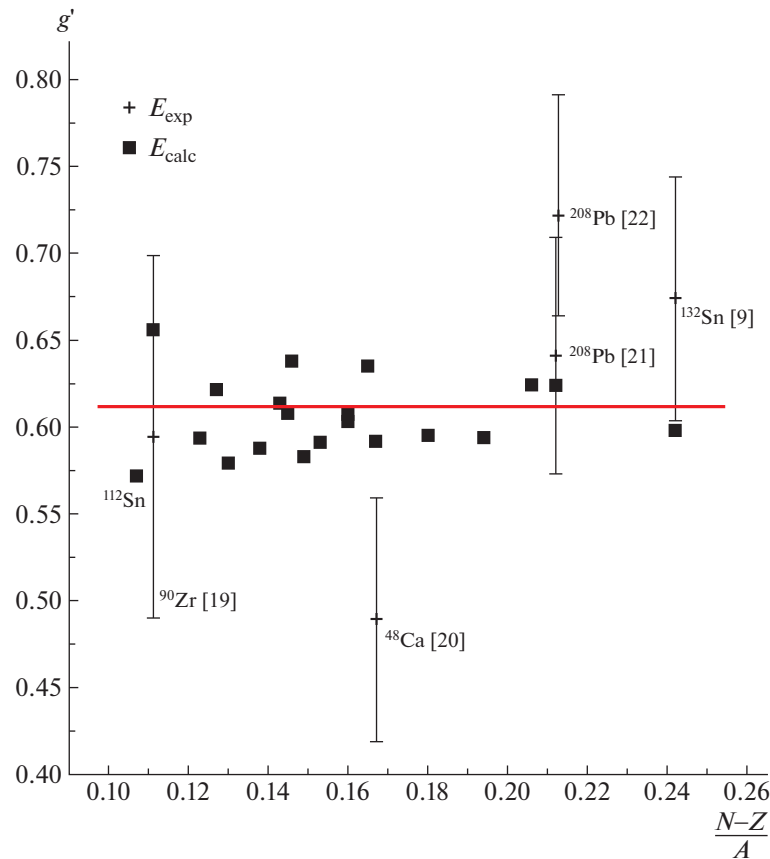
Полученные параметры  $g' = g'_0/2$  для 21 ядра представлены на рис. 4 в зависимости от изотопического параметра  $(N - Z)/A$ . Здесь представлено значение  $g'_0/2$ , которое используется в других теоретических подходах. Таким образом, из сравнения ТКФС-расчетов с экспериментальными данными по энергиям GTR получено:

$$g' = g'_0/2 = 0.607 \pm 0.024 \quad (6)$$

$$\text{и } g'_0 = 1.214 \pm 0.048.$$

Это близко к значению  $g'_0 = 1.22$ , полученному ранее.

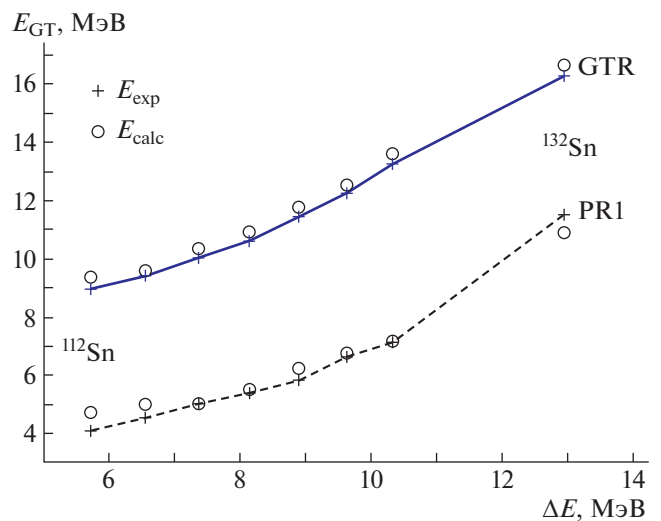
На рис. 4 представлены также значения, полученные из обработки экспериментальных данных:  $^{90}\text{Zr}$  — [19],  $^{48}\text{Ca}$  — [20],  $^{208}\text{Pb}$  — [21],  $^{208}\text{Pb}$  — [22],  $^{132}\text{Sn}$  — [9]. Наибольшие отклонения наблюдаются у ядер  $^{48}\text{Ca}$  — [20] и  $^{208}\text{Pb}$  — [22], хотя настоящие расчеты по этим ядрам близки к значению (6). Отметим, что энергия  $E_{GTR}$  нейтронно-избыточного ядра  $^{48}\text{Ca}$  с единственным GT-переходом  $1f_{5/2} - 1f_{7/2}$  сильно зависит от спин-орбитального взаимодействия, которое определяется спин-зависящими силами, и это



**Рис. 4.** Зависимость параметра спин-изоспинового взаимодействия  $g' = g'_0/2$  от изотопического параметра  $(N - Z)/A$ . Точки: квадраты — расчеты по ТКФС, кресты — экспериментальные данные. Линия — среднее расчетное значение  $g' = 0.605 \pm 0.024$ . Цифры — ссылки на публикации соответствующих экспериментальных данных [9, 19–22].

вносит дополнительные расхождения в несогласованные расчеты [16]. Для эксперимента [22] по ядру  $^{208}\text{Pb}$  отметим, что этот результат 1982 г. был перемерен в 2012 г. [21] и совпал с настоящими расчетами. Другие экспериментальные данные находятся в пределах погрешностей и соответствуют значению (6). Особенно отметим недавний эксперимент [9], показавший хорошее совпадение с настоящими ТКФС-расчетами (см. рис. 3 и 4).

Еще одно уточнение параметра спин-изоспинового взаимодействия  $g'_0$  получено из сравнения расчетов с экспериментальными данными по энергиям пигми-резонансов. На рис. 5 представлены энергии гамов-теллеровского (GTR) и пигми-1 (PR1) резонансов в зависимости от изотопического параметра  $\Delta E \sim (N - Z)/A$ . Экспериментальные данные по GTR и PR1 для сильно нейтронно-избыточного изотопа  $^{132}\text{Sn}$  получены недавно в реакции  $^{132}\text{Sn}(p, n)^{132}\text{Sb}$  [9], а данные по более легким изотопам были опубликованы много раньше [6]. Микроскопические расчеты по ТКФС для этих ядер [5] с  $g'_0 = 1.22$  показывают хорошее совпаде-



**Рис. 5.** Зависимость энергий гамов-теллеровского и пигми-1 резонансов от параметра  $\Delta E = (4/3)\epsilon_F(N - Z)/A$ ,  $\epsilon_F \approx 40$  МэВ для чётно-чётных изотопов олова. Точки: кресты — экспериментальные данные, кружки — расчеты по ТКФС.

ние с экспериментальными данными и подтверждают правильность выбранного значения параметра  $g'_0$ . Для изотопа  $^{132}\text{Sn}$  расчеты проведены по той же ТКФС-методике и с тем же значением параметра  $g'_0$ , но расхождения с экспериментальными данными получились несколько большими, чем у более легких изотопов олова. Эти расхождения не могут быть скомпенсированы корректированием параметра  $g'_0$ , и расчеты по  $^{132}\text{Sn}$  только подтверждают правильность выбранного значения этого параметра.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Три типа изобарических резонансов: гигантский гамов-теллеровский, аналоговый и пигми-резонансы исследуются в рамках микроскопической теории конечных ферми-систем и в ее модельном приближении. Рассчитанные энергии GTR, AR и PR хорошо согласуются с экспериментальными данными. Параметры локального изоспин-изоспинового и спин-изоспинового взаимодействий Ландау–Мигдала определяются из сравнения рассчитанных энергий GTR, AR и PR с экспериментальными данными. Полученные значения констант локального взаимодействия Ландау–Мигдала совпадают в пределах погрешностей со значениями, полученными ранее и используемыми в предыдущих расчетах. Сравнение значений полученных параметров со значениями, полученными другими авторами из экспериментальных данных по зарядово-обменным реакциям, показало совпадение в пределах погрешностей для большинства случаев. К полученным значениям параметров  $f'_0$  и  $g'_0$  с погрешностями в 2% и 4% соответственно надо добавить неопределенность  $\sim 5\%$ , возникающую в самосогласованном описании изоспиновых возбуждений при включении различных взаимодействий [И.Н. Борзов, частное сообщение].

Параметр  $g'_0$  локального спин-изоспинового взаимодействия в форме Ландау–Мигдала (2) исследовался с целью анализа возможности проявления  $\pi$ -мезонной моды в зарядово-обменных взаимодействиях, как это делалось в работе [9]. Анализ полученного значения параметра  $g'_0$  для изотопа  $^{132}\text{Sn}$  подтвердил предыдущие результаты, полученные из сравнения предыдущих микроскопических ТКФС-расчетов с экспериментальными данными по энергиям GTR для 20 атомных ядер и не выявил никаких проявлений  $\pi$ -мезонной моды в зарядово-обменных возбуждениях гамов-теллеровского типа. До сих пор неясным остается вопрос с quenching-эффектом [23], недобором в правиле сумм для гамов-теллеровских возбуждений.

Наблюдающееся сближение энергий гигантского гамов-теллеровского и аналогового резонансов в тяжелых ядрах и близость значений параметров изоспин-изоспинового и спин-изоспинового взаимодействий свидетельствуют о восстановлении вигнеровской  $SU(4)$ -суперсимметрии в тяжелых атомных ядрах [11, 24].

В заключение этой статьи необходимо отметить основополагающий вклад Э.Е. Саперштейна в теорию конечных ферми-систем и особенно в часть, связанную с описанием взаимодействия квазичастиц (см., например, обзор [16]). Эти работы проводились совместно с В.А. Ходелем и С.А. Фаянсом под руководством А.Б. Мигдала. Самосогласованная ТКФС [25] развивалась параллельно методу Хартри–Фока, и эта теория кратко изложена во втором издании книги А.Б. Мигдала [10].

В те далекие годы автор настоящей статьи занимался расчетами зарядово-обменных возбуждений атомных ядер и широко использовал эти новые достижения в самосогласованной ТКФС. С Эдуардом Саперштейном я познакомился еще в 1968 г., будучи студентом-дипломником, и с тех пор я испытываю глубокое уважение к нему как к великому физику и замечательному человеку.

Автор благодарен Э.Е. Саперштейну, И.Н. Борзову, В.Н. Тихонову и С.В. Толоконникову за стимулирующие дискуссии и помощь в работе.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 18-02-00670.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ю. В. Гапонов, Ю. С. Лютостанский, Письма в ЖЭТФ **15**, 173 (1972) [JETP Lett. **15**, 120 (1972)].
2. Ю. В. Гапонов, Ю. С. Лютостанский, ЯФ **19**, 62 (1974) [Sov. J. Nucl. Phys. **19**, 33 (1974)].
3. R. R. Doering, A. Galonsky, D. M. Patterson, and G. F. Bertsch, Phys. Rev. Lett. **35**, 1691 (1975).
4. A. Galonsky, R. R. Doering, D. M. Patterson, and H. W. Bertini, Phys. Rev. C **14**, 748 (1976).
5. Ю. С. Лютостанский, Письма в ЖЭТФ **106**, 9 (2017) [JETP Lett. **106**, 7 (2017)].
6. 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).
7. Ю. С. Лютостанский, В. Н. Тихонов, ЯФ **81**, 515 (2018) [Phys. At. Nucl. **81**, 540 (2018)].
8. D. Verney, D. Testov, F. Ibrahim, Yu. Penionzhkevich, B. Rousseire, 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).

9. J. Yasuda, M. Sasano, R. G. T. Zegers, H. Baba, D. Bazin, W. Chao, M. Dozone, N. Fukuda, N. Inabe, T. Isobe, G. Jhang, D. Kameda, M. Kaneko, K. Kishimoto, M. Kobayashi, N. Kobayashi, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **121**, 132501 (2018).
10. А. Б. Мигдал, *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер*, 2-е изд. (Наука, Москва, 1983) [A. B. Migdal, *Theory of Finite Fermi Systems and Applications to Atomic Nuclei* (Intersci., New York, 1967, 1st ed.)].
11. Yu. S. Lutostansky, EPJ Web Conf. **194**, 02009 (2018).
12. Ю. С. Лютостанский, ЯФ **74**, 1207 (2011) [Phys. At. Nucl. **74**, 1176 (2011)].
13. Ю. В. Гапонов, Ю. С. Лютостанский, ЯФ **16**, 484 (1972) [Sov. J. Nucl. Phys. **16**, 270 (1972)].
14. Ю. С. Лютостанский, В. Н. Тихонов, Изв. РАН. Сер. физ. **78**, 556 (2014) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **78**, 373 (2014)].
15. Ю. С. Лютостанский, В. Н. Тихонов, Письма в ЖЭТФ **102**, 10 (2015) [JETP Lett. **102**, 7 (2015)], arXiv: 1509.02014v1 [nucl-th].
16. Э. Е. Саперштейн, С. В. Толоконников, ЯФ **79**, 703 (2016) [Phys. At. Nucl. **79**, 1030 (2016)].
17. I. N. Borzov, Phys. At. Nucl. **79**, 910 (2016).
18. I. N. Borzov, EPJ Web Conf. **107**, 06002 (2016).
19. T. Wakasa, M. Ichimura, and H. Sakai, Phys. Rev. C **72**, 067303 (2005).
20. H. Liang, N. Van Giai, and J. Meng, Phys. Rev. Lett. **101**, 122502 (2008).
21. T. Wakasa, M. Okamoto, M. Dozono, K. Hatanaka, M. Ichimura, S. Kuroita, Y. Maeda, H. Miyasako, T. Noro, T. Saito, Y. Sakemi, T. Yabe, and K. Yako, Phys. Rev. C **85**, 064606 (2012).
22. T. Suzuki, Nucl. Phys. A **379**, 110 (1982).
23. A. Arima, Nucl. Phys. A **649**, 260 (1999).
24. Yu. S. Lutostansky, *International Workshop "Infinite and Finite Nuclear Matter" (INFINUM), 20–22 March 2019, JINR BLTP*.
25. V. A. Khodel and E. E. Saperstein, Phys. Rept. **92**, 183 (1982).

## CHARGE-EXCHANGE ISOBARIC RESONANCES AND LOCAL INTERACTION PARAMETERS

Yu. S. Lutostansky

*National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, Russia*

Three types of the charge-exchange isobaric resonances: giant Gamow–Teller (GTR), the analog (AR) and pygmy (PR) resonances are investigated using the microscopic theory of finite Fermi systems and its approximated model version. The calculated energies of GTR, AR, and PR's are in good agreement with the experimental data. The parameters of local Landau–Migdal isospin–isospin and spin–isospin interactions are defined from comparing the calculated energies of GTR, AR, and PR's with the experimental data. Comparison of the obtained values of the parameters with the values obtained by other authors from the experimental data on charge-exchange reactions showed a coincidence within the limits of error for most cases.

## ВОССТАНОВЛЕНИЕ ВИГНЕРОВСКОЙ СУПЕРСИММЕТРИИ В ТЯЖЕЛЫХ И СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДРАХ

© 2020 г. Ю. С. Лютостанский\*

Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

Поступила в редакцию 28.08.2019 г.; после доработки 28.08.2019 г.; принята к публикации 28.08.2019 г.

Возможность восстановления вигнеровской суперсимметрии ( $SU(4)$ -симметрии) в тяжелых и сверхтяжелых ядрах анализируется с нескольких сторон путем сравнения расчетов с экспериментальными данными. Представлены разности энергий гигантского гамов-теллеровского и аналогового резонансов —  $E_G$  и  $E_A$ , рассчитанные в теории конечных ферми-систем для 34 ядер, для которых известны экспериментальные данные. Рассчитанные разности энергий  $\Delta E_{G-A}$  между  $E_G$  и  $E_A$  стремятся к нулю в более тяжелых ядрах, демонстрируя восстановление вигнеровской  $SU(4)$ -симметрии. Также в рамках  $SU(4)$ -подхода анализируется изотопическая зависимость разности кулоновских энергий соседних ядер-изобар для более чем 400 ядер в интервале массовых чисел  $A = 5-244$ . Подтверждается восстановление вигнеровской  $SU(4)$ -симметрии в тяжелых ядрах. Показано, что восстановление  $SU(4)$ -симметрии не противоречит возможности существования “острова стабильности” в районе сверхтяжелых ядер.

DOI: 10.31857/S0044002720010080

*Статья посвящается светлой памяти  
Эдуарда Саперштейна*

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Более 80 лет назад Е. Вигнер предложил использовать спин-изоспиновую симметрию для описания свойств атомных ядер [1], в том числе и масс малонуклонных систем. Эта симметрия, основанная на  $SU(4)$ -групповом подходе, работала в легких ядрах и разрушалась спин-зависимыми силами, в основном спин-орбитальным ( $ls$ )-взаимодействием в более тяжелых ядрах. В легких ядрах значения орбитального момента  $l$  невелики ( $l < 2$ ) и спин-орбитальное взаимодействие мало, но в более тяжелых ядрах энергии спин-орбитального расщепления  $E_{ls}$  значительны, например в  $^{48}\text{Ca}$   $E_{ls} \approx 8.4$  МэВ, и супермультиплетный подход не применим.

Возможность восстановления вигнеровской суперсимметрии [1] в тяжелых ядрах прогнозировалась более 45 лет тому назад [2], исходя из предположения о вырождении двух наиболее коллективных изобарических состояний — гамов-теллеровского (ГТР) и аналогового (АР) резонансов. В то время (1973 г.) аналоговый, или фермиевский резонанс был хорошо известен, но первые расчеты параметров ГТР были опубликованы только в предыдущем 1972 г. [3] —

за несколько лет до его экспериментального обнаружения в зарядово-обменных реакциях [4, 5]. Сначала представлялось, что ГТР должен быть расположен выше АР на величину средней энергии спин-орбитального расщепления —  $E_{ls}$ , как спин-флипповое состояние, и его ширина должна быть порядка  $E_{ls}$ . Затем в результате совместных с Ю.В. Гапоновым расчетов выяснилось, что энергетическое расщепление ГТР и АР не равно  $E_{ls}$ , а уменьшается в тяжелых изотопах. Эффект сближения энергий ГТР и АР в тяжелых ядрах был впервые отмечен в 1973 г. в результате наших расчетов для более чем 70 изотопов [2, 6]. Тогда мы предположили, что вигнеровская  $SU(4)$ -суперсимметрия [1] должна восстанавливаться в тяжелых ядрах, потому что ГТР и АР в данном подходе принадлежат одному супермультиплету, имея одинаковые основные параметры. Поскольку на время предсказания параметров ГТР его энергии еще не были измерены, то вопрос об экспериментальной проверке гипотезы восстановления вигнеровской  $SU(4)$ -симметрии в тяжелых ядрах в то время решить было невозможно.

Вопрос о применимости  $SU(4)$ -подхода в ядерной физике долгое время оставался открытым. Хотя предположение Е. Вигнера [1] о реализации  $SU(4)$ -симметрии в ядерных процессах остается во многом дискуссионным, тем не менее к настоящему времени уже накоплен ряд теоретических и экспериментальных фактов, подтверждающих эту гипотезу. Об этом говорят близость изоспиновой

\*E-mail: lutostansky@yandex.ru



и спин-изоспиновой констант взаимодействия [7], близость отношения  $g_V/g_A$  для ядерной материи к единице [8] и отмеченное в [6] подавление спин-орбитальных эффектов в заряженном канале возбуждения ядер. Отмечу также высокую точность ( $\sim 100$  кэВ) и небольшое число эмпирических параметров массовой формулы для тяжелых ядер, построенной на основе  $SU(4)$ -симметрии [9].

В настоящее время имеются три возможности проверить гипотезу о восстановлении вигнеровской  $SU(4)$ -симметрии из сравнения расчетных и экспериментальных ядерных данных. Первая — из анализа вырождения гамов-теллеровского и аналогового резонансов, так как в этом случае оба резонанса должны принадлежать одному супермультиплету согласно  $SU(4)$ -подходу. Вторая возможность связана с выполнением для масс ядер соотношения Францини и Радикатти [10], следующего из  $SU(4)$ -теории. Третья — связана с анализом кулоновских энергий ядер и их изотопической зависимости [11]. Анализ этих трех возможностей и восстановление вигнеровской суперсимметрии рассматривались в работе [12].

В настоящей работе сопоставляются результаты наших расчетов разности энергий  $\Delta E_{G-A}$  между ГТР —  $E_G$  и АР —  $E_A$  с экспериментальными данными и исследуется восстановление вигнеровской  $SU(4)$ -симметрии вплоть до сверхтяжелых ядер с  $A = 290$ . Также в рамках  $SU(4)$ -симметрии анализируется изотопическая зависимость разности кулоновских энергий соседних ядер-изобар для более чем 400 ядер, для которых известны экспериментальные данные в интервале массовых чисел  $A = 5-244$ .

В связи с восстановлением вигнеровской суперсимметрии в тяжелых ядрах неопределенной становится интерпретация энергии спин-орбитального расщепления и связанная с ней оболочечная структура и, следовательно, возможность существования “острова стабильности” в районе сверхтяжелых ядер [13]. Этот вопрос также обсуждается в настоящей работе.

## 2. МЕТОД РАСЧЕТА

Зарядово-обменные возбуждения ядер описываются в ТКФС системой уравнений для эффективного поля [14]:

$$\begin{aligned} V_{pn} &= e_q V_{pn}^\omega + \sum_{p'n'} F_{np,n'p'}^\omega \rho_{p'n'}, & (1) \\ V_{pn}^h &= \sum_{p'n'} F_{np,n'p'}^\omega \rho_{p'n'}^h, \\ d_{pn}^1 &= \sum_{p'n'} F_{np,n'p'}^\xi \varphi_{p'n'}^1, \end{aligned}$$

$$d_{pn}^2 = \sum_{p'n'} F_{np,n'p'}^\xi \varphi_{p'n'}^2.$$

Здесь  $V_{pn}$  и  $V_{pn}^h$  — эффективные поля квазичастиц и дырок в ядре,  $V_{pn}^\omega$  — внешнее зарядово-обменное поле,  $d_{pn}^1$  и  $d_{pn}^2$  — эффективные вершины, описывающие изменение спаривательной щели  $\Delta$  во внешнем поле,  $F^\omega$  и  $F^\xi$  — амплитуды эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия в каналах частица-дырка и частица-частица;  $\rho$ ,  $\rho^h$ ,  $\varphi^1$  и  $\varphi^2$  — соответствующие переходные плотности (подробнее см. [15]). Эффекты изменения спаривательной щели во внешнем поле пренебрежимо малы, т.е.  $d_{pn}^1 = d_{pn}^2 = 0$ , что оправдано в нашем случае для внешних полей с нулевыми диагональными элементами [14].

В расчетах использовалось локальное нуклон-нуклонное взаимодействие  $F^\omega$  в форме Ландау-Мигдала [14]:

$$F^\omega = C_0 (f'_0 + g'_0 (\sigma_1 \sigma_2)) (\tau_1 \tau_2) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \quad (2)$$

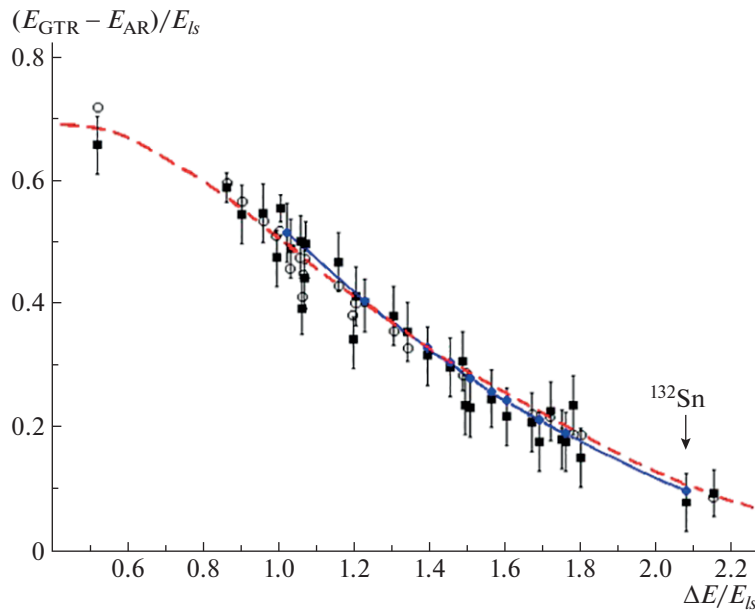
куда входят константы  $f'_0$  изоспин-изоспинового и  $g'_0$  спин-изоспинового взаимодействия квазичастиц с  $L = 0$ , которые являются феноменологическими параметрами и в данном случае подбираются из сравнения с экспериментальными данными. В настоящих расчетах используются значения  $f'_0 = 1.35 \pm 0.03$  и  $g'_0 = 1.22 \pm 0.05$ , которые получены из сравнения рассчитанных энергий ГТР и АР с экспериментальными данными [16].

Расчеты энергий ГТР и АР проводились как в самосогласованной ТКФС (частичное согласование с локальным взаимодействием и  $m^* = m$ ), так и в ее приближенном модельном варианте [17], в котором удалось получить аналитический вид решений для коллективных изобарических состояний. Для разности энергий  $\Delta E_{G-A}$  между  $E_G$  и  $E_A$  решение при  $V(r) = \text{const}$ , нормированное на энергию  $E_{ls}$  для ядер с  $\Delta E > E_{ls}$  ( $x > 1$ ), имеет вид

$$\begin{aligned} y(x) &= \Delta E_{G-A}/E_{ls} \approx (g'_0 - f'_0)x + & (3) \\ &+ b \frac{1 + bg'_0}{g'_0 x} [1 + c_A/x^2]^{-1}, \end{aligned}$$

где  $x = \Delta E/E_{ls}$ ,  $\Delta E = (4/3)\varepsilon_F(N - Z)/A$ ,  $\varepsilon_F \approx 40$  МэВ;  $b = \frac{2}{3}[1 - (2A)^{-1/3}]$  и  $c_A = 0.8/A^{1/3}$ .

В формуле (3) средняя энергия спин-орбитального расщепления  $E_{ls}$  является параметром, который может быть рассчитан из одночастичной схемы спин-флипповых ГТ-переходов, как это делалось раньше [6, 18], а может быть получен феноменологически из сравнения расчетов энергии  $\Delta E_{G-A}$  с экспериментальными данными. Для ядер с  $N \leq 82$  зависимость энергии  $E_{ls}$  от числа нейтронов  $N$



**Рис. 1.** Зависимости безразмерной разности энергий GTR и AR для 34 ядер  $y(x) = (E_{\text{GTR}} - E_{\text{AR}})/E_{ls}$  от параметра  $x = \Delta E/E_{ls}$ , рассчитанные как по микроскопической ТКФС (белые кружки), так и экспериментальные данные (черные квадраты). Темные кружки, соединенные линией, — рассчитанные значения для изотопов Sn, штриховая кривая — расчеты  $\Delta y_0(x)$  по формуле (3) для ядер, расположенных на линии бета-стабильности.

определяется оболочечной структурой, а в области тяжелых ядер с  $N > 82$  использовалось соотношение [19]:

$$E_{ls}(N) = 20N^{-1/3} + 1.25 \text{ [МэВ]}. \quad (4)$$

Такое поведение  $E_{ls}$  также соответствует восстановлению вигнеровской  $SU(4)$ -симметрии в тяжелых ядрах. Отметим, что даже для сверхтяжелых ядер, например с  $N = 200$ , энергия  $E_{ls}$  не мала и согласно (4) составляет  $E_{ls}(200) = 4.67$  МэВ. Но согласно (3) восстановление суперсимметрии определяет второй член в формуле (3), пропорциональный величине  $1/x = E_{ls}/\Delta E$ , определяющий сильное уменьшение разности энергий  $\Delta E_{G-A}$  и эффективной энергии спин-орбитального расщепления  $E_{ls}/\Delta E$ .

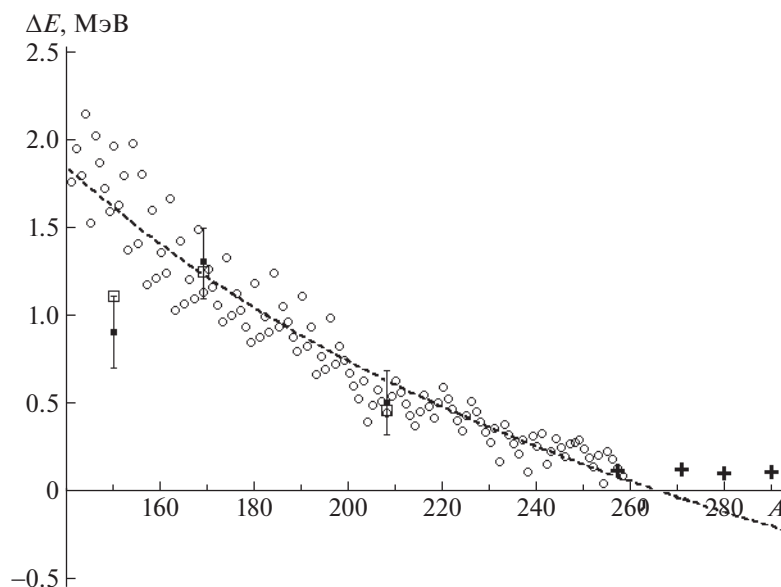
### 3. ВЫРОЖДЕНИЕ ЗАРЯДОВО-ОБМЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

Расчеты энергий и матричных элементов аналогового и гигантского гамов-теллеровского резонансов проводились в рамках самосогласованной теории конечных ферми-систем, как описано выше. Расчеты энергий AR проводились и ранее [18] с константой  $f'_0 = 1.35$ . Расчеты энергий ГТР с константой  $g'_0 = 1.22$  и расчеты по формуле (3) проводились при тех же значениях констант локального взаимодействия (2). Далее определялась

разность энергий ГТР и AR  $\Delta E_{G-A} = E_{\text{GTR}} - E_{\text{AR}}$ , которая представлена на рис. 1 в безразмерных величинах —  $\Delta E_{G-A}/E_{ls}$  в зависимости от безразмерного параметра  $x = \Delta E/E_{ls}$ .

На рис. 1 представлены также экспериментальные данные для 34 ядер:  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{60,64}\text{Ni}$ ,  $^{71}\text{Ga}$ ,  $^{76}\text{Ge}$ ,  $^{82}\text{Se}$ ,  $^{90,91,92,94}\text{Zr}$ ,  $^{93}\text{Nb}$ ,  $^{94,96,97,98,100}\text{Mo}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{112,114,116-120,122,124,132}\text{Sn}$ ,  $^{128,130}\text{Te}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{136}\text{Xe}$ ,  $^{150}\text{Nd}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  и  $^{208}\text{Pb}$  (это начальные ядра мишени). Эти данные, полученные в разное время в зарядово-обменных реакциях  $(p, n)$ ,  $(^3\text{He}, t)$  и  $(^6\text{Li}, ^6\text{He})$ , которые уже использовались в предыдущих расчетах [12], дополнены новыми, полученными недавно [20] в реакции  $^{132}\text{Sn}(p, n)^{132}\text{Sb}$  на дважды магическом очень нейтронно-избыточном изотопе  $^{132}\text{Sn}$ . Также на рис. 1 представлены расчеты по формуле (3) для этих 34 ядер. Крайние точки соответствуют  $^{60}\text{Ni}$  (слева) и  $^{208}\text{Pb}$  (справа) с  $x = 0.52$  и  $x = 2.15$  соответственно. Расхождение расчетных и экспериментальных данных  $\Delta \varepsilon = |\Delta E_{G-A}^{\text{calc}} - \Delta E_{G-A}^{\text{exp}}|$  составляет 0.38 МэВ для  $^{60}\text{Ni}$  и меньше чем 0.10 МэВ для  $^{208}\text{Pb}$ , т.е. точность расчетов улучшается в тяжелых ядрах. Среднеквадратичное отклонение (г.п.с.) расчетов по формуле (3) для 34 ядер от экспериментальных данных составляет  $\delta(\Delta \varepsilon) \leq 0.30$  МэВ, что сравнимо с точностью экспериментальных данных по  $E_{\text{GTR}}$ .

На рис. 1 также представлены расчеты для ядер, расположенных на “линии бета-стабильности”



**Рис. 2.** Рассчитанные по формуле (3) зависимости  $\Delta E_{G-A}$  от массового числа  $A$  (белые квадраты) и экспериментальные данные (черные квадраты) для  $^{150}\text{Nd}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  и  $^{208}\text{Pb}$ . Кружки — расчеты для ядер, расположенных на линии бета-стабильности, штриховая кривая — расчеты для ядер на ЛБС согласно (5). Кресты — расчеты согласно (1) для  $^{257}\text{Fm}$ ,  $^{271}\text{Sg}$ ,  $^{280}\text{Ds}$  и  $^{290}\text{Lv}$ .

(ЛБС), которая определялась по формуле

$$Z_\beta = Ak(A)/(2 + 0.0150A^{2/3}) + F_{\text{corr}}(A), \quad (5)$$

полученной в [21] для  $k = 1$  из условия  $(\partial M/\partial Z) = 0$  (при постоянном  $A$ ) с использованием известной формулы для энергии связи в капельной модели ядра. Здесь  $Z_\beta$  соответствует минимальному значению массы ядра для каждой изобарной цепочки. В дальнейшем коррекционная поправка  $F_{\text{corr}}(A)$  не учитывалась и полагалось  $F_{\text{corr}}(A) = 0$ . На рис. 1 представлены расчеты с  $k = 1$  и  $F_{\text{corr}}(A) = 0$ , и видно неплохое согласие всех расчетов.

Соотношения (3) и (5) также применимы для тяжелых и сверхтяжелых ядер, так как для них параметр  $x = \Delta E/E_{ls}$  больше. Результаты расчетов абсолютного значения  $\Delta E_{G-A}$  в зависимости от массового числа представлены на рис. 2 для ядер с  $A > 140$ . Расчеты выполнялись для изотопов, расположенных на “линии бета-стабильности” и эти изотопы с  $Z_\beta(A)$  находились для каждой изобарной цепочки по минимальному значению массы ядра из экспериментальных данных [22]. Представлены также микроскопические расчеты разностей энергий ГТР и АР для изотопов  $^{257}\text{Fm}$ ,  $^{271}\text{Sg}$ ,  $^{280}\text{Ds}$  и  $^{290}\text{Lv}$  с учетом одночастичной структуры, как в работе [23]. Эти расчеты, согласно (1), имеют приближенный характер, так как деформация ядер учитывалась феноменологически, как в [24]. Отметим, что для ядер районов  $A = 208-218$  ( $Z = 82-86$ ) и  $A = 292-300$  ( $Z = 112-114$ ) поправки, свя-

занные с деформацией, близки к нулю. Отметим также, что проведенный ранее [25] анализ спин-орбитального расщепления в сверхтяжелых ядрах в рамках обобщенного самосогласованного метода энергетического функционала плотности [26] показал, что согласованное изменение значений параметров спин-орбитального взаимодействия мало влияет на энергии спин-орбитального расщепления, т.е. эта величина имеет устойчивый характер.

Таким образом, с учетом вырождения по энергиям возбуждения ГТР и АР с возрастанием  $A$  можно сделать вывод, что уменьшение разности энергий  $\Delta E_{G-A}$  между ГТР и АР в тяжелых ядрах связано с восстановлением  $SU(4)$ -симметрии и оба резонанса принадлежат одному вигнеровскому супермультиплету вместе с основным состоянием начального ядра  $(A, Z)$ . В области сверхтяжелых ядер тенденция энергетического вырождения ГТР и АР сохраняется и оба этих резонанса описываются одним супермультиплетом.

#### 4. АНАЛОГОВЫЕ РЕЗОНАНСЫ И РАЗНОСТИ КУЛОНОВСКИХ ЭНЕРГИЙ В $SU(4)$ -ПОДХОДЕ

Если аналоговый и гигантский гамов-теллеровский резонансы принадлежат одному супермультиплету, то энергии АР должны описываться в рамках  $SU(4)$ -теории. Анализ применимости  $SU(4)$ -подхода проводился в работе [11], где изучалась возможность описания разности кулоновских

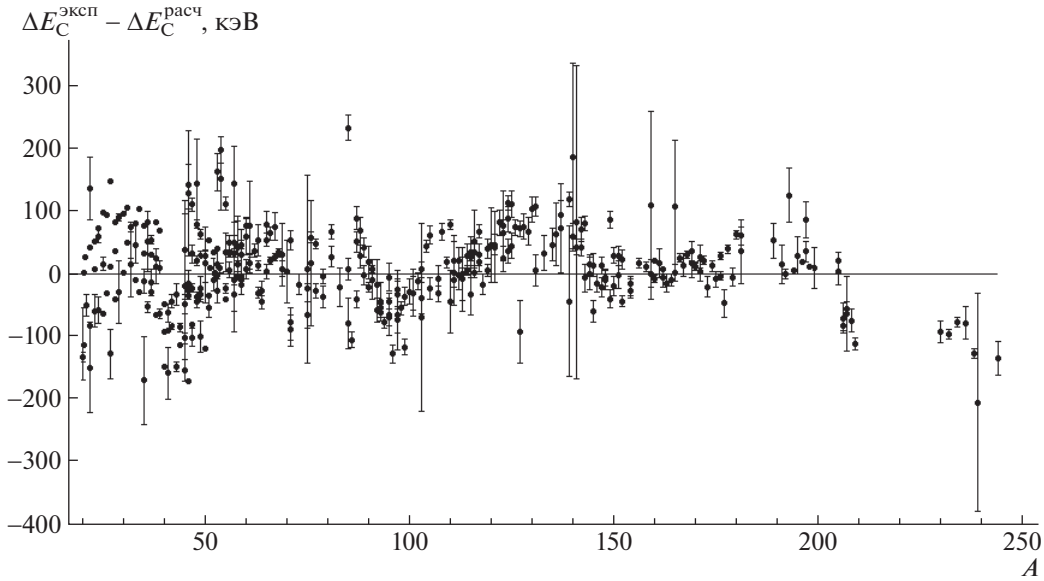


Рис. 3. Зависимость разности экспериментального значения энергии  $\Delta E_C$  (черные точки с указанием погрешности) и рассчитанного согласно (6) (принято за нуль) от массового числа  $A$  для ядер с  $A > 20$ .

энергий соседних ядер-изобар  $\Delta E_C$ , а следовательно, и энергии AP в рамках  $SU(4)$ -теории. Однако в [11] анализ проводился только для ядер с  $A < 60$ , что не позволяет делать однозначный вывод для всех ядер. Были проанализированы величины  $\Delta E_C$  для более чем 400 ядер, для которых известны экспериментальные данные в интервале массовых чисел  $A = 5-244$  (использовались данные, представленные в [24]). При анализе, как и в работах [11, 24], использовалась двухпараметрическая формула

$$\Delta E_C(A, Z) = E_C(A, Z + 1) - E_C(A, Z) = a \frac{Z}{A^{1/3}} f(A) + b, \quad (6)$$

где  $f(A)$  — функция коррекции радиуса. Для всего диапазона ядер с  $A = 5-244$  получено  $a = 1416$  и  $b = -688$  кэВ со среднеквадратичным отклонением  $\delta E = 93$  кэВ. Деформация учитывалась феноменологически как в [24] введением поправки к  $\Delta E_C$ :  $\Delta E_C^{\text{def}} = \Delta E_C^{\text{sph}} - \delta E_C^{\text{def}}$  с параметрами деформации  $\beta_2$  и  $\beta_4$  из [27].

На рис. 3 представлены разности экспериментального значения энергии  $\Delta E_C$  и рассчитанного согласно (6) в зависимости от массового числа  $A$  для ядер с  $A > 20$ . Граничное значение  $A = 20$  выбрано из соображения удобства представления результатов, так как в области с  $A < 20$  имеется несколько ядер с большими значениями  $\Delta E_C$ . Но при расчете параметров  $a$  и  $b$ , а также величины  $\delta E$  учитывался весь диапазон ядер  $A = 5-244$ . В  $SU(4)$ -подходе в [11] было получено

$$\Delta E_C = E_{\text{Coul}}^{\text{IAS}}(A, Z + 1) - E_{\text{Coul}}^{\text{g.s.}}(A, Z) = \quad (7)$$

$$= 2\alpha_c(A)Z + \eta\beta_c(A).$$

Коэффициент  $\alpha_c(A)$  аппроксимировался в [11] выражением

$$\alpha_c(A) = \frac{\alpha_0}{A^{1/3}} \left( 1 - \frac{\alpha_1}{A^{2/3}} \right), \quad (8)$$

где для ядер с  $A < 60$  в [11] было получено  $\alpha_0 = 702.16$  и  $\alpha_1 = 1.28$ . Таким образом, член с  $\alpha_1$  в формуле (8) имеет малость  $\approx A^{-2/3}$ , и уже для ядер с  $A > 30$  им можно пренебречь. Трехмерный анализ с одновременным определением  $\alpha_0$ ,  $\alpha_1$  и  $\eta\beta_c$  показал, что в рассмотренном диапазоне ядер  $A = 5-244$  оптимальное значение  $\alpha_1 < 0.5$ , что не противоречит  $SU(4)$ -подходу и находится в пределах погрешности.

Проведенный в работе [12] анализ показал наличие в (7) зависимости  $\beta \approx 83/T_Z$  кэВ для ядер с нечетными значениями  $Z$  и  $\beta = 0$  для ядер с четными  $Z$  в соответствии с  $SU(4)$ -подходом [11], но получить различные значения параметров  $\alpha_c$  и  $\beta_c$  в (7) для нечетно-нечетных ядер не удалось из-за недостатка данных по  $\Delta E_C$ . Тем не менее из анализа экспериментальных данных по энергиям  $\Delta E_C$  для более чем 400 ядер можно утверждать, что наблюдается функциональная зависимость, соответствующая  $SU(4)$ -теории.

Таким образом, дополнительным фактором, подтверждающим применимость  $SU(4)$ -подхода к тяжелым ядрам, является возможность описания энергий аналоговых резонансов в рамках  $SU(4)$ -теории. Это следует из анализа разности кулоновских энергий соседних ядер-изобар  $\Delta E_C(A, Z)$ ,

связанной с энергией AP согласно (7). Проведенный анализ показал, что величина энергии  $\Delta E_C$  с хорошей точностью описывается  $SU(4)$ -формулами со среднеквадратичным отклонением  $\delta E = 85$  кэВ.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Возможность восстановления вигнеровской суперсимметрии в тяжелых и сверхтяжелых ядрах анализируется с нескольких сторон путем сравнения расчетов с экспериментальными данными. Представлены разности энергий гигантского гамов-теллеровского и аналогового резонансов —  $E_G$  и  $E_A$ , рассчитанные в микроскопической теории конечных ферми-систем для 34 ядер, для которых известны экспериментальные данные. Рассчитанные разности энергий  $\Delta E_{G-A}$  между  $E_G$  и  $E_A$  стремятся к нулю в более тяжелых ядрах, демонстрируя восстановление вигнеровской  $SU(4)$ -симметрии. Изучалось сближение энергии ГП- и AP-резонансов в области тяжелых ядер с  $Z \geq 100$ , расположенных на линии бета-стабильности. Величины  $\Delta E_{G-A}$  рассчитаны для тяжелых и сверхтяжелых ядер до значений массового числа  $A = 290$ . На основании наблюдаемого вырождения гамов-теллеровского и аналогового резонансов в тяжелых ядрах и предсказываемого для сверхтяжелых подтверждается восстановление вигнеровской  $SU(4)$ -симметрии. Это позволяет более уверенно описывать свойства тяжелых ядер, используя  $SU(4)$ -подход, особенно для массовых соотношений.

Изучалась также возможность описания AP в рамках  $SU(4)$ -теории. Из анализа разности кулоновских энергий соседних ядер-изобар  $\Delta E_C(A, Z)$ , связанной с энергией AP, получено, что величина энергии  $\Delta E_C$  с хорошей точностью описывается  $SU(4)$ -формулами с отклонением  $\delta E < 100$  кэВ.

Другим доказательством справедливости  $SU(4)$ -подхода является соотношение для масс ядер, в том числе анализ следующего из  $SU(4)$ -теории соотношения Францини и Радикатти [10] для масс ядер. Анализ массовых соотношений [10] проводился неоднократно [28, 29] и подтверждает, что эти соотношения выполняются лучше в более тяжелых ядрах. Для легких ядер и нейтронно-избыточных ядер с  $Z/N = 0.5-0.6$   $SU(4)$ -симметрия имеет место, как было показано в [30], но в более тяжелых ядрах она разрушается. Тем не менее оказалось, что в ядрах с  $A > 120$  эта симметрия начинает восстанавливаться.

Следует отметить, что восстановление вигнеровской  $SU(4)$ -симметрии в тяжелых ядрах и задача взаимодействия многих тел были исследованы более чем 35 лет назад. Вклады высших  $SU(4)$ -операторов Казимира в  $SU(4)$ -формулу масс были

изучены для области  $A \geq 216$  с помощью гипотезы о восстановлении вигнеровской симметрии при увеличении  $N - Z$  и экспериментальных данных о разности масс. Произведены экспериментальные оценки членов, описывающих трех- и четырех-частичные взаимодействия, в модифицированной формуле масс. Экспериментальные разности изобарных масс в данной области описаны с точностью около 200 кэВ.

Таким образом, как показано в настоящей работе, вигнеровская суперсимметрия в тяжелых ядрах восстанавливается. В связи с этим неопределенной становится интерпретация энергии спин-орбитального расщепления и связанная с ней оболочечная структура, а, следовательно, и неопределенной становится возможность существования “острова стабильности” в районе сверхтяжелых ядер. В нашем случае,  $E_{ls}$  — средняя энергия спин-флипповых одночастичных переходов внутри спин-орбитальных дублетов уменьшается в тяжелых ядрах, но не становится равной нулю даже для сверхтяжелых ядер. Расчеты для сверхтяжелых ядер в микроскопическом подходе (см. рис. 2) подтверждают, что  $E_{ls}$  больше нуля и даже немного увеличивается средняя энергия при подходе к “острову стабильности”. Таким образом, можно утверждать, что восстановление вигнеровской суперсимметрии в тяжелых ядрах не противоречит возможности существования “острова стабильности” в районе сверхтяжелых ядер [31].

Автор благодарен Д.М. Владимирову, Э.Е. Саперштейну, В.Н. Тихонову, С.В. Толконникову, Н.Б. Шульгиной и Sh. Shlomo за стимулирующие дискуссии и помощь в работе.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 18-02-00670.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. E. P. Wigner, Phys. Rev. **51**, 106 (1937); **56**, 519 (1939).
2. Ю. В. Гапонов, Ю. С. Лютостанский, Письма в ЖЭТФ **18**, 130 (1973) [JETP Lett. **18**, 75 (1973)].
3. Ю. В. Гапонов, Ю. С. Лютостанский, Письма в ЖЭТФ **15**, 173 (1972) [JETP Lett. **15**, 120 (1972)].
4. R. R. Doering, A. Galonsky, D. M. Patterson, and G. F. Bertsch, Phys. Rev. Lett. **35**, 1691 (1975).
5. A. Galonsky, R. R. Doering, D. M. Patterson, and H. W. Bertini, Phys. Rev. **14**, 748 (1976).
6. Ю. В. Гапонов, Ю. С. Лютостанский, ЯФ **19**, 62 (1974) [Sov. J. Nucl. Phys. **19**, 33 (1974)].
7. Ю. В. Гапонов, Ю. С. Лютостанский, В. Г. Александрин, Письма в ЖЭТФ **34**, 407 (1981) [JETP Lett. **34**, 386 (1981)].
8. Ю. В. Гапонов, Письма в ЖЭТФ **38**, 204 (1983) [JETP Lett. **38**, 240 (1983)].

9. Yu. V. Gaponov, N. B. Shulgina, and D. M. Vladimirov, Nucl. Phys. A **391**, 93 (1982).
10. P. Franzini and L. A. Radicati, Phys. Lett. **6**, 322 (1963).
11. D. M. Vladimirov and N. B. Shulgina, Sov. J. Nucl. Phys. **45**, 983 (1987).
12. Ю. С. Лютостанский, В. Н. Тихонов, Письма в ЖЭТФ **102**, 10 (2015) [JETP Lett. **102**, 7 (2015)], arXiv: 1509.02014 v1 [nucl-th].
13. Yu. Ts. Oganessian, Radiat. Phys. Chem. **61**, 259 (2001).
14. А. Б. Мигдал, *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер*, 2-е изд. (Наука, Москва, 1983) [A. B. Migdal, *Theory of Finite Fermi Systems and Applications to Atomic Nuclei* (Intersci., New York, 1967, transl. 1st ed.)].
15. I. N. Borzov, S. A. Fayans, and E. L. Trykov, Nucl. Phys. A **584**, 335 (1995).
16. Yu. S. Lutostansky, *International Workshop "Infinite and Finite Nuclear Matter" (INFINUM), 20–22 March 2019, JINR BLTP*.
17. Yu. S. Lutostansky, EPJ Web Conf. **194**, 02009 (2018).
18. Yu. V. Gaponov and Yu. S. Lutostansky, Phys. Part. Nucl. **12**, 528 (1981).
19. Ю. С. Лютостанский, В. Н. Тихонов, Изв. РАН. Сер. физ. **78**, 556 (2014) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **78**, 373 (2014)].
20. J. Yasuda, M. Sasano, R. G. T. Zegers, H. Baba, D. Bazin, W. Chao, M. Dozone, N. Fukuda, N. Inabe, T. Isobe, G. Jhang, D. Kameda, M. Kaneko, K. Kisamori, M. Kobayashi, N. Kobayashi, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **121**, 132501 (2018).
21. Ю. С. Лютостанский, Изв. АН СССР. Сер. физ. **50**, 834 (1986).
22. M. Wang, G. Audi, A. H. Wapstra, F. G. Kondev, M. MacCormick, X. Xu, and B. Pfeiffer, Chin. Phys. C **36**, 1603 (2012).
23. С. В. Толоконников, Ю. С. Лютостанский, Э. Е. Саперштейн, ЯФ **76**, 758 (2013) [Phys. At. Nucl. **76**, 708 (2013)].
24. Ю. С. Лютостанский, В. Н. Тихонов, Изв. РАН. Сер. физ. **79**, 466 (2015) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **79**, 425 (2015)].
25. С. В. Толоконников, Э. Е. Саперштейн, ЯФ **73**, 1731 (2010) [Phys. At. Nucl. **73**, 1684 (2010)].
26. S. V. Tolokonnikov, I. N. Borzov, M. Kortelainen, Yu. S. Lutostansky, and E. E. Saperstein, J. Phys. G **42**, 075102 (2015).
27. P. Möller, J. R. Nix, W. D. Myers, and W. J. Swiatecki, At. Data Nucl. Data Tables **59**, 185 (1995).
28. Yu. V. Gaponov, Yu. I. Gregorian, and Yu. S. Lutostansky, Sov. J. Nucl. Phys. **31**, 34 (1980).
29. А. М. Нурмухамедов, ЯФ **75**, 29 (2012) [Phys. At. Nucl. **75**, 27 (2012)].
30. I. N. Isosimov, Preprint JINR (Dubna), 2018.
31. Yu. Ts. Oganessian and V. K. Utyonkov, Rep. Prog. Phys. **78**, 036301 (2015).

## RESTORATION OF WIGNER SUPERSYMMETRY IN HEAVY AND SUPERHEAVY NUCLEI

Yu. S. Lutostansky

*National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, Russia*

The possibility of Wigner supersymmetry ( $SU(4)$  symmetry) restoration in heavy and superheavy nuclei is analyzed from several sides by comparing the calculations with experimental data. The energy differences are presented for the giant Gamow–Teller and analog resonances —  $E_G$  and  $E_A$ , calculated in the theory of finite Fermi systems for 34 nuclei for which experimental data are available. The calculated energy differences  $\Delta E_{G-A}$  between  $E_G$  and  $E_A$  tend to zero in heavier nuclei, demonstrating the restoration of Wigner  $SU(4)$  symmetry. Also, within the framework of the  $SU(4)$  approach, the isotopic dependence of the Coulomb energies' difference between neighboring isobaric nuclei is analyzed for more than 400 nuclei in the mass-number range  $A = 5-244$ . The restoration of the Wigner's  $SU(4)$  symmetry in heavy nuclei is confirmed. It is shown that the restoration of  $SU(4)$  symmetry does not contradict the possibility of the existence of an "island of stability" in the region of superheavy nuclei.

## АНГАРМОНИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ТЕОРИИ КОНЕЧНЫХ ФЕРМИ-СИСТЕМ

© 2020 г. С. П. Камерджиев<sup>1)\*</sup>, М. И. Шитов<sup>1)</sup>

Поступила в редакцию 03.09.2019 г.; после доработки 10.09.2019 г.; принята к публикации 12.09.2019 г.

Кратко обсуждаются некоторые результаты Э.Е. Саперштейна и соавторов в области теории основного и низколежащих состояний магических и полумагических ядер. Впервые рассмотрены поправки к амплитуде рождения  $g$  (одного) низколежащего фонона, которые основаны на существовании малого параметра и включают связь амплитуд рождения одного и двух фононов, определяемую эффектом “тэдпола”.

DOI: 10.31857/S0044002720010067

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Э.Е. Саперштейн внес значительный вклад в развитие ядерной физики низких энергий, прежде всего его работами в области применения квантовой ядерной теории многих тел. Его научный стиль характеризует большая физическая культура: виртуозное применение техники квантовых функций Грина, умение оценивать неучтенные члены, огромная эрудиция, способность подробно и точно описать полученные результаты. Настоящая статья посвящена, во-первых, краткому изложению некоторых результатов, полученных Э.Е. Саперштейном с соавторами в области теории основного и низколежащих состояний магических и полумагических ядер и, во-вторых, одному из вопросов в направлении естественного развития и продолжения его работ.

После первого издания книги А.Б. Мигдала [1] в 1965 г. его подход, основанный на формализме квантовой теории многих тел, получил значительное развитие. Принципиальное значение теории конечных ферми-систем (ТКФС) состояло во введении в теорию ядра очень плодотворного аппарата квантовых функций Грина (ФГ). Важнейшие результаты следующего этапа, которые частично вошли в книгу [2], — это развитие самосогласованного подхода, основанного на функционале Фаянса, между средним полем ядра и эффективным межнуклонным взаимодействием, и развитие теории квазичастично-фононного взаимодействия (КФВ) и квантовой теории ангармонических эффектов. В рамках этого этапа было выполнено большое количество работ группой сотрудников Курчатовского института: В.А. Ходелем, Э.Е. Саперштейном,

С.А. Фаянсом, А.П. Платоновым, С.В. Толоконниковым и др., см., например, недавние обзоры [3, 4] и обзоры самого Э.Е. Саперштейна о магнитных моментах ядер в основном состоянии [5], о самосогласованной ТКФС [6], о ядерном спаривании [7, 8].<sup>2)</sup>

Работы в рамках самосогласованной ТКФС основывались на использовании малого параметра  $g^2$ , где  $g$  — амплитуда рождения низколежащего фонона ( $g^2$ -приближение), который существует для магических [11] и полумагических [12] ядер. Для самосогласования использовался функционал Фаянса, см. [3], главное отличие которого от функционала Скирма состоит во введении другой, т.е. дробно-линейной, зависимости от плотности. Для  $g^2$ -поправок к рассчитанному самосогласованному полю учитывались как обычные полюсные, так и неполюсные поправки, связанные с понятием фононного тэдпола, что позволило учесть все  $g^2$ -поправки [3]. В понятие тэдпола входит амплитуда  $g_{12}$  рождения двух одинаковых фононов (случай  $1 = 2$ ). Существуют, однако, и другие перспективные аспекты использования амплитуды  $g_{12}$ .

Существенное предположение всех указанных работ заключалось в том, что фононы описывались в рамках метода хаотических фаз (МХФ) или квазичастичного МХФ (КМХФ). Однако известно, что наблюдаемые фононы содержат вклад двухфононных состояний и это обстоятельство подробно изучается в известном методе квазичастично-фононной модели (КФМ) [13]. В рамках формализма ФГ необходимо учесть этот вклад двумя способами, которые заметно отличаются друг от

<sup>1)</sup>Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

\*E-mail: kamerdzhiev\_sp@nrcki.ru

<sup>2)</sup>В области теории возбужденных состояний с большей энергией, т.е. пигми и мультипольных гигантских резонансов, см. также обзоры [4, 9] и статью [10].



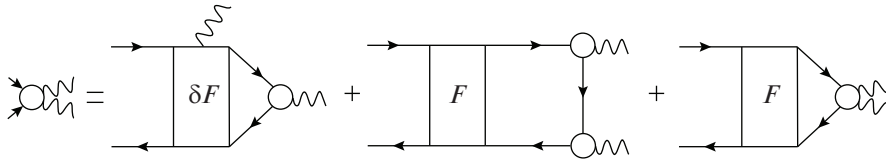


Рис. 1. Уравнение (2) в диаграммном виде.

друга. Во-первых, путем обобщения уже развитых подходов [9, 10], основанных на включении эффектов связи с фононами, *только* в квазичастично-квазидырочный пропагатор ТКФС как в магических ядрах, так и ядрах со спариванием. По-видимому, это представляет интерес в области энергий гигантских и пигми-резонансов и должно быть реализовано в рамках обобщенной теории этих резонансов. Во-вторых, этот вклад необходимо рассмотреть с использованием связи между амплитудами рождения одного и двух фононов, т.е. связи амплитуд  $g$  и  $g_{12}$ , определяемой в простейшем приближении  $L_1 = L_2$  как эффекты тэдпола. Иначе говоря, представляет интерес обобщить результаты ТКФС, чтобы в рамках  $g^2$ -приближения и на языке метода ФГ учесть эффекты смешивания однофононных и двухфононных возбуждений для лучшего описания самих низколежащих фононов, точнее, проверить степень адекватности описания фононов в рамках МФХ (и аналогично, если понадобится в будущем, включить  $g^3$ -поправки). Это обобщение является главной целью настоящей работы.

## 2. НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ САМОСОГЛАСОВАННОЙ ТКФС

Амплитуда рождения  $g$  фонона с моментом  $L$  в ТКФС удовлетворяет однородному уравнению (в символическом виде) [1]:

$$g_L = FAg_L, \quad (1)$$

где  $F$  — эффективное взаимодействие Ландау–Мигдала, которое в самосогласованной ТКФС определяется как вторая вариационная производная по плотности от функционала,  $A$  — частично-дырочный пропагатор, представляющий собой интеграл от двух ФГ. Это уравнение соответствует обычному методу МФХ для магических ядер, записанному на языке ФГ. Если учитывать спаривание, все величины в (1) являются соответствующими матрицами [1] и тогда оно соответствует КМХФ. В работах [6, 14, 15] была введена величина, которую мы назвали [16] фононным тэдполем. Эта величина, вообще говоря, представляет собой вариацию амплитуды рождения фонона  $g_1$  с моментом  $L_1$  в поле другого фонона  $g_2$  с моментом  $L_2$ , но в фононный тэдпол, по определению, входит  $g_{12}$  с

$L_1 = L_2 = L$ . Уравнение для амплитуды рождения двух фононов  $g_{12}$  получается варьированием уравнения (1) для амплитуды рождения фонона  $g_1$  в поле фонона  $g_2$ :

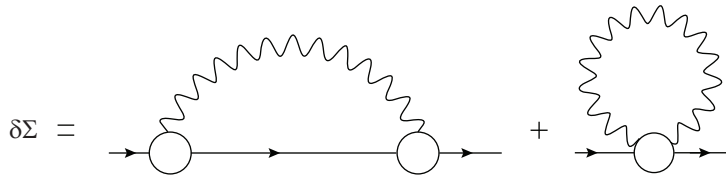
$$g_{12} = \delta_1 F A g_2 + F(\delta_1 A) g_2 + F A g_{12}, \quad (2)$$

и показано на рис. 1. Уравнение (2) есть интегральное уравнение с двумя свободными членами.

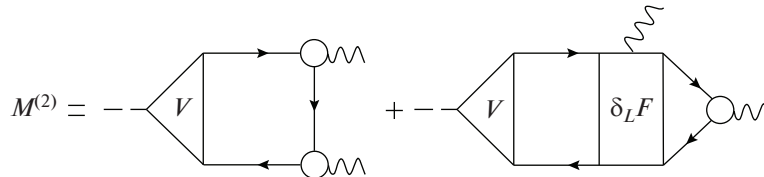
В работах группы Курчатовского института большое внимание уделялось подробному изучению эффектов тэдпола, т.е. случаю  $g_{LL}$ . Это связано с тем, что учет тэдпола необходим для последовательного учета “духового” состояния, соответствующего случаю фонона с  $L = 1$ ,  $\omega = 0$ , т.е. сдвигу системы как целого, когда система не меняется. В этом случае для поправок к среднему полю учет тэдпола (локальная, или “охватывающая” диаграмма) полностью сокращает полюсные диаграммы, см. рис. 2. Как оказалось, для реальных фононов вклад тэдпольных диаграмм в  $g^2$ -поправках к среднему полю заметен и частично компенсирует вклад полюсных диаграмм [3].

Для статических электромагнитных моментов нечетных ядер в основном состоянии [17, 18] был выполнен анализ  $g^2$ -поправок с использованием самосогласованного подхода на основе функционала Фаянса. Поскольку эти величины определяются диагональным матричным элементом от вершины (эффективного поля)  $V$ , описываемой в рамках (К)МХФ, точнее в рамках самосогласованной ТКФС, то анализ  $g^2$ -поправок выполнялся для матричных элементов от вершины  $V$ . Были рассмотрены три вида  $g^2$ -поправок: 1) основные пять поправок, которые дают большой вклад, — так называемые концевые поправки, и поправки от появления дополнительного взаимодействия, обусловленного обменом фононами, которые, как оказалось, дают противоположные по знаку вклады и сильно компенсируют друг друга, 2) несколько поправок, которые содержат электромагнитный момент в возбужденном состоянии, именно они оказались важными из-за того, что поправки первой группы сильно компенсируют друг друга, 3) поправки, связанные с изменением частично-дырочного пропагатора (две группы), и некоторые другие, эти поправки анализировались, и было показано, что их не надо учитывать в данной задаче.





**Рис. 2.**  $g^2$ -поправки к массовому оператору в магических ядрах. Кружки с одной волнистой линией в первом слагаемом — амплитуды рождения фонона  $g$ . Волнистые линии — ФГ фонона  $D$ . Сплошные линии — одночастичные ФГ. Второе слагаемое — фоновый тэдпол (tadpole).



**Рис. 3.** Амплитуда перехода в два фонона для магических ядер (см. текст). Треугольник с пунктиром означает эффективное поле  $V$ , определяющее поляризуемость ядра.

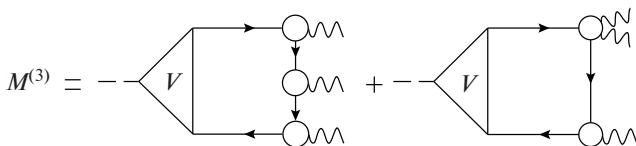
Результат этого анализа состоял в том, что такой подход для учета поправок позволяет заметно улучшить описание экспериментальных данных.

Кроме поправок к статическим величинам (среднее поле, моменты нечетных ядер), величины  $g_{12}$  с  $L_1 \neq L_2$  оказались необходимыми для анализа динамических эффектов второго и третьего порядков по амплитуде  $g$ . Величины  $g^2$  содержатся в явном виде в амплитудах переходов в два фонона  $M_{L_1 L_2}^{(2)}$ , которые описывают: случай  $L_1 = L_2$  электромагнитных моментов в возбужденном состоянии, переходы между возбужденными состояниями  $L_1$  и  $L_2$  и переход между основным и двухфононным состоянием, составленным из двух фононов с  $L_1$  и  $L_2$ . Самосогласованные расчеты для первых двух случаев выполнялись в [19–21]. Диаграммы Фейнмана для амплитуды перехода в два фонона, описывающие эти ангармонические эффекты второго порядка, представлены на рис. 3. Как показали расчеты в [19], количественный вклад второй диаграммы на рис. 3, содержащей изменение  $\delta F$  эффективного взаимодействия в поле фонона, оказался мал. Важный результат этих работ состоял в количественном анализе новых, т.е. трехквaziчастичных корреляций в основном состоянии (КОС) (backward-going graphs). Оказалось, что в отличие от обычных

двухквaziчастичных КОС, содержащихся в методе (К)МХФ, эти новые КОС определяют приблизительно половину наблюдаемого эффекта, а другую половину дает учет поляризуемости ядра, которая определяется эффективным полем  $V$ . В методе ФГ трехквaziчастичные КОС появляются в результате интегрирования трех одночастичных ФГ, каждая из которых содержит квазичастичную и квазидырочную (т.е. прямую и обратную) составляющие.

Ангармонические эффекты третьего порядка по амплитуде  $g$  изучались для магических ядер и в приближении Бора–Моттельсона для амплитуды  $g$  в [6, 14]. Для ядер со спариванием они были обобщены в работе [22]. На рис. 4 показаны две характерные диаграммы для амплитуды перехода в три фонона  $M_{L_1 L_2 L_2}^{(3)}$  в магических ядрах без перестановок фононов и без учета трех дополнительных диаграмм, содержащих  $\delta F$ , которые по аналогии с результатом в [19], вероятно, должны вносить малый вклад. Следует сразу отметить, что эффект от второго графика, содержащего трехквaziчастичные КОС и величину  $g_{12}$ , нигде не изучался. В первом графике на рис. 4 содержатся четырехквaziчастичные КОС, обусловленные интегрированием четырех одночастичных ФГ. Для вывода формул, соответствующих графикам на рис. 4, оказалось необходимым использовать величину  $g_{123}$ , появляющуюся в результате вариации уравнения (2), рис. 3 для  $g_{12}$  в поле фонона 3, которая удовлетворяет сложному интегральному уравнению с пятью свободными членами, подробнее см. [22].

Для случая  $EL$ -перехода между двух- и однофононным состояниями в ядрах со спариванием аналитическая формула, соответствующая первому графику на рис. 4, была получена в [22] и сравнена с аналогичной формулой, полученной ранее в



**Рис. 4.** Амплитуда перехода в три фонона для магических ядер (см. текст).

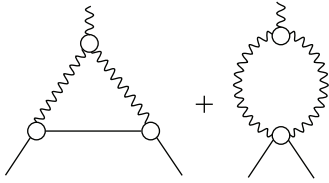


Рис. 5. Диаграммы высшего порядка для амплитуды рождения одного фонона.

рамках КФМ [23]. Найдено, что формула из [23] получается из наших формул, если пренебречь всеми многочисленными слагаемыми, соответствующими четырехквартичным КОС, не говоря уже о второй диаграмме на рис. 4, о которой говорилось выше.

### 3. ПОПРАВКИ К АМПЛИТУДЕ РОЖДЕНИЯ ОДНОГО ФОНОНА

Мы используем  $g^2$ -приближение, т.е. факт существования малого параметра [11, 12]

$$\alpha = \frac{|\langle 1|g_s|2\rangle|^2}{(2j_1 + 1)\omega_s^2} < 1, \quad (3)$$

где  $\langle 1|g_s|2\rangle$  — приведенный матричный элемент амплитуды рождения фонона с энергией  $\omega_s$ .

Для простоты рассматриваются магические ядра и не учитываются эффекты порядка  $g^3$ , содержащие амплитуду рождения трех фононов  $\delta^{(2)}g = \delta_1\delta_2g_3 = g_{123}$ . Кроме того, не учитываются графики, показанные на рис. 5, которые содержат фононную “треххвостку”, поскольку, как видно из рис. 5, они имеют более высокий порядок  $g^5$ .

Тогда  $g^2$ -поправки к матричному элементу  $g_{\lambda_1, \lambda_2} = (\varphi_{\lambda_1}, g\varphi_{\lambda_2})$  имеют вид

$$\begin{aligned} \Delta g_{\lambda_1, \lambda_2} &= (\delta^{(2)}\varphi_{\lambda_1}, g\varphi_{\lambda_2}) + \\ &+ (\varphi_{\lambda_1}, g\delta^{(2)}\varphi_{\lambda_2}) + (\delta^{(1)}\varphi_{\lambda_1}, g\delta^{(1)}\varphi_{\lambda_2}) + \\ &+ (\delta^{(1)}\varphi_{\lambda_1}, \delta^{(1)}g\varphi_{\lambda_2}) + (\varphi_{\lambda_1}, \delta^{(1)}g\delta^{(1)}\varphi_{\lambda_2}) \equiv \\ &\equiv \Delta g_{\lambda_1\lambda_2}^{\text{end}} + \Delta g_{\lambda_1\lambda_2}^{GGD} + \Delta g_{\lambda_1\lambda_2}^{\text{new}}. \end{aligned} \quad (4)$$

Диаграммы Феймана, отвечающие этим поправкам, показаны на рис. 6. Величина  $\Delta g_{\lambda_1\lambda_2}^{\text{end}}$  содержит четыре слагаемых, показанных на первых четырех графиках, а  $\Delta g_{\lambda_1\lambda_2}^{\text{new}}$  — это два последних слагаемых из пяти в (4), представленные двумя последними графиками на рис. 6. В соответствии с нашим предположением о неучете эффектов третьего порядка слагаемое, показанное на рис. 7, которое содержит  $g_{113}$ , не включено в (4). Вообще говоря, анализ роли амплитуды рождения трех фононов  $g_{123}$  желателен, потому что амплитуды  $g_{12}$  и  $g_{123}$  связаны между собой (также как и  $g_{123}$ , и

$g_{1234}$ !). Он не сделан, потому что, во-первых, как говорилось в предыдущем разделе, уравнение для  $g_{123}$  имеет весьма сложный вид с большим количеством свободных членов и, во-вторых, возможные оценки этой величины должны быть связаны с другим и более сложным условием согласования [14]. Оба эти вопроса не изучены и находятся вне рамок настоящей работы.

Что касается двух последних слагаемых в (4) и на рис. 6, то можно попытаться рассмотреть их подробнее, если использовать уравнение (2) для  $g_{12}$ . Подставляя правую часть уравнения (2) во второе из двух (однотипных) последних слагаемых в (4), получим три весьма сложных выражения, содержащих три или четыре ФГ  $G$  и одну ФГ фонона  $D$ . Одно из них представлено графиком, показанным на рис. 8, который получается после подстановки второго свободного члена уравнения (1) в величину  $(\varphi_{\lambda_1}, \delta^{(1)}g\delta^{(1)}\varphi_{\lambda_2})$  в (4) (последний график на рис. 6). Похожий график с заменой амплитуды  $g$  на вершину  $V$  обсуждался в [17], где было показано, что такого рода графики не следует включать в задачу учета  $g^2$ -поправок. Таким образом, подстановка правой части уравнения (2) в последние графики на рис. 6 сильно усложняет задачу и фактически на данном этапе не нужна. Для анализа вклада двух последних графиков в (4), на рис. 6 необходимо попытаться использовать уже имеющуюся оценку самой величины  $g_{12}$ , см. следующий раздел.

### 4. СВЯЗЬ АМПЛИТУД РОЖДЕНИЯ ОДНОГО И ДВУХ ФОНОНОВ

Эта связь, которая иллюстрируется на рис. 6 двумя последними графиками, требует специального анализа. Во-первых, можно с большой степенью уверенности утверждать, что слагаемые, соответствующие сумме пятого графика и первых четырех графиков на рис. 6, сильно компенсируют друг друга. Для аналогичного случая, когда вместо амплитуды  $g$  входит вершина  $V$ , это показано в расчетах магнитных и квадрупольных моментов основного состояния нечетных ядер в работах [17, 18]. Поэтому остальные два слагаемых на рис. 6, которые реализуют связь амплитуд одного и двух фононов, могут оказаться существенными. Во-вторых, это обстоятельство является весьма важным, хотя бы частично, в силу физических причин, описанных во Введении.

Как уже говорилось, решение уравнения (2) для амплитуды рождения двух фононов, входящей в эти два графика, весьма трудоемко. Оно решалось в координатном представлении только в работах А.П. Платонова [15] для других по сравнению с

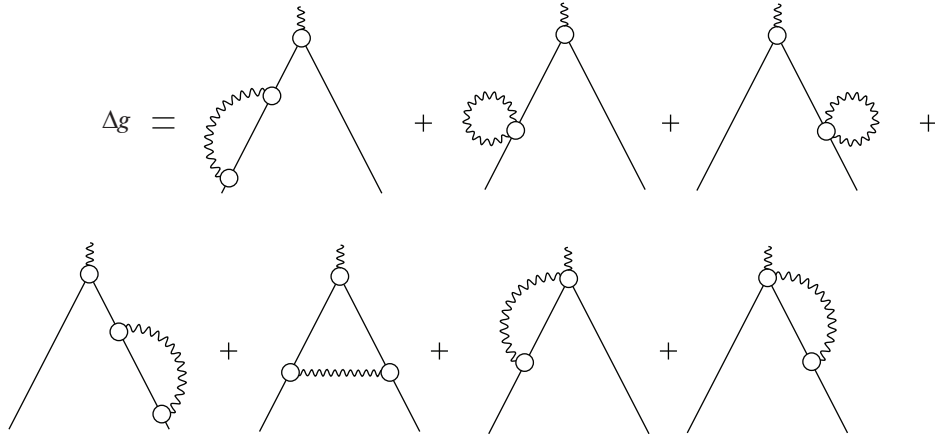


Рис. 6. Диаграммы, определяющие  $g^2$ -поправки к амплитуде рождения одного фонона.

нашей задач. Поэтому на данном этапе необходимо выполнить анализ этих двух слагаемых с использованием имеющихся реалистических оценок амплитуды  $g_{12}$ . Эти оценки основаны на том, что в случае “духового”  $1^-$ -состояния точным решением уравнения для амплитуды  $g_1$  является  $\omega = 0$ ,  $g_1 = \alpha_1 \partial U / \partial r$ , где  $U$  — среднее поле, что совпадает с результатами теории Бора–Моттельсона [11]. Тогда, поскольку  $\delta_1 g_1$  есть изменение  $g_1$  в поле дипольного “духового” фонона, которое вызвано сдвигом центра тяжести системы, то для этого случая можно получить из уравнения для  $g_{11}$

$$(\delta_1 g_1)_{ik} = C^2 \partial^2 U / \partial \mathbf{r}_i \partial \mathbf{r}_k, \quad (5)$$

где  $C$  — нормировочная константа. Для произвольного  $L$ , т.е. реального фонона, главная часть  $\delta_L g_L$  пропорциональна  $\delta_1 g_1$  и, как показали расчеты [15], объемная квантовая поправка невелика по сравнению с поверхностной классической компонентой  $\delta_1 g_1$ . Поэтому можно использовать оценку (5), положив коэффициент пропорциональности равным коэффициенту динамической деформации  $\alpha_L$ .

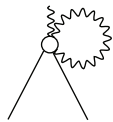


Рис. 7. Диаграмма высшего порядка для амплитуды рождения одного фонона, содержащая амплитуду рождения  $g_{113}$  трех фононов.

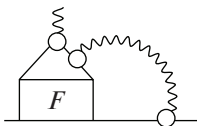


Рис. 8. Одна из сложных диаграмм, определяющая амплитуду рождения одного фонона (см. текст).

Ранее рассматривался только частный случай  $g_{LL}$ , соответствующий  $L_1 = L_2$  (случай тэдпола), поэтому для простоты рассмотрим этот же случай для нашей задачи анализа величины  $\Delta g_{\lambda_1 \lambda_2}^{\text{new}}$  (два графика на рис. 6). Величина  $g_{LL}$  в координатном представлении имеет вид [15]

$$g_{LL}(\mathbf{r}) = \sum_{K\Omega} a_{LL}^{K\Omega} Y_{K\Omega}(\mathbf{n}) M_{LL}^K(r), \quad (6)$$

где

$$a_{LL}^{K\Omega} = (-1)^{M'+\Omega} \begin{pmatrix} L & L & K \\ M & -M' & -\Omega \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} L & L & K \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} (2L+1) \left( \frac{2K+1}{4\pi} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

$K = 0, 2$  и аналогично для свободных членов в уравнении для  $g_{LL}$ . Тогда, решая уравнение для радиальной части  $M_{11}^K(r)$  с учетом похожести решений уравнений для  $g_{11}$  и  $g_{LL}$  можно записать:

$$M_{LL}^0(r) = \alpha_L^2 \left( \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial U}{\partial r} \right), \quad (8)$$

$$M_{LL}^2(r) = \alpha_L^2 \left( \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} \right),$$

где  $U$  — самосогласованный потенциал ядра.

Общая формула, которая в (4) обозначается как  $\Delta g_{\lambda_1 \lambda_2}^{\text{new}}$  для случая  $L_1 = L_2 = L$ , имеет вид

$$(\Delta g_{LL}^{\text{new}})_{13} = \sum_{\lambda_2 M} g_{13}^{LM} g_{32}^{L-MLM'} I_{\lambda_1 \lambda_3 L}, \quad (9)$$

где

$$g_{13}^{LM} = (-1)^{j_1 - m_1} \begin{pmatrix} j_1 & L & j_3 \\ -m_1 & M & m_3 \end{pmatrix} \times \quad (10)$$

$$\begin{aligned} & \times \langle \nu_1 || g^L || \nu_3 \rangle, \\ I_{\lambda_1 \lambda_3 L} &= \int G_{\lambda_3}(\varepsilon_{\lambda_1} + \omega) D_L(\omega) \frac{d\omega}{2\pi i} = \quad (11) \\ &= \frac{-n_{\lambda_3}}{\varepsilon_{\lambda_1} - \varepsilon_{\lambda_3} + \omega_L} + \frac{-(1-n)_{\lambda_3}}{\varepsilon_{\lambda_1} - \varepsilon_{\lambda_3} - \omega_L}. \end{aligned}$$

Здесь и ниже индексы 1, 2, 3 означают набор одночастичных квантовых чисел  $1 \equiv \lambda_1 \equiv (n_1, j_1, l_1, m_1) \equiv (\nu_1, m_1)$  (сферические ядра).

Подставляя (6), (7) в (9), находим

$$\begin{aligned} (\Delta g_{LL}^{\text{new}}) &= (\Delta g_{LL}^{\text{new}})_{\lambda_1 \lambda_2 L M'} = \quad (12) \\ &= (-1)^{j_1 - m_1} \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & L \\ -m_1 & m_2 & M' \end{pmatrix} (\Delta g_{LL}^{\text{new}})_{\nu_1 \nu_2 L}, \\ (\Delta g_{LL}^{\text{new}})_{\nu_1 \nu_2 L} &= (2L + 1) \times \\ &\times \sum_{\nu_3 K} \left( \frac{2K + 1}{4\pi} \right)^{1/2} \begin{pmatrix} L & L & K \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \left\{ \begin{matrix} j_1 & j_2 & L \\ K & L & j_3 \end{matrix} \right\} \times \\ &\times \langle \nu_3 || Y_K || \nu_2 \rangle \langle \nu_1 || g^L || \nu_3 \rangle I_{\nu_1 \nu_3 L} (M_{LL}^K)_{\nu_3 \nu_2}, \end{aligned}$$

где

$$(M_{LL}^K)_{\nu_3 \nu_2} = \int R_{\nu_3}^* M_{LL}^K(r) R_{\nu_2} r^2 dr, \quad (13)$$

$R_{\nu_3}$ ,  $R_{\nu_2}$  — одночастичные радиальные волновые функции и приведенные матричные элементы рассчитываются по обычной схеме.

Аналогично получаются формулы и для другого из двух последних слагаемых в (4) и на рис. 6.

Расчеты, как по полученным здесь новым формулам (9)–(13), так и по остальным формулам, соответствующим графикам на рис. 6, вклад которых необходимо проверить, должны быть сделаны в отдельной работе.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложен метод проверки правильности описания низколежащих фононов, которое основано на предположении, что фононы описываются в рамках метода (К)МХФ, формулируемого в стандартной теории конечных ферми-систем на языке ФГ. Точнее, рассмотрены поправки первого порядка к амплитуде рождения фонона, основанные на существовании малого  $g^2$ -параметра. По-видимому, наибольший интерес будет иметь применение предлагаемого подхода к полумагическим ядрам, где указанные поправки могут достаточно заметно изменить результаты, полученные с использованием указанного предположения. По крайней мере, для задачи ангармонических эффектов второго порядка, решенной без учета КОС, это было продемонстрировано на нескольких примерах

для полумагических ядер в методе КФМ [23], где учет смешивания с двумя фононами заметно изменил вероятность  $E1$ -перехода.

Следует также отметить важность предложенного здесь метода для других задач. Если вместо амплитуды  $g$  рассмотреть два аналогичных слагаемых, или графика, в которых вместо  $g$  стоит эффективное поле  $V$ , то, используя предложенную методику, можно рассчитать два слагаемых  $(\delta^{(1)}\varphi_{\lambda_1} \delta^{(1)}V\varphi_{\lambda_2})$  и  $(\varphi_{\lambda_1} \delta^{(1)}V\delta^{(1)}\varphi_{\lambda_2})$ . При этом следует воспользоваться формулой, аналогичной вышеупомянутой формуле  $g_1 = \alpha_L \frac{\partial U}{\partial r}$ , но для  $\delta^{(1)}V \sim \alpha_L \frac{\partial V}{\partial r}$ , которая была предложена в работе [24]. Тогда, поскольку электромагнитные моменты нечетных ядер в основном состоянии определяются диагональным матричным элементом  $\langle \lambda_1 | V | \lambda_2 \rangle$ , можно оценить суммарный вклад связи фононов типа  $(\delta^{(1)}\varphi_{\lambda_1} \delta^{(1)}V\varphi_{\lambda_2})$ , не оценивая отдельные слагаемые, входящие в эту величину, как это делалось в [17]. Таким образом, можно уточнить результаты самосогласованных расчетов в работах [17, 18] для магнитных и квадрупольных моментов нечетных ядер в основном состоянии. В работе А.П. Платонова, см. [24], соответствующие несамосогласованные расчеты выполнялись для других физических характеристик.

Во Введении были названы два пути развития ТКФС. Первый — в области энергий низколежащих фононов, который описан в настоящей работе. Второй — в области энергий гигантских и пигми-резонансов. Можно думать, что эти две большие, хотя и несравнимые по количеству работы задачи, должны быть названы как третий этап развития ТКФС. Настоящая работа является первым шагом в этом направлении.

Полученные результаты, к сожалению, не обсуждались с Э.Е. Саперштейном. Но, конечно, они не могли быть получены, если бы не совместная многолетняя работа одного из авторов (С.К.) с Э.Е. Саперштейном, у которого этот автор многому научился.

Авторы благодарны организаторам семинара INFNUM за поддержку и С.В. Толоконникову за полезные обсуждения материалов работы.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-90186 и поддержано грантом РНФ 16-12-10155.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А. Б. Мигдал, *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер* (Наука, Москва, 1965).
2. А. Б. Мигдал, *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер, 2-е изд.* (Наука, Москва, 1983).

3. Э. Е. Саперштейн, С. В. Толоконников, ЯФ **79**, 703 (2016) [Phys. At. Nucl. **79**, 1030 (2016)].
4. С. П. Камерджиев, О. И. Ачаковский, С. В. Толоконников, М. И. Шитов, ЯФ **82**, 320 (2019) [Phys. At. Nucl. **82**, 366 (2019)].
5. И. Н. Борзов, Э. Е. Саперштейн, С. В. Толоконников, ЯФ **71**, 493 (2008) [Phys. At. Nucl. **71**, 469 (2008)].
6. V. A. Khodel and E. E. Saperstein, Phys. Rep. **92**, 183 (1982).
7. Э. Е. Саперштейн, С. С. Панкратов, М. В. Зверев, М. Балдо, У. Ломбардо, ЯФ **72**, 1167 (2009) [Phys. At. Nucl. **72**, 1121 (2009)].
8. M. Baldo, U. Lombardo, E. E. Saperstein, and M. V. Zverev, Phys. Rep. **391**, 261 (2004).
9. S. Kamerdzhiev, J. Speth, and G. Tertychny, Phys. Rep. **393**, 1 (2004).
10. С. П. Камерджиев, А. В. Авдеенков, Д. А. Войтенков, ЯФ **74**, 1509 (2011) [Phys. At. Nucl. **74**, 1478 (2011)].
11. О. Бор, Б. Моттельсон, *Структура атомного ядра*, т. 2 (Мир, Москва, 1977).
12. А. В. Авдеенков, С. П. Камерджиев, ЯФ **62**, 610 (1999) [Phys. At. Nucl. **62**, 563 (1999)].
13. В. Г. Соловьёв, *Теория атомного ядра. Квази-частицы и фононы* (Энергоатомиздат, Москва, 1989).
14. В. А. Ходель, ЯФ **24**, 704 (1976) [Sov. J. Nucl. Phys. **24**, 367 (1976)].
15. V. A. Khodel, A. P. Platonov, and E. E. Saperstein, J. Phys. G: Nucl. Phys. **6**, 1199 (1980).
16. S. P. Kamerdzhiev and E. E. Saperstein, Eur. Phys. J. A **37**, 333 (2008).
17. Э. Е. Саперштейн, О. И. Ачаковский, С. П. Камерджиев, З. Кревальд, Й. Шпет, С. В. Толоконников, ЯФ **77**, 1089 (2014) [Phys. At. Nucl. **77**, 1033 (2014)].
18. E. E. Saperstein, S. Kamerdzhiev, D. S. Krepish, S. V. Tolokonnikov, and D. Voitenkov, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **44**, 065104 (2017).
19. D. Voitenkov, S. Kamerdzhiev, S. Krewald, E. E. Saperstein, and S. V. Tolokonnikov, Phys. Rev. C **85**, 054319 (2012).
20. С. П. Камерджиев, Д. А. Войтенков, Э. Е. Саперштейн, С. В. Толоконников, Письма в ЖЭТФ **108**, 155 (2018) [JETP Lett. **108**, 155 (2018)].
21. С. П. Камерджиев, Д. А. Войтенков, Э. Е. Саперштейн, С. В. Толоконников, М. И. Шитов, Письма в ЖЭТФ **106**, 132 (2017) [JETP Lett. **106**, 139 (2017)].
22. С. П. Камерджиев, М. И. Шитов, Письма в ЖЭТФ **109**, 65 (2019) [JETP Lett. **109**, 69 (2019)].
23. V. Yu. Ponomarev, Ch. Stoyanov, N. Tsoneva, and M. Grinberg, Nucl. Phys. A **635**, 470 (1998).
24. А. П. Платонов, Препринт ИАЭ-3786/2 (Москва, 1983).

## ANHARMONIC EFFECTS IN THE THEORY OF FINITE FERMI SYSTEMS

S. P. Kamerdzhiev<sup>1)</sup>, M. I. Shitov<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

A short review of the results by E.E. Saperstein and his coauthors devoted to the theory of ground and low-lying excited states of magic and semi-magic nuclei is given. Here, the corrections to the low-lying phonon creation amplitude  $g$  are considered for the first time. They are based on existence of a small parameter and contain a tadpole coupling between one- and two-phonon-creation amplitudes.

## ОПИСАНИЕ СТАБИЛИЗАЦИИ ОКТУПОЛЬНОЙ ДЕФОРМАЦИИ В ПОЛОСАХ ПЕРЕМЕННОЙ ЧЕТНОСТИ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

© 2020 г. Е. В. Мардыбан<sup>1),2)\*</sup>, Т. М. Шнейдман<sup>1),3)</sup>,  
Е. А. Колганова<sup>1),2)</sup>, Р. В. Джолос<sup>1),2)</sup>

Поступила в редакцию 28.08.2019 г.; после доработки 17.09.2019 г.; принята к публикации 17.09.2019 г.

Проанализированы расщепления по четности и электрические дипольные переходы в полосах переменной четности тяжелых ядер в зависимости углового момента. Показано, что эти зависимости можно трактовать универсальным способом с использованием одного параметра — критического момента, характеризующего фазовый переход от октупольных колебаний к стабильной октупольной деформации. Используя простую модель, получены аналитические выражения для расщепления по четности и момента электрического дипольного перехода. Результаты сравниваются с экспериментальными данными для различных изотопов Ba, Ce и Nd.

DOI: 10.31857/S0044002720010092

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Существуют убедительные экспериментальные и теоретические указания на то, что когда число протонов или нейтронов в ядре находится вблизи определенных значений (56, 88 и 134), форма ядра оказывается нестабильной по отношению к деформациям, нарушающим пространственную четность [1]. С микроскопической точки зрения существование сильных корреляций, приводящих к деформациям такого типа, связано с появлением вблизи поверхности Ферми пар одночастичных орбиталей противоположной четности с угловыми моментами, отличающимися на  $3\hbar$ . Это приводит к усилению октуполь-октупольной части ядерного взаимодействия [2, 3]. Расчеты в рамках моделей среднего поля показали, что в этом случае ядра оказываются мягкими по отношению к октупольной деформации или даже принимают грушевидную форму в основном состоянии [4–9]. Альтернативное объяснение дается в рамках кластерного подхода. Суть его состоит в том, что дальнедействующая часть ядерного взаимодействия может приводить к формированию легких кластеров на поверхности ядра [10–12]. Вклад таких кластерных систем приводит к появлению зеркально-асимметричной деформации. Анализ экспериментальных данных показывает, что существует вза-

имосвязь между силой октупольной деформации и вероятностью альфа-распада [13].

Нарушающие зеркальную симметрию поверхности ядра деформации приводят к появлению в спектрах четно-четных ядер низколежащих состояний отрицательной четности, связанных сильными дипольными и октупольными переходами с уровнями полосы основного состояния. С момента первого наблюдения низкоэнергетичных состояний отрицательной четности [14, 15] был накоплен большой набор экспериментальных данных (см. обзор [16]). Отметим недавние экспериментальные исследования зеркально-асимметричной деформации в  $^{218,220}\text{Rn}$  и  $^{222,224}\text{Ra}$  [17], в  $^{240}\text{Pu}$  [18, 19], в  $^{123}\text{Ba}$  [20] и в  $^{144,146}\text{Ba}$  [21].

В ядрах с сильной октупольной деформацией нижайшие состояния отрицательной четности формируют вращательную полосу  $1^-, 3^-, 5^- \dots$ . В случае статической зеркально-асимметричной деформации эти состояния вместе с членами полосы основного состояния образуют единую полосу, в которой зависимость энергий уровней от углового момента следует стандартному вращательному правилу и уровни противоположной четности чередуют друг друга. Полосы такого типа характерны для спектров молекул. Однако в большинстве четно-четных ядер при малых угловых моментах состояния отрицательной четности сдвинуты вверх относительно положений, которые они имели бы в такой единой полосе молекулярного типа. Этот сдвиг, называемый расщеплением по четности [22], указывает на то, что при малых угловых моментах ядра мы имеем дело с колебаниями по зеркально-асимметричной степени свободы, а не со статиче-

<sup>1)</sup>Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

<sup>2)</sup>Государственный университет “Дубна”, Дубна, Россия.

<sup>3)</sup>Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия.

\*E-mail: mardyban@theor.jinr.ru

ской деформацией. Это явление можно рассматривать как пример квантового фазового перехода в возбужденных состояниях [23, 24].

Вероятности дипольных переходов между состояниями отрицательной четности и членами полосы основного состояния также чувствительны к силе зеркально-асимметричной деформации (см. обзор [3]). С ростом углового момента дипольный момент увеличивается до некоторого критического значения, после которого остается почти постоянным. Такое поведение дипольного момента согласуется с идеей о фазовом переходе.

Анализ экспериментальных данных показывает, что поведение зависимости от углового момента величин расщепления по четности и переходных дипольных моментов достаточно универсально. В предыдущей работе [25], исходя из общих представлений о зеркально-асимметричной моде (независимо, какая степень свободы используется — октупольная деформация или массовая асимметрия) было показано, что эти зависимости можно трактовать универсальным образом с использованием одного параметра — критического углового момента, характеризующего фазовый переход от октупольных колебаний к стабильной октупольной деформации. Используя простую модель аксиально-симметричной зеркально-асимметричной моды, получены аналитические выражения для расщепления по четности и вероятностей электрических дипольных переходов. Результаты оказались в хорошем согласии с экспериментальными данными для различных изотопов Ra, Th, U и Pu. В настоящей работе мы применим разработанную модель для описания стабилизации зеркально-асимметричной деформации с ростом углового момента в редкоземельных ядрах.

## 2. МОДЕЛЬ

Следуя [26], предположим, что рассматриваемое ядро имеет статическую квадрупольную деформацию  $\langle\beta_{20}\rangle$  и является мягким по отношению к аксиально-симметричным ( $K=0$ ) зеркально-асимметричным колебаниям. Эти колебания могут генерироваться либо октупольной степенью свободы, либо массовой асимметрией. Обозначим соответствующую динамическую переменную через  $\beta_{30}$ . Внутренний гамильтониан, описывающий коллективное движение по  $\beta_{30}$  для заданного углового момента  $I$ , запишем в виде

$$H_I = -\frac{\hbar^2}{2B} \frac{d^2}{d\beta_{30}^2} + V_I(\langle\beta_{20}\rangle, \beta_{30}), \quad (1)$$

где  $B$  — эффективная масса. Потенциальная энергия  $V_I$  является симметричной функцией  $\beta_{30}$ .

В гамильтониане (1) связью между квадрупольной и октупольной модами пренебрегаем. Эта связь

привела бы к зависимости момента инерции октупольной моды от углового момента и к перемещению по  $K$  за счет связи октупольной моды с гамма-колебаниями. Поскольку рассматриваются только полосы с  $K=0$  в хорошо деформированных ядрах при не слишком больших моментах, представляется разумным использовать средние значения квадрупольных деформаций.

Диагонализация гамильтониана (1) с разными вариантами потенциала  $V_I$  показывает [10, 27], что с хорошей точностью нижайшие состояния положительной и отрицательной четности могут быть аппроксимированы суперпозицией двух гауссианов с центрами в  $\beta_{30} = \pm\beta_m(I)$  и шириной  $\sqrt{\hbar/(B\omega(I))}$

$$\begin{aligned} \Psi_I^{(\pm)}(\beta_{30}) &= \quad (2) \\ &= \left[ \frac{\omega}{4\pi\hbar} \right]^{1/4} \left( 1 \pm e^{-\frac{B\omega}{\hbar}\beta_m(I)^2} \right)^{-1/2} \times \\ &\times \left( e^{-\frac{B\omega}{2\hbar}(\beta_{30}-\beta_m(I))^2} \pm e^{-\frac{B\omega}{2\hbar}(\beta_{30}+\beta_m(I))^2} \right). \end{aligned}$$

Можно ввести параметр

$$\xi(I) = \sqrt{\frac{B\omega(I)}{\hbar}} \beta_m(I), \quad (3)$$

дающий отношение расстояния между центрами гауссианов к сумме их ширин. Если  $\xi \ll 1$ , перекрытие компонент в (2) велико и волновая функция  $\Psi_I^{(+)}$  соответствует случаю октупольных колебаний. Если  $\xi \gg 1$ , компоненты в (2) хорошо разделены, что соответствует статической октупольной деформации.

Потенциал аксиально-симметричной октупольной моды может быть вычислен по волновой функции основного состояния  $\Psi^{(+)}$  как

$$V_I(\langle\beta_{20}\rangle, \beta_{30}) = \frac{\hbar^2}{2B} \frac{\Psi_I^{(+)''}}{\Psi_I^{(+)}} + E_I^{(+)}(\langle\beta_{20}\rangle), \quad (4)$$

где  $E_I^{(+)}(\langle\beta_{20}\rangle)$  — энергия возбуждения нижайшего состояния с угловым моментом  $I$  и положительной четностью. Поскольку нас интересует расчет расщепления по четности, определяемый разностью энергий первого возбужденного состояния отрицательной четности  $E_I^{(-)}$  и основного состояния положительной четности  $E_I^{(+)}$  для заданного углового момента  $I$ , величина  $E_I^{(+)}(\langle\beta_{20}\rangle)$  не входит в окончательный результат и может быть положена равной нулю. Заметим, что это можно сделать только для хорошо деформированных ядер.



Используя выражение (2), для потенциальной энергии аксиально-симметричной зеркально-асимметричной моды получим

$$V_I(\beta_{30}) = \frac{\hbar\omega}{2} \left( -1 + \frac{B\omega(I)}{\hbar} (\beta_{30}^2 + \beta_m^2) - 2 \frac{B\omega(I)}{\hbar} \beta_m \beta_{30} \tanh \frac{B\omega(I)}{\hbar} \beta_m \beta_{30} \right). \quad (5)$$

Потенциал (5) используется для численной диагонализации  $H_I$  и для вычисления расщепления по четности как функции углового момента.

Вводя безразмерную переменную  $x = \beta_{30}/\beta_m(I)$  и параметр  $\xi$ , определенный выражением (3), гамильтониан  $H_I$  и потенциальная энергия  $V_I$  могут быть переписаны в форме

$$H_I = \hbar\omega(I)h(\xi), \quad (6)$$

$$h(\xi) = -\frac{1}{2\xi^2} \frac{d^2}{dx^2} + v_\xi(x),$$

$$v_\xi(x) = \frac{1}{2}(\xi^2 - 1) + \frac{1}{2}\xi^2 x^2 - \xi^2 x \tanh(\xi^2 x).$$

Видно, что предположение (2) о виде волновых функций позволяет описать одновременно как случай колебательного движения, так и случай стабильной октупольной деформации. Действительно, при малых значениях  $\xi \ll 1$  потенциальная энергия  $v_\xi(x)$  сводится к осцилляторному виду

$$v_\xi(x) = \frac{1}{2}(\xi^2 - 1) + \frac{1}{2}(1 - 2\xi^2)\xi^2 x^2, \quad (7)$$

а при больших значениях  $\xi \gg 1$  принимает вид двух осцилляторов, разделенных высоким барьером

$$v_\xi(x) = \frac{1}{2}(\xi^2 - 1) + \frac{1}{2}\xi^2(|x| - 1)^2. \quad (8)$$

Из (6) видно, что расщепление по четности можно параметризовать как

$$\Delta E(I) \equiv E_I^{(-)} - E_I^{(+)} = \hbar\omega(I)f[\xi(I)], \quad (9)$$

где  $f[\xi(I)]$  — энергия первого возбужденного состояния гамильтониана  $h(\xi)$  (энергия основного состояния этого гамильтониана равна нулю). Вся информация о ядре содержится в зависимости  $\xi$  от углового момента, а функция  $f(\xi)$  универсальна.

В работе [25] показано, что  $f(x)$  с хорошей точностью может быть аппроксимирована выражением

$$f(\xi) = \frac{\xi^2 e^{-\xi^2}}{2 \left[ 1 + (1 - e^{-\alpha\xi^2}) \frac{\sqrt{\pi}\xi}{4} \right]} \coth \left( \frac{\xi^2}{2} \right), \quad (10)$$

где значение параметра  $\alpha = 0.053$  получено путем фитирования численного выражения для  $f(\xi)$ . Для

фактического описания экспериментальных данных можно положить  $\alpha = 0$ , что дает более простое выражение для расщепления по четности:

$$\Delta E(I) = \hbar\omega(I)\xi(I)^2 e^{-\xi(I)^2} \coth(\xi(I)^2/2). \quad (11)$$

Так как в области  $\xi \gg 1$  значения расщепления по четности малы и на них влияют многие эффекты, не включенные в модель (например, пересечение полос), мы можем пренебречь отклонениями (11) от (10) при больших значениях  $\xi$  и использовать выражение (11).

В дополнение к появлению низколежащих состояний отрицательной четности общим свойством ядер с сильными октупольными корреляциями являются большие значения вероятностей электрических дипольных переходов [3]. В то время как абсолютные значения дипольного момента для переходов между состояниями с отрицательной и положительной четностью зависят от конкретного ядра, зависимость от углового момента может быть описана универсальной функцией.

В случае хорошо деформированных аксиально-симметричных ядер оператор коллективного электрического дипольного момента записывается во внутренней системе как

$$D_0 \sim C\beta_{20}\beta_{30}, \quad (12)$$

где  $C$  — дипольная поляризуемость, определяемая асимметрией между плотностями нейтронов и протонов [4]. В макроскопической модели жидкой капли, например, мы имеем

$$D_0 = C_{LD}AZe\beta_{20}\beta_{30}, \quad (13)$$

где  $C_{LD} = 0.0007$  фм [28].

Таким образом, зависимость переходного дипольного момента от  $I$  определяется матричным элементом  $\langle f|\beta_{30}|i \rangle$ , где векторы  $|i \rangle$  и  $|f \rangle$  обозначают начальное и конечное состояние соответственно. При  $E1$ -переходе волновые функции начального и конечного состояний имеют противоположную четность и отличаются по угловому моменту на  $1\hbar$ . Используя выражение (2) и предполагая  $\xi_i(I) \approx \xi_f(I \pm 1) \approx \xi_{av}$ , получим

$$\langle f|\beta_{30}|i \rangle = \sqrt{\frac{\hbar}{B\omega}} \frac{\xi_{av} e^{\xi_{av}^2}}{\sqrt{e^{2\xi_{av}^2} - 1}}. \quad (14)$$

Из (14) видно, что в пределе октупольных колебаний ( $\xi \ll 1$ )

$$\langle f|\beta_{30}|i \rangle \approx \sqrt{\frac{\hbar}{B\omega}}. \quad (15)$$

При больших значениях  $\xi$  дипольный момент является растущей функцией  $\xi$ . Это увеличение почти линейно при  $\xi > 1$



$$(f|\beta_{30}|i) \approx \beta_m(I) \quad (I > I_{\text{crit}}). \quad (16)$$

Приведенный матричный элемент  $E1$ -перехода из состояния с угловым моментом  $I_i$  в состояние с угловым моментом  $I_f = I_i \pm 1$  принимает вид

$$\frac{\langle I_f || E1 || I_i \rangle}{\langle 1 || E1 || 0 \rangle} = \sqrt{2I_i + 1} C_{I_i 0 10}^{I_f 0} \frac{\xi_{av} e^{\xi_{av}^2}}{\sqrt{e^{2\xi_{av}^2} - 1}}. \quad (17)$$

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Из выражения (9) следует, что зависимость расщепления по четности от углового момента определяется универсальной функцией  $f(\xi)$ , где  $\xi$  зависит от  $\xi$ . Эта функция может быть получена численно как энергия первого возбужденного состояния гамма-кванта  $h\xi$ . Приближенно  $f[\xi]$  определяется выражением (10), которое используется в дальнейшем для описания расщепления по четности ядер.

Наши расчеты показали, что с достаточно хорошей точностью зависимость  $\hbar\omega_I$  и  $\xi(I)$  от углового момента может быть выбрана в виде

$$\begin{aligned} \hbar\omega_I &= \text{const}, \\ \xi(I) &= cI. \end{aligned} \quad (18)$$

Эта параметризация содержит малое количество параметров. Значение частоты  $\hbar\omega$  сразу определяется значением расщепления по четности при нулевом угловом моменте  $\Delta E_{\text{exp}}(0)$ . Действительно, если  $I = 0$ , то  $\xi(0) = 0$  и  $V_I(\beta_{30})$  сводится к осцилляторному потенциалу. Интервал между основным и первым возбужденным состояниями определяется частотой  $\hbar\omega$ . Поэтому получаем, что  $\hbar\omega = \Delta E_{\text{exp}}(0)$ . Функция  $f(\xi)$  является универсальной функцией  $\xi$  и, следовательно, зависит только от параметра  $c$ , определенного в (18). Более того, если мы воспользуемся результатами работы [24], можно связать значение  $c$  со значением критического углового момента  $I_{\text{crit}}$ , при котором происходит фазовый переход от октупольных колебаний поверхности ядра к стабильной октупольной деформации:

$$cI_{\text{crit}} = \frac{1}{\sqrt{2}}. \quad (19)$$

В конечном итоге получаем

$$\frac{\Delta E(I)}{\Delta E_{\text{exp}}(0)} = f\left(\frac{I}{\sqrt{2}I_{\text{crit}}}\right). \quad (20)$$

Экспериментальные значения расщепления по четности  $\Delta E_{\text{exp}}(I)$  определяются по энергиям  $E_{\text{exp}}(I)$  нижайших состояний отрицательной четности и уровней полосы основного состояния [29]. Величина  $\Delta E_{\text{exp}}(I)$  является разностью между

энергиями состояний с отрицательной и положительной четностью с одним и тем же спином  $I$ . Однако из-за правил отбора при  $K = 0$  [30] при каждом значении  $I$  существует только одно состояние с фиксированной четностью  $\pi = (-1)^I$ . Таким образом, энергия состояния противоположной четности, но с тем же  $I$ , может быть найдена только путем интерполяции с использованием энергий соседних состояний. Эта интерполяция должна учитывать зависимость энергии возбуждения от углового момента в окрестности  $I$ . Так как в модели предполагается, что ядра имеют устойчивую квадрупольную деформацию, энергии следуют вращательному правилу с постоянным моментом инерции, что приводит к следующей интерполяции [31]:

$$\begin{aligned} E_{\text{inter}}(I+1) &= \frac{1}{2}[E_{\text{exp}}(I+2) + E_{\text{exp}}(I)] - \\ &- \frac{1}{8}[E_{\text{exp}}(I+4) - 2E_{\text{exp}}(I+2) + E_{\text{exp}}(I)], \end{aligned} \quad (21)$$

и расщепление по четности

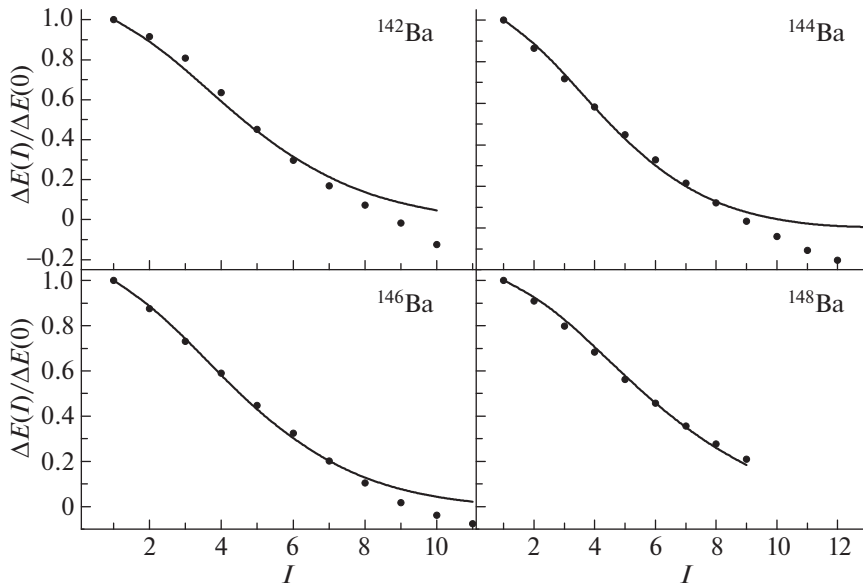
$$\Delta_{\text{exp}} E(I) = (-1)^I (E_{\text{inter}}(I) - E_{\text{exp}}(I)). \quad (22)$$

Поскольку экспериментальное значение расщепления по четности при  $I = 0$  недоступно, значение  $\Delta E(0)$  фиксировано для воспроизведения экспериментальных данных для  $\Delta E_{\text{exp}}(1)$ . Критический угловой момент  $I_{\text{crit}}$  определяется так, чтобы дать наилучшее описание расщепления по четности. Если состояния полосы переменной четности известны вплоть до больших значений угловых моментов, то  $I_{\text{crit}}$  фиксируется в диапазоне угловых моментов  $0 \leq I \leq 10$ . Причина, по которой большие значения угловых моментов не учитываются, связана с возможным появлением пересечения полос при более высоких значениях  $I$ . Расчеты, выполненные для деформированных изотопов Ba, Ce и Nd, представлены на рис. 1 и 2 вместе с экспериментальными данными из [29]. Полученные значения критических моментов  $I_{\text{crit}}$  даны в табл. 1.

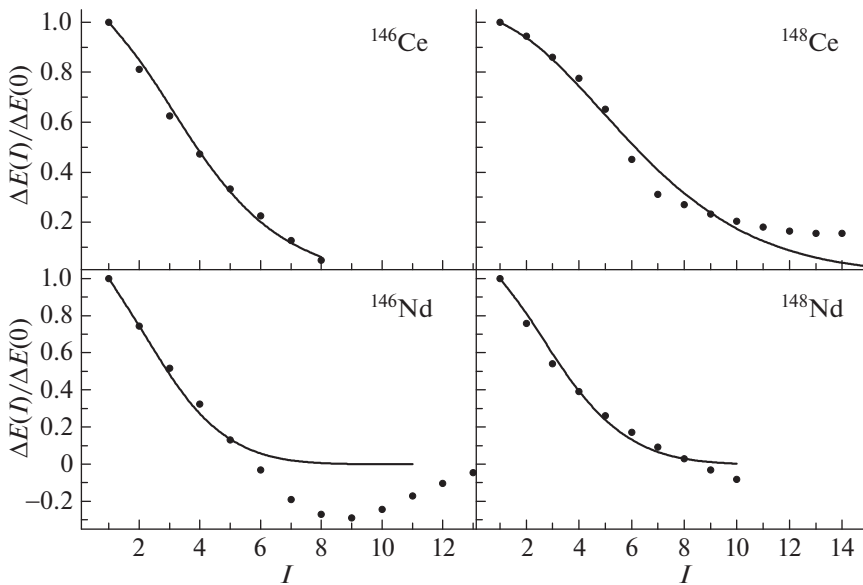
Получено достаточно хорошее общее согласие с экспериментом для всех рассмотренных ядер. Расхождения в поведении расчетных и экспериментальных зависимостей расщепления по четности

**Таблица 1.** Полученные в расчетах значения критических угловых моментов  $I_{\text{crit}}$  для  $^{142-148}\text{Ba}$ ,  $^{146,148}\text{Ce}$  и  $^{146,148}\text{Nd}$

Ядро	$^{142}\text{Ba}$	$^{144}\text{Ba}$	$^{146}\text{Ba}$	$^{148}\text{Ba}$
$I_{\text{crit}}$	3.72	3.64	3.65	4.61
Ядро	$^{146}\text{Ce}$	$^{148}\text{Ce}$	$^{146}\text{Nd}$	$^{148}\text{Nd}$
$I_{\text{crit}}$	3.10	5.01	2.24	2.71



**Рис. 1.** Зависимость расщепления по четности от углового момента для ядер  $^{142,144,146,148}\text{Ba}$ . Экспериментальные данные (точки) взяты из [29]. Рассчитанные расщепления четности (кривые) получены с использованием выражений (9) и (10). Значения параметров  $I_{\text{crit}}$  и  $\Delta E(0)$  приведены в табл. 1.

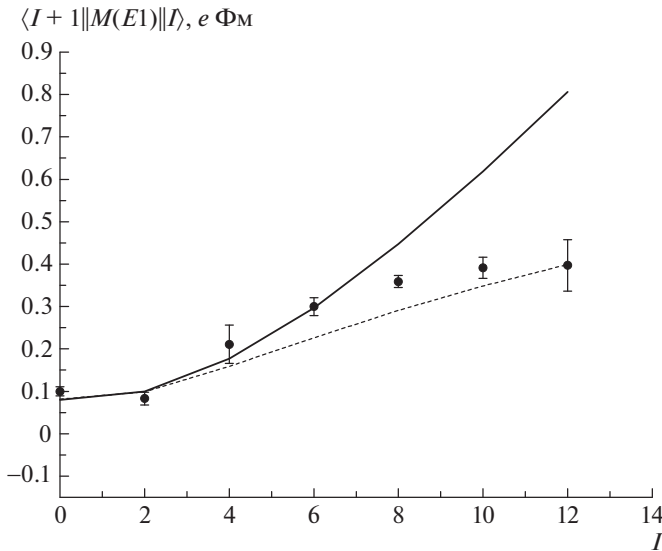


**Рис. 2.** То же, что на рис. 1, но для ядер  $^{146,148}\text{Ce}$  и  $^{146,148}\text{Nd}$ .

связаны с тем, что экспериментальное расщепление по четности может принимать отрицательные значения, а рассчитанное подходит к нулю, оставаясь положительным. Такое поведение расщепления по четности возникает из-за связи аксиально-симметричной октупольной моды с другими модами, которые не включены в модель. Например, все ядра в рассматриваемой области масс имеют отрицательную полосу четности с  $K = 1$  [18]. Эту полосу можно интерпретировать как построенную на возбуждении неаксиально-симметричной окту-

польной моды [32]. Кориолисова связь этой полосы с состояниями отрицательной четности полосы переменной четности сдвигает последнюю вниз по энергии. Поскольку для состояний положительной четности не существует аналогичной полосы с  $\Delta K = 1$ , это возмущение снизит расщепление по четности и, если невозмущенное расщепление по четности близко к нулю, сдвинет его в область отрицательных значений.

Используя полученные значения критических угловых моментов, можно рассчитать зависимость



**Рис. 3.** Расчетные и экспериментальные значения матричного элемента  $E1$  в зависимости от углового момента для  $^{148}\text{Nd}$ . Значение критического углового момента приведено в табл. 1. Сплошная кривая — расчет с параметризацией (18); штриховая — с параметризацией (23). Экспериментальные данные (точки) взяты из [30].

от углового момента приведенных матричных элементов дипольных переходов между состояниями полосы переменной четности. На рис. 3 представлены результаты для  $^{148}\text{Nd}$  и их сравнение с экспериментальными данными [30]. Видно, что расчет с использованием уравнения (17) хорошо согласуется с экспериментальными данными, когда угловой момент  $I$  не слишком сильно превосходит  $I_{\text{crit}}$ . При больших значениях углового момента,  $I \gg I_{\text{crit}}$ , экспериментальная зависимость приведенных матричных элементов дипольного перехода выходит на насыщение, в то время как расчетная кривая продолжает расти. Такое расхождение может быть объяснено тем, что зависимость  $\xi(I)$ , заданная выражением (18), является слишком грубым приближением при значениях  $I$ , значительно превышающих  $I_{\text{crit}}$ . Чтобы улучшить согласие с экспериментом при больших значениях  $I$ , достаточно предположить

$$\xi(I) = cI/(1 + dI) \quad (23)$$

вместо (18).

Физически введение параметризации (23) может быть объяснено зависимостью момента инерции ядра от углового момента. Действительно, как показано в [25], при больших угловых моментах для частоты  $\hbar\omega$  и параметра  $\xi$  можно получить следующую оценку:

$$\Delta E(0) = \hbar\omega,$$

$$\hbar\omega\xi^2(I) = \frac{\hbar^2 I(I+1)}{\tilde{\mathfrak{I}}(I)}, \quad (24)$$

где момент инерции  $1/\tilde{\mathfrak{I}}(I)$  определяется разностью обратных моментов инерции при  $\beta_{30} = 0$  и  $\beta_{30} = \beta_m$ . Предполагая слабый рост приведенного момента инерции с угловым моментом, получаем параметризацию (23) для  $\xi(I)$ . Результаты расчета с этой параметризацией представлены на рис. 3 штриховой кривой. Видно, что согласие с экспериментом значительно улучшается.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена простая модель для описания спектроскопической информации о полосах чередующейся четности в тяжелых ядрах. Модель основана на предположении, что нижайшие состояния отрицательной четности квадрупольно деформированных ядер связаны с возбуждением аксиально-симметричной октупольной моды. Показано, что октупольная деформация стабилизируется с увеличением углового момента, таким образом, происходит фазовый переход от октупольных колебаний к стабильной октупольной деформации. На основе предложенной модели получены приближенные аналитические выражения для зависимости расщепления по четности и приведенных матричных элементов  $E1$ -переходов от углового момента. Аналитические выражения содержат небольшое количество параметров с ясным физическим значением. Эти параметры могут быть установлены из сравнения с экспериментальными данными или рассчитаны микроскопически. Полученные выражения применены для описания полос переменной четности в ядрах  $^{142-148}\text{Ba}$ ,  $^{146,148}\text{Ce}$  и  $^{146,148}\text{Nd}$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 17-52-12015).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. Bohr and B. Mottelson, *Nuclear Structure* (Benjamin, New York, 1975), Vol. 2.
2. R. G. Nazmitdinov, I. N. Mikhailov, and Ch. Briancon, *Phys. Lett. B* **188**, 171 (1987).
3. P. A. Butler and W. Nazarewicz, *Rev. Mod. Phys.* **68**, 349 (1996).
4. J. L. Egido and L. M. Robledo, *Nucl. Phys. A* **494**, 85 (1989).
5. K. Rutz, J. A. Maruhn, P.-G. Reinhard, and W. Greiner, *Nucl. Phys. A* **590**, 680 (1995).
6. L. M. Robledo and G. F. Bertsch, *Phys. Rev. C* **84**, 054302 (2011).
7. B. N. Lu, J. Zhao, E.-G. Zhao, and S.-G. Zhou, *Phys. Rev. C* **89**, 014323 (2014).
8. S.-G. Zhou, *Phys. Scr.* **91**, 063008 (2016).

9. J. Zhao, B.-N. Lu, E.-G. Zhao, and S.-G. Zhou, *Phys. Rev. C* **86**, 057304 (2012).
10. T. M. Shneidman, G. G. Adamian, N. V. Antonenko, R. V. Jolos, and W. Scheid, *Phys. Rev. C* **67**, 014313 (2003).
11. B. Buck, A. C. Merchant, and S. M. Perez, *Phys. Rev. C* **59**, 750 (1999).
12. F. Iachello and A. D. Jackson, *Phys. Lett. B* **108**, 151 (1982).
13. R. K. Sheline and B. B.-M. Bossinga, *Phys. Rev. C* **44**, 218 (1991).
14. F. Asaro, F. Stephens, Jr., and I. Perlman, *Phys. Rev.* **92**, 1495 (1953).
15. F. S. Stephens, Jr., F. Asaro, and I. Perlman, *Phys. Rev.* **100**, 1543 (1955).
16. I. Ahmad and P. A. Butler, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **43**, 71 (1993).
17. L. P. Gaffney, P. A. Butler, M. Scheck, A. B. Hayes, F. Wenander, M. Albers, B. Bastin, C. Bauer, A. Blaznev, S. Bonig, N. Bree, J. Cederkall, T. Chupp, D. Cline, T. E. Cocolios, T. Davinson, *et al.*, *Nature (London)* **497**, 199 (2013).
18. M. Spieker, D. Bucurescu, J. Endres, T. Faestermann, R. Hertenberger, S. Pascu, S. Skalacki, S. Weber, H.-F. Wirth, N.-V. Zamfir, and A. Zilges, *Phys. Rev. C* **88**, 041303(R) (2013).
19. M. Spieker, S. Pascu, D. Bucurescu, T. M. Shneidman, T. Faestermann, R. Hertenberger, H.-F. Wirth, N.-V. Zamfir, and A. Zilges, *Phys. Rev. C* **97**, 064319 (2018).
20. X. C. Chen *et al.*, *Phys. Rev. C* **94**, 021301(R) (2016).
21. B. Bucher *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 112503 (2016).
22. R. V. Jolos and P. von Brentano, *Phys. Rev. C* **49**, R2301(R) (1994).
23. F. Iachello, *8th Workshop on QPT in Nuclei and Other Many-Body Systems, Praha, Czech Republic, June 6–9, 2016*.
24. R. V. Jolos, P. von Brentano, and J. Jolie, *Phys. Rev. C* **86**, 024319 (2012).
25. E. V. Mardyban, T. M. Shneidman, E. A. Kolganova, R. V. Jolos, and S.-G. Zhou, *Chin. Phys. C* **42**, 124104 (2018).
26. R. V. Jolos and P. von Brentano, *Phys. Rev. C* **84**, 024312 (2011).
27. R. V. Jolos, N. Minkov, and W. Scheid, *Phys. Rev. C* **72**, 064312 (2005).
28. V. M. Strutinsky, *J. Nucl. Energy* **4**, 523 (1957).
29. <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf>
30. R. W. Ibbotson, C. A. White, T. Czosnyka, P. A. Butler, N. Clarkson, D. Cline, R. A. Cunningham, M. Devlin, K. G. Helmer, T. H. Hoare, J. R. Hughes, G. D. Jones, A. E. Kavka, B. Kotlinski, R. J. Poynter, P. H. Regan, *et al.*, *Nucl. Phys. A* **619**, 213 (1997).
31. R. V. Jolos and P. von Brentano, *Nucl. Phys. A* **587**, 377 (1995).
32. T. M. Shneidman, G. G. Adamian, N. V. Antonenko, R. V. Jolos, and S.-G. Zhou, *Phys. Rev. C* **92**, 034302 (2015).

## DESCRIPTION OF STABILIZATION OF OCTUPOLE DEFORMATION IN ALTERNATING PARITY BANDS OF HEAVY NUCLEI

E. V. Mardyban<sup>1),2)</sup>, T. M. Shneidman<sup>1),3)</sup>, E. A. Kolganova<sup>1),2)</sup>, R. V. Jolos<sup>1),2)</sup>

<sup>1)</sup> *Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, Joint Institute for Nuclear Research,  
Dubna, Russia*

<sup>2)</sup> *Dubna State University, Dubna, Russia*

<sup>3)</sup> *Kazan Federal University, Kazan, Russia*

Angular momentum dependences of the parity splitting and electric dipole transitions in the alternating-parity bands of heavy nuclei have been analyzed. It is shown that these dependences can be treated in a universal way with use of a single parameter of critical angular momentum, which characterizes phase transition from octupole vibrations to the stable octupole deformation. Using the simple model of axially-symmetric reflection-asymmetric mode, the analytical expression for the parity splitting and electric dipole transitional moment have been obtained. The results obtained are compared with the experimental data for various isotopes of Ba, Ce, and Nd.

## ОТ ДВОЙНОЙ ЯДЕРНОЙ СИСТЕМЫ К ТЕСНЫМ ДВОЙНЫМ ЗВЕЗДАМ И ГАЛАКТИКАМ

© 2020 г. В. В. Саргсян<sup>1),2)\*</sup>, Х. Ленске<sup>2)</sup>, Г. Г. Адамян<sup>1)\*\*</sup>, Н. В. Антоненко<sup>1)</sup>

Поступила в редакцию 28.08.2019 г.; после доработки 28.08.2019 г.; принята к публикации 28.08.2019 г.

Рассматривается эволюция тесных двойных космических объектов по координате массовой асимметрии. Анализируются условия образования устойчивых симметричных двойных звезд и галактик. Объяснена роль симметризации двойной системы в преобразовании потенциальной энергии во внутреннюю энергию и выделении большого количества энергии.

DOI: 10.31857/S0044002720010134

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В тесных двойных звездных или галактических системах, в которых две компоненты почти соприкасаются [1–5], передача вещества между компонентами является важной динамической наблюдаемой. Поэтому имеет смысл изучить эволюцию таких систем по координате массовой асимметрии  $\eta = (M_1 - M_2)/(M_1 + M_2)$ , где  $M_k$  ( $k = 1, 2$ ) — массы компонент двойной системы. В этом исследовании можно использовать теоретические методы, которые успешно применяются к соответствующим процессам в ядерных системах, где массовая асимметрия является важной коллективной координатой, управляющей полным или неполным слиянием двух тяжелых ядер [6, 7]. Очевидно, что ядерная динамика сильно отличается от гравитационного взаимодействия двойных звезд. В ядерных реакциях преобладает короткодействующее сильное взаимодействие, на которое накладываются дальнедействующие (отталкивающие) кулоновские и центробежные силы. Однако расширив методы и результаты фемтомасштабной микроскопической ядерной физики до масштабов макроскопических двойных звездных или галактических систем, было бы интересно сравнить управляющие потенциалы  $U(\eta)$  для двойных космических систем с управляющими потенциалами микроскопических двойных ядерных систем [6–8].

Наш теоретический подход представлен в разд. 2. Нами исследуется поверхность потенциальной энергии тесной двойной звездной или галактической системы для нахождения траектории

системы по координате массовой асимметрии. В разд. 3 применяется метод для изучения эволюции конкретных тесных двойных звездных и галактических систем. Показано, что происходит симметризация изначально асимметричной двойной системы и передача массы является одним из важных источников преобразования гравитационной энергии в другие виды энергии во Вселенной. В разд. 4 перечислены полученные нами результаты.

### 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ ПОДХОД

Полная потенциальная энергия двойной звездной или галактической системы

$$U = U_1 + U_2 + V \quad (1)$$

является суммой потенциальных энергий  $U_k$  ( $k = 1, 2$ ) компонент и энергии взаимодействия  $V$  между ними. Поскольку абсолютные значения  $U_k$  ( $k = 1, 2$ ) и  $V$  намного больше энергии излучения, последней можно пренебречь. Энергию компоненты “ $k$ ” двойной системы можно представить в следующем виде:

$$U_k = -\omega_k \frac{GM_k^2}{2R_k}, \quad (2)$$

где  $G$ ,  $\omega_k$ ,  $M_k$  и  $R_k$  — гравитационная постоянная, безразмерный структурный фактор, масса и радиус компоненты соответственно. В общем случае безразмерный структурный фактор  $\omega_k$  определяется распределением плотности звезды. Используя известную из наблюдений связь

$$R_k = \frac{1}{g} M_k^n$$

между радиусом и массой объекта ( $n$  и  $g$  — константы), мы получаем

$$U_k = -\frac{Gg\omega_k M_k^{2-n}}{2}. \quad (3)$$

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

<sup>2)</sup>Университет Юстуса Либиха, Гиссен, Германия.

\*E-mail: sargsyan@theor.jinr.ru

\*\*E-mail: adamian@theor.jinr.ru

Поскольку две компоненты двойной системы вращаются друг относительно друга вокруг общего центра масс, потенциал взаимодействия компонент

$$V(R) = V_{\text{grav}}(R) + V_{\text{rot}}(R) = -\frac{GM_1M_2}{2R_m} \quad (4)$$

содержит вместе с гравитационной энергией взаимодействия  $V_{\text{grav}} = -\frac{GM_1M_2}{R}$  также кинетическую энергию орбитального вращения  $V_{\text{rot}} = \frac{\mu v^2}{2}$ . Здесь  $\mu = \mu(\eta) = \frac{M_1M_2}{M} = \frac{M}{4}(1 - \eta^2)$ ,  $v = (GM[2/R - 1/R_m])^{1/2}$  и  $R_m$  являются приведенной массой, скоростью и большой полуосью эллиптической орбиты соответственно [1–4]. Уравнение (4) можно переписать в следующем виде:

$$V = -\omega_V G(M_1M_2)^3/2, \quad (5)$$

где

$$\omega_V = \frac{1}{M^2\mu_i^2 R_{mi}}$$

и  $\mu_i = \mu(\eta_i) = \frac{M_{1i}M_{2i}}{M} = \frac{M}{4}(1 - \eta_i^2)$  и  $R_{mi}$  являются соответственно значениями приведенной массы и расстояния в начальной (до передачи массы) двойной системе. При выводе формулы (5) использовалось соотношение

$$R_m = \left(\frac{\mu_i}{\mu}\right)^2 R_{mi}, \quad (6)$$

полученное из законов Кеплера.

Используя (3) и (5), получаем окончательное выражение

$$U = -\frac{G}{2} \left( g[\omega_1 M_1^{2-n} + \omega_2 M_2^{2-n}] + \omega_V [M_1 M_2]^3 \right) \quad (7)$$

для полной потенциальной энергии (1) двойной системы. Для рассматриваемых двойных систем,  $v(R_m) \ll c$ , где  $c$  — скорость света, и соответственно можно пренебречь релятивистскими эффектами. Поскольку  $GM_k/R_m \ll c^2$ , гравитационное поле можно считать слабым и использовать закон тяготения Ньютона.

### 2.1. Двойные звезды

Для расчета безразмерного структурного фактора  $\omega_k$  мы используем модель одинарной звезды, предложенную в работе [3], поскольку данная модель хорошо описывает наблюдаемые соотношения между температурой, радиусом, массой и светимостью звезды, распределение звезд по массам, магнитные поля звезд, спектры сейсмических

колебаний Солнца и т. д. Используя значение безразмерного структурного фактора

$$\omega_k = 1.644 \left( \frac{M_\odot}{M_k} \right)^{1/4} \quad (8)$$

из работы [3], наблюдаемое соотношение радиус–масса

$$R_k = \frac{1}{g} M_k^{2/3} = R_\odot \left( \frac{M_k}{M_\odot} \right)^{2/3}$$

и связь между координатой массовой асимметрии  $\eta$  и массами звезд  $M_1 = \frac{M}{2}(1 + \eta)$ ,  $M_2 = \frac{M}{2}(1 - \eta)$  в бинарной системе, получаем из (7)

$$U = -\frac{GM_\odot^2}{2R_\odot} \left( \alpha [(1 + \eta)^{13/12} + (1 - \eta)^{13/12}] + \beta [1 - \eta^2]^3 \right), \quad (9)$$

где

$$\alpha = 1.644 \left( \frac{M}{2M_\odot} \right)^{13/12}$$

и

$$\beta = \left( \frac{\pi^2 M_\odot^5 R_\odot^3}{32 G \mu_i^6 P_{\text{orb},i}^2} \right)^{1/3} \left( \frac{M}{2M_\odot} \right)^{11/3} = \frac{GM_\odot^5}{2L_i^2} \left( \frac{M}{2M_\odot} \right)^5.$$

Для получения  $\beta$  используем третий закон Кеплера, связывающий полуось

$$R_{mi} = \left( \frac{GM P_{\text{orb},i}^2}{4\pi^2} \right)^{1/3} \quad (10)$$

с периодом орбитального вращения  $P_{\text{orb},i}$  начальной двойной звездной системы с  $\eta = \eta_i$ . Как видно из уравнения (9), устойчивость двойной звездной системы зависит от периода  $P_{\text{orb},i}$  или орбитального углового момента  $L_i = \mu_i (GM R_{mi})^{1/2} = \mu_i (G^2 M^2 P_{\text{orb},i} / (2\pi))^{1/3}$  начальной (до передачи материи) двойной звездной системы и полной массы  $M$ .

Используя (9), мы можем изучить эволюцию двойной звездной системы по координате массовой асимметрии  $\eta$ . Экстремальные точки потенциальной энергии находятся путем численного решения следующего уравнения:

$$\frac{\partial U}{\partial \eta} = -\frac{GM_\odot^2}{2R_\odot} \left( \frac{13}{12} \alpha [(1 + \eta)^{1/12} - (1 - \eta)^{1/12}] - 6\beta \eta [1 - \eta^2]^2 \right). \quad (11)$$

Видно, что  $\eta = \eta_m = 0$  (симметричная двойная система) является корнем уравнения (11) и потенциал в этой точке имеет минимум, если

$$\alpha < \alpha_{cr} = \frac{432}{13}\beta$$

или

$$P_{orb,i} < \frac{128.5\pi}{(1-\eta_i^2)^3} \left(\frac{R_\odot^3}{GM_\odot}\right)^{1/2} \left(\frac{M}{2M_\odot}\right)^{7/8}$$

и максимум, если

$$\alpha > \alpha_{cr}.$$

Минимум при  $\eta = 0$  располагается симметрично между двумя барьерами при  $\eta = \pm\eta_b$ . Разлагая уравнение (11) до третьей степени по  $\eta$  и решая его, находим

$$\eta_b = 2^{-1/2} \left(\frac{864^2\beta - 22464\alpha}{864^2\beta + 3289\alpha}\right)^{1/2}.$$

С уменьшением отношения  $\alpha/\beta$  увеличивается  $U(\eta_b) - U(0)$  и симметричная двойная звездная система становится более устойчивой. Для двойной системы с  $|\eta_i| \neq 0$  и  $|\eta_i| < \eta_b$  энергетически выгодна эволюция в направлении более симметричных конфигураций. То есть изначально асимметричная двойная система ( $|\eta| = |\eta_i| < \eta_b$ ) движется в сторону массовой симметрии, что предполагает поток массы в направлении равновесия и увеличение внутренней энергии звезд на величину  $\Delta U = U(\eta_i) - U(\eta = 0)$ . Если  $\beta \gg \gg \frac{1}{66}\alpha$ , то  $\eta_b \rightarrow 2^{-1/2} \approx 0.71$ . В этом случае условие  $0 < \eta_b < 2^{-1/2}$  означает, что асимметричная система с отношением масс  $M_1/M_2 > (1 + 2^{1/2})^2 \approx 6$  эволюционирует в сторону более асимметричных конфигураций и относительное расстояние между компонентами растет в ходе этой эволюции. Такие нестабильные двойные звезды с  $|\eta| > \eta_b$  вряд ли будут существовать достаточно долго. И действительно, тесные двойные звезды с большим массовым отношением являются очень редкими объектами. Надо отметить, что данное ограничение на отношение масс практически не зависит от соотношения радиус–масса.

## 2.2. Двойные галактики

Используя значение безразмерного структурного фактора  $\omega_k = 1$ , наблюдаемое для галактик с большой массой  $M_{1i,2i} > 10^{10} M_\odot$ , соотношение радиус–масса [5]

$$R_k = \frac{1}{g} M_k^{2/3} = \left(R_{1i}^{5/2} + R_{2i}^{5/2}\right)^{2/5} \left(\frac{M_k}{M}\right)^{2/5}$$

( $M_{1i,2i}$  и  $R_{1i,2i} = \frac{1}{g} M_{1i,2i}^{2/5}$  — массы и радиусы компонент начальной (до передачи материи) двойной системы) и связь между координатой  $\eta$  и массами галактик  $M_1 = \frac{M}{2}(1 + \eta)$ ,  $M_2 = \frac{M}{2}(1 - \eta)$  в бинарной системе, получаем из (7)

$$U = -\alpha[(1 + \eta)^{8/5} + (1 - \eta)^{8/5}] - \beta[1 - \eta^2]^3, \quad (12)$$

где

$$\alpha = \frac{GM^2}{2^{13/5} \left(R_{1i}^{5/2} + R_{2i}^{5/2}\right)^{2/5}}$$

и

$$\beta = \frac{GM^2}{128} \frac{(R_{1i}^{5/2} + R_{2i}^{5/2})^4}{R_{mi} R_{1i}^5 R_{2i}^5}.$$

Для расчета  $\alpha$  и  $\beta$  используем наблюдаемые значения  $M$ ,  $R_{1i}$ ,  $R_{2i}$  и  $R_{mi} = \frac{\pi}{4} X$ , где  $X$  — проекция линейного расстояния между компонентами двойной галактики из каталога изолированных пар галактик [5]. Потенциальная энергия имеет минимум при  $\eta = \eta_m = 0$ , если

$$\alpha < \alpha_{cr} = \frac{25}{8}\beta$$

или

$$R_{mi} < \frac{25 \left(R_{1i}^{5/2} + R_{2i}^{5/2}\right)^{22/5}}{2^{37/5} R_{1i}^5 R_{2i}^5}$$

и максимум, если

$$\alpha > \alpha_{cr}.$$

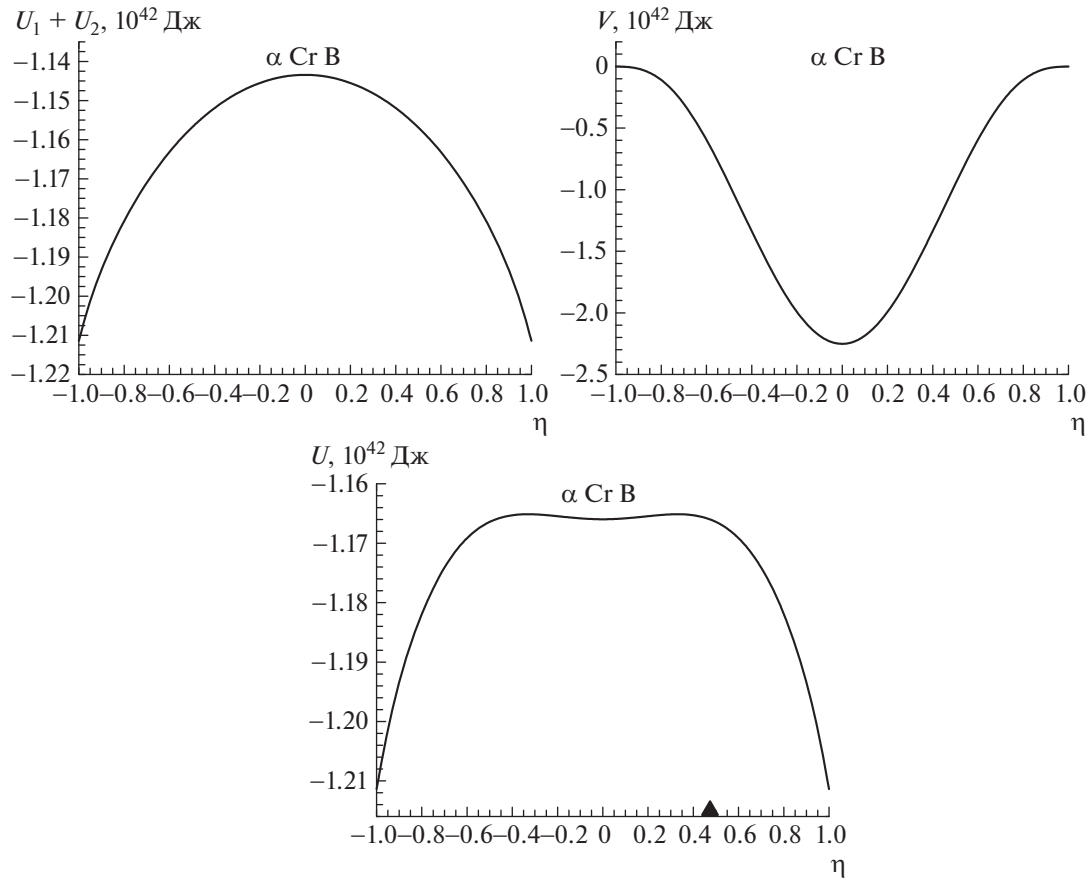
Видно, что экстремальные точки потенциала зависят только от  $R_{mi}$  и  $R_{1i,2i}$ . Следует отметить, что для касательных двойных систем ( $R_{mi} \approx R_{1i} + R_{2i}$ ) симметричный минимум существует, поскольку условие  $\alpha < \frac{25}{8}\beta$  или  $\frac{25 \left(R_{1i}^{5/2} + R_{2i}^{5/2}\right)^{22/5}}{16 \left(4R_{1i}^{5/2} R_{2i}^{5/2}\right)^{11/5}} > 1$  всегда выполняется.

Разлагая уравнение  $\frac{\partial U}{\partial \eta} = 0$  до третьей степени по  $\eta$  и решая его, находим положения

$$\eta = \pm\eta_b = \pm 2^{-1/2} \left(\frac{1875\beta - 600\alpha}{1875\beta + 28\alpha}\right)^{1/2} \approx \quad (13)$$

$$\approx \pm 2^{-1/2} \left[1 - \frac{2^{37/5} R_{mi} R_{1i}^5 R_{2i}^5}{25 \left(R_{1i}^{5/2} + R_{2i}^{5/2}\right)^{22/5}}\right]^{1/2}$$

барьеров ( $\alpha < \alpha_{cr}$ ). Отсюда видно, что  $\eta_b < < 2^{-1/2} \approx 0.71$ . Данное условие означает, что в сильно асимметричной бинарной системе с отношением масс  $M_{1i}/M_{2i} > (1 + 2^{1/2})^2 \approx 6$  галактики



**Рис. 1.** Рассчитанные управляющие потенциалы  $U(\eta)$  для указанных тесных двойных звезд. Стрелки на оси абсцисс указывают значения  $\eta_i$  для соответствующих начальных двойных систем.

должны удаляться друг от друга. Действительно, двойные галактики с большим отношением масс являются редкими объектами [5].

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

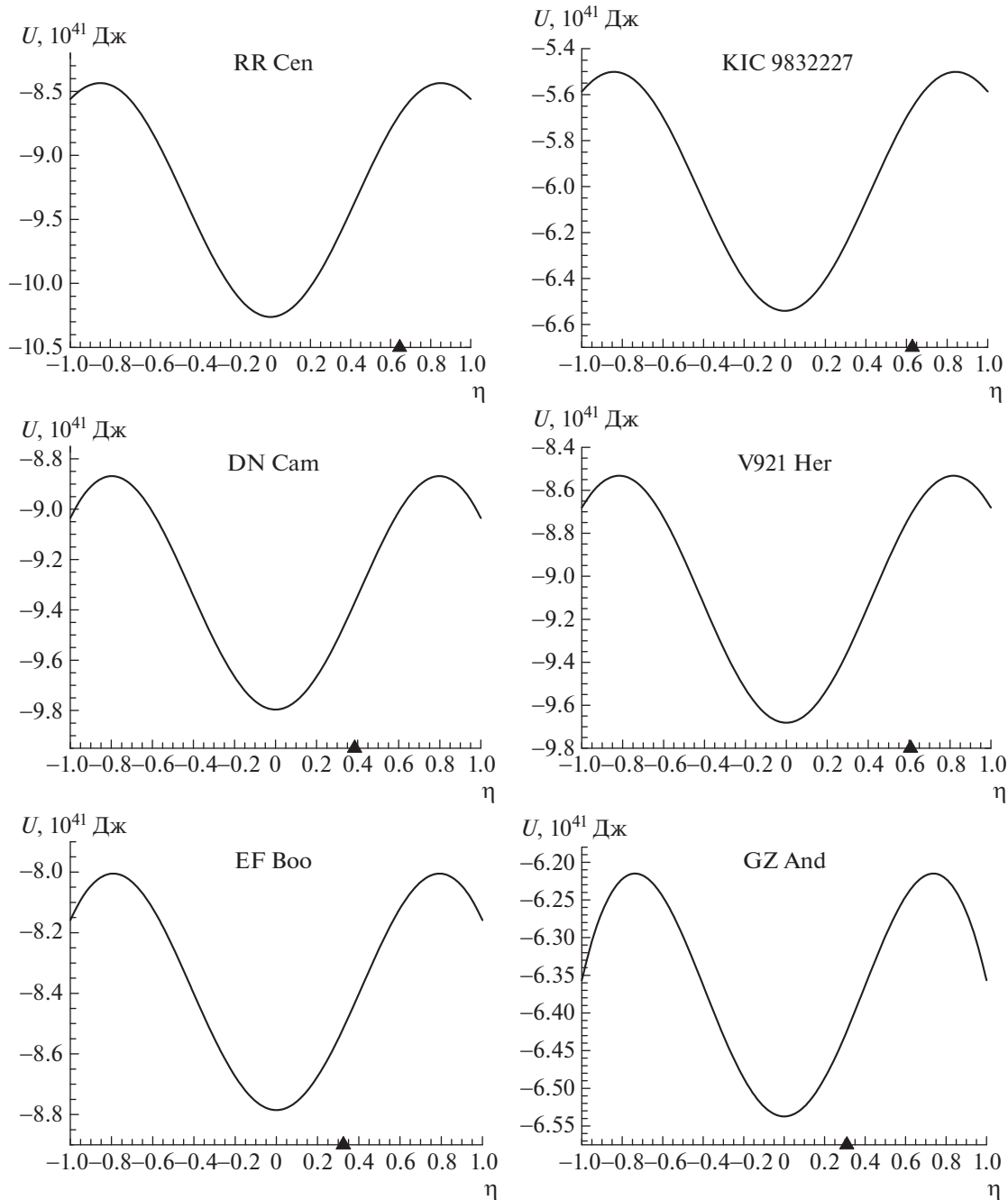
#### 3.1. Приложение к тесным двойным звездам

В наших расчетах предполагается, что при эволюции двойной звезды по  $\eta$  орбитальный момент импульса  $L_i$  и полная масса  $M$  сохраняются. Орбитальный момент импульса  $L_i$  рассчитывается с использованием наблюдаемых масс звезд  $M_{1i,2i}$  и периода  $P_{\text{orb},i}$  орбитального вращения начальной двойной звезды. Различные двойные звезды имеют разные значения  $M$  и  $L_i$  и соответственно разные формы потенциальной энергии. На рис. 1 и 2 представлены зависимости потенциальных энергий (управляющие потенциалы)  $U(\eta)$  тесных двойных звездных систем от  $\eta$ . Для всех приведенных систем  $\alpha < \alpha_{cr}$  или

$$L_i < [10.1GR_{\odot}M_{\odot}^3]^{1/2} \left( \frac{M}{2M_{\odot}} \right)^{47/24}$$

и соответственно потенциальные энергии имеют симметричные барьеры при  $\eta = \pm\eta_b$  и минимум при  $\eta = \eta_m = 0$ . Как видно на рис. 1, барьер по  $\eta$  возникает в результате конкуренции полной гравитационной энергии звезд  $U_1 + U_2$  и потенциала взаимодействия между звездами  $V$ , поскольку  $U_1 + U_2$  уменьшается, а  $V$  увеличивается с изменением  $\eta$  от 0 до  $\pm 1$ . Следует подчеркнуть, что управляющие потенциалы  $U(\eta)$  для двойных звездных систем выглядят также, как управляющие потенциалы для микроскопических двойных ядерных систем [6–8]. Эволюция двойной звездной системы зависит от начальной массовой асимметрии  $\eta = \eta_i$  при ее формировании. Если исходная двойная звезда асимметрична, но  $|\eta_i| < \eta_b$ , то энергетически выгодно эволюционировать по  $\eta$  к конфигурации с глобальным минимумом при  $\eta = 0$ , т.е. в сторону образования симметричной двойной звезды. Вещество из более тяжелой звезды может передаться в соседнюю легкую звезду, обеспечивая симметризацию двойной звезды без дополнительной затраты энергии. Симметризация асимметричной двойной звезды приводит к уменьшению потенциальной энергии  $U$  или преобразованию потенци-





**Рис. 2.** Рассчитанные управляющие потенциалы  $U(\eta)$  для указанных тесных двойных звезд. Стрелки на оси абсцисс указывают значения  $\eta_i$  для соответствующих начальных двойных систем.

альной энергии во внутреннюю энергию звезд. В результате образуется двойная звезда с большой энергией возбуждения. Например, в двойных системах RR Cen ( $\eta_i = 0.65$ ), V402 Aur ( $\eta_i = 0.66$ ) и V921 Her ( $\eta_i = 0.61$ ) при симметризации внутренние энергии звезд увеличиваются на величину  $\Delta U = U(\eta_i) - U(\eta = 0) = 2 \times 10^{41}$ ,  $10^{41}$  и  $10^{41}$  Дж соответственно. Поскольку большинство тесных двойных звезд являются асимметричными, процесс

симметризации приводит к выделению большого количества энергии в этих системах и может быть важным источником энергии во Вселенной (см. табл. 1). Заметим, что учет потери углового момента приведет к увеличению значения  $\Delta U$ . Из табл. 1 видно, что барьеры  $B_\eta = U(\eta_b) - U(\eta_i)$  по  $\eta$  достаточно высоки для систем с  $|\eta_i| < \eta_b$ , следовательно, образование сильно асимметричных конфигураций посредством тепловых флуктуаций  $\eta$

**Таблица 1.** Рассчитанные величины  $\omega_1, \omega_2, \beta/\alpha, \Delta U = U(\eta_i) - U(\eta = 0), B_\eta = U(\eta_b) - U(\eta_i)$  и данные наблюдений  $M_1/M_\odot, M_2/M_\odot$  [9, 10] для указанных тесных двойных звезд

Системы	$M_1/M_\odot$	$M_2/M_\odot$	$\omega_1$	$\omega_2$	$\beta/\alpha$	$\Delta U$ , Дж	$B_\eta$ , Дж
AB And	1.01	0.49	1.64	1.96	0.261	$2 \times 10^{40}$	$3 \times 10^{40}$
GZ And	1.12	0.59	1.60	1.88	0.283	$2 \times 10^{40}$	$4 \times 10^{40}$
V417 Aql	1.40	0.50	1.51	1.96	0.359	$5 \times 10^{40}$	$3 \times 10^{40}$
SS Ari	1.31	0.40	1.54	2.07	0.372	$6 \times 10^{40}$	$2 \times 10^{40}$
V402 Aur	1.64	0.33	1.45	2.17	0.512	$10^{41}$	$10^{40}$
TY Boo	0.93	0.40	1.67	2.07	0.275	$2 \times 10^{40}$	$2 \times 10^{40}$
EF Boo	1.61	0.82	1.46	1.73	0.282	$3 \times 10^{40}$	$5 \times 10^{40}$
AO Cam	1.12	0.49	1.60	1.97	0.295	$3 \times 10^{40}$	$3 \times 10^{40}$
DN Cam	1.85	0.82	1.41	1.73	0.298	$4 \times 10^{40}$	$5 \times 10^{40}$
TX Cnc	0.91	0.50	1.68	1.96	0.212	$9 \times 10^{39}$	$2 \times 10^{40}$
RR Cen	2.09	0.45	1.37	2.01	0.542	$2 \times 10^{41}$	$2 \times 10^{40}$
V752 Cen	1.30	0.40	1.54	2.07	0.391	$6 \times 10^{40}$	$2 \times 10^{40}$
V757 Cen	0.88	0.59	1.70	1.88	0.212	$5 \times 10^{39}$	$3 \times 10^{40}$
VW Cep	0.93	0.40	1.67	2.07	0.300	$2 \times 10^{40}$	$2 \times 10^{40}$
TW Cet	1.06	0.61	1.62	1.86	0.258	$10^{40}$	$4 \times 10^{40}$
RW Com	0.56	0.20	1.90	2.46	0.283	$10^{40}$	$8 \times 10^{39}$
RZ Com	1.23	0.55	1.56	1.91	0.303	$3 \times 10^{40}$	$3 \times 10^{40}$
V921 Her	2.07	0.51	1.37	1.95	0.364	$10^{41}$	$2 \times 10^{40}$

сильно подавлено. С уменьшением отношения  $\alpha/\beta$  значение барьера  $B_\eta$  увеличивается.

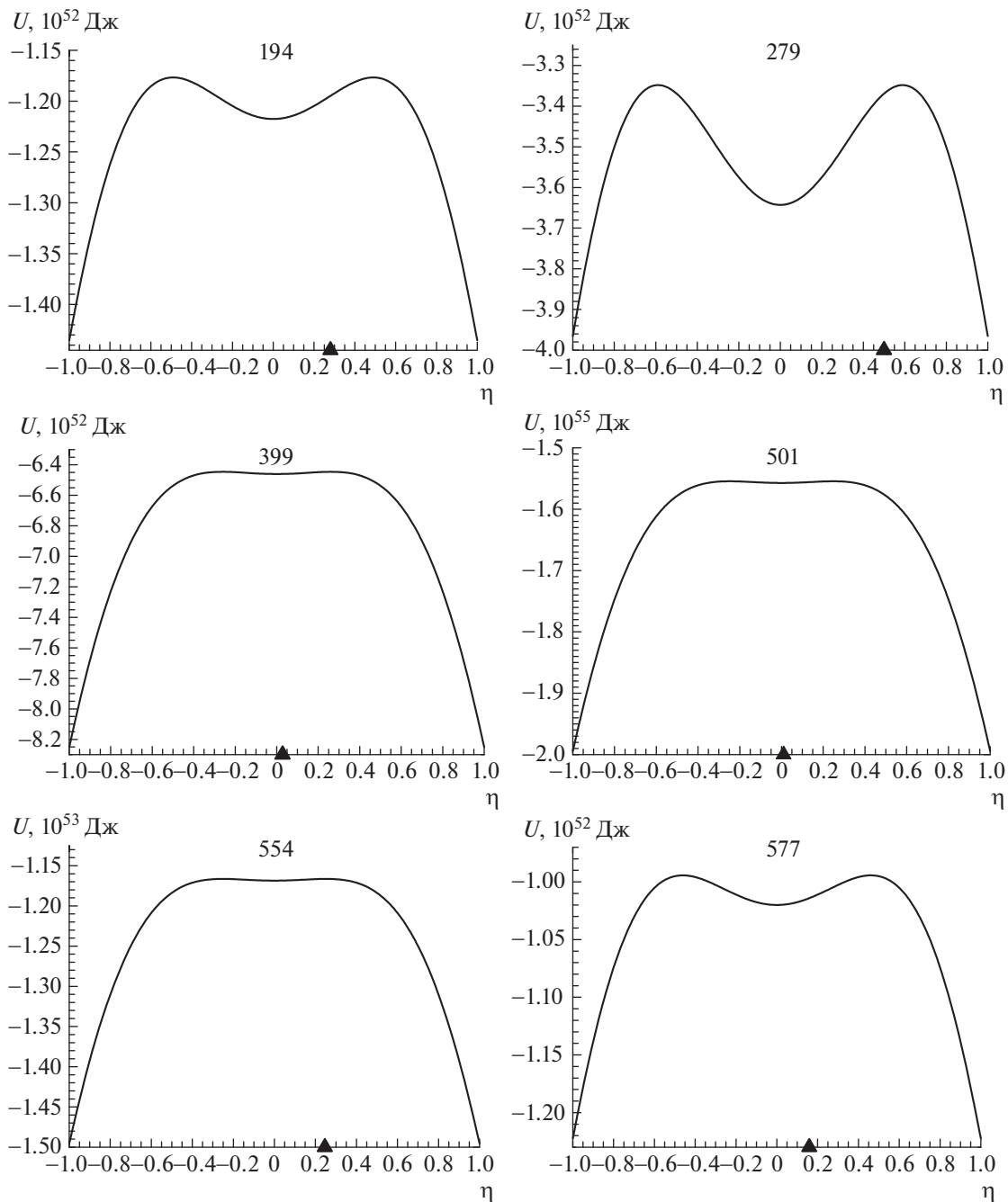
Если  $|\eta_i| > \eta_b$  или  $\eta_b = 0$ , то двойная звезда нестабильна и эволюционирует в противоположную сторону, становясь более асимметричной. Вещество передается из легкой звезды в тяжелую звезду без дополнительной внешней энергии. Мы нашли в данных только одну единственную тесную двойную звезду,  $\alpha$  Cr B ( $M_1 = 2.58M_\odot, M_2 = 0.92M_\odot, \omega_1 = 1.30, \omega_2 = 1.68, \beta/\alpha = 0.039$ ), для которой  $|\eta_i| = 0.47 > \eta_b = 0.33$  (рис. 1).

Особый интерес представляет двойная система KIC 9832227, звезды которой, как предсказано в работе [10], должны сливаться в 2022 г., освещая небо как светящаяся красная новая. Согласно нашим предсказаниям слияние звезд в KIC 9832227 ( $\eta_i = 0.63, \eta_b = 0.84$ ) исключено (см. рис. 2). Для этой асимметричной системы мы предсказываем эволюцию к симметричной конфигурации с  $\eta = 0$ . Вещество должно передаваться от тяжелой звезды к легкой, а относительное расстояние между двумя звездами и период орбитального вращения уменьшаться. При том должно выделяться огромное количество энергии  $\Delta U \approx 10^{41}$  Дж. Как видно из

рис. 1, двойные звезды KIC 9832227 и RR Cen ( $\eta_i = 0.65, \eta_b = 0.85$ ) имеют практически одинаковые  $\eta_i, \eta_b$  и управляющие потенциалы, поэтому желательно также наблюдение и за двойной звездой RR Cen. Следует заметить, что данные наблюдения [11] также опровергают предсказания работы [10].

### 3.2. Приложение к тесным двойным галактикам

В расчетах мы используем следующие данные наблюдений из каталога изолированных пар галактик [5]: линейные диаметры галактик  $A_{25}(1i, 2i) = 2R_{1i,2i}$ , проекцию линейного расстояния  $X$  между компонентами двойной галактики и полную орбитальную массу  $M$  пары. В рассматриваемых тесных двойных галактиках среднее относительное расстояние  $R_{mi} = \frac{4}{\pi}X$  между галактиками сопоставимо с суммой радиусов этих галактик [5]. Передача массы между галактиками в двойной системе тесно связана с их радиусами и относительным расстоянием. Поскольку  $M_{1i,2i} = MR_{1i,2i}^{5/2} / (R_{1i}^{5/2} + R_{2i}^{5/2})$ , начальная



**Рис. 3.** Рассчитанные гравитационная энергия  $U_1 + U_2$  звезд, энергия взаимодействия между звездами  $V$  и полная потенциальная энергия  $U$  как функции  $\eta$  для тесной двойной звезды  $\alpha$  Сг В. Стрелка на оси абсцисс указывает значение  $\eta_i$  для начальной двойной системы.

массовая асимметрия  $\eta = \eta_i$  зависит от  $n$ :  $\eta_i = (R_{1i}^{5/2} - R_{2i}^{5/2}) / (R_{1i}^{5/2} + R_{2i}^{5/2})$ . Ниже рассмотрим тесные двойные эллиптические галактики. Поскольку двойные галактики имеют разные  $R_{mi}$ ,  $R_{1i,2i}$ , то формы управляющих потенциалов  $U(\eta)$  различаются (рис. 3). Для всех представленных систем [5]  $\alpha < \alpha_{cr} = \frac{25}{8}\beta$  и, следовательно, потенциальная энергия имеет симметричный барьер

при  $\eta = \pm\eta_b$  и минимум при  $\eta = \eta_m = 0$ . Следует подчеркнуть подобие между управляющими потенциалами  $U(\eta)$  для макроскопических двойных галактик и звезд и микроскопических двойных ядерных систем [6–8]. Результаты расчетов показывают, что все двойные системы эволюционируют к симметричной конфигурации с  $\eta = 0$ . Заметим, что траектория эволюции тесной двойной галактики зависит от начальной массовой асимметрии

**Таблица 2.** Рассчитанные ( $n = 2/5$ ) величины  $|\eta_i|$ ,  $\eta_b$ ,  $\Delta U = U(\eta_i) - U(\eta = 0)$ ,  $B_\eta = U(\eta_b) - U(\eta_i)$  и данные наблюдений (порядковый номер и морфологический тип  $Ty$  галактики по классификации Хаббла, суммарная орбитальная масса пары  $M/M_\odot$  в единицах массы Солнца, проекция линейного расстояния  $X$  между компонентами, линейные диаметры  $A_{25}(1i) = 2R_{1i}$  и  $A_{25}(2i) = 2R_{2i}$  компонент) тесных двойных эллиптических галактик из каталога изолированных пар галактик [5]

Система	$Ty$	$M/M_\odot$	$X$ , кпк	$A_{25}(1i)$ , кпк	$A_{25}(2i)$ , кпк	$ \eta_i $	$\eta_b$	$\Delta U$ , Дж	$B_\eta$ , Дж
194	Е-Е	$2.72 \times 10^{11}$	27.0	36.9	29.3	0.28	0.42	$2 \times 10^{50}$	$2 \times 10^{50}$
279	Е-Е	$3.76 \times 10^{11}$	20.6	27.2	17.5	0.50	0.59	$3 \times 10^{51}$	$2 \times 10^{50}$
399	Е-Е	$5.84 \times 10^{11}$	28.2	27.1	26.5	0.03	0.27	$3 \times 10^{48}$	$2 \times 10^{50}$
501	Е-Е	$1.05 \times 10^{13}$	38.3	36.0	35.7	0.01	0.25	$1 \times 10^{50}$	$3 \times 10^{52}$
554	Е-Е	$1.05 \times 10^{12}$	57.6	52.2	42.7	0.25	0.26	$2 \times 10^{50}$	$2 \times 10^{48}$
577	Е-Е	$2.27 \times 10^{11}$	21.3	29.0	25.5	0.16	0.46	$6 \times 10^{49}$	$2 \times 10^{50}$

$\eta = \eta_i$  при ее формировании. Если исходная двойная галактика асимметрична, но  $|\eta_i| < \eta_b$ , то энергетически выгодно эволюционировать по  $\eta$  в сторону глобального минимума при  $\eta = 0$ , т.е. сформировать симметричную двойную систему. Материя из более тяжелого партнера может свободно переноситься в соседнюю более легкую галактику, обеспечивая симметризацию двойной галактики без дополнительной внешней энергии. Симметризация начальной асимметричной двойной галактики приводит к уменьшению потенциальной энергии  $U$ , превращая потенциальную энергию во внутреннюю кинетическую энергию. Например, для тесных эллиптических двойных галактик 194 ( $\eta_i = 0.28$ ), 279 ( $\eta_i = 0.50$ ) и 554 ( $\eta_i = 0.25$ ) [5], при симметризации внутренние энергии галактик будут увеличиваться на величину  $\Delta U = U(\eta_i) - U(\eta = 0) = 2 \times 10^{50}$ ,  $3 \times 10^{51}$  и  $2 \times 10^{50}$  Дж соответственно (рис. 3 и табл. 2). Поскольку большинство тесных двойных галактик являются асимметричными, процесс симметризации приводит к выделению большого количества энергии в этих системах (табл. 2).

Барьеры  $B_\eta$  по  $\eta$  в системах ( $|\eta_i| < \eta_b$ ) из табл. 2 достаточно велики, и, как следствие, асимметризация двойных галактик по массовой координате посредством тепловых флуктуаций  $\eta$  сильно подавлена. Если  $|\eta_i| > \eta_b$  или  $\eta_b = 0$ , то двойная галактика нестабильна и эволюционирует в сторону более асимметричных конфигураций без затрат энергии. Асимметризация может начаться как процесс слияния (одна галактика “поглощает” другую галактику), но как только достигается критическая массовая асимметрия, система начинает эволюционировать в сторону быстрого разделения компонент с образованием двух изолированных галактик с большим отношением масс. Этот сценарий соответствует неполному слиянию галактик. Таким образом, источником расширения двойной

галактики является передача массы из более легкой компоненты в тяжелую. Необходимым и достаточным условием для этого является выполнение неравенства

$$R_{mi} > \frac{0.15 \left( R_{1i}^{5/2} + R_{2i}^{5/2} \right)^{22/5}}{R_{1i}^5 R_{2i}^5}.$$

Этот механизм можно обобщить на случаи нескольких галактик, групп галактик и ассоциаций галактик.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами показано, что коллективная координата массовой асимметрии (передача массы) играет сопоставимо важную роль как в макроскопических двойных звездах и галактиках, так и в микроскопических двойных ядерных системах. В тесных двойных системах координата массовой асимметрии управляет асимметризацией (передача массы от более легкого партнера к более тяжелому) и симметризацией (передача массы от более тяжелого партнера к более легкому) системы. Симметризация двойных галактик приводит к выделению большого количества энергии, около  $10^{49-51}$  Дж, достигая значения энергии, которая выделяется при взрыве новых или даже близкого к взрывам сверхновых. Таким образом, симметризация тесной двойной галактики за счет передачи массы является одним из важных источников преобразования гравитационной энергии в другие виды энергии, например в энергию излучения, во Вселенной. Симметризация двойной системы приведет к  $M_1/M_2 \rightarrow 1$ ,  $L_1/L_2 \rightarrow 1$  ( $L_i$  — светимость),  $R_1/R_2 \rightarrow 1$ , которые являются наблюдаемыми величинами. Асимметризация эквивалентна неполному слиянию компонент двойной системы. Асимметризация является также источником расширения двойной галактики. Разделение компонент

двойной галактики друг от друга можно представить как аналог расширения Вселенной в рамках двойной системы. Были определены и исследованы условия, при которых реализуются процессы асимметризации или симметризации. Эти условия главным образом зависят от относительного расстояния между начальными галактиками и их линейных размеров. Получено ограничение существования двойной системы при массовых отношениях  $M_{1i}/M_{2i} > 6$ .

В. В. С. благодарен фонду Александра фон Гумбольда (Бонн) за частичную поддержку. Данная работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (No. 17-52-12015) и DFG (Le439/16).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. A. Boyarchuk, D. V. Bisikalo, O. A. Kuznetsov, and V. M. Chechetkin, *Mass Transfer in Close Binary Stars* (Teylor and Francis, London, New York, 2002).
2. P. P. Eggleton, *Evolutionary Processes in Binary and Multiple Stars* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2006).
3. Б. В. Васильев, *Астрофизика и астрономические измерения* (Физматлит, Москва, 2012); Univ. J. Phys. Applic. **2**, 257, 284, 328 (2014); <http://astro07.narod.ru>
4. А. М. Черепашук, *Тесные двойные звезды* (Физматлит, Москва, 2013), ч. 1, 2.
5. И. Д. Караченцев, *Двойные галактики* (Наука, Москва, 1987).
6. G. G. Adamian, N. V. Antonenko, and W. Scheid, Lect. Notes Phys. **848**, *Clusters in Nuclei*, Vol. 2, Ed. by Ch. Beck (Springer-Verlag, Berlin, 2012), p. 165.
7. Г. Г. Адамян, Н. В. Антоненко, А. С. Зубов, ЭЧАЯ **45**, 1532 (2014) [Phys. Part. Nucl. **45**, 848 (2014)].
8. V. V. Sargsyan, H. Lenske, G. G. Adamian, and N. V. Antonenko, Int. J. Mod. Phys. E **27**, 1850063, 1850093 (2018).
9. K. Yakut and P. P. Eggleton, Astrophys. J. **629**, 1055 (2005); K. Gazeas and K. Stępień, MNRAS **390**, 1577 (2008).
10. L. A. Molnar, D. M. Van Noord, K. Kinemuchi, J. P. Smolinski, C. E. Alexander, E. M. Cook, B. Jang, H. A. Kobulnicky, C. J. Spedden, and S. D. Steenyk, arXiv: 1704.05502 (2017).
11. Q. J. Socia, W. F. Welsh, D. R. Short, J. A. Orosz, P. J. Angione, G. Windmiller, D. A. Caldwell, and N. M. Batalha, ApJL **864**, L32 (2018).

## FROM DINUCLEAR SYSTEM TO CLOSE BINARY STARS AND GALAXIES

V. V. Sargsyan<sup>1),2)</sup>, H. Lenske<sup>2)</sup>, G. G. Adamian<sup>1)</sup>, N. V. Antonenko<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

<sup>2)</sup> Justus Liebig University, Giessen, Germany

The evolution of compact binary space objects is considered in mass-asymmetry coordinate. The conditions for the formation of stable symmetric binary stars and galaxies are analyzed. The role of symmetrization of binary systems in the transformation of potential energy into internal energy and the release of a large amount of energy is revealed.

## ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

# ИЗМЕРЕНИЕ СЕЗОННЫХ ВАРИАЦИЙ ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ МЮОНОВ НА ПОДЗЕМНОМ ДЕТЕКТОРЕ LVD

© 2020 г. Н. Ю. Агафонова<sup>1)\*</sup>, В. В. Ашихмин<sup>1)</sup>, Е. А. Добрынина<sup>1)</sup>,  
А. С. Мальгин<sup>1)</sup>, О. Г. Рязская<sup>1)</sup>, И. Р. Шакирьянова<sup>1)</sup>  
(от имени Коллаборации LVD)

Поступила в редакцию 14.08.2019 г.; после доработки 14.08.2019 г.; принята к публикации 14.08.2019 г.

Сцинтилляционный детектор LVD, расположенный в Лаборатории Гран-Сассо на средней глубине 3650 м в.э., измеряет мюоны с интенсивностью  $3.31 \times 10^{-4} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . В настоящей работе представлены результаты анализа характеристик сезонных вариаций потока мюонов в горизонтальном и вертикальном направлениях. Большая часть регистрируемых горизонтальных мюонов в детекторе соответствует глубинам грунта около 5 км в.э. и зенитным углам  $\theta$  около  $75^\circ$ . Вертикальным мюонам ( $\theta \approx 13^\circ$ ) соответствуют глубины около 4.6 км в.э.

DOI: 10.31857/S004400272001002X

### ВВЕДЕНИЕ

В экспериментах DAMA/LIBRA [1], XENON100 [2], XMASS [3] по прямому детектированию холодной темной материи — гипотетических частиц WIMP'ов — существует нетривиальный канал образования фона, в котором нейтроны, образованные мюонами, имитируют не только сигнатуру взаимодействия, но и воспроизводят ожидаемые сезонные вариации сигналов, вызываемых WIMP'ами. Предполагается, что они имеют массу в интервале от  $\text{ГэВ}/c^2$  до  $\text{ТэВ}/c^2$  и, будучи гравитационно-связанными с барионным веществом Галактики, обладают скоростями движения в несколько сотен км/с ( $\sim 200$  км/с). При упругом рассеянии на ядрах вещества детектора WIMP'ы могут образовать ядра отдачи с энергиями 1–100 кэВ. Ожидаемый темп регистрации ядер отдачи в 1 кг вещества мишени не превышает 1 соб./год. Темп регистрации WIMP'ов должен испытывать модуляции вследствие сезонных вариаций скорости движения Земли относительно центра Галактики и галактического WIMP-“газа”. За счет вращения Земли вокруг Солнца и движения Солнечной системы в Галактике темп регистрации летом (вектор движения Земли направлен, приблизительно, по движению Солнечной системы) превышает зимний темп (векторы противоположно направлены).

Нейтроны, рожденные атмосферными мюонами под землей, как и WIMP'ы, способны в упругих  $nA$ -столкновениях образовывать ядра отдачи с

энергией в кэВ'ном диапазоне. Темп счета этих событий тоже должен иметь сезонные вариации, поскольку поток нейтронов на глубинах больше  $\sim 2.5$  км в.э. варьируется с амплитудой около 10% и максимальной величиной в начале июля. Вариации связаны с положительным температурным эффектом, увеличивающим интенсивность и среднюю энергию мюонов в летние месяцы и уменьшающим эти характеристики зимой в результате тепловых вариаций плотности земной атмосферы [4–7].

### ОПИСАНИЕ ДЕТЕКТОРА LVD

Основной задачей эксперимента LVD является долговременный поиск нейтринных всплесков от гравитационных коллапсов звездных ядер [8]. В силу своих конструктивных особенностей детектор также располагает широкими возможностями для изучения мюонов космических лучей под землей.

Детектор расположен на средней по потоку мюонов глубине  $3720 \pm 190$  м в.э. Средняя энергия потока мюонов составляет 280 ГэВ, вертикальная интенсивность мюонов  $I_\mu = (3.31 \pm 0.03) \times 10^{-4} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$ .

Основным элементом детектирующей системы является сцинтилляционный счетчик с размерами  $1.0 \times 1.0 \times 1.5 \text{ м}^3$ , заполненный жидким сцинтиллятором  $C_nH_{2n}$ ,  $n \approx 10$ .

LVD состоит из трех башен, каждая из которых содержит пять вертикальных колонн. Колонна, состоящая из вертикально размещенных семи портанков — металлических кассет, в каждую из которых помещены восемь сцинтилляционных счетчиков. Полностью установка LVD содержит 840 сцинтилляционных счетчиков. Счетчики детектора

<sup>1)</sup>Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва.

\*E-mail: Agafonova@inr.ru

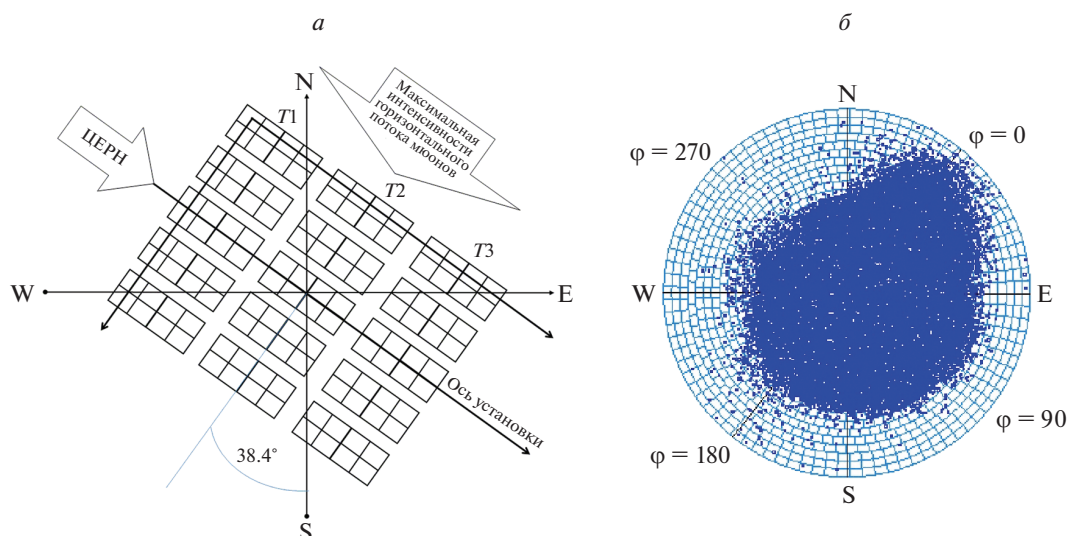


Рис. 1. Схема расположения установки LVD относительно сторон света (а), угловое распределение мюонов в полярных координатах (б).

имеют номера — аббревиатуру “TCLP”, где  $T$  — башня (1–3),  $C$  — колонна (1–5),  $L$  — уровень (1–7),  $P$  — счетчик (1–8).

Первая башня LVD начала работать в 1992 г., три башни — в 2002 г. Полная масса жидкого сцинтиллятора равна 970 т. Масса железа, образующего несущую структуру установки, — около 1000 т.

В состав LVD до конца 2002 г. входила трековая система, с помощью которой определялись направление траектории мюонов, кратность мюонных групп. Трековая система состояла из вертикальных и горизонтальных плоскостей газоразрядных трубок, работающих в ограниченном стримерном режиме. Точность определения координат трека заряженной частицы составляла  $\pm 3$  см.

### МЕТОД ОТБОРА МЮОНОВ

Мюонным считается LVD-событие, в котором имеются два счетчика, зарегистрировавших в течение 250 нс энерговыделения больше 20 МэВ. За сутки работы установки отбирается, в среднем, около 6000 мюонных событий. Из полного количества событий, регистрируемых в LVD, около 6% составляют группы мюонов.

Продольная ось установки LVD ориентирована на ЦЕРН и составляет  $38.4^\circ$  с направлением юг-север (рис. 1а). Угловое распределение мюонов (рис. 1б) в полярных координатах отражает форму поверхности горного массива над установкой. Угол  $\varphi$  отсчитывается от фронтальной стороны первой башни к боковой по часовой стрелке. Для полного потока мюонов угол максимальной интенсивности  $\theta = 28^\circ$ .

Вид углового распределения показывает область с большими зенитными углами  $\theta$ :  $65-90^\circ$

и азимутальными ( $\varphi$ ) в направлении на северо-восток. Это околоразличные мюоны в направлении на северо-запад, которые пересекают детектор вдоль короткой стороны (рис. 1а).

Основной сложностью анализа данных является расчет геометрического фактора установки — акцептанса, который должен учитывать изменения конфигурации детектора (расположение в детекторе работающих сцинтилляционных счетчиков) для потоков мюонов разного направления.

Модульная структура детектора позволяет выделять мюоны вертикального и горизонтального направлений, используя расположение счетчиков.

При установлении характеристик потока горизонтальных и вертикальных мюонов мы использовали мюонный годоскоп из двух счетчиков или метод “равного акцептанса”, который заключается в отборе мюонов парами счетчиков (рис. 2).

Для горизонтального мюонного годоскопа пару составляли счетчики одного уровня башни соседних колонн с одинаковым номером в портатанке (например, TCLP = 1117 и TCLP = 1217), рис. 2а. Расстояние между центрами счетчиков годоскопа 2.75 м.

Для вертикального мюонного годоскопа отбирались пары счетчиков, стоящих один над другим через уровень (например, TCLP = 1128 и TCLP = 1148), рис. 2б. Расстояние между центрами счетчиков вертикального годоскопа 3.01 м.

Максимальное число пар счетчиков в трех башнях детектора могло быть 672 и 600 для горизонтального и вертикального потоков мюонов соответственно.

В первую очередь мы устанавливали стабильно работающие счетчики по темпу счета каждого счетчика в течение месяца и связывали счетчики

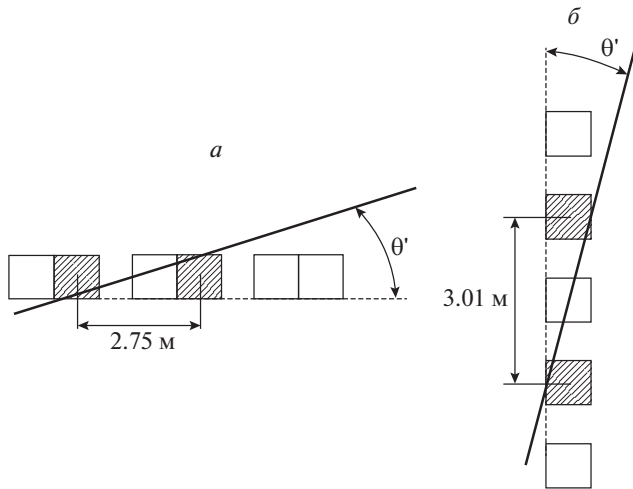


Рис. 2. Схема годоскопов из двух счетчиков для горизонтального (а) и вертикального (б) направлений.

в пары. Распределение темпов счета счетчиков представлено на рис. 3. Средний темп счета мюонов третьей башни больше, чем второй и первой. Это объясняется расположением третьей башни в объеме экспериментального зала.

Мы фиксировали отобранные пары счетчиков в каждом месяце. При этом “хорошими” считались счетчики, вариации темпа счета которых не превышали 10%.

Энерговыделение мюона в счетчике пары должно было превышать 50 МэВ. Среднее энерговыделение мюона в одном счетчике составляет около 175 МэВ, которое соответствует длине  $\sim 1$  м прохождения мюона. Число отобранных мюонных событий за месяц приводилось в расчете на пару в сутки.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Описанный выше метод элементарных независимых годоскопов был проверен на реконструированных мюонных событиях вертикального и горизонтального направлений в период, когда работала трековая система с 1999 по 2002 гг. Получено, что метод выделяет окологоризонтальные мюоны с углами  $\theta$  от  $69^\circ$  до  $90^\circ$ . С привлечением карты горы Гран-Сассо была определена также средняя глубина грунта над установкой для горизонтальных мюонов  $\bar{H}^h = 4.98 \pm 0.25$  км в.э. Число таких мюонов в полном количестве мюонных событий составляет около  $N_h/N_{\text{tot}} = 2.6\%$ , темп счета — 0.66 мюона/сут на пару. Для выделенных околовертикальных мюонов с зенитными углами  $\theta$  от  $0^\circ$  до  $22^\circ$  средняя глубина грунта  $\bar{H}^v = 3.57 \pm 0.18$  км в.э. ( $N_v/N_{\text{tot}} = 21.7\%$ ), их темп счета — 3.28 мюона/сут на пару.

Метод равного акцептанса позволяет избежать расчета акцептанса детектора в целом, а использовать постоянный акцептанс элементарного годоскопа.

### Вариации горизонтальных мюонов

Сезонные вариации темпа счета окологоризонтальных мюонов по данным с 2002 по 2018 гг. представлены на рис. 4 в виде гистограммы. Аппроксимация этого распределения гармонической функцией  $f(t) = I_\mu^h + \delta I_\mu^h \times \cos(2\pi(t - \varphi)/365)$  дала значение вариации  $\delta I_\mu^h$  около  $1.7 \pm 0.3\%$ . В каждом бине гистограммы около 10000 событий.

Средний темп счета выделенных горизонтальных мюонов составляет 0.665 соб./сут в расчете на один годоскоп.

Метод наложения эпох (рис. 5) дает такую же величину амплитуды модуляции. Здесь темп счета приведен на среднее значение в год. Максимум интенсивности приходится на  $\varphi^h = 182 \pm 5$  сут от начала года.

### Вариации вертикальных мюонов

Методом “независимых годоскопов”, когда выбирались счетчики один над другим через один уровень, были также получены вариации темпа счета околовертикальных мюонов (гистограммы на рис. 6 и 7). Аппроксимация обеих гистограмм гармонической функцией дает амплитуду вариации темпа счета  $\delta I_\mu^v = 1.0 \pm 0.2\%$  и фазу на  $\varphi^v = 187 \pm 5$  сут от начала года. Величина  $\delta I_\mu^v = 1.0\%$  меньше амплитуды  $\delta I_\mu^{\text{tot}} = 1.5\%$  для всех мюонов, регистрируемых установкой LVD [9]. Сезонные вариации полного потока мюонов были измерены в период набора данных с 2001 по 2008 гг.

Это связано с очевидным фактом — меньшей средней энергией мюонов вертикального направления по сравнению со средней энергией всех мюонов. Средний темп счета выделенных вертикальных мюонов составляет 3.28 соб./сут в расчете на один годоскоп.

### Обсуждение

Сезонные вариации интенсивности мюонов связаны с изменением температуры в верхних слоях атмосферы:  $\Delta I_\mu / I_\mu = \alpha_T \Delta T / T$ , где  $\alpha_T$  — температурный коэффициент. В работе [10] для мюонов всех направлений, зарегистрированных в LVD, был получен температурный коэффициент  $\alpha_T = 0.93 \pm 0.02$ . Величина вариации интенсивности мюонов составила  $\delta I_\mu = 1.5\%$ .



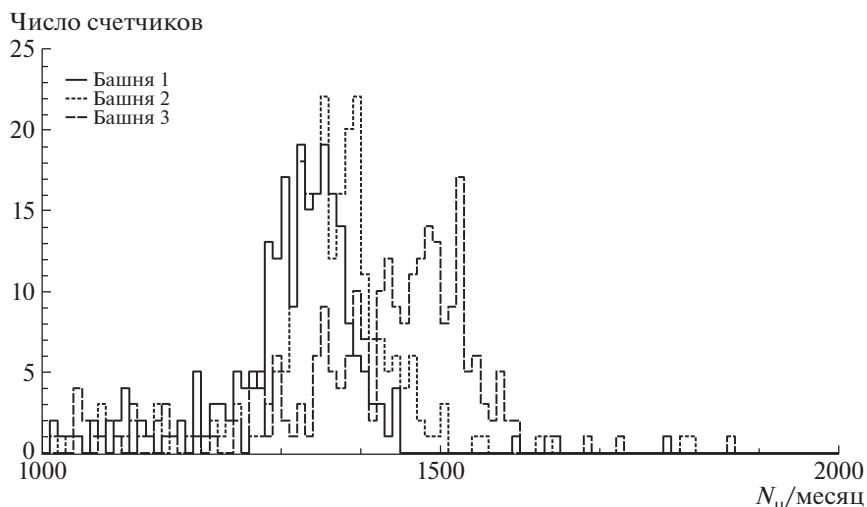


Рис. 3. Распределение темпов счета счетчиков для мюонных импульсов с энергией  $E > 50$  МэВ.

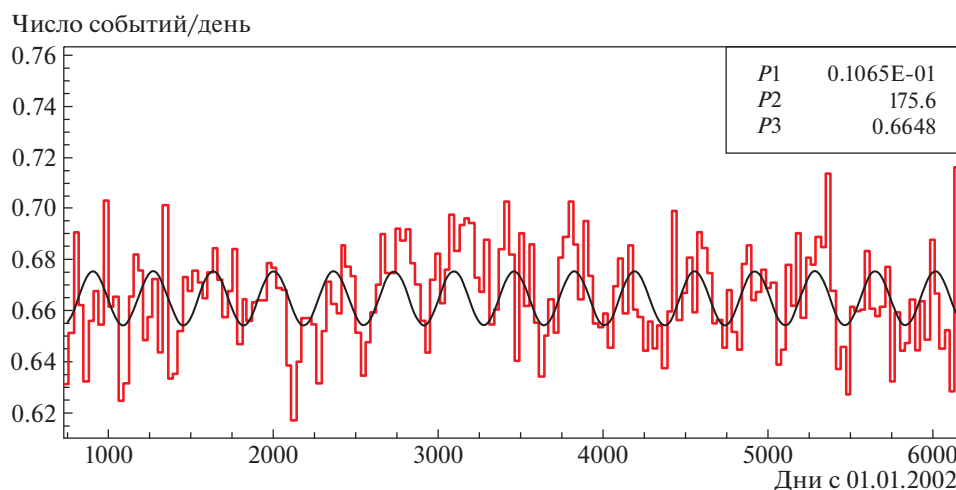


Рис. 4. Вариации темпа счета горизонтальных мюонов с 01.01.2004 по 31.12.2018. Бин — 30 сут. Кривая — аппроксимация  $f(t) = P3 + P1 \cos(2\pi(t - P2)/365)$ .

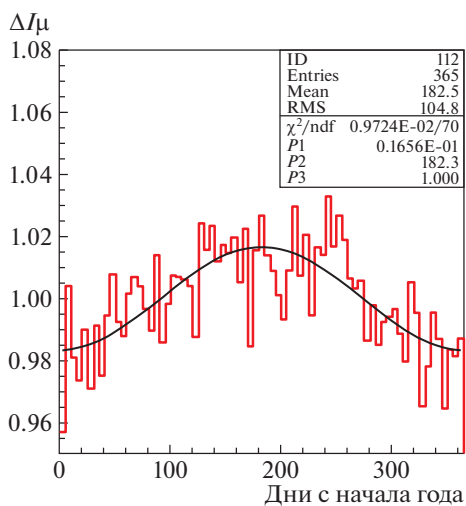


Рис. 5. Вариации темпа счета горизонтальных мюонов, метод наложения эпох. Бин — 5 сут. Кривая — аппроксимация  $f(t) = 1 + P1 \cos(2\pi(t - P2)/365)$ .

Положительный температурный эффект связан с сезонными вариациями числа распадов, в основном, пионов первого поколения генерации, нарастающего при расширении атмосферы и падении плотности ее верхних слоев (на высоте  $\sim 30$  км) летом и наоборот — зимой.

Аппроксимация сезонных изменений интенсивности мюонов гармонической функции вносит систематическую погрешность в определение величины  $\delta I_\mu$ . Это связано с негармоническим видом распределений, что ясно видно на рис. 7. Распределение имеет длинный подъем к максимуму (примерно 230-й день от начала года) и более короткий спад до минимума. Этот эффект был обнаружен при сравнении вариаций мюонов на LVD и температурных данных над установкой в [11], сезонные вариации которых также отличаются от синусоидального закона.

Такое поведение объясняется эффектом внезапных стратосферных потеплений (ВСП) [12, 13].

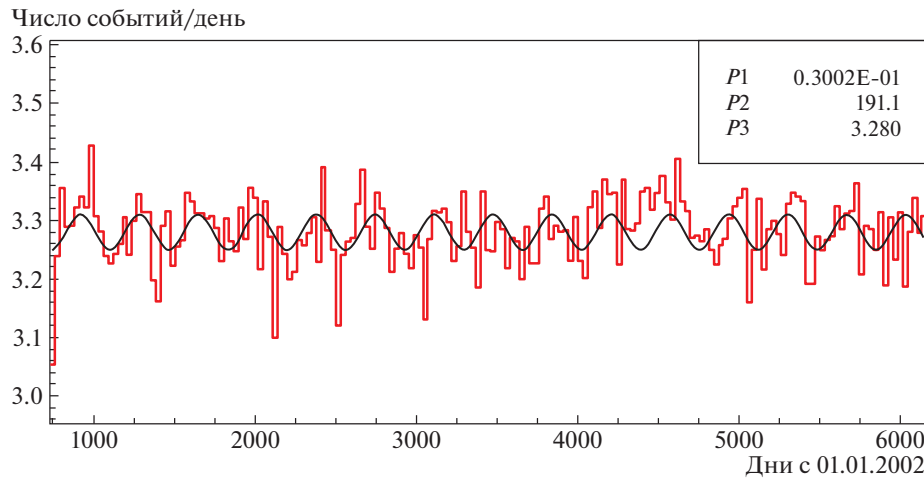


Рис. 6. Вариации темпа счета вертикальных мюонов с 01.01.2004 по 31.12.2018. Бин — 30 сут. Кривая — аппроксимация  $f(t) = P3 + P1 \cos(2\pi(t-P2)/365)$ .

Происходящие в течение зимнего — начале весеннего сезона ВСП характеризуются быстрым и значительным увеличением (за несколько суток на десятки градусов) температуры стратосферы и даже тропосферы, в диапазоне высот 10–50 км. Изменения динамики стратосферы приводят к систематически значительным аномалиям погоды в январе–феврале [14, 15], повышению температуры в конце зимы и тем самым отличию от гармонического вида сезонного поведения температуры.

Околовертикальные мюоны образуются в распадах пионов, пробег которых в разреженной атмосфере на порядок меньше, чем для околоразрешенных. Поэтому можно допустить, что влияние ВСП на вариации вертикальных мюонов сильнее, чем на вариации мюонов всех направлений и околоразрешенных мюонов.

Влияние на величину  $\delta I_\mu$  априорного допущения о гармоническом виде сезонных вариаций мюонов

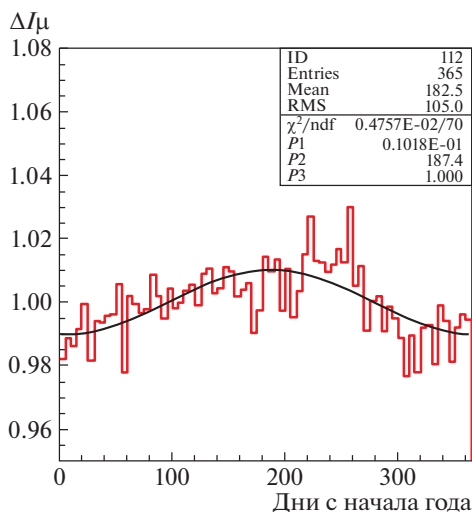


Рис. 7. Вариации темпа счета вертикальных мюонов, метод наложения эпох. Бин — 5 сут. Кривая — аппроксимация  $f(t) = 1 + P1 \cos(2\pi(t - P2)/365)$ .

можно исключить, применяя разностный метод, в котором используются суммарные величины числа мюонов за три летних и три зимних месяца.

Так были определены величины вариации  $\delta I_\mu^{\text{hor}} = 1.8 \pm 0.2\text{stat} \pm 0.2\text{sys}\%$  и  $\delta I_\mu^{\text{ver}} = 1.1 \pm 0.06\text{stat} \pm 0.2\text{sys}\%$  для околоразрешенных и околовертикальных мюонов соответственно. Видим, что разностный метод дает большие значения амплитуды вариаций для околовертикальных мюонов по сравнению с методом, использующим аппроксимацию данных гармонической функцией.

В табл. 1 приведены основные характеристики вертикального и горизонтального потоков мюонов, а также дано сравнение их с данными по полному потоку мюонов. Значения характеристик полного потока мюонов взяты из работ [10, 16].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Характеристики сезонных вариаций потоков мюонов разных направлений получены по данным установки LVD в период с 2004 по 2018 гг. Методом независимых элементарных годоскопов выделены  $1.9 \times 10^6$  околоразрешенных и  $8 \times 10^6$  околовертикальных мюонов и установлены амплитуда и фаза их сезонных вариаций.

Проведенные исследования относятся к мюонам высокой энергии: пороговая энергия (50% вероятности выживания) мюонов на уровне моря для вертикальных мюонов  $E_\mu^{\text{th}} \approx 1.8$  ТэВ, для горизонтальных  $E_\mu^{\text{th}} \approx 4.7$  ТэВ. В дальнейшем планируется определить временные характеристики нейтронов, образуемых этими мюонами.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ № 18-02-00064\_a и программы фундаментальных исследований Президиума РАН “Физика фундаментальных взаимодействий и ядерные технологии”.

**Таблица 1.** Сравнение характеристик мюонов разного направления

	Все мюоны	Околовертикальные мюоны	Окологоризонтальные мюоны
Глубина грунта $\langle H \rangle$ , м в.э.	$3720 \pm 190$	$3570 \pm 180$	$4980 \pm 250$
Интервал зенитного угла, средний угол $\langle \theta \rangle$	0–90 $36 \pm 1$	0–22 $13 \pm 1$	69–90 $75 \pm 1$
Средняя энергия мюонов $\langle E \rangle$ , ГэВ (расчетная величина получена с использованием аналитического выражения [16])	$280 \pm 18$	$260 \pm 30$	$340 \pm 40$
Площадь регистрации $S$ , м <sup>2</sup> (расчетная величина получена из МК-моделирования)	$298 \pm 3$	$0.53 \pm 0.01$	$0.56 \pm 0.01$
Фаза, $I^{\max}$ , сут (метод аппроксимации гармонической функцией)	$187 \pm 3$	$182 \pm 5$	$178 \pm 5$
Амплитуда вариации $\delta I_{\mu}$ (метод аппроксимации гармонической функцией), %	$1.5 \pm 0.1$	$1.0 \pm 0.2$	$1.7 \pm 0.3$
Амплитуда вариации $\delta I_{\mu}$ (разностный метод), %	–	$1.1 \pm 0.06 \text{ stat} \pm 0.2 \text{ sys}$	$1.8 \pm 0.2 \text{ stat} \pm 0.2 \text{ sys}$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- R. Bernabei, P. Belli, A. Di Marco, F. Montecchia, A. d’Angelo, A. Incicchitti, F. Cappella, V. Caracciolo, R. Cerulli, C. J. Dai, H. L. He, H. H. Kuang, X. H. Ma, X. D. Sheng, R. G. Wang, and Z. P. Ye, in *Proceedings to the 19th Workshop “What Comes Beyond the Standard Models”, Bled, July 11–19, 2016*, doi:10.1051/epjconf/201713605001, arXiv: 1612.01387 [hep-ex].
- E. Aprile *et al.* (XENON Collab.), *Phys. Rev. D* **96**, 022008 (2017), <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.96.022008>, arXiv: 1705.05830 [hep-ex].
- K. Abe *et al.* (XMASS Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **113**, 121301 (2014), <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.121301>, arXiv: 1406.0502 [astro-ph.CO].
- P. M. S. Blackett, *Phys. Rev.* **54**, 973 (1938).
- Е. Л. Фейнберг, Докл. АН СССР **LIII** (5), 421 (1946).
- M. Forró, *Phys. Rev.* **72**, 868 (1947).
- Л. И. Дорман, Е. Л. Фейнберг, УФН **59**, 189 (1956).
- N. Y. Agafonova *et al.* (LVD Collab.), *ApJ* **802**, 47 (2015).
- M. Selvi (for the LVD Collab.), in *Proceedings of the 31st ICRC (2009)*.
- C. F. Vigorito *et al.* (on behalf of the LVD Collab.), *PoS(ICRC2017)* 291 (2018).
- Н. Агафонова, *Измерение вариаций потока атмосферных мюонов с помощью подземного детектора LVD, 1161-й семинар “Нейтринная и ядерная астрофизика” им. Г.Т. Зацепина, 2 ноября 2018*.
- S. S. Gaigerov, V. N. Glazkov, E. D. Zhorova, M. Ya. Kalikhman, V. S. Kurakin, D. A. Tarasenko, V. V. Fedorov, M. K. Federova, and L. V. Sherbakova, *J. Atm. Terr. Phys.* **48**, 1111 (1986).
- П. Н. Варгин, В. А. Юшков, С. М. Хайкин, Н. Д. Цветкова, С. В. Кострыкин, Е. М. Володин, *Вестн. РАН* **80**, 114 (2010).
- J. McGuirk and D. Douglas, *Mon. Weather Rev.* **116**, 162 (1988).
- D. W. J. Thompson, S. Lee, and M. P. Baldwin, *Geophys. Monograph Ser.* **134**, 81 (2003).
- А. С. Мальгин, Дис. ... д-ра физ.-мат. наук, ИЯИ РАН (Москва, 2018).

**MEASURING SEASONAL VARIATIONS OF HORIZONTAL MUONS ON THE UNDERGROUND LVD SETUP**

**N. Yu. Agafonova<sup>1)</sup>, V. V. Ashikhmin<sup>1)</sup>, E. A. Dobrynina<sup>1)</sup>, A. S. Malgin, O. G. Ryazhskaya<sup>1)</sup>, I. R. Shakiryanova<sup>1)</sup>**  
**(on behalf of the LVD Collaboration)**

<sup>1)</sup> *Institute for Nuclear Research RAS, Moscow, Russia*

The LVD scintillation detector, located at the Gran Sasso Laboratory at an average depth of 3650 m w.e., measures muons with an intensity of  $3.31 \times 10^{-4} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Seasonal variations of the total muon flux, measured over 8 years of operation, were obtained in [1] and are equal to 1.5%. This paper presents the results of an analysis of the seasonal variations’ characteristics of a near horizontal and vertical muon flux. Most of the detected near-horizontal muons in the detector correspond to the depth of about 5 km w.e. and zenith angles of about 75°. Vertical muons ( $\theta \approx 13^\circ$ ) correspond to the depths of about 4.6 km w.e.

## Gd- И Nd-СОДЕРЖАЩИЕ ЖИДКИЕ ОРГАНИЧЕСКИЕ СЦИНТИЛЛЯТОРЫ

© 2020 г. Г. Я. Новикова<sup>1)\*</sup>, М. В. Соловьева<sup>1),2)</sup>, Е. А. Янович<sup>1)</sup>

Поступила в редакцию 14.08.2019 г.; после доработки 14.08.2019 г.; принята к публикации 14.08.2019 г.

Рассмотрены факторы, влияющие на стабильность Gd- и Nd-содержащих жидких органических сцинтилляторов, предназначенных для крупномасштабных экспериментальных установок нейтринной физики и астрофизики. Сделан анализ влияния состава (тип и структурная формула Gd-, Nd-соединений) на оптические характеристики сцинтиллятора. Показано, что одной из причин деградации (уменьшение прозрачности) сцинтиллятора является окисление алкилбензолов. Соединения Gd и Nd могут являться катализаторами процессов окисления.

DOI: 10.31857/S0044002720010109

### ВВЕДЕНИЕ

Gd-содержащие жидкие органические сцинтилляторы (Gd–LS) в настоящее время находят широкое применение при решении фундаментальных и прикладных задач в области нейтринной физики [1–11].

Введение гадолиния в состав сцинтиллятора обеспечивает более высокую эффективность регистрации антинейтрино по реакции обратного бета-распада, в которой мишенью служат ядра атома водорода, входящие в состав компонентов сцинтиллятора (главным образом, углеводородного растворителя):



Высокое сечение захвата нейтрона изотопами  $^{157}\text{Gd}$ ,  $^{155}\text{Gd}$  и большая энергия ( $\sim 8$  МэВ) испускаемых гамма-квантов позволяют надежно дискриминировать нейтринные события от фоновых.

В отличие от гадолиния, который в сцинтилляционных детекторах для регистрации антинейтрино играет вспомогательную роль, неодим, а точнее изотоп неодима —  $^{150}\text{Nd}$  — сам является предметом фундаментального исследования — двойного безнейтринного бета-распада [12]. Поиск такого вида распада крайне важен для установления природы нейтрино и определения его массы. Постановка такого типа экспериментов требует большой массы мишени и низкого фона, как внешнего от космических лучей, так и внутреннего радиоактивного фона самого детектора.

Гадолиний и неодим относятся к одному семейству  $f$ -элементов, что во многом определяет свойства и методы получения Gd/Nd-соединений, которые используются для создания жидких органических сцинтилляторов.

Настоящая работа посвящена анализу существующих и планируемых экспериментов с использованием жидких сцинтилляционных детекторов на основе Gd и Nd с точки зрения влияния состава сцинтиллятора на его стабильность.

### Gd- И Nd-СОДЕРЖАЩИЕ СОЕДИНЕНИЯ В LS

Большинство известных в настоящее время действующих и планируемых экспериментальных установок с применением Gd-содержащих жидких органических сцинтилляторов использует в качестве растворенного соединения гадолиния только два типа комплексов. Это 3,5,5-триметилгексаноат ( $\text{Gd}(\text{TMHA})_3$ ) [1–3, 6, 9–11], который относится к классу карбоксилатов и 2,2,6,6-тетраметилгептандионат ( $\text{Gd}(\text{TMD})_3$ ) [4, 5, 7, 8] (класс бета-дикетонатов).

Выбору таких составов Gd–LS предшествовали многочисленные лабораторные исследования [13–19], а также накопленный опыт менее удачных экспериментов, в которых использовались другие композиции и, как следствие, Gd–LS быстро деградировал (Chooz [20] (нитрат гадолиния, дополнительный растворитель — гексанол), Palo Verde [21] (в качестве концентрата гадолиния использовался коммерческий Gd–LS — BC-21, который разбавлялся смесью PC и минерального масла)).

<sup>1)</sup>Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия.

<sup>2)</sup>Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева, Москва, Россия.

\*E-mail: g-novikova@mail.ru

Гадолиний и неодим как представители семейства  $f$ -элементов имеют высокое координационное число, т.е. способность образовывать дополнительные связи по донорно-акцепторному механизму. Для стабилизации и увеличения растворимости соединений Gd/Nd в органическом сцинтилляторе часто вводят в состав комплекса дополнительный лиганд. Так, в эксперименте Double Chooz [4] был использован дополнительный растворитель тетрагидрофуран, т.е. фактически был получен комплекс бета-дикетоната с тетрагидрофураном, который не только лучше растворяется в основном растворителе (РХЕ), но и, являясь координационно-насыщенным, оказывается более устойчивым по сравнению с чистым бета-дикетонатом.

В случае карбоксилатов металлов (Gd/Nd) для стабилизации характеристик сцинтиллятора можно использовать избыток карбоновой кислоты. В этом случае кислота (НТМНА) играет роль дополнительного лиганда [17], обеспечивая образование устойчивого комплекса  $Gd(TMNA)_3 \cdot НТМНА$ .

Таким образом, для создания стабильных металлосодержащих (Gd/Nd) сцинтилляторов важно, чтобы используемые карбоксилаты и бета-дикетонаты были координационно-насыщены.

Преимуществом бета-дикетонатов и их комплексов по сравнению с карбоксилатами является летучесть, т.е. способность при относительно невысокой температуре переходить из твердого в газообразное состояние без разложения. Это свойство используется для тонкой очистки металлов от примесей тяжелых элементов, в частности урана и тория, что является очень важным при создании низкофоновых сцинтилляционных детекторов Gd/Nd-LS.

Недостатком бета-дикетонатов и их комплексов является меньший световой выход по сравнению с карбоксилатами, что будет подробно изложено в следующей главе на примере создания Nd-LS.

### ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРНОЙ ФОРМУЛЫ КОМПЛЕКСА НЕОДИМА НА СВЕТОВОЙ ВЫХОД

Для создания Nd-LS первоначально использовались карбоксилаты неодима: 2-метилвалериат с растворителем РС [22] и триметилгексаноат с растворителем ЛАБ [23, 24]. Триметилгексаноат неодима получался по методике, разработанной для создания Gd-LS [17].

Поскольку в естественной смеси содержится всего 5.6% изотопа  $^{150}\text{Nd}$ , желательнее использовать обогащенный неодим. Для этого случая интерес представляют летучие комплексы бета-дикетонатов неодима, которые можно было бы использовать как для разделения изотопов методом

центрифугирования, так и для создания на их основе Nd-LS. Свойство летучести комплексов неодима делает возможным проведение глубокой очистки от радиоактивных примесей с использованием метода сублимации или молекулярной дистилляции непосредственно перед вводом в сцинтиллятор.

Для исследования световых выходов были выбраны комплексы неодима с фторированными бета-дикетонами, так как известно, что наличие в молекуле электроотрицательных атомов фтора увеличивает летучесть синтезируемых бета-дикетонатов металлов [25]. Введение в координационную сферу РЗЭ дополнительных лигандов, таких как 1,2-диметоксиэтан и диглим, увеличивает растворимость и стабильность комплексов, препятствуя их гидролизу с последующим образованием олигомеров.

Для оценки влияния электроотрицательных элементов на световой выход сцинтиллятора были отобраны комплексы с разным количеством фтора в бета-дикетонах и разным количеством кислорода в нейтральных добавках.

Используемые разнолигандные комплексы синтезировались по методике, изложенной в работе [26].

Исследовались следующие комплексы:

1.  $Nd \cdot (hfa)_3 \cdot glyme$  (6 атомов фтора, 2 атома кислорода),
2.  $Nd \cdot (hfa)_3 \cdot diglyme$  (6 атомов фтора, 3 атома кислорода),
3.  $Nd \cdot (dfa)_3 \cdot glyme$  (10 атомов фтора, 2 атома кислорода),

где

$hfa$  — анион гексафторацетилацетона,

$dfa$  — анион 1,1,1,2,2,6,6,7,7,7-декафтор-3,5-гептандиона,

$glyme$  — моноглим (1,2-диметоксиэтан  $CH_3OCH_2CH_2OCH_3$ ),

$diglyme$  — 1-метокси-2-[2-(1-метоксиэтокс)]этан ( $CH_3O(CH_2CH_2O)_2CH_3$ ).

На рис. 1 представлены зависимости световых выходов сцинтиллятора (ВРО — 2 г/л) от концентрации неодима для исследуемых комплексов, для сравнения приводится также подобная зависимость для триметилгексаноата неодима, полученная ранее [23]. Концентрации неодима измерялись методом комплексонометрического титрования с 0.005 М раствором трилона-Б (динатриевая соль этилендиаминтетрауксусной кислоты) (ацетатный буфер, pH = 5.8; индикатор — ксиленоловый оранжевый).

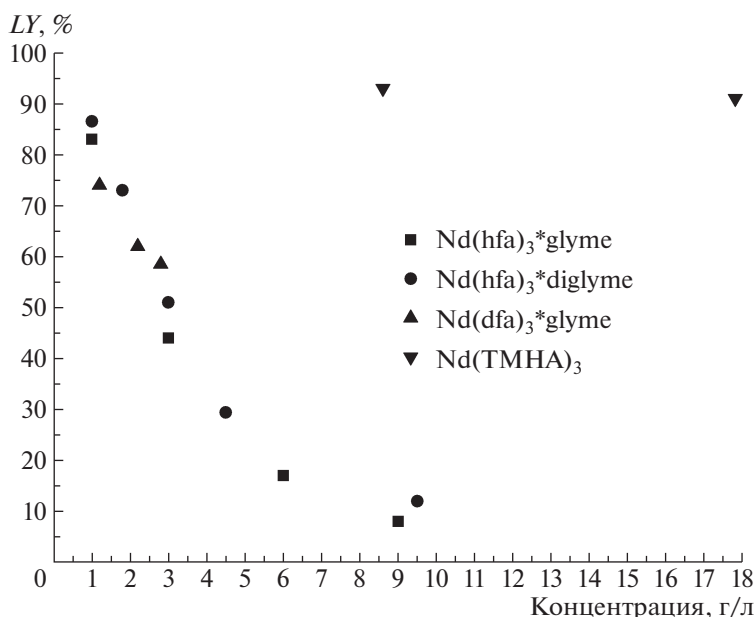


Рис. 1. Зависимость световыхода ( $LY$ , %) сцинтиллятора от концентрации неодима при использовании  $Nd(TMHA)_3$  и фторированных бета-дикетонатных комплексов неодима.

Из рис. 1 видно, что кривые световыхода для всех трех исследуемых бета-дикетонатных комплексов в пределах 5% ошибки практически совпадают, т.е. световыход не зависит от количества атомов фтора или кислорода в исследуемом комплексе, а определяется только молекулярной структурой самого бета-дикетоната. При образовании координационных связей между атомами кислорода и ионом металла возникает устойчивый шестичленный цикл, в котором отрицательный электрический заряд полностью делокализован между углеродными и кислородными атомами.

По-видимому, комплекс с такой структурой, в отличие от карбоксилатного, значительно более сильно влияет на механизм передачи энергии возбуждения в сцинтилляторе, что приводит к уменьшению величины световыхода. Но при малых концентрациях металла (в случае использования крупномасштабных детекторов) бета-дикетонатные комплексы, как видно из рис. 1, могут быть конкурентоспособны с карбоксилатными.

### СТАБИЛЬНОСТЬ Gd-LS

Успешная работа сцинтилляционных детекторов, предназначенных для проведения нейтринных экспериментов, во многом определяется стабильностью характеристик жидкого органического сцинтиллятора.

Последнее время появляется много работ, где исследуется стабильность Gd-LS [27–30]. Например, в работе [27] делается вывод о стабильности Gd-LS (объем 10 л, состав как в Daya Bay) только

на том основании, что концентрация гадолиния остается неизменной в течение исследуемого периода (602 сут). Концентрацию гадолиния измеряли двумя способами — химическим методом (титрование) и методом измерения времени задержки (захват нейтрона). При этом постоянство концентрации гадолиния только частично демонстрирует стабильность свойств органического сцинтиллятора.

Важной характеристикой сцинтилляционного детектора, определяющей его энергетическое разрешение, является число фотонов, достигших фотоприемника. Количество этих фотонов, образовавшихся в результате взаимодействия ионизирующего излучения с жидкой средой, зависит как от световыхода ( $LY$ ), так и прозрачности сцинтиллятора.

В работе [28] в модуле объемом 30 л исследовалась стабильность Gd-LS в присутствии различных конструкционных материалов (сталь и акрил). Измерения показали, что за год светосбор сцинтиллятора уменьшился на 10%.

В эксперименте RENO для оценки стабильности свойств Gd-LS использовалась длина ослабления света ( $L$ ). Было найдено, что за время работы  $\sim 4$  г. (1351 сут) она уменьшилась на 50% [29]. Начальная длина ослабления была больше 10 м. В RENO измерения проводились *in situ* непосредственно в сцинтилляторе с использованием радиоактивных источников.

Длина ослабления света является очень чувствительной характеристикой к любой деградации

сцинтиллятора, которая может быть вызвана изменением структуры гадолиниевого комплекса, окислительными процессами как в самом органическом сцинтилляторе, так и при контакте с конструктивными материалами и т.д.

В отличие от RENO, в эксперименте Daya Bay, где также проводился мониторинг *in situ* длины ослабления света, деградация составила всего 1.3% в год [3].

В чем причина такого расхождения в величинах деградации Gd—LS в экспериментах, где использовался один и тот же состав сцинтиллятора?

Причина может заключаться в том, что в Daya Bay большее внимание было уделено очистке всех используемых реактивов.

Так, для очистки используемой для синтеза 3,5,5-триметилгексановой кислоты применялась тонкоплочная вакуумная дистилляция, и было показано, что в результате очистки поглощение света самой кислотой становится в 2 раза меньше в области, чувствительной для ФЭУ [3]. Это очень важно, так как 3,5,5-триметилгексановая кислота не растворима в воде и, в случае применения экстракции (как это делается в RENO) или промывки после синтеза твердой соли водой с последующим растворением в ЛАБе (в Daya Bay), избыток кислоты переходит в органический сцинтиллятор.

Большое значение в Daya Bay придавалось очистке РРО, которая включала в себя фильтрацию после плавления, дистилляцию и рекристаллизацию. После всех этих процедур оптические свойства концентрированного раствора РРО в ЛАБе (10 г/л) значительно улучшились [3].

Также применялась очистка исходной соли  $GdCl_3 \cdot H_2O$ , особое внимание было уделено очистке от окрашенных примесей железа, что также улучшило оптические свойства растворов [3, 31].

С точки зрения очистки от примесей, которые могут усиливать деградацию сцинтиллятора, применение комплексов бета-дикетонатов имеет преимущество в том, что их можно очищать непосредственно перед растворением в органическом растворителе методом сублимации. Очистка бета-дикетонатов гадолиния (эксперимент Double Chooz) привела к уменьшению значения поглощения света растворами почти в 2 раза [5].

Кроме того, в эксперименте Double Chooz использовалась смесь растворителей, в которой 80% составлял насыщенный углеводород додекан. Додекан имеет высокую прозрачность и в меньшей степени подвержен окислению по сравнению с алкилбензолами.

На наш взгляд, проблеме окисления алкилбензолов, которые составляют основу всех жидких органических сцинтилляторов, следует уделить особое внимание.

## ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССОВ ОКИСЛЕНИЯ НА СТАБИЛЬНОСТЬ СЦИНТИЛЛЯТОРА

На наш взгляд, одним из основных факторов, влияющих на стабильность свойств органического сцинтиллятора, является образование продуктов окисления алкилбензолов. Алкилбензолы являются основными растворителями для приготовления жидкого органического сцинтиллятора. В ряде случаев алкилбензол используется как один из компонентов в смеси растворителей с предельными углеводородами (додекан и др.). Одними из самых распространенных алкилбензолов, входящих в состав сцинтиллятора, являются ЛАБ, фенилксиллилэтан (РХЕ), псевдокумол (РС).

Первичным соединением, которое образуется при окислении любого алкилбензола, является его гидропероксид.

Как известно [32], ЛАБ российского производства (ООО Кинеф, г. Кириши) является смесью 20 алкилбензолов, которые имеют от 10 до 13 атомов углерода в алкильном радикале, все алкилы являются разветвленными. Простейшим гомологом ЛАБа является изопропилбензол (ИПБ), тривиальное его название кумол. Поэтому ИПБ был выбран в качестве модельного соединения для исследования процессов окисления ЛАБа и влияния соединений гадолиния на эти процессы.

На рис. 2 показаны спектры 0.001 М бензола, ЛАБа и гидропероксида кумола в гексане.

Из рис. 2 видно, что спектр ЛАБа сдвинут в длинноволновую область по сравнению с чистым бензолом за счет влияния алкильных радикалов на структуру бензола (батохромный сдвиг). Гидропероксид кумола имеет больший коэффициент экстинкции по сравнению с ЛАБом и сильнее сдвинут в длинноволновую область за счет влияния перекисной группировки на бензольное кольцо.

На прозрачность ЛАБа влияет как время, прошедшее с момента его получения и очистки, так и условия хранения. В качестве параметра прозрачности часто используется длина ослабления света ( $L$ ), т.е. расстояние, на котором число фотонов уменьшается в  $e$  раз. Из измеренных спектров поглощения ЛАБа для длин волн 440, 430, 420 нм были рассчитаны их длины ослабления.

Влияние условий хранения на прозрачность демонстрирует тот факт, что свежеполученный ЛАБ, поставляемый заводом в таре большого объема, имеет очень хорошую прозрачность ( $L_{440} = 24$  м,  $L_{430} = 14$  м) [33], в то время как образец ЛАБа (объемом  $\sim 100$  мл), хранящийся в лаборатории при комнатной температуре, быстро теряет свои оптические характеристики.

Методика очистки в сильной степени влияет на длину ослабления света в растворителе. Одним из

**Таблица 1.** Длина ослабления света ( $L$ ) и концентрация гидропероксидов ( $C_{гп}$ ) в ЛАБ и ИПБ

Образец ( $V_{Al_2O_3} : V_{раств}$ )	Дата очистки	Дата измерения	$L_{440}, M$	$L_{430}, M$	$L_{420}, M$	$C_{гп}, ммол/л$
ЛАБ (1 : 1)	17.04.19	17.04.19	86.9	48.3	43.5	0.20
ЛАБ (1 : 1)	05.03.19	17.04.19	54.3	39.5	36.2	0.20
ЛАБ (1 : 1)	11.11.18	17.04.19	33.4	25.5	24.2	
ЛАБ (1 : 6)	15.04.18	17.04.19	22.8	14.5	5.23	0.49
ЛАБ неочищ.	хранился с 02.02.18	17.04.19	11.4	8.9	5.64	0.59
ИПБ (1 : 1.5)		27.02.19	13.1	10.4	9.9	0.20
ИПБ (1 : 2)	14.02.19	18.02.19	9.9	8.7	8.4	
ИПБ (1 : 2)	14.02.19	27.02.19	9.3	7.9	7.5	0.55
ИПБ неочищ.		18.02.19	6.6	5.9	5.5	
ИПБ неочищ.		27.02.19	6.0	5.3	5.2	0.61

самых распространенных способов очистки растворителей для сцинтилляторов является хроматографическая очистка на оксиде алюминия, которая впервые была применена в работе [34]. Соотношение объемов оксида алюминия и очищаемого растворителя является важным параметром. Наилучшие результаты для очистки ЛАБа получаются при соотношении  $V_{Al_2O_3} : V_{раств.} = 1 : 1$ .

В табл. 1 приведены длины ослабления света ( $L$ ) для ЛАБа, изопробилбензола (ИПБ) в зависимости от условий очистки и времени хранения, а также в последнем столбце дана концентрация гидропероксидов в исследуемых образцах ( $C_{гп}$ ).

Из результатов табл. 1 видно, что длина ослабления света как у ЛАБа, так и ИПБ падает со временем, прошедшим со дня очистки. Длина ослабления света у ЛАБа больше, чем у ИПБ, как у очищенного, так и неочищенного.

Можно предположить, что в процессе хранения на воздухе во всех исследуемых образцах углеводородов (ЛАБ, ИПБ) образуются продукты окисления, имеющие полосу поглощения в более длинноволновой области и обладающие большим коэффициентом экстинкции по сравнению с исследуемым растворителем.

Из данных, приведенных в табл. 1, можно заметить, что существует корреляция между длиной ослабления света и концентрацией гидропероксидов алкилбензолов, чем больше длина ослабления света, тем меньше концентрация гидропероксидов в исследуемом образце. (Гидропероксиды в образцах ЛАБа и ИПБ были проанализированы йодометрическим методом [35].)

Тот факт, что длина ослабления света у ЛАБа больше, чем у изопробилбензола, можно объяснить тем, что более длинные, чем у кумола, алкильные радикалы ЛАБа препятствуют реакциям окисления (стерический фактор).

#### ВЛИЯНИЕ ГАДОЛИНИЯ НА ПРОЦЕССЫ ОКИСЛЕНИЯ АЛКИЛБЕНЗОЛА

Чтобы понять, как соединения гадолия будут влиять на процессы окисления, были исследованы процессы окисления изопробилбензола кислородом воздуха при температуре  $120^\circ C$  без катализатора и в присутствии триметилгексаноата гадолия, концентрация которого составляла  $0.0064$  моль/л ( $1$  г/л).

На рис. 3 показаны зависимости поглощения света при  $330$  нм ( $A$ ) от времени окисления для проб чистого ИПБ (треугольники) и растворов ИПБ с гадолинием.

Из рис. 3 видно, что с увеличением времени окисления значения поглощения при  $330$  нм для проб с гадолинием становятся существенно выше, чем без гадолия, хотя начальные значения поглощения очень близки.

Методом газо-жидкостной хроматографии (ГЖХ) в реакционной массе также были найдены ацетофенон и диметилфенилкарбинол (2-фенил, 2-пропанол), концентрация которых увеличивается со временем окисления.

Концентрация гадолия после окисления в течение  $2$  ч при температуре  $120^\circ C$  не изменилась, никаких осадков замечено не было.

Поэтому, на наш взгляд, нельзя судить о стабильности Gd-содержащего сцинтиллятора только



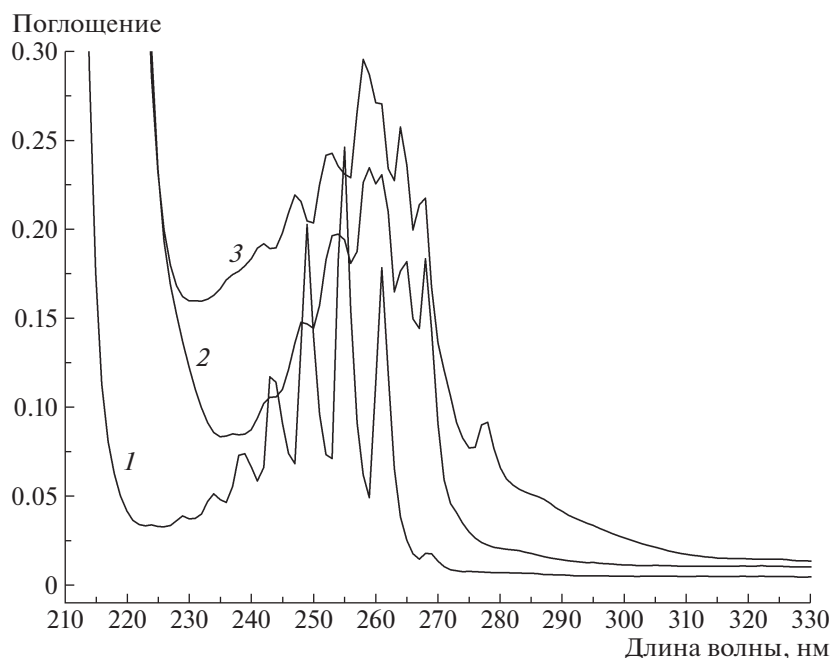


Рис. 2. Спектры поглощения 0.001 М растворов бензола, ЛАБа и гидропероксида кумола в гексане. 1 — бензол, 2 — ЛАБ, 3 — гидропероксид кумола. Измерены в 1 см кюветах по отношению к гексану.

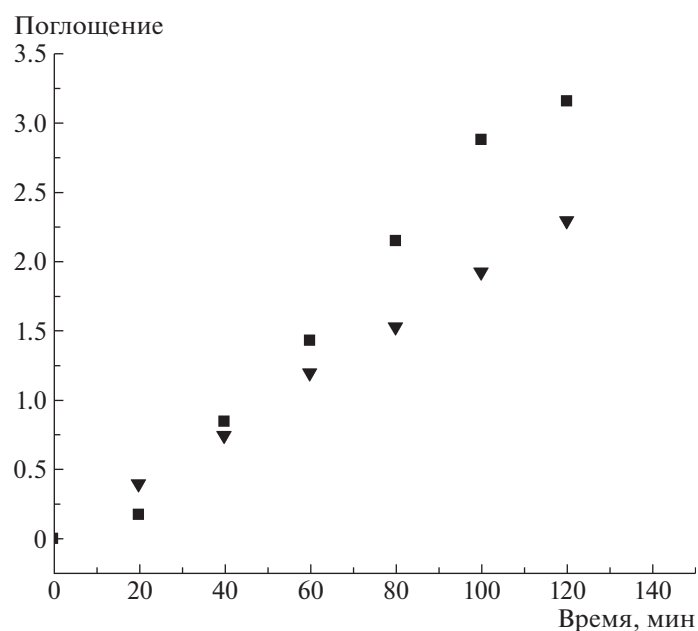


Рис. 3. Зависимость поглощения света ( $A$ ) при 330 нм от времени окисления для ИПБ (▼) и растворов ИПБ с гадолинием ( $C_{Gd} = 1$  г/л) (■).

по неизменности концентрации гадолиния в нем, как это было сделано в работе [27].

Концентрация гадолиния может не изменяться, но его присутствие может влиять на увеличение концентрации продуктов окисления и, как следствие, уменьшение прозрачности сцинтиллятора. Для сцинтилляторов небольшого объема такое

уменьшение прозрачности может не сказываться на световых выходе сцинтиллятора, но при увеличении его объема будет играть существенную роль.

Также, на наш взгляд, даже при использовании довольно чистых промышленных растворителей, таких как ЛАБ, недостаточно просто продувать их инертным газом, чтобы удалить кислород, но необ-

ходимо еще дополнительно очищать их от гидроксидов, которые могут претерпевать дальнейшие превращения и ухудшать прозрачность сцинтиллятора.

Особенно это важно для Gd- и Nd-содержащих жидких органических сцинтилляторов, так как комплексы этих металлов могут служить катализаторами процессов окисления алкилбензолов.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При разработке жидких органических сцинтилляторов с Nd/Gd желательно учитывать следующее:

1. Для стабилизации характеристик сцинтилляторов важно, чтобы используемые карбоксилаты и бета-дикетонаты Nd/Gd были координационно-насыщены.

2. Световой выход карбоксилатов выше, чем у бета-дикетонатов, но сопоставим при малых концентрациях металлов.

3. Преимуществом бета-дикетонатов по сравнению с карбоксилатами является летучесть, что дает дополнительную возможность очистки соединений Nd/Gd.

4. Основной растворитель сцинтиллятора должен быть тщательно очищен от продуктов окисления и всегда должен храниться в инертной атмосфере, что особенно важно для создания Gd- и Nd-содержащих жидких органических сцинтилляторов, так как вводимые в сцинтиллятор соединения этих металлов могут оказывать каталитическое воздействие на процессы окисления алкилбензолов.

Исследовательская работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 17-12-01331.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S.-B. Kim, Nucl. Part. Phys. Pros. **265–266**, 93 (2015); doi: 10.1016/j.nuclphysbps.2015.06.024
2. F. P. An, J. Z. Bai, A. B. Balantekin, H. R. Band, D. Beavis, W. Beriguete, M. Bishai, S. Blyth, K. Boddy, R. L. Brown, B. Cai, G. F. Cao, J. Cao, R. Carr, W. T. Chan, J. F. Chang, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 171803 (2012); <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.171803>
3. W. Beriguete, J. Cao, Y. Ding, S. Hans, K. M. Heeger, L. Hu, A. Huang, K. Luk, I. Nemchenok, M. Qi, R. Rosero, H. Sun, R. Wang, Y. Wang, L. Wen, Y. Yang, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **763**, 82 (2014).
4. The Double Chooz Collaboration (Y. Abe *et al.*), JHEP **1410**, 086 (2014); [https://doi.org/10.1007/JHEP10\(2014\)086](https://doi.org/10.1007/JHEP10(2014)086)
5. C. Buck and M. Yeh, arXiv: 1608.04897v1 [physics.ins-det].
6. Y. J. Ko *et al.* (NEOS Collab.), Phys. Rev. Lett. **118**, 121802 (2017).
7. C. Buck, V. Gramlich, M. Linder, C. Roca, and S. Schoppmann, arXiv: 1812.02998v1 [physics.ins-det].
8. J. Zhu, H. Ren, Y. Bi, Y. Xu, and L. Zhang, J. Lumin. **194**, 494 (2018).
9. А. П. Серебров, В. Г. Ивочкин, Р. М. Самойлов, А. К. Фомин, В. Г. Зиновьев, П. В. Неустроев, В. Л. Головцов, А. В. Чёрный, О. М. Жеребцов, А. О. Полюшкин, В. П. Мартемьянов, В. Г. Тарасенков, В. И. Алёшин, А. Л. Петелин, А. Л. Ижутов, А. А. Тузов и др., ЖТФ **87**, 294 (2017).
10. М. Б. Громов, Г. А. Лукьянченко, Г. Я. Новикова, Б. А. Обиняков, А. Ю. Оралбаев, М. Д. Скорохватов, С. В. Сухотин, А. С. Чепурнов, А. В. Этенко, ЭЧАЯ **48**, 953 (2017) [Phys. Part. Nucl. **48**, 981 (2017)].
11. M. Gromov, D. Kuznetsov, A. Murchenko, G. Novikova, B. Obinyakov, A. Oralbaev, K. Plakitina, M. Skorokhvatov, S. Sukhotin, A. Chepurnov, and A. Etenko, J. Phys.: Conf. Ser. **934**, 012005 (2017).
12. И. Р. Барабанов, Л. Б. Безруков, А. В. Вересникова, Ю. М. Гаврилюк, В. И. Гуренцов, В. В. Казалов, В. В. Кузьминов, Г. Я. Новикова, С. В. Семенов, В. В. Синев, Г. О. Цветков, Е. А. Янович, ЯФ **82**, 100 (2019) [Phys. At. Nucl. **82**, 89 (2019)].
13. Ya. Ding, Z. Zhang, J. Liu, Z. Wang, P. Zhou, and Yu. Zhao, Nucl. Instrum. Methods A **584**, 238 (2008).
14. F. Ardellier *et al.* (Double Chooz Collab.), hep-ex/0606025v4.
15. I. R. Barabanov, L. B. Bezrukov, C. M. Cattadori, N. A. Danilov, A. di Vacri, Yu. S. Krilov, L. Ioannucci, E. A. Yanovich, M. Aglietta, A. Bonardi, G. Bruno, W. Fulgione, E. Kemp, A. S. Malguin, A. Porta, and M. Selvi, J. Instrum. **5**, P04001 (2010).
16. Г. Я. Новикова, Н. И. Бакулина, А. В. Вологжанина, Б. В. Локшин, В. П. Моргалюк, ЖНХ **61**, 270 (2016) [Russ. J. Inorg. Chem. **61**, 257 (2016)].
17. Г. Я. Новикова, Н. И. Бакулина, В. П. Моргалюк, ЖНХ **59**, 389 (2014) [Russ. J. Inorg. Chem. **59**, 244 (2014)].
18. Г. Я. Новикова, И. Р. Барабанов, Л. Б. Безруков, Л. И. Белоус, Н. А. Данилов, А. А. Иванов, Р. Х. Зиганшин, Е. А. Янович, ЖНХ **54**, 1143 (2009) [Russ. J. Inorg. Chem. **54**, 1082 (2009)].
19. H. Furuta, Y. Fukuda, T. Hara, T. Haruna, N. Ishihara, M. Ishitsuka, C. Ito, M. Katsumata, T. Kawasaki, T. Konno, M. Kuze, J. Maeda, T. Matsubara, H. Miyata, Y. Nagasaka, K. Nitta, *et al.*, arXiv: 1108.2910v1 [hep-ex].
20. M. Apollonio *et al.* (Chooz Collab.), Phys. Lett. B **466**, 415 (1999).
21. A. G. Piepke, S. W. Mozer, and V. M. Novikov, Nucl. Instrum. Methods A **432**, 392 (1999).
22. И. Р. Барабанов, Л. Б. Безруков, С. Cattadori, Н. А. Данилов, А. Di Vacri, A. Ianni, S. Nisi, Г. Я. Новикова, F. Ortica, A. Romani, C. Salvo, О. Ю. Смирнов, Е. А. Янович, ПТЭ, № 5, 37 (2012) [Instrum. Exp. Techn. **55**, 545 (2012)].

23. И. Р. Барабанов, Л. Б. Безруков, Г. Я. Новикова, Е. А. Янович, ПТЭ, № 4, 82 (2017) [Instrum. Exp. Techn. **60**, 533 (2017)].
24. И. Р. Барабанов, Л. Б. Безруков, Г. Я. Новикова, Е. А. Янович, Письма в ЭЧАЯ **15**, 502 (2018) [Phys. Part. Nucl. Lett. **15**, 630 (2018)].
25. Д. Н. Суглобов, Г. В. Сидоренко, Е. К. Легин, *Легкие органические и комплексные соединения f-элементов* (Энергоатомиздат, Москва, 1987).
26. Л. Б. Безруков, Г. Я. Новикова, Е. А. Янович, А. И. Костылев, Н. А. Корсакова, Е. К. Легин, А. Е. Мирославов, М. Д. Караван, Б. В. Локшин, В. П. Моргалюк, ЖНХ **63**, 1555 (2018) [Russ. J. Inorg. Chem. **63**, 1564 (2018)].
27. Y. Hino, H. Furuta, and F. Suekane, arXiv: 1904.10243v1 [physics. ins. det].
28. М. Б. Громов, Д. С. Кузнецов, А. Е. Мурченко, Г. Я. Новикова, Б. А. Обиняков, А. Ю. Оралбаев, К. В. Плакитина, М. Д. Скорохватов, С. В. Сухотин, А. С. Чепурнов, А. В. Этенко, Письма в ЖТФ, № 6, 59 (2018) [Techn. Phys. Lett. **44**, 251 (2018)].
29. H. S. Kim *et al.* (RENO Collab.), arXiv: 1609.09483v1 [physics.ins-det].
30. M. Katsumata, H. Miyata, N. Tamura, and T. Kawasaki, Nucl. Instrum. Methods A **629**, 50 (2011).
31. M. Yeh, J. V. Cumming, S. Hans, and R. L. Hahn, Nucl. Instrum. Methods A **618**, 124 (2010).
32. Н. И. Бакулина, Г. Я. Новикова, А. С. Редчин, Т. В. Бухаркина, С. В. Вержичинская, М. Г. Макаров, В. В. Зинченко, И. Ю. Кузнецов, Химическая промышленность сегодня, № 3, 38 (2018).
33. Л. Б. Безруков, Н. И. Бакулина, Н. С. Иконников, В. П. Моргалюк, Г. Я. Новикова, А. С. Чепурнов, Препринт ИЯИ РАН № 1382/2014 (Москва, 2014).
34. А. В. Воеводский, В. Л. Дадыкин, О. Г. Ряжская, ПТЭ, № 1, 85 (1970).
35. И. С. Вашенков, С. В. Вержичинская, О. С. Гречишкина, М. А. Караджев, Е. С. Петина, Успехи в химии и химической технологии **28**(10), 10 (2014).

## Gd- AND Nd-LOADING LIQUID ORGANIC SCINTILLATORS

G. Y. Novikova<sup>1)</sup>, M. V. Solovyova<sup>1),2)</sup>, E. A. Yanovich<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> *Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

<sup>2)</sup> *Dmitry Mendeleev University of Chemical Technology of Russia, Moscow, Russia*

The factors affecting the stability of Gd-, Nd-loading liquid organic scintillators designed for large-scale experimental installations of neutrino physics and astrophysics are considered. The analysis of the effect of the composition (type and structural formula of Gd, Nd compounds) on the optical characteristics of the scintillator was made. It was shown that one of the causes of degradation (decrease in transparency) of the scintillator is the oxidation of alkyl benzenes, the compounds Gd and Nd can be catalysts of the oxidation processes.

## НОВЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ NEWSdm ДЛЯ ПРЯМОГО ПОИСКА ЧАСТИЦ ТЯЖЕЛОЙ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ

© 2020 г. С. А. Горбунов<sup>1)\*</sup>, Н. С. Коновалова<sup>1)\*\*</sup>  
(от имени Коллаборации NEWSdm)

Поступила в редакцию 04.09.2019 г.; после доработки 04.09.2019 г.; принята к публикации 04.09.2019 г.

NEWSdm (Nuclear Emulsions for WIMP Search — directional measurement) — новый международный эксперимент с фотоэмульсионной мишенью для прямой регистрации частиц темной материи. Метод регистрации основан на фиксации направлений траекторий ядер отдачи, образовавшихся в результате упругого взаимодействия ядер мишени с частицами темной материи из галактического гало, что отличает NEWSdm от стандартных низкофоновых экспериментов по поиску частиц темной материи, основанных на анализе годовых модуляций количества зарегистрированных событий. Детектор, одновременно являющийся мишенью, представляет собой блок ядерных эмульсий с уникально высоким пространственным разрешением, достигающимся за счет уменьшения размеров зерен AgBr до  $\sim 10$  нм, что позволяет осуществлять направленный поиск носителей темной материи в космическом пространстве даже при энергии ядер отдачи не выше 30 кэВ.

DOI: 10.31857/S0044002720010055

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Настоящая статья ставит своей целью познакомить русскоязычного читателя с концепцией нового эксперимента NEWSdm по прямому поиску частиц темной материи (ТМ), начатого международной коллаборацией NEWS в Итальянской национальной лаборатории Гран-Сассо (ЛНГС, от итальянского LNGS — Laboratori Nazionali del Gran Sasso) Национального института ядерной физики Италии (INFN, Istituto Nazionale di Fisica Nucleare).

В настоящее время существует большое количество косвенных экспериментальных указаний на существование ТМ, среди которых: гравитационное линзирование [1], увеличение скорости расширения Вселенной [2], анизотропия космического микроволнового фонового излучения [3] и другие. Эксперименты по поиску ТМ можно разделить на три основные категории: регистрация взаимодействий частиц темной материи с барионной материей в лабораторных экспериментах (прямое обнаружение), регистрация конечных продуктов астрофизической аннигиляции или распада ТМ (косвенное обнаружение) и получение частиц ТМ на ускорителях. Эксперимент NEWSdm, в котором в настоящее время сотрудничают более 70 ученых

из пяти стран (Италии, России, Турции, Южной Кореи и Японии) [4], относится к первой категории экспериментов. Он будет проводиться в подземной части ЛНГС, расположенной в Апеннинах на высоте около 1000 м над уровнем моря под горным массивом на средней глубине около 1400 м (3650 м водного эквивалента). Подземное расположение лаборатории позволяет на много порядков уменьшить фон от космических лучей в экспериментах, требующих высокой чувствительности к редким событиям, таким как взаимодействия частиц ТМ с веществом. Эксперимент NEWSdm нацелен на поиск упругих взаимодействий частиц тяжелой ТМ, так называемых ВИМП-частиц (от английского WIMP — Weakly Interacting Massive Particles), с частицами обычной материи. Наблюдение рассеяния ВИМП-частиц на обычной барионной материи может стать подтверждением того, что предсказываемые частицы образуют гало ТМ в области нашей Галактики, включающей, в том числе, Солнечную систему.

### 2. НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ РЕГИСТРАЦИИ ЧАСТИЦ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ

Основными параметрами сигнала при прямой регистрации ВИМП-частиц являются плотность распределения этих частиц в Галактике, их распределение по скоростям в Солнечной системе и сечение рассеяния на нуклонах. Считается, что

<sup>1)</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия.

\*E-mail: s.a.gorbunov@mail.ru

\*\*E-mail: ninakonova-lova@yandex.ru

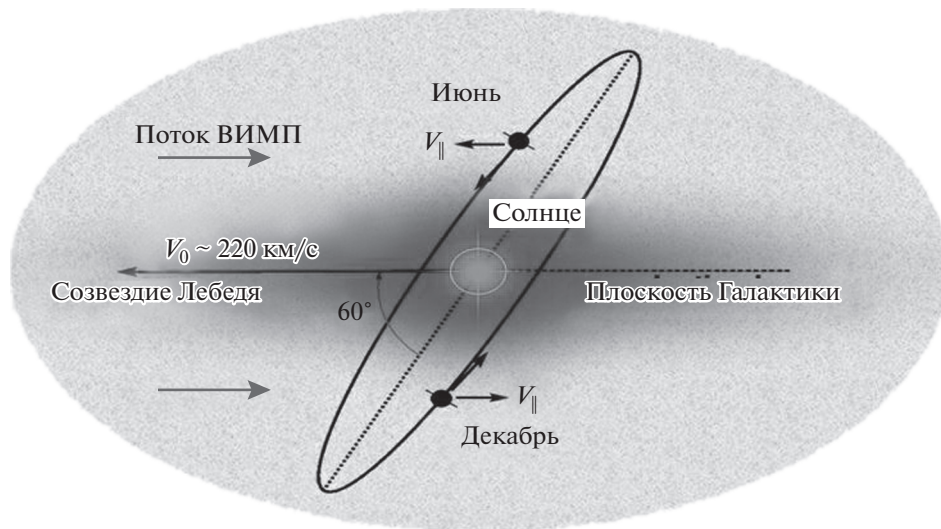


Рис. 1. Ежегодная модуляция скорости счета частиц ТМ.

ВИМП-частицы составляют сферическое гало в нашей Галактике и движутся хаотически, с максвелловским распределением по скоростям [5, 6]. Благодаря движению Солнечной системы в Галактике на Земле должен регистрироваться направленный поток ВИМП-частиц, а годичное вращение Земли вокруг Солнца с относительной скоростью в Галактической системе координат, которая определяется как  $v = 220(1.05 + 0.07 \cos[2\pi(t - t_m)])$  км/с (где время исчисляется в годах, а  $t_m$  соответствует приблизительно началу июня), создает годичные флуктуации их потока (рис. 1). Максимальная скорость счета ВИМП-частиц ожидается при условиях, когда проекция

орбитальной скорости Земли на скорость движения Солнца относительно центра Галактики (и газа ВИМП-частиц) максимальна. Как следствие орбитального и суточного движения детектора вместе с Землей, в нем должна наблюдаться примерно 7%-ная сезонная вариация потока ВИМП-частиц [7] с максимумом, соответствующим началу июня. При достаточно продолжительных наблюдениях эта вариация будет отражаться на скорости счета частиц.

Скорость счета детектора, испытывающая годичные и суточные вариации, описывается зависимостью [8]

$$R_{\text{ВИМП}} \approx \sum_i N_i n_{\text{ВИМП}} \langle \sigma_{\text{ВИМП-nucleon}} v_{\text{ВИМП}} \rangle,$$

где  $N_i = M_{\text{детектор}}/A_i$  — число ядер мишени типа  $i$  в детекторе массы  $M$ ,  $A_i$  — атомный вес ядра типа  $i$ ,  $n_{\text{ВИМП}}$  — плотность потока ВИМП-частиц,  $\langle \sigma_{\text{ВИМП-nucleon}} v_{\text{ВИМП}} \rangle$  — сечение ВИМП-нуклонного рассеяния, усредненное по скоростям ВИМП-частиц относительно детектора. Прогнозируемая частота событий при упругом взаимодействии ядер с ВИМП-частицами варьируется от  $10^{-3}$  до 1 соб./кг материала детектора в день, в предположении, что масса ВИМП-частицы равна 100 ГэВ, плотность гало ВИМП-частиц составляет  $0.3 \text{ ГэВ}/\text{см}^3$ , а сечение упругого взаимодействия ВИМП-нуклон  $\sigma = 10^{-43} \text{ см}^2$  [9] (см. рис. 2).

Сообщение о регистрации ВИМП-частиц было получено от коллаборации DAMA, более 20 лет проводящей эксперименты по регистрации сигналов от частиц ТМ в подземной лаборатории Гран-Сассо (см. [10]). В экспериментах DAMA/NaI и DAMA/LIBRA измерялись количество и энергии

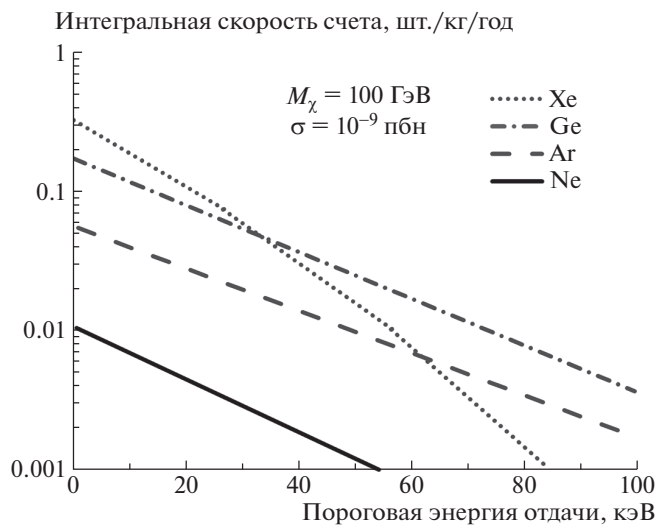
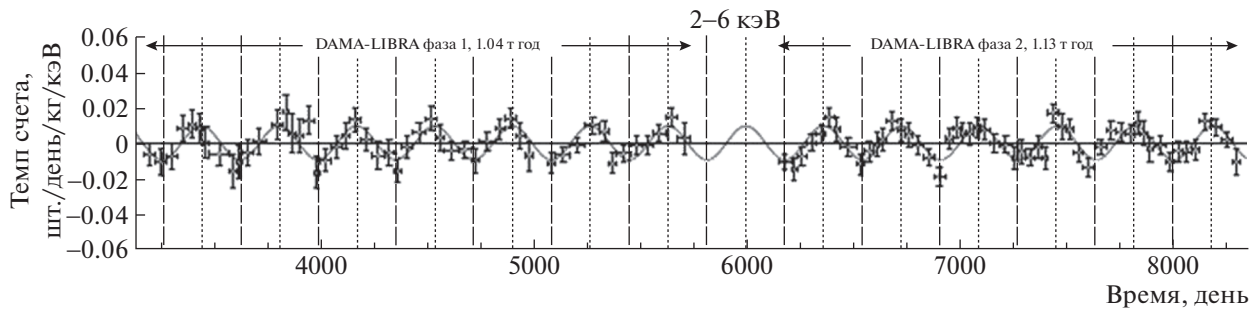


Рис. 2. Скорость счета детектора при регистрации различных ядер отдачи в упругом взаимодействии с ВИМП-частицами. Рисунок из [9].



**Рис. 3.** Зависимость частоты срабатываний детекторов в эксперименте DAMA/LIBRA от времени. Данные аппроксимированы синусоидой с периодом 1 год, максимумы которой приходятся на 2 июня, а минимумы — на 2 декабря. Рисунок из [11].

одиночных вспышек в сцинтилляционном детекторе (йодид натрия NaI с добавлением таллия Tl). В эксперименте DAMA/LIBRA были обнаружены вероятные свидетельства годовой модуляции взаимодействий ВИМП-частиц с веществом детектора [11]. Зарегистрированное в детекторе среднее количество вспышек остается постоянным во времени, за исключением области малых энергий 2–6 кэВ, где наблюдаются слабые (в пределах 1–2%) годовые колебания, зафиксированные с достоверностью сигнала  $12.9\sigma$ . Частота срабатываний детекторов с ходом времени в области энергий 2–6 кэВ представлена на рис. 3, где показана только переменная часть сигнала, оставшаяся после вычета постоянного фона. Сезонные модуляции сигналов, предположительно от частиц ТМ, были подтверждены в эксперименте CoGeNT (Coherent Germanium Neutrino Technology) в диапазоне энергий 0.5–2 кэВ на гораздо меньшей статистике [12].

Однако результат, полученный в эксперименте DAMA/LIBRA, несмотря на высокую достоверность сигнала, остается спорным по ряду причин. Во-первых, многие эксперименты по поиску ТМ уже частично или полностью исключили область, в которой работает DAMA [13–15] (см. рис. 4).

Во-вторых, на полученный результат могут влиять сезонные вариации мюонов космического происхождения, обусловленные сезонными колебаниями плотности атмосферы. Фон атмосферных мюонов, хотя существенно сниженный, тем не менее присутствует в подземной лаборатории Гран-Сассо. Так, участники российско-итальянского эксперимента LVD в Гран-Сассо в исследованиях с установленным под землей сцинтилляционно-железным телескопом большого объема осуществляли наблюдение вариаций мюонов в течение 2724 сут в период с 2001 г. по 2008 г. [17]. За время наблюдений было зарегистрировано  $2.5 \times 10^6$  мюонных событий. В эксперименте были обнаружены сезонные вариации мюонов, период

которых составляет один год, а максимум интенсивности приходится на июль (рис. 5).

Очевидно, что продукты взаимодействия этих мюонов (электроны, пионы, протоны, нейтроны и  $\gamma$ -кванты) подвержены тем же сезонным вариациям, что и образовавшие их мюоны, и способны имитировать искомые редкие события в широком диапазоне энергий, в том числе в диапазоне поиска частиц ТМ. Поэтому годовые вариации мюонов необходимо учитывать как существенный фактор, который может повлиять на результат при поиске сигналов от частиц ТМ, и сезонная модуляция частиц определенной энергии является недостаточным основанием считать их возможными носителями ТМ.

Вследствие изложенного существует необходимость использования еще по крайней мере одного независимого экспериментального параметра для идентификации событий ТМ, благодаря которому полезный сигнал можно отделить от фона. В эксперименте NEWSdm используется подход, согласно которому таким параметром является направленность траекторий ядер отдачи в упругих взаимодействиях с ВИМП-частицами.

Если, как предполагается, ТМ находится в равновесии с реликтовым излучением, т.е. является “холодной”, движение Солнечной системы через Галактику должно создавать направленный поток частиц ТМ в направлении движения Солнца к созвездие Лебедя. В этом случае для детектирования частиц ТМ может применяться ядерная эмульсия. Направленность траекторий ядер отдачи в ядерной эмульсии в определенном диапазоне энергий (длин треков) при наличии сезонной модуляции будет являться выраженным сигналом от частиц галактической ТМ за пределами когерентного нейтринного фона.

### 3. ДЕТЕКТОР ЭКСПЕРИМЕНТА NEWSdm

NEWSdm — это первый эксперимент с твердотельной мишенью для прямого поиска частиц ТМ



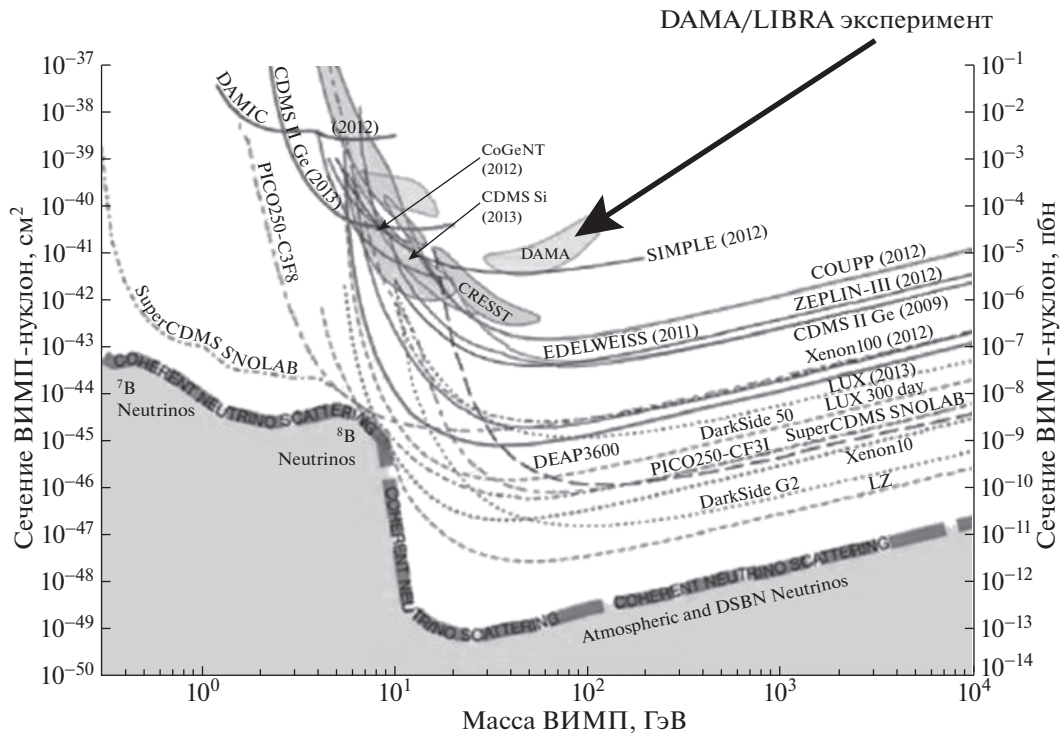


Рис. 4. Спин-независимые интервалы поперечного сечения взаимодействия ВИМП-нуклон в зависимости от массы ВИМП-частиц для различных экспериментов. Рисунок из [16].

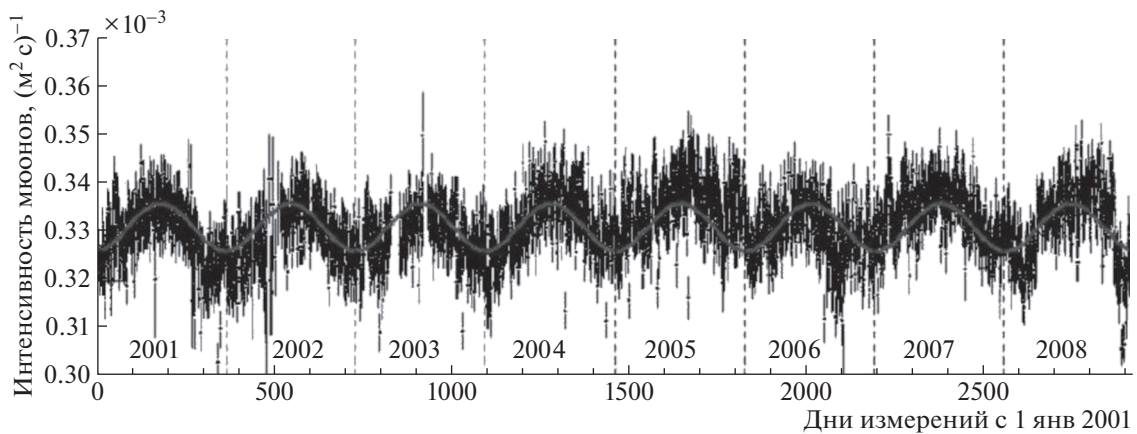


Рис. 5. Интенсивность мюонов за 8 лет работы установки LVD в подземной лаборатории Гран-Сассо. Каждый бин соответствует одному дню, начиная с 1 января 2001 г. по 31 декабря 2008 г. Рисунок из [17].

с помощью высокочувствительных ядерных эмульсий с наноразмерными зёрнами с применением для их обработки сканирующих микроскопов с уникально высоким пространственным разрешением.

Ядерная эмульсия представляет собой суспензию на основе желатина с равномерно распределёнными по объёму светочувствительными кристаллами галоидного серебра AgBr, являющимися “сенсорами” прохождения заряженных частиц. Вследствие ионизации, производимой пролетающей заряженной частицей, происходит восстано-

вление катионов  $Ag^+$  на поверхности кристаллов AgBr, и после обработки проявителем “поврежденные” кристаллы образуют конгломераты атомов металлического серебра, различимые под микроскопом в виде черных зёрен. В результате возникает цепочка проявленных зёрен серебра, которая воспроизводит траекторию движения частицы. Для прослеживания траекторий частиц в пространстве детектора ядерная эмульсия наносится тонким слоем ( $\sim 50$  мкм) на прозрачную основу, и детектор собирается из необходимого количества слоев

эмульсионных пленок. Размеры детектора ограничиваются только возможностями измерительного оборудования для обработки облученной эмульсии (например, размерами предметного столика микроскопа).

Ядерные эмульсии используются в экспериментах по изучению процессов взаимодействия релятивистских частиц, в том числе с очень коротким временем жизни, требующих высокого пространственного и углового разрешения (см., например, [18]).

В состав ядерной эмульсии входят ядра как тяжелых (Ag, Br), так и легких элементов (C, N, O, H) (см. табл. 1).

Чтобы определить параметры эмульсий для наиболее эффективной регистрации ядер отдачи при взаимодействии с частицами ТМ, необходимо учесть кинематику процесса. Кинематика столкновений определяется массой сталкивающегося ядра и массой ВИМП-частицы, поэтому для предполагаемой массы ВИМП-частицы можно определить значение кинетической энергии ядра после столкновения и рассчитать длину его траектории в эмульсии. При этом чем тяжелее ядро отдачи и соответственно меньше длина трека, тем более высокие требования предъявляются к чувствительности эмульсии (рис. 6). Так, частица ТМ с массой  $>50$  ГэВ с большей вероятностью будет рассеиваться на ядрах Ag и Br. В случае, если масса искомой частицы составляет от 5 до 50 ГэВ, возрастает вероятность ее столкновения с ядрами C, N, O. Расчеты показывают, что выделение сигнала из изотропного фона возможно, если эмульсионный детектор способен зафиксировать трек длиной 100 нм, который соответствует энергии 37 кэВ ядра отдачи из группы C, N, O [19, 20].

Минимальная длина трека, которая может быть измерена в ядерной эмульсии, зависит от размера зерна Ag после химической проявки, а также от возможностей сканирующей системы, которая применяется при получении и обработке изображений. Ядерные эмульсии, применяемые в настоящее время в физике элементарных частиц, имеют линейную плотность кристаллов AgBr  $2.3 \text{ мкм}^{-1}$  и размер зерна около 0.2 микрона, слишком большой для регистрации треков размером от 100 до 200 нм, соответствующих ядрам отдачи при упругом взаимодействии с ТМ (рис. 7а).

В Университете Нагойи (Япония) для эксперимента NEWSdm была разработана технология получения ядерных эмульсий с диаметром зерен на порядок меньше обычных [21]. Диаметры зерен этих сверхчувствительных ядерных эмульсий, так называемых нанотрекеров NIT (Nano Imaging Trackers) и ультрананотрекеров U-NIT (Ultra-Nano Imaging Trackers), составляют 44 и 18 нм,

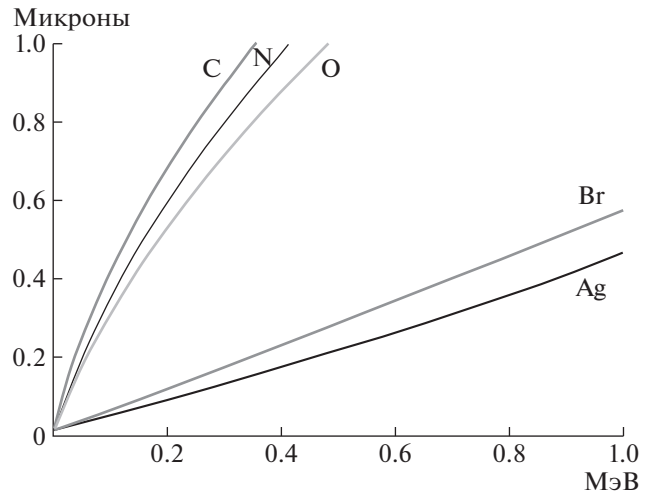


Рис. 6. Длина трека в ядерной эмульсии в зависимости от переданной энергии для разных ядер, входящих в состав эмульсии.

а линейная плотность кристаллов —  $14$  и  $29 \text{ мкм}^{-1}$  соответственно (рис. 7б).

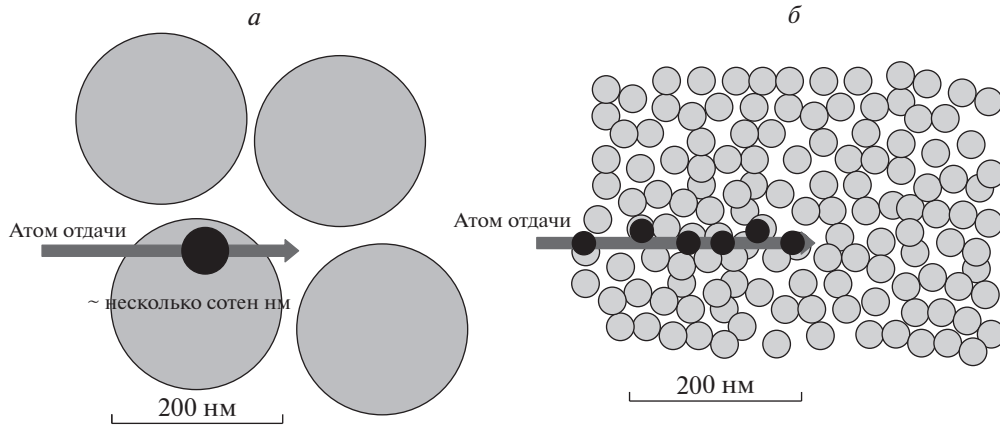
Среднее расстояние между кристаллами NIT составляет 71 нм, что позволяет этим эмульсиям реконструировать траектории ядер отдачи C при упругом взаимодействии с ВИМП-частицами с энергией отдачи 30 кэВ и углом рассеяния  $30^\circ$  с эффективностью 65% (рис. 8) [20].

Чтобы зафиксировать направленность траекторий частиц ТМ, детектор должен иметь постоянную пространственную ориентацию в направлении созвездия Лебедя, вдоль которого Солнечная система движется в Галактике. С этой целью эмульсионный детектор NEWSdm, собранный из ядерных эмульсий NIT, будет установлен на стандартный экваториальный телескоп (рис. 9), и, следовательно, ВИМП-частицы будут приходить на детектор

Таблица 1. Основные химические элементы, входящие в состав ядерной эмульсии

Химический элемент	Массовая доля	Атомная доля
Ag	0.44	0.12
Br	0.32	0.12
I	0.019	0.003
C	0.101	0.172
O	0.074	0.129
N	0.027	0.057
H	0.016	0.396
S	0.003	0.003





**Рис. 7.** Схема формирования траекторий элементарных частиц в различных типах эмульсий: *а* — стандартная эмульсия с размером кристалла AgBr ~200 нм; *б* — эмульсия NIT с размером кристалла AgBr ~40 нм.

всегда с одного направления, в то время как фоновые частицы, способные сымитировать сигнал, будут распределены по углам изотропно. Это позволит с большой достоверностью отделять искомый сигнал от фона. Кроме того, направленность треков отдачи будет являться доказательством галактического происхождения инициировавших их частиц ТМ.

Ядерные эмульсии в детекторе будут расположены таким образом, чтобы их поверхности были параллельны предполагаемому направлению движения частиц ТМ. Детектор будет окружен защитным экраном, препятствующим влиянию радиоактивности окружающей среды. Область поиска сигналов в NEWSdm будет соответствовать энергетической области эксперимента DAMA.

#### 4. СИСТЕМА СЧИТЫВАНИЯ ДАННЫХ

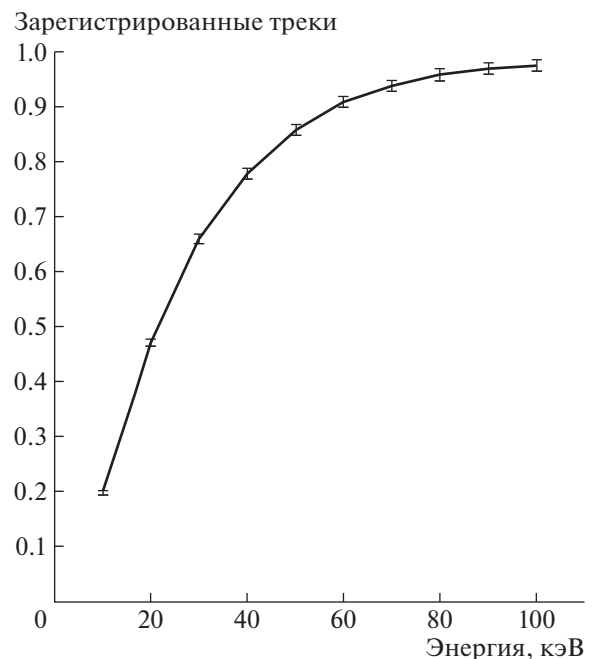
Система считывания данных в NIT должна с достаточной скоростью распознавать очень короткие треки и с высокой точностью определять их направление в режиме высокоскоростного автоматического сканирования в течение времени, сравнимом с экспозицией детектора.

Для повышения интенсивности и контрастности изображения треков отдачи применяется метод эллиптической подгонки [22]. После применения фильтров подавления “размытости” трека и конечной импульсной характеристики изображение оцифровывается и определяется его эллиптичность (рис. 10).

Эффективность выделения треков методом эллиптической подгонки была протестирована в калибровочных экспериментах по облучению ядерных эмульсий с размером зерна 40 нм ионами Кг с энергиями 400 кэВ. Результаты обработки треков на сканирующем оптическом микроскопе сравнивались с результатами их обработки на рентгеновском микроскопе [23]. Это сравнение показало, что

параметры полученных на оптическом микроскопе эллипсов хорошо воспроизводят направленность треков (рис. 11).

Тем не менее эффективность регистрации треков остается невысокой вследствие низкой контрастности зерен серебра, образующих треки. Для улучшения разрешения оптической системы был предложен метод поверхностного плазмонного резонанса, позволяющий измерять показатель преломления изменения среды на чувствительных поверхностях [24]. Резонансное рассеяние поляризованного света на наноразмерных металлических структурах в диэлектрической среде отражает ани-



**Рис. 8.** Ожидаемая эффективность обнаружения трека ядра углерода размером в 2 кристалла NIT. Рисунок из [20].

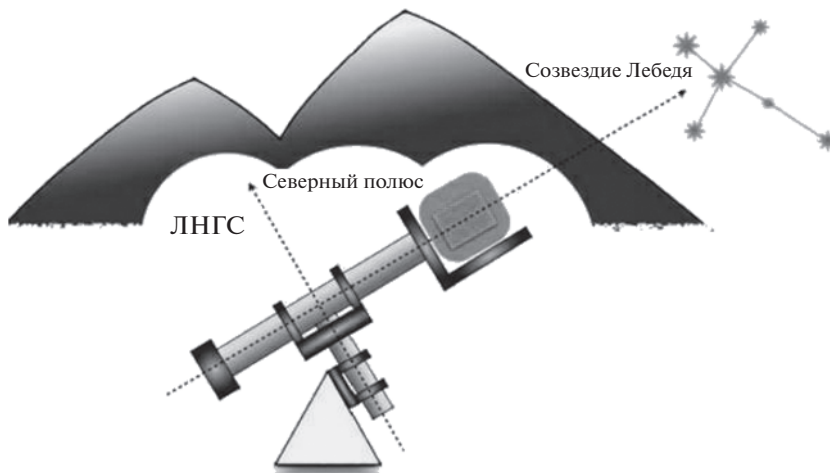


Рис. 9. Схема установки детектора NEWSdm.

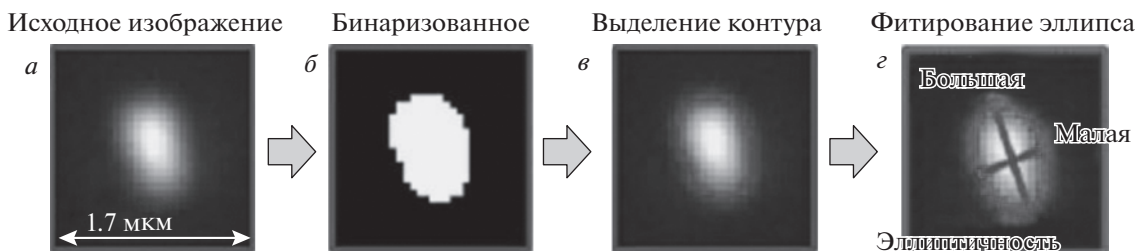


Рис. 10. Обработка изображения трека методом эллиптической подгонки.

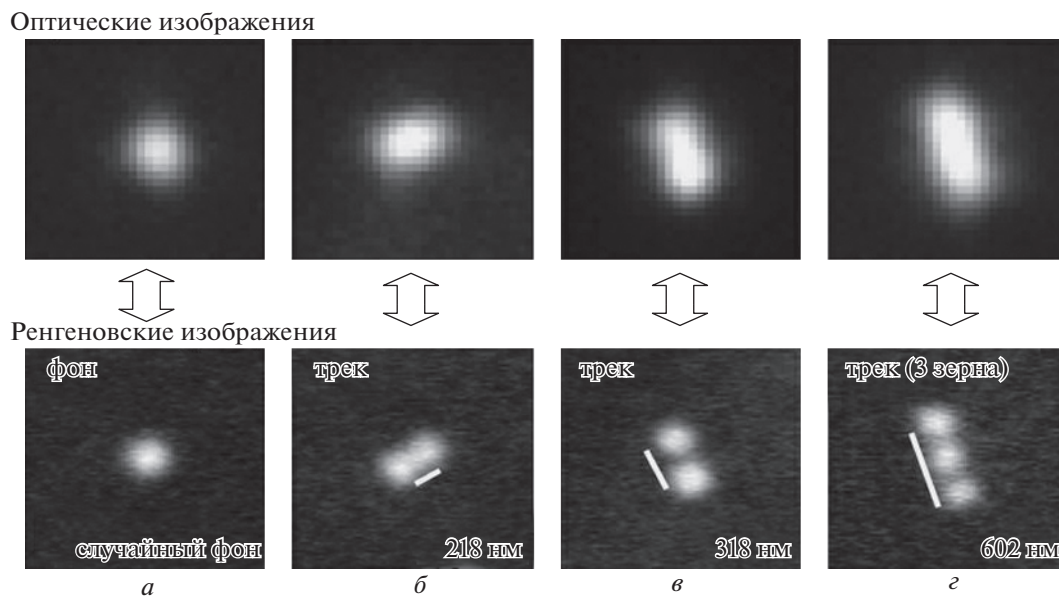


Рис. 11. Сравнение результатов обработки треков низкоэнергичных ионов в НИТ с размером зерна 40 нм, полученных на оптическом (вверху) и рентгеновском (внизу) микроскопах: *a* — изображение одного проявленного зерна; *б, в* — треки разной длины из двух зерен; *г* — трек из трех зерен. Рисунок из [23].

зотропию формы этих структур: на несферическом кластере резонансный отклик зависит от поляризации падающего света (рис. 12).

Оснащение оптического микроскопа жидкокристаллическим поляризатором, источником поляризованного света в голубом диапазоне с длиной

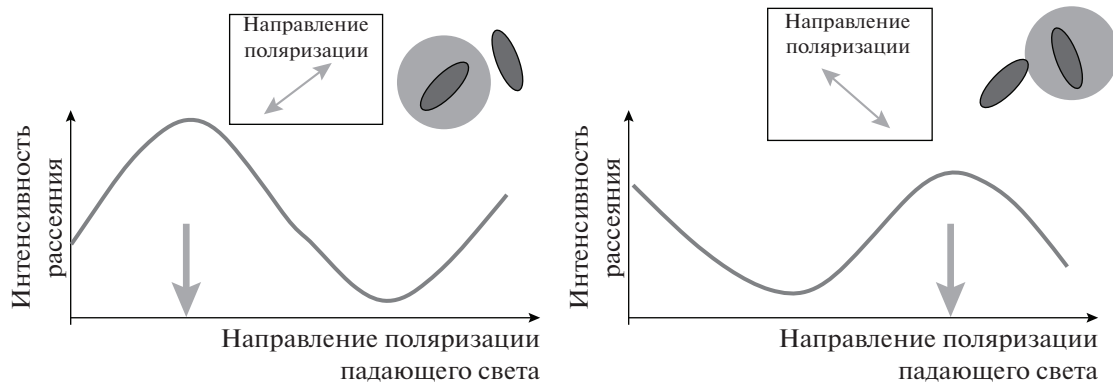


Рис. 12. Эффект плазмонного резонанса на поверхности зерен серебра при их освещении поляризованным светом.

волны менее 500 нм, позволяет выделять треки, образованные зернами металлического серебра размером менее 40 нм [25]. Результатом совмещения мощной цифровой апертуры объектива микроскопа со световым поляризатором является высокое пространственное и пиксельное разрешение, а также высокая контрастность и яркость изображения, необходимые для надежной регистрации наноразмерных треков, образованных зернами металлического серебра в ядерной эмульсии.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлена концепция нового эксперимента NEWSdm по регистрации упругих взаимодействий частиц тяжелой темной материи (ВИМП) с ядрами барионной материи. Твердотельный трековый детектор на основе ядерной эмульсии, одновременно являющийся мишенью и имеющий фиксированную пространственную ориентацию относительно галактического гало темной материи, будет установлен в подземной лаборатории Гран-Сассо в условиях низкого фона космического и радиационного излучения. В результате эксперимента предполагается зафиксировать направленные траектории ядер отдачи в результате упругого взаимодействия с частицами темной материи с анализом годовых модуляций количества зарегистрированных событий. Порядок длин ожидаемых треков ядер отдачи в ядерной эмульсии составит несколько десятков нанометров. Для достижения необходимой чувствительности эксперимента созданы ядерные эмульсии с наноразмерными кристаллами бромидов серебра с уникально высоким пространственным разрешением, требующие специальных методов анализа, включающих распознавание формы ультракороткого трека и повышение контрастности изображения. Построенная система считывания данных демонстрирует принципиально новый подход к обработке эксперимента в нанометрическом диапазоне, совмещая мощную цифровую апертуру

объектива микроскопа со световым поляризатором, и обеспечивает высокое пространственное и пиксельное разрешение, а также контрастность и яркость изображения, необходимые для надежной регистрации наноразмерных треков, образованных зернами металлического серебра в ядерной эмульсии.

Первый успешный технологический запуск установки с эмульсионным детектором массой  $\sim 10$  г был проведен в марте 2017 г. в подземной части Национальной лаборатории Гран-Сассо и позволил осуществить оценку фона в ядерной эмульсии в сравнении с результатами моделирования [26].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. Massey, T. Kitching, and J. Richard, *Rep. Prog. Phys.* **73**, 086901 (2010).
2. Z. Rezaei, arXiv: 1906.08648, accepted for publication in *Can. J. Phys.* (2019).
3. D. Maity and P. Saha, *Phys. Rev. D* **98**, 103525 (2018).
4. A. Aleksandrov, A. Anokhina, T. Asada, D. Bender, I. Bodnarchuk, A. Buonaura, S. Buontempo, M. Chernyavskii, A. Chukanov, L. Consiglio, N. D'Ambrosio, G. De Lellis, M. De Serio, A. Di Crescenzo, N. Di Marco, S. Dmitrievski, *et al.*, LNGS-LOI 48/15, arxiv.org/abs/1604.04199
5. M. W. Goodman and E. Witten, *Phys. Rev. D* **31**, 3059 (1985).
6. *Particle Dark Matter*, Ed. by G. Bertone (Cambridge Univ. Press, 2010), p. 488.
7. L. Baudis, *Ann. Phys. (Berlin)* **528**, 74 (2016).
8. В. А. Рябов, В. А. Царев, А. М. Цховребов, *УФН* **178**, 1129 (2008) [*Phys. Usp.* **51**, 1091 (2008)].
9. H. Araújo, *WIMP Searches with Liquid Xenon: ZEPLIN, LUX and LZ, HEP Seminar, Oxford University, 2013.*
10. R. Bernabei, *Int. J. Mod. Phys. A* **31**, 1642001 (2016).
11. R. Bernabei, P. Belli, A. Bussolotti, F. Cappella, V. Caracciolo, R. Cerulli, C. J. Dai, A. d'Angelo, A. Di Marco, H. L. He, A. Incicchitti, X. H. Ma, A. Mattei,

- V. Merlo, F. Montecchia, X. D. Sheng, and Z. P. Ye, Nucl. Phys. At. Energy **19**, 307 (2018).
12. C. E. Aalseth *et al.* (CoGeNT Collab.), Phys. Rev. Lett. **106**, 131301 (2011).
  13. D. S. Akerib *et al.* (LUX Collab.), Phys. Rev. Lett. **118**, 021303 (2017).
  14. A. Tan *et al.* (PandaX-II Collab.), Phys. Rev. Lett. **117**, 121303 (2016).
  15. E. Aprile *et al.* (XENON Collab.), Phys. Rev. Lett. **119**, 181301 (2017).
  16. J. Va'vra, Phys. Lett. B **735**, 181 (2014).
  17. Н. Ю. Агафонова, В. В. Бояркин, В. Л. Дадькин, Е. А. Добрынина, Р. И. Еникеев, Г. Т. Зацепин, А. С. Мальгин, О. Г. Ряжская, В. Г. Рясный, И. Р. Шакирьянова, В. Ф. Якушев (от LVD-Коллаб.), Изв. РАН. Сер. физ. **75**, 456 (2011) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **75**, 427 (2011)].
  18. T. Nakamura, A. Ariga, T. Ban, Takako Fukuda, Tutomu Fukuda, T. Fujioka, T. Furukawa, K. Hamada, H. Hayashi, S. Hiramatsu, K. Hoshino, J. Kawada, N. Koike, M. Komatsu, H. Matsuoka, S. Miyamoto, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **556**, 80 (2006).
  19. T. Katsuragawa, T. Naka, T. Asada, M. Yoshimoto, K. Hakamata, and M. Ishikawa, J. Phys.: Conf. Ser. **469**, 012004 (2013).
  20. T. Asada (on behalf of the NEWSdm Collab.), EPJ Web Conf. **182**, 02006 (2018).
  21. T. Asada, T. Naka, K. I. Kuwabara, and M. Yoshimoto, Prog. Theor. Exp. Phys. **2017**, 063H01 (2017).
  22. M. Kimura and T. Naka, Nucl. Instrum. Methods A **680**, 12 (2012).
  23. T. Naka, T. Asada, T. Yoshimoto, T. Katsuragawa, Y. Suzuki, Y. Terada, A. Takeuchi, K. Uesugi, Y. Tawara, A. Umamoto, and M. Kimura, Rev. Sci. Instrum. **86**, 073701 (2015).
  24. S. Zeng, D. Baillargeat, H.-P. Ho, and K.-T. Yong, Chem. Soc. Rev. **43**, 3426 (2014).
  25. H. Tamaru, H. Kuwata, H. T. Miyazaki, and K. Miyano, Appl. Phys. Lett. **80**, 1826 (2002).
  26. N. Aгафонова *et al.* (NEWSdm Collab.), Eur. Phys. J. C **78**, 578 (2018).

## A NEW EXPERIMENT NEWSdm FOR THE DIRECT SEARCH FOR HEAVY DARK MATTER PARTICLES

**S. A. Gorbunov<sup>1)</sup>, N. S. Konovalova<sup>1)</sup>**  
(on behalf of NEWSdm collaboration)

<sup>1)</sup> *P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

NEWSdm (Nuclear Emulsion for WIMP Search — directional measurement) is a new international experiment with a photoemulsion target for direct registration of dark matter particles. The registration method is based on fixing the directions of trajectories of recoil nuclei formed in elastic interactions of target nuclei with dark matter particles from the galactic halo, which distinguishes the NEWSdm from common low-background dark matter particle search experiments based on the analysis of annual modulations of the number of recorded events. Detector that is also a target is a block of nuclear emulsions with a uniquely high spatial resolution, achieved by reducing the size of AgBr grains up to ~10 nm, which allows for a directed search for dark matter carriers in space, even with the energy of the recoil nuclei not exceeding 30 keV.