

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

имени М.В. ЛОМОНОСОВА

Физический факультет

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына

На правах рукописи

Сидоров Семён Владимирович

**Влияние тензорных сил
и ΛN -взаимодействия с нарушением зарядовой симметрии
на структуру экзотических ядер и Λ -гиперядер**

Специальность 1.3.15

«Физика атомных ядер и элементарных частиц, физика высоких энергий»

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Третьякова Татьяна Юрьевна

Москва 2024

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Тензорное взаимодействие в атомных ядрах в основном состоянии	12
1.1 Подход Хартри-Фока со взаимодействием Скирма	14
1.2 Взаимодействие Скирма с тензорной компонентой	18
1.3 Влияние тензорного взаимодействия на структуру изотопов кремния	21
Глава 2. Тензорное взаимодействие в атомных ядрах при конечных температурах	31
2.1 Структура ядра и нуклеосинтез в сверхновых	31
2.2 Термополевая динамика	34
2.3 Квазичастичное приближение случайных фаз при конечных температурах	38
2.4 Результаты расчётов	43
2.4.1 Влияние тензорного взаимодействия и конечных температур на распределение силы переходов типа Гамова-Теллера в нагретых ядрах	45
2.4.2 Влияние тензорного взаимодействия и конечных температур на скорости слабых реакций в коллапсирующих звездах	53
Глава 3. Тензорное взаимодействие и ΛN-взаимодействие с нарушением зарядовой симметрии в экзотических Λ-гиперядрах	62
3.1 Экзотические гиперядра	62
3.2 Нарушение зарядовой симметрии в экзотических Λ -гиперядрах	64
3.3 Подход Скирма-Хартри-Фока в гиперядрах. Тензорные силы в гиперядрах	67

3.3.1	Нарушение зарядовой симметрии в подходе Скирма-Хартри-Фока	70
3.3.2	Нарушение зарядовой симметрии в экзотических гиперядрах углерода	75
3.4	Линия протонной стабильности на карте Λ -гиперядер	78
3.4.1	Энергия отделения протонов в Λ -гиперядрах в подходе Скирма-Хартри-Фока	80
3.4.2	Λ -гиперядра $5 \leq Z \leq 8$	83
3.4.3	$\Lambda\Lambda$ -гиперядра с $5 \leq Z \leq 8$	86
3.4.4	Λ -гиперядра с $8 \leq Z \leq 20$	88
	Заключение	92
	Список сокращений и условных обозначений	95
	Список литературы	96
	Список рисунков	109
	Список таблиц	112
	Приложение А. Формализм ТКПСФ	113

Введение

Атомное ядро представляет собой квантовую систему многих тел, составляющие нуклоны (протоны и нейтроны) которой подвержены сложным нуклон-нуклонным взаимодействиям, включающим спин- и изоспин-зависимые компоненты. Экспериментальные исследования ядер выявили некоторую периодичность в изменении их индивидуальных характеристик, таких как энергии связи, спины и чётности, магнитные моменты и распадные свойства основных и возбужденных состояний атомных ядер. Успешное описание данных закономерностей для стабильных изотопов и ядер вблизи линии стабильности было получено в рамках оболочечной модели ядра. Расчёты в подходах, основанных на ядерной модели оболочек, показали, что нуклон-нуклонные силы характеризуются короткодействующей центральной частью взаимодействия, компонентой, ответственной за многочастичные эффекты, а также существенной спин-орбитальной частью взаимодействия. Учёта данных особенностей ядерных сил, вообще говоря, достаточно для качественного описания основных характеристик ядер в долине стабильности. В то же время, новые экспериментальные данные по ядрам вдали от линии стабильности указывают на существенную роль иных факторов, среди которых подчеркивается роль тензорных корреляций [1; 2] и нарушения зарядовой симметрии [3; 4].

Одним из наиболее ярких примеров явлений, обнаруженных в экзотических ядрах, является возникновение новых магических чисел. Появление локальных магических чисел связывается с увеличением расщепления между теми или иными одночастичными состояниями, что может являться проявлением тензорных сил. Так, в работе [5] показано, что тензорное взаимодействие ответственно за появление локальных магических чисел $Z = 40$, $N = 56$. В этой же работе показано, что эволюция деформации ядер циркония вблизи $N = 40$ также может быть объяснена при учёте тензорной компоненты. В [6] обсуждается необходимость учёта тензорных сил для объяснения расщепления отдельных одночастичных уровней в изотопах олова и изотонах $N = 82$. Другим проявлением тензорного взаимодействия является возникновение островов инверсии – областей на NZ -диаграмме, в которых изотопы демонстрируют обратный порядок заселения одночастичных уровней. Так, относительно недавно была

экспериментально подтверждена смена спин-чётности нечётных изотопов меди с $3/2^-$ на $5/2^-$ [7]. Данное изменение спин-чётности возникает начиная с нейтрон-избыточного изотопа ^{73}Cu и объясняется изменением порядка протонных уровней $2p_{3/2}$ и $1f_{5/2}$, описание которого возможно лишь при учёте вклада тензорных сил. Очевидно, характерное проявление тензорных корреляций в виде изменений в одночастичной структуре может играть немаловажную роль и при описании иных явлений, характерных для экзотических ядер, таких как возникновение нейтронной шубы [8] или нуклонного гало [9].

Отдельно отметим актуальность исследования тензорных сил в приложении к астрофизике. Одной из астрофизических проблем, находящихся на стыке с ядерной физикой, является описание хода звёздного нуклеосинтеза. Реакции нуклеосинтеза, происходящие на последних этапах эволюции звёзд главной последовательности, являются одним из источников ядер тяжелее железа. Во время γ -процесса (реакций быстрого захвата нейтронов) ядра находятся в условиях плотной и горячей сжимающейся материи, и ход сопровождающегося гравитационного коллапса во многом зависит от конкуренции отталкивающих сил давления электронного газа и сил гравитационного притяжения. Поскольку давление и плотность электронного газа напрямую связаны со слабыми процессами в ядрах, такими как β^- -распад и e -захват, то описание этих процессов важно при моделировании взрыва сверхновой. Тензорное взаимодействие нуклонов может оказывать влияние на слабые переходы в канале $J^\pi = 1^+$ (Гамов-Теллеровские переходы), эффективно оказывая влияние на γ -процесс в целом.

Другим объектом для изучения особенностей как нуклон-нуклонных, так и гиперон-нуклонных взаимодействий, являются гиперядра с протонным или нейтронным избытком. Новые данные по зеркальным гиперядрам $^4_\Lambda\text{H}$ и $^4_\Lambda\text{He}$, полученные в эксперименте коллаборации STAR [10], указывают на важность учёта ΛN -взаимодействия с нарушением зарядовой симметрии (charge symmetry breaking, CSB) в легких Λ -гиперядрах. Данный эффект приводит к возникновению отличий между Λp и Λn -взаимодействием оказывает влияние на связанность гиперядер вблизи линий нуклонной стабильности. Учёт CSB, таким образом, важен при локализации линий нуклонной стабильности на карте гиперядер. Ранее влияние ΛN -взаимодействия с нарушением зарядовой симметрии исследовалось лишь в упомянутых Λ -гиперядрах, поэтому интерес представляет изучение роли CSB в более тяжелых изотопах.

Описание широкого круга явлений, включая тензорные силы и нарушение зарядовой симметрии, представляется удобным в едином подходе Хартри-Фока со взаимодействием в форме Скирма. Данная модель обладает рядом преимуществ. Во-первых, подход Хартри-Фока является самосогласованным и может быть дополнен процедурой Бардина-Купера-Шриффера для учёта парных корреляций без нарушения самосогласования. Во-вторых, данный подход может быть расширен для описания возбужденных состояний ядра в рамках приближения случайных фаз. В-третьих, в модели имеется возможность включения отдельных вкладов взаимодействия, а также расширения на случай учёта большего числа типов частиц. Описание ядер и гиперядер, таким образом, можно вести в едином подходе. Наконец, Скирмовская форма взаимодействия удобна тем, что в приближении сил нулевого радиуса уравнения Хартри-Фока, в общем случае являющиеся интегро-дифференциальными, сводятся к дифференциальным, что существенно упрощает и ускоряет вычислительные процедуры. По этим причинам, подход Скирма-Хартри-Фока был использован на протяжении всей диссертационной работы.

Целью настоящей работы, таким образом, было изучение влияния двух явлений: тензорных корреляций и нарушения зарядовой симметрии – на характеристики экзотических ядер и Λ -гиперядер, соответственно.

Для достижения поставленной цели были решены следующие **задачи**:

1. Расчёт одночастичной структуры и основных характеристик нейтрон-избыточных изотопов кремния в рамках подхода Хартри-Фока со взаимодействием Скирма и учёт спаривания нуклонов в модели Бардина-Купера-Шриффера. Изучение влияния тензорных сил на характеристики данных изотопов, а также величину парных нуклонных корреляций.
2. Вычисление силовых функций Гамов-Теллеровских (ГТ) переходов в изотопах $^{56,78}\text{Ni}$, находящихся в условиях горячей звёздной материи, в рамках формализма теплового квазичастичного приближения случайных фаз (ТКПСФ). Изучение влияния тензорных корреляций и тепловых эффектов на распределение силы ГТ-переходов. Оценка скоростей слабых процессов в нагретых изотопах $^{56,78}\text{Ni}$ на основе полученных силовых функций.
3. Расчёт основных характеристик легких Λ -гиперядер с учётом тензорных сил и ΛN -взаимодействия, нарушающего зарядовую симметрию.

4. Локализация линии протонной стабильности на карте Λ -гиперядер. Выяснение роли нарушения зарядовой симметрии в поиске связанных экзотических Λ -гиперядер с несвязанным нуклонным остовом.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Качественное описание расщепления между отдельными одночастичными состояниями в изотопах кремния требует учёта вкладов изовекторной и нейтрон-протонной компонент тензорных сил, сопоставимых по абсолютной величине и противоположных по знаку. Включение тензорного взаимодействия в обоих каналах при этом эффективно ослабляет как протонные, так и нейтронные парные корреляции в нейтрон-избыточных изотопах кремния.
2. Тензорные силы увеличивают суммарную силу переходов типа Гамова-Теллера в нагретых изотопах $^{56,78}\text{Ni}$, ускоряя таким образом слабые реакции, сопутствующие γ -процессу в звёздах, претерпевающих гравитационный коллапс.
3. Нарушение зарядовой симметрии, приводящее к отличиям между Λp - и Λn -взаимодействием, оказывает влияние на энергию связи Λ -гиперона в экзотических Λ -гиперядрах на уровне порядка 200 кэВ. Его учёт особенно важен при описании связанности Λ -гиперядер, находящихся непосредственно у границ нуклонной стабильности.
4. Добавление Λ -гиперона к несвязанному ядру ^8C приводит к образованию гиперядра $^9_{\Lambda}\text{C}$, устойчивого к испусканию протонов. Кандидатами в связанные протон-избыточные гиперядра, нуклонный остов которых несвязан, являются также $^{17}_{\Lambda}\text{F}$, $^{20}_{\Lambda}\text{Na}$ и $^{20}_{\Lambda}\text{Mg}$. Для связывания ядра ^{12}O требуется добавление двух Λ -гиперонов.

Научная новизна:

- Обнаружено, что нейтрон-протонная и изовекторная компоненты тензорных сил сопоставимы по величине в нейтрон-избыточных ядрах кремния. Тензорные силы в данных ядрах вносят существенный вклад как в np -взаимодействие, так и взаимодействие тождественных нуклонов. Данный эффект продемонстрирован на примере расщепления между различными одночастичными состояниями в цепочках изотопов кремния, в которых обнаружены сравнимые изменения в положении протонных и нейтронных уровней по мере увеличения числа нейтро-

нов. Противоположный характер изменения данных расщеплений при этом указывает на отличие знаков вкладов от данных компонент тензорных сил. В изотопах кремния впервые показано, что тензорные силы эффективно приводят к уменьшению парных корреляций.

- В рамках приближения случайных фаз впервые произведены расчёты, включающие одновременно тензорные корреляции и тепловые эффекты среды. Полученные с учётом тензорного взаимодействия силовые распределения переходов Гамова-Теллера указывают на то, что тензорные корреляции и температурные эффекты взаимно усиливают друг друга, приводя к дальнейшему увеличению скоростей β^- -распада и e -захвата в ядрах, находящихся в условиях горячей материи коллапсирующей звезды.
- Предложен метод учёта нарушения зарядовой симметрии в гиперядрах в рамках подхода Скирма-Хартри-Фока. С помощью полученной модели получены оценки на величину нарушения зарядовой симметрии в протон- и нейтрон-избыточных гиперядрах углерода.
- Найдены новые кандидаты на протон-избыточные гиперядра с несвязанным нуклонным остовом: ${}^9_{\Lambda}\text{C}$, ${}^{17}_{\Lambda}\text{F}$, ${}^{20}_{\Lambda}\text{Na}$, ${}^{20}_{\Lambda}\text{Mg}$. Найден пример связанного $\Lambda\Lambda$ -гиперядра с несвязанным нуклонным остовом: ${}^{14}_{\Lambda\Lambda}\text{O}$. Показана важность учёта ΛN -взаимодействия с нарушением зарядовой симметрии при описании связанности гиперядер у линий нуклонной стабильности.

Предмет и объект исследования. Объектом исследования, выполненного в настоящей работе, являются экзотические ядра и Λ -гиперядра. Предметом исследования является влияние тензорных сил и ΛN -взаимодействия с нарушением зарядовой симметрии на характеристики ядер и гиперядер с нейтронным или протонным избытком.

Методология и методы исследования. Для описания тензорных сил и CSB в гиперон-нуклонном канале и изучения их влияния на свойства ядер и гиперядер был использован самосогласованный подход Хартри-Фока со взаимодействием в форме Скирма. Учёт парных корреляций производился в рамках теории Бардина-Купера-Шриффера. Для описания возбужденных состояний ядер и силовых распределений переходов между этими состояниями использовалось приближение случайных фаз, дополненное формализмом термополевой динамики для включения тепловых эффектов. Наконец, свойства гиперядер

рассчитывались в подходе Хартри-Фока, расширенном на случай трёх типов частиц.

Научная и практическая значимость. Результаты, полученные в настоящей работе, могут использоваться для дальнейшего развития представлений о различных особенностях барион-барионных взаимодействий, на основе которых можно делать предсказания свойств ядер и ядерной материи при различных условиях.

Степень достоверности. обеспечена использованием апробированных методик теоретических исследований и достигается подробным анализом полученных результатов и сравнением с имеющимися в различных работах экспериментальными данными и теоретическими оценками.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались автором на следующих конференциях:

- Межвузовская научная школа молодых специалистов «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине», Москва, Россия, (26-27 ноября 2018), (23-24 ноября 2020),
- 49th meeting of the Programme Advisory Committee for Nuclear Physics, ОИЯИ, Дубна, Россия, 22-23 января 2019,
- Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2019», Москва, Россия, 11 апреля 2019,
- The XXIII International Scientific Conference of Young Scientists and Specialists, ОИЯИ, Дубна, Россия, 15-19 апреля 2019,
- Международная конференция по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра ЯДРО, (Дубна, Россия, 1-5 июля 2019), (Санкт-Петербург, Россия, 20-25 сентября 2021),
- Ломоносовские чтения 2020. Секция ядерной физики, Москва, МГУ, Россия, (23-30 октября 2020), (14-22 апреля 2022), (11 апреля 2023),
- Particles and Nuclei International Conference 2021, Лиссабон, Португалия, 5-10 сентября 2021,
- The 6th international conference on particle physics and astrophysics (ICPPA-2022), Москва, Россия, 29 ноября – 2 декабря 2022,
- XXV International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems, Дубна, Россия, 18-23 сентября 2023.

Личный вклад. В написанных в соавторстве работах основные результаты, представленные в диссертационной работе, получены автором лично. Соискатель провел модификацию программного обеспечения, разработанного в НИИЯФ МГУ и ЛТФ ОИЯИ, и выполнил все необходимые расчёты. Автор принимал ключевое участие в постановке и решении задач и подготовке публикаций.

Публикации. Основные результаты по теме диссертационной работы изложены в 8 печатных изданиях, индексируемых Web of Science и/или Scopus [65,66,127,131-135].

- 1. *Lanskoy D.E., Sidorov S.V., Tretyakova T.Yu.* Proton drip line for light hypernuclei // Eur. Phys. Jour. A. – 2022. – **58**. P. 203. (IF=2.7, SJR=0.97)
- 2. *Dzhioev A.A., Sidorov S.V., Vdovin A.I., Tretyakova T.Yu.* Tensor Interaction Effects on Stellar Electron Capture and Beta-Decay Rates // Phys. At. Nucl. – 2020. – **83**. P. 143. (IF=0.4, SJR=0.238)
- 3. *Sidorov S.V., Lanskoy D.E., Tretyakova T.Yu.* Light Λ -Hypernuclei Structure near Nucleon Stability Lines and Baryon Interactions // Phys. Part. Nucl. – 2022. – **53**. P. 415. (IF=0.4, SJR=0.236)
- 4. *Сидоров С.В., Корнилова А.С., Ланской Д.Е., Третьякова Т.Ю.* Стабильность легких экзотических Λ -гиперядер с несвязанным нуклонным остовом // Изв. РАН: Сер. Физ. – 2022. – **86**. С. 1104,
Sidorov S.V., Kornilova A.S., Lanskoy D.E., Tretyakova T.Yu. Stability of Light Exotic Λ -Hypernuclei with Unstable Cores // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. – 2022. – **86**. P. 924. (SJR = 0.21)
- 5. *Ланской Д.Е., Михеев С.А., Сидоров С.В., Третьякова Т.Ю.* Гиперядра и нейтронные звёзды с гиперонными потенциалами, нарушающими зарядовую симметрию // ВМУ. Физ. Аст. – 2023. – **5**. 2350502.
Lanskoy D.E., Mikheev S.A., Sidorov S.V., Tretyakova T.Yu. Hypernuclei and Neutron Stars with Charge Symmetry Breaking Potential // Moscow University Physics Bulletin. – 2023. – **78**. P. 623. (IF = 0.3, SJR = 0.16)
- 6. *Kornilova A.S., Sidorov S.V., Lanskoy D.E., Tretyakova T.Yu.* Shift of the proton drip line by Λ -hyperons // Physics of Particles and Nuclei Letters. – 2023. – **20**: P. 1142–1145. (IF = 0.5, SJR = 0.27)
- 7. *Sidorov S.V., Tretyakova T.Yu., Lanskoy D.E.* Light Exotic Λ Hypernuclei // Proceedings of Science. – 2022. – **380**. 216. (SJR=0.12)

- 8. *Sidorov S.V., Dzhioev A.A., Tretyakova T.Yu.* Beta-decay and electron capture rates of hot nuclei in stellar matter // AIP Conference Proceedings. – 2019. – **2163**. 090013. (SJR=0.16)

Статьи в журналах, рекомендуемых ВАК [31,67]:

- 9. *Сидоров С.В., Третьякова Т.Ю.* Влияние тензорного взаимодействия на структуру изотопов кремния // Ученые записки физического факультета Московского университета. – 2023. – Т. 5 – 2350201.
- 10. *Сидоров С.В., Джиоев А.А., Третьякова Т.Ю.* Скорости β^- -распада и e -захвата в нагретом ядре ^{56}Ni // Ученые записки физического факультета Московского университета. – 2019. Т. 2. – 1920101.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, 3 глав, заключения, списка цитированной литературы и приложения. Общий объем диссертации составляет 115 страниц, включая 17 рисунков и 6 таблиц. Список литературы содержит 148 наименований.

Глава 1. Тензорное взаимодействие в атомных ядрах в основном состоянии

Механизмы возникновения тензорных сил и их влияние на различные характеристики ядер обсуждались в большом количестве работ. Сильное нуклон-нуклонное взаимодействие в первом приближении описывается процессом одномезонного обмена [11], и тензорная компонента возникает еще на уровне простейших моделей мезонного обмена. Одним из первых экспериментальных подтверждений наличия тензорных сил является отличный от нуля квадрупольный момент дейтрона. Его наличие связано с тем, что тензорное взаимодействие нуклонов приводит к корреляции между пространственной и спиновой компонентами их волновых функций [12]. Как следствие, в случае дейтрона, в котором спины нейтрона и протона сонаправлены, наиболее энергетически выгодным становится состояние, в котором вектор, соединяющий нейтрон с протоном, сонаправлен с их спинами.

Несмотря на ключевую роль вклада тензорных сил в структуру дейтрона, в течение длительного времени их учёт не производился в разнообразных подходах к описанию многочастичных систем, основанных на феноменологических взаимодействиях. С одной стороны, включение тензорных сил требует дополнительных вычислительных ресурсов. С другой, учёт отдельных особенностей нуклон-нуклонных взаимодействий может эффективно производиться при подгонке параметров взаимодействия под большой массив экспериментальных данных по ядрам.

Ситуация изменилась после развития экспериментальных методов с использованием радиоактивных пучков, позволивших существенно расширить карту изотопов в области с нейтронным и протонным избытком. При удалении от линии стабильности были обнаружены новые явления, такие как исчезновение классических магических чисел $N = 20, 28$ и появление новых, таких как $N = 14, 16, 32, 56$. Роль тензорного взаимодействия в формировании локальных магических чисел изучалась в большом числе работ, например, [1; 6; 13—19]. В работах [1; 15] особенно подробно обсуждалось влияние тензорных сил на положение одночастичных уровней нуклонов одного типа при добавлении в ядро нуклонов другого типа. В частности, было показано, что притяжение

нейтрона и протона в случае сонаправленности их спинов и отталкивание в случае их противоположной направленности приводит к изменению спин-орбитального расщепления между отдельными одночастичными состояниями. Как следствие, тензорные силы часто играют ключевую роль при формировании островов инверсии на карте ядер [20; 21]. Кроме того, было показано, что совместное действие тензорных сил и парных нуклонных корреляций в отдельных случаях оказывает сильное влияние на распределение ядерной нуклонной плотности, приводя к образованию или исчезновению пузырьковых структур (так называемого "bubble structure") [22]. Наконец, имеется ряд работ, в которых обсуждается влияние тензорных сил на ядерные возбуждения [23; 24]. Такие исследования несут ценность, в частности, в астрофизике при моделировании процессов нуклеосинтеза. Поскольку тензорные силы вносят вклад, в частности, в силовое распределение Гамов-Теллеровских переходов, они могут оказывать влияние на ход слабых реакций, сопутствующих γ -процессу на последних стадиях эволюции звёзд (подробное обсуждение в Главе 2).

При обсуждении влияния тензорных сил на структуру атомных ядер, как правило, исследуется роль тензорной составляющей взаимодействия между нейтронами и протонами, а именно: рассматривается изменение положения протонных состояний по мере добавления в ядро нейтронов (или наоборот). В то же время, не так много информации имеется о поведении изовекторной тензорной компоненты, ответственной также за взаимодействие тождественных нуклонов. Для предсказания характера вклада от изовекторных тензорных сил часто рассматриваются мыслимые системы, такие как нейтронные или нейтрон-протонные капли, состоящие из большого количества нейтронов (с небольшим количеством протонов), заключённых в некотором внешнем поле [25]. Характеристики данных систем рассчитываются в *ab initio*-подходах с целью получения дополнительных ограничений на функционалы энергетической плотности, используемых при описании существующих ядер.

В настоящей работе мы не пользовались методами, основанными на исследовании фиктивных систем, проводя сопоставление лишь с имеющимися экспериментальными данными. В данной главе целью ставилось изучение влияния тензорных сил на различные характеристики чётных изотопов кремния $^{28-42}\text{Si}$. Все расчёты проводились в самосогласованном подходе Скирма-Хартри-Фока с силами, включающими тензорную компоненту взаимодействия. Изучалось из-

менение вклада тензорных сил в расщепление как протонных, так и нейтронных одночастичных уровней, по мере увеличения числа нейтронов в данных изотопах, с целью более детального определения характера поведения и амплитуды тензорного вклада как в канале взаимодействия нейтронов и протонов, так и в изовекторном канале. Наконец, была исследована конкуренция парных корреляций и тензорных сил на уровне заселённости различных уровней в данных изотопах.

1.1 Подход Хартри-Фока со взаимодействием Скирма

Подход Хартри-Фока (ХФ) относится к самосогласованным методам, используемым для описания различных квантовых систем. Изначально разработанный для расчёта атомных структур, данный подход впоследствии нашёл применение в ядерной физике. Широкое распространение получила модель ХФ с различными эффективными взаимодействиями, зависящими от плотности нуклонов. В 1956 году Скирм предложил относительно простое, зависящее от относительной скорости частиц нуклон-нуклонное взаимодействие [26]:

$$\begin{aligned}
V_{12}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = & t_0(1 + x_0 P_\sigma) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + \\
& + \frac{1}{2} t_1 (1 + x_1 P_\sigma) [\mathbf{k}'^2 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \mathbf{k}^2] + \\
& + t_2 (1 + x_2 P_\sigma) \mathbf{k}' \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \mathbf{k} + \\
& + \frac{1}{6} t_3 (1 + x_3 P_\sigma) \left[\rho \left(\frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right) \right]^\alpha \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + \\
& + i W_0 \sigma [\mathbf{k}' \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \mathbf{k}]
\end{aligned} \tag{1.1}$$

где \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 – координаты нуклонов, $\mathbf{k} = \frac{1}{2i}(\nabla_1 - \nabla_2)$, \mathbf{k}' – оператор, комплексно сопряженный с \mathbf{k} (соответствующие градиентные операторы ∇' действуют при этом на левую обкладку в матричных элементах), $\sigma = \sigma_1 + \sigma_2$, $P_\sigma = \frac{1 + \sigma_1 \sigma_2}{2}$. Первый член во взаимодействии Скирма связан с центральными силами, второй и третий члены – нелокальные, четвертый член характеризует зависимость взаимодействия нуклонов от плотности ядерного вещества, пятый член связан со

спин-орбитальным взаимодействием нуклонов. Параметрами взаимодействия являются коэффициенты $t_0..t_3$, $x_0..x_3$, α и W_0 .

В литературе можно найти параметризации взаимодействия Скирма с членом $\sim t_3$ в несколько иной форме. В таких параметризациях зависимость нуклон-нуклонных сил от плотности вещества эффективно учитывается посредством включения трёхчастичного взаимодействия:

$$V_{123} = t_3 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \delta(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3). \quad (1.2)$$

Кратко воспроизведем вывод уравнений Хартри-Фока. Пусть система описывается детерминантом Слэттера, то есть волновой функцией, представляющей собой антисимметризованное (приближение Фока) произведение волновых функций отдельных частиц (приближение Хартри):

$$\phi(12\dots A) = \frac{1}{\sqrt{A!}} \begin{vmatrix} \psi_1(1) & \psi_2(1) & \cdots & \psi_A(1) \\ \psi_1(2) & \psi_2(2) & \cdots & \psi_A(2) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \psi_1(A) & \psi_2(A) & \cdots & \psi_A(A) \end{vmatrix}. \quad (1.3)$$

Математическое ожидание полной энергии можно выразить как сумму кинетических энергий отдельных нуклонов и потенциальных энергий взаимодействия пар нуклонов и троек нуклонов в случае включения тройных сил в нуклон-нуклонный потенциал:

$$\begin{aligned} E &= \langle \phi | T + V | \phi \rangle \\ &= \sum_i \langle i | \frac{p^2}{2m} | i \rangle + \frac{1}{2} \sum_{ij} \langle ij | v_{12} | ij \rangle + \frac{1}{6} \sum_{ijk} \langle ijk | v_{123} | ijk \rangle \\ &= \int \mathcal{E}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \end{aligned} \quad (1.4)$$

Можно показать [27], что плотность энергии $\mathcal{E}(r)$ при этом является функцией от

— плотности протонов/нейтронов

$$\rho_q(\mathbf{r}) = \sum_{i,m} |\phi_i(\mathbf{r}, m, q)|^2, \quad (1.5)$$

– плотности кинетической энергии протонов/нейтронов

$$\tau_q(\mathbf{r}) = \sum_{i,m} |\nabla \phi_i(\mathbf{r},m,q)|^2, \quad (1.6)$$

– спиновой плотности протонов/нейтронов

$$\mathbf{J}_q(\mathbf{r}) = (-i) \sum_{i,m,m'} \phi_i^*(\mathbf{r},m,q) [\nabla \times \sigma] \phi_i(\mathbf{r},m',q), \quad (1.7)$$

где $\phi_i(\mathbf{r},m,q)$ – одночастичные состояния, характеризуемые квантовыми числами $i = (n,l,j)$, m – проекция полного момента j ; индекс $q = p,n$ указывает на протонные или нейтронные плотности. Суммирование проводится по всем занятым одночастичным состояниям. В [27] показано, что

$$\begin{aligned} \mathcal{E} &= \mathcal{T} + \mathcal{E}_0 + \mathcal{E}_3 + (\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2) + \mathcal{E}_{so} + \mathcal{E}_J = \\ &= \frac{\hbar^2}{2m_p} \tau_p + \frac{\hbar^2}{2m_n} \tau_n + \\ &+ \frac{1}{4} t_0 [(x_0 + 2) \rho_N^2 - (2x_0 + 1) (\rho_p^2 + \rho_n^2)] + \\ &+ \frac{1}{24} t_3 \rho^\alpha [(x_3 + 2) \rho_N^2 - (2x_3 + 1) (\rho_p^2 + \rho_n^2)] + \\ &+ \frac{1}{8} [t_1(x_1 + 2) + t_2(x_2 + 2)] \tau_N \rho_N - \\ &- \frac{1}{8} [t_1(2x_1 + 1) - t_2(2x_2 + 1)] (\tau_p \rho_p + \tau_n \rho_n) + \\ &+ \frac{1}{32} [3t_1(x_1 + 2) - t_2(x_2 + 2)] (\nabla \rho_N)^2 - \\ &- \frac{1}{32} [3t_1(2x_1 + 1) + t_2(2x_2 + 1)] [(\nabla \rho_p)^2 + (\nabla \rho_n)^2] + \\ &+ \frac{1}{2} W_0 [\vec{J} \cdot \nabla \rho_N + \vec{J}_p \cdot \nabla \rho_p + \vec{J}_n \cdot \nabla \rho_n] - \\ &- \frac{1}{16} (t_1 x_1 + t_2 x_2) J_N^2 + \frac{1}{16} (t_1 - t_2) [J_n^2 + J_p^2]. \end{aligned} \quad (1.8)$$

Здесь $\rho_N = \rho_p + \rho_n$, $\tau_N = \tau_p + \tau_n$ и $J_N = J_p + J_n$ – нуклонные плотности.

Уравнения Хартри-Фока со взаимодействием Скирма (или Скирма-Хартри-Фока, СХФ) можно получить из условия стационарности полной энергии

гии при варьировании по нормированным одночастичным волновым функциям:

$$\frac{\delta}{\delta\phi_k} \left(E - \sum_{i,m,q} \varepsilon_i \int |\phi_i(\mathbf{r},m,q)|^2 d\mathbf{r} \right) = 0, \quad (1.9)$$

где ε_i – множители Лагранжа, физическим смыслом которых является энергия одночастичных состояний ϕ_i . Используя явное выражение для плотности энергии (1.8), можно показать [27], что одночастичные волновые функции должны удовлетворять следующим уравнениям:

$$\left\{ -\nabla \frac{\hbar^2}{2m^*(\mathbf{r})} \nabla + U(\mathbf{r}) + W(\mathbf{r}) \frac{1}{i} (\nabla \times \sigma) \right\} \phi_i(\mathbf{r}) = \varepsilon_i \phi_i(\mathbf{r}), \quad (1.10)$$

где $m^*(\mathbf{r})$ – так называемая эффективная масса нуклона, $U(\mathbf{r})$ – среднее поле ядра, $W(\mathbf{r})$ – спин-орбитальный потенциал. В случае протонов:

$$\begin{aligned} \frac{\hbar^2}{2m_p^*(\mathbf{r})} &= \frac{\hbar^2}{2m_p} + \frac{1}{8} [t_1(x_1 + 2) + t_2(x_2 + 2)] \rho_N - \\ &\quad - \frac{1}{8} [t_1(2x_1 + 1) - t_2(2x_2 + 1)] \rho_p, \\ U_p(\mathbf{r}) &= \frac{1}{2} t_0 [(x_0 + 2) \rho_N - (2x_0 + 1) \rho_p] + \\ &\quad + \frac{1}{8} [t_1(x_1 + 2) + t_2(x_2 + 2)] \tau_N - \\ &\quad - \frac{1}{8} [t_1(2x_1 + 1) - t_2(2x_2 + 1)] \tau_p - \\ &\quad - \frac{1}{16} [3t_1(x_1 + 2) - t_2(x_2 + 2)] \nabla^2 \rho_N + \\ &\quad + \frac{1}{16} [3t_1(2x_1 + 1) + t_2(2x_2 + 1)] \nabla^2 \rho_p + \\ &\quad + \frac{1}{12} t_3 \rho^\alpha [(x_3 + 2) \rho_N - (2x_3 + 1) \rho_p] - \\ &\quad - \frac{1}{2} W_0 [\nabla \cdot \mathbf{J}_N + \nabla \cdot \mathbf{J}_p], \\ \mathbf{W}_p(\mathbf{r}) &= \frac{1}{2} W_0 (\nabla \rho_N + \nabla \rho_p) - \frac{1}{8} (t_1 x_1 + t_2 x_2) \mathbf{J}_N + \frac{1}{8} (t_1 - t_2) \mathbf{J}_p. \end{aligned} \quad (1.11)$$

Выражения для нейтронов можно получить заменой индексов p на n .

Система (1.10) – это и есть система уравнений Хартри-Фока. В сферическом приближении одночастичные волновые функции можно представить в

виде

$$\begin{aligned}\varphi(\mathbf{r}, m, q) &= \frac{R_{nlj}(\mathbf{r})}{r} \mathcal{Y}_{ljm}(\Omega) \chi_q, \\ \mathcal{Y}_{ljm}(\Omega) &= \sum_{m_l, m_s} \langle l m_l \frac{1}{2} m_s | j m \rangle Y_{l m_l}(\Omega) \chi_{m_s}.\end{aligned}\quad (1.12)$$

Здесь $R_{nlj}(r)$ – радиальная часть волновой функции, $\mathcal{Y}_{ljm}(\Omega)$ – шаровой тензор, $Y_{lm_l}(\Omega)$ – сферическая гармоника, χ_q и χ_{m_s} – изоспиновый и спиновый спиноры соответственно. В сферическом приближении уравнения Хартри-Фока (1.10) преобразуются к более простому виду [27]:

$$\begin{aligned}\frac{\hbar^2}{2m_q^*(r)} \left[-R_{nlj}''(r) + \frac{l(l+1)}{r^2} R_{nlj}(r) \right] - \frac{d}{dr} \left(\frac{\hbar^2}{2m_q^*(r)} \right) R_{nlj}'(r) + \\ + \left\{ U_q(r) + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(\frac{\hbar^2}{2m_q^*(r)} \right) + \right. \\ \left. + \left[j(j+1) - l(l+1) - \frac{3}{4} \right] \times \frac{1}{r} W_q(r) \right\} R_{nlj}(r) = e_{nlj} R_{nlj}(r).\end{aligned}\quad (1.13)$$

Решением этих уравнений являются одночастичные радиальные волновые функции R_{nlj} и энергии соответствующих состояний e_{nlj} . Уравнения решаются итерационным методом. На первом этапе задается начальное приближение либо для волновых функций R_{nlj} (например, приближение осцилляторными функциями), либо для ядерного потенциала (например, потенциал Вудса-Саксона). Далее в ходе итерационной процедуры полученные на предыдущем шаге волновые функции используются для расчёта плотностей ρ , τ , J , от которых зависят потенциалы U и V и величина $\frac{\hbar^2}{2m^*(r)}$. Рассчитанные по формулам (1.11), эти величины используются для решения уравнений ХФ на новом шаге.

1.2 Взаимодействие Скирма с тензорной компонентой

Выражение для тензорной части нуклон-нуклонного взаимодействия нулевого радиуса было предложено еще в первых работах Скирма [26]. Оно имеет

ВИД:

$$\begin{aligned}
V_{tens}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = & \frac{1}{2}t_e\{[3(\sigma_1 \cdot \mathbf{k}')(\sigma_2 \cdot \mathbf{k}') - (\sigma_1 \cdot \sigma_2)\mathbf{k}'^2]\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \\
& + \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)[3(\sigma_1 \cdot \mathbf{k})(\sigma_2 \cdot \mathbf{k}) - (\sigma_1 \cdot \sigma_2)\mathbf{k}^2]\} \\
& + t_o[3(\sigma_1 \cdot \mathbf{k}')\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)(\sigma_2 \cdot \mathbf{k}) - (\sigma_1 \cdot \sigma_2)\mathbf{k}'\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)\mathbf{k}], \quad (1.14)
\end{aligned}$$

где t_e и t_o – параметры тензорного взаимодействия. «чётный» член $\sim t_e$ оказывает влияние на состояния пары нуклонов с относительным орбитальным моментом $L = 0$ и $L = 2$ (S - и D -волна), в то время как «нечётный» член $\sim t_o$ влияет на состояния с $L = 1$ и $L = 3$ (P - и F -волна). Поскольку тензорное взаимодействие действует только в спин-триплетном состоянии пары нуклонов, в результате антисимметризации члены $\sim t_e$ и $\sim t_o$ описывают тензорные эффекты в изоскалярном и изовекторном каналах соответственно.

Можно показать, что тензорное взаимодействие вносит вклад в плотность энергии на уровне так называемых J^2 -членов [14]. А именно:

$$\mathcal{E}^t = \frac{1}{2}\alpha(\vec{J}_n^2 + \vec{J}_p^2) + \beta\vec{J}_n \cdot \vec{J}_p, \quad (1.15)$$

где коэффициенты α и β представляют собой комбинацию параметров Скирма, связанных как с центральной, так и тензорной частью взаимодействия:

$$\begin{aligned}
\alpha &= \alpha_C + \alpha_T, \quad \beta = \beta_C + \beta_T, \\
\alpha_C &= \frac{1}{8}(t_1 - t_2) - \frac{1}{8}(t_1x_1 + t_2x_2), \\
\beta_C &= -\frac{1}{8}(t_1x_1 + t_2x_2), \\
\alpha_T &= \frac{5}{4}t_o, \\
\beta_T &= \frac{5}{8}(t_e + t_o).
\end{aligned} \quad (1.16)$$

Для тензорных сил справедливо правило Оцуки [15]. А именно, если в ядре заполняется некоторый, пускай, нейтронный уровень j' , то для протонных уровней $j_> = l + 1/2$ и $j_< = l - 1/2$ выполняется соотношение:

$$(2j_> + 1)V_{j_>,j'}^T + (2j_< + 1)V_{j_<,j'}^T = 0, \quad (1.17)$$

где $V_{j,j'}^T$ – изоскалярная ($T = 0$) или изовекторная ($T = 1$) компонента тензорного потенциала взаимодействия между нейтроном и протоном. Кроме того, заполнение нейтронами уровня $j'_<$ приводит к увеличению спин-орбитального расщепления между протонными уровнями, а при заполнении $j'_>$ это расщепление, напротив, уменьшается. Правило (1.17) чаще всего применяется при описании нейтрон-протонного тензорного взаимодействия. Хотя тождественные нуклоны должны подчиняться аналогичному правилу, требуют разъяснений вопросы о величине и знаке данного эффекта.

Влияние тензорных сил на спин-орбитальное расщепление связано с тем, что вклад от тензорного взаимодействия в одночастичный потенциал, в действительности, похож по форме на вклад от спин-орбитального взаимодействия. Совмещенный спин-орбитальный и тензорный потенциал, рассчитываемый как первая производная плотности энергии по плотности нуклонов, для протонов имеет вид [28]:

$$W_p(r) = \frac{W_0}{2}(2\nabla\rho_p + \nabla\rho_n) + \alpha J_p + \beta J_n. \quad (1.18)$$

Выражение для нейтронов получается заменой индексов p на n и наоборот.

Дальнейшие расчёты были проведены с использованием следующих приближений. Во-первых, как было сказано выше, в данных вычислениях проводился учёт спаривания нуклонов, для чего использовалась модель Бардина-Купера-Шриффера (БКШ) [29]. Совместная процедура ХФ+БКШ при этом проводилась в несколько итераций (каждая итерация включала решение самосогласованной задачи ХФ с последующим применением схемы БКШ). Величина парных сил для каждого ядра подбиралась так, чтобы получаемая в ходе процедуры БКШ энергетическая щель для данного чётного ядра была равна

$$\Delta_{p,n} = -\frac{1}{4}(S_{p,n}(A+1) - 2S_{p,n}(A) + S_{p,n}(A-1)), \quad (1.19)$$

где $S_p(S_n)$ – энергия отделения протона (нейтрона). Во-вторых, все вычисления проводились в приближении сферической симметрии. Экспериментальные данные указывают на наличие деформации в стабильных изотопах кремния; для изотопа ^{28}Si параметр квадрупольной деформации составляет $\beta = -0.42 \pm -0.02$ [30]. Для других изотопов кремния экспериментальная информация отсутствует, кроме оценок (часто противоречивых), основанных на силе

$E2$ -переходов $B(E2)$. В такой ситуации сферическое приближение является разумным подходом для модельных оценок и исследования таких особенностей взаимодействия нуклонов, как тензорные силы или парные нуклон-нуклонные корреляции.

1.3 Влияние тензорного взаимодействия на структуру изотопов кремния

Описанный выше формализм был использован для изучения влияния тензорных сил на эволюцию одночастичной структуры чётных изотопов кремния $^{28-42}\text{Si}$. Основные результаты данного исследования отражены в [31]. Для учёта тензорного взаимодействия использовались параметризации SLy5+T [16] и SGII+T [23]. Заметим, что указанные взаимодействия в первоначальном виде не подразумевали включение тензорной компоненты. Параметры SLy5 [32] были подобраны для реалистичного описания энергий связи и среднеквадратичных радиусов ядер в широком диапазоне масс, в то время как взаимодействие SGII [33] было разработано с целью более корректного описания коллективных ядерных возбуждений. В обоих случаях, тензорное взаимодействие добавлялось позднее без изменения исходных параметров центральной части взаимодействия. С этой точки зрения, сопоставление расчётов с SLy5 и SLy5+T, SGII и SGII+T особенно удобно для анализа влияния именно тензорных сил на структуру атомных ядер.

Стоит отметить, что большинство существующих параметризаций согласуются в знаке параметров α_T и β_T (а именно, $\alpha_T < 0$ и $\beta_T > 0$), в то время как их абсолютные величины варьируются в диапазоне от 0 до 200 МэВ·фм⁵. Чтобы лучше понять, как соотносятся тензорные силы в изовекторном и нейтрон-протонном каналах, мы провели дополнительные расчёты с рядом взаимодействий, а именно: SLy4(+T), SAMi(+T) и SGII с измененной тензорной частью (на протяжении всего раздела к данной параметризации будем обращаться под именем SGII+T2), параметры α_T и β_T которых лежат в широкой области значений.

Таблица 1 — Характеристики ядерной материи для параметризаций SLy5, SGII, SLy4 и SAMi: плотность насыщения ρ_0 (фм $^{-3}$), несжимаемость K_∞ (МэВ) и энергия симметрии a_s (МэВ), а также параметры центральной α_C , β_C и тензорной α_T , β_T частей J^2 -членов (МэВ·фм 5).

Взаим-е	Ссылка	ρ_0	K_∞	a_s	α_C	β_C	α_T	β_T
SGII	[33]	0.158	214.65	26.83	0	0	0	0
SGII+T	[23]	0.158	214.65	26.83	-5.434	-53.171	-180	120
SGII+T2	[34]	0.158	214.65	26.83	-5.434	-53.171	-162.5	4.17
SLy5	[32]	0.161	229.92	32.01	80.2	-48.9	0	0
SLy5+T	[16]	0.161	229.92	32.01	80.2	-48.9	-170	100
SLy4	[32]	0.16	229.9	32	0	0	0	0
SLy4+T	[35]	0.16	229.9	32	81.79	-47.37	-105	15
SAMi	[36]	0.159	245	28	101.88	31.78	0	0
SAMi+T	[25]	0.164	244	29.7	112.79	35.13	-39.80	66.65

Некоторые характеристики ядерной материи, а также параметры тензорных сил для упомянутых взаимодействий приведены в Табл. 1. Параметризация SGII+T является примером взаимодействия с наибольшим вкладом тензорных сил. Несмотря на то, что этот набор параметров не всегда хорошо описывает характеристики ядер [33], он очень интересен как тестовый вариант. Важно также отметить, что между различными взаимодействиями имеются отличия на уровне характеристик ядерной материи. В частности, параметризации семейства SLy дают более реалистичные значения энергии симметрии и несжимаемости ядерного вещества.

Общий масштаб эффектов, связанных с учётом тензорных сил или парных корреляций, а также влияние центральной части взаимодействия, проиллюстрируем на примере удельных энергий связи $\varepsilon = B/A$, полученных с использованием различных параметризаций NN -взаимодействий (рис. 1.1). Видно, что расчёты с параметризацией SLy5 наилучшим образом согласуются с экспериментальными значениями энергий связи изотопов кремния в достаточно широком диапазоне масс, в то время как SGII завышает энергию связи во всех рассмотренных изотопах. Учёт спаривания, а также введение тензорной составляющей приводит к завышенным значениям практически для всех изотопов. Примечательно, что введение спаривания, по-видимому, сглаживает оболочечные эффекты. Можно также заметить, что результаты расчётов сильно зависят

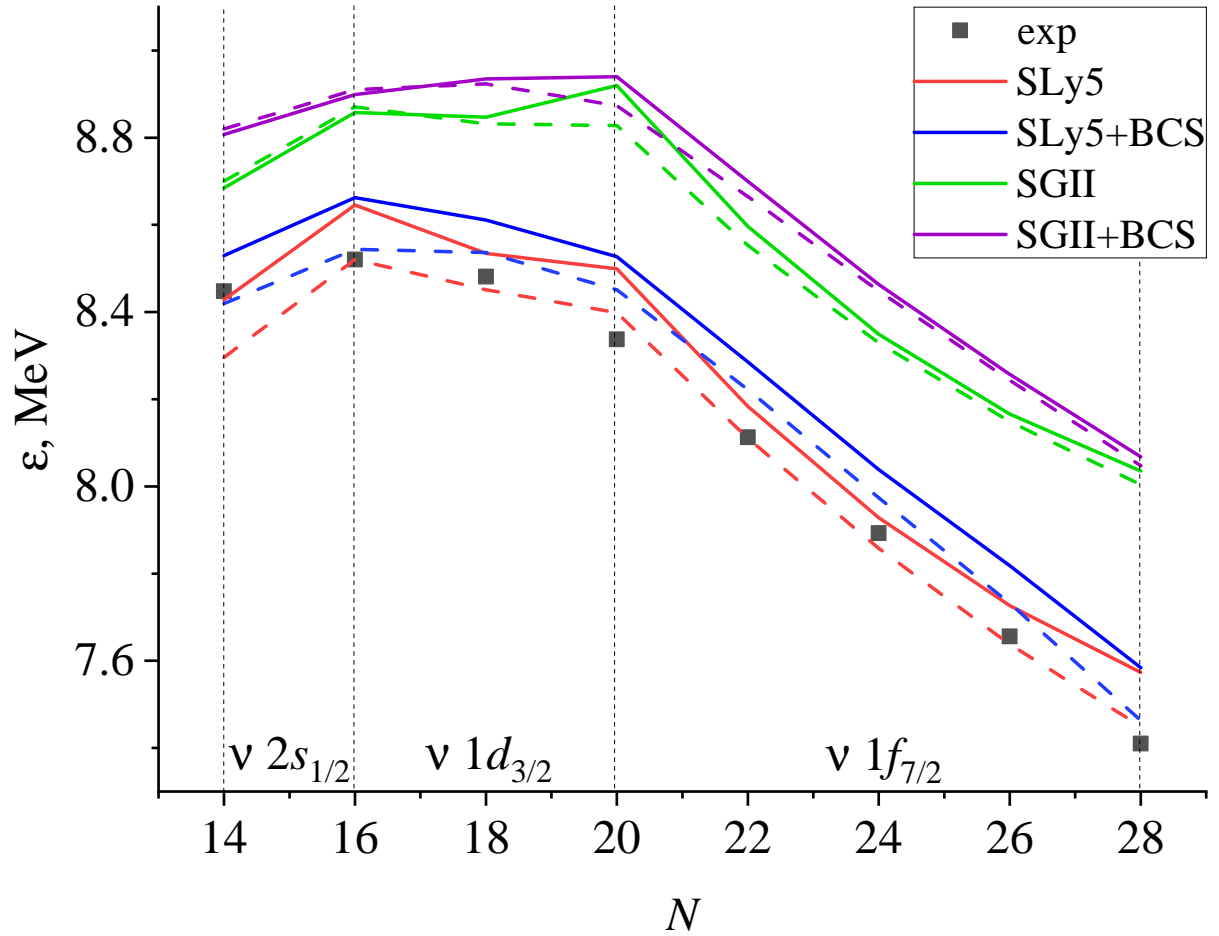


Рисунок 1.1 — Удельные энергии связи чётных изотопов кремния, полученные с учётом и без учёта парных корреляций. Экспериментальные данные [37] отмечены точками. Сплошными (пунктирными) линиями показаны расчёты с тензорными силами (без учёта тензорных сил).

от выбора центрального взаимодействия. Эффекты тензорных сил и спаривания нуклонов сравнимы по величине и оказывают меньшее влияние на свойства основных состояний рассматриваемых нуклидов.

На рис. 1.2 показана эволюция одночастичной структуры чётных изотопов $^{28-42}\text{Si}$. Штрих-пунктирной линией показана величина химического потенциала, рассчитанного как полуразность энергий отделения двух соседних ядер:

$$\lambda_q^{(\text{exp})} = -\frac{S(A) + S(A+1)}{2}. \quad (1.20)$$

Рассмотрим эволюцию протонных одночастичных состояний в изотопах кремния. Согласно рис. 1.2(a,b), оценки, полученные с обеими параметризации-

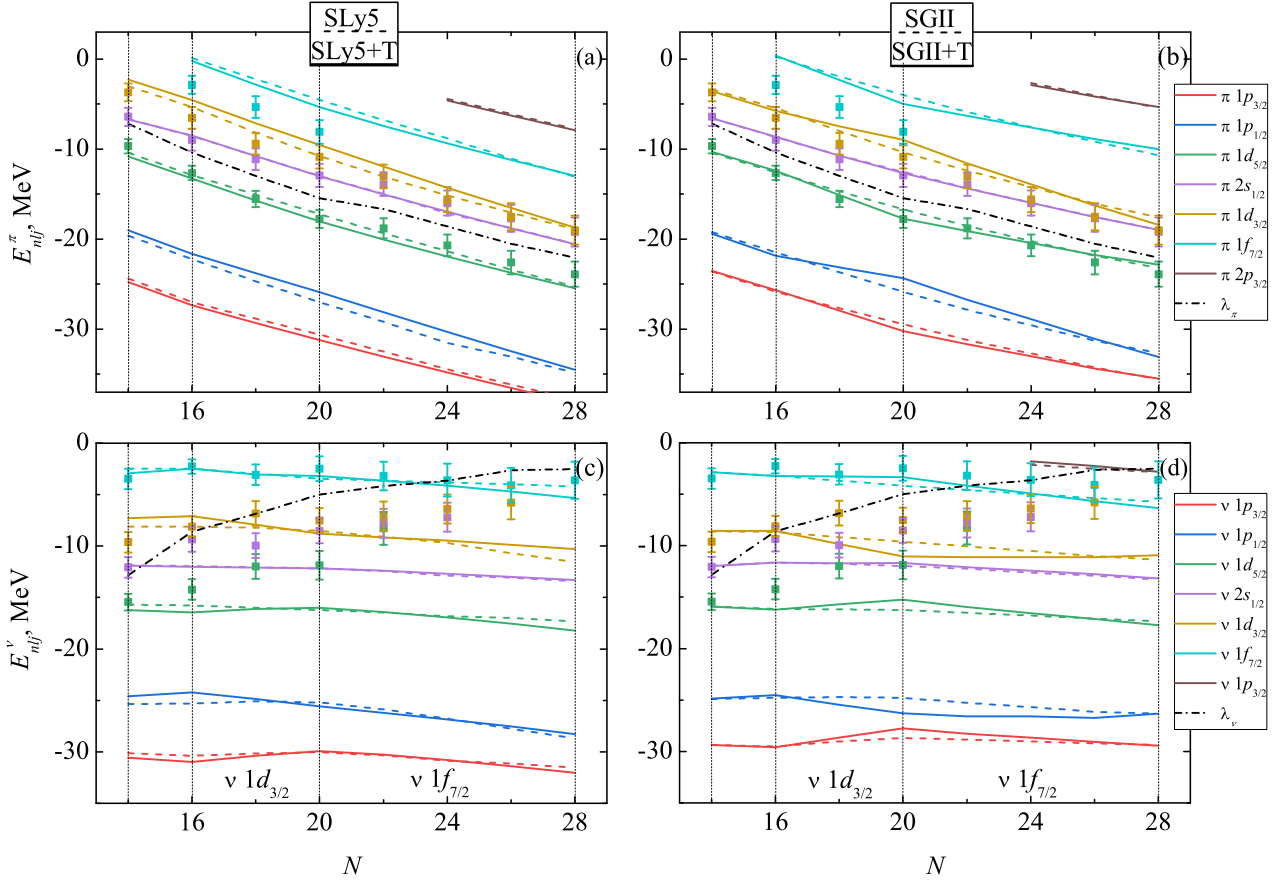


Рисунок 1.2 — Одночастичные энергии связи в чётных изотопах кремния: протонные уровни (a, b), нейтронные уровни (c, d). Слева (справа) показаны расчёты со взаимодействиями SLy5 и SLy5+T (SGII и SGII+T). Сплошными (пунктирными) линиями показаны расчёты с тензорными силами (без учёта тензорных сил). Экспериментальные данные [37] отмечены точками.

Штрих-пунктирной линией показан химический потенциал протонов (нейтронов) на рисунках a и b (c и d).

ями, согласуются с экспериментальными данными [37] по состояниям $1d_{5/2}$ и $2s_{1/2}$. Обе параметризации также недооценивают энергию более высоких состояний. Учёт тензорного вклада не влияет на положение состояния $2s_{1/2}$, но влияет на поведение состояний $1d$ и тем самым приводит к некоторому увеличению энергетической щели между $1d_{5/2}$ и $2s_{1/2}$, что, как мы увидим позже, влияет на заселение соответствующих состояний. Изменение положения состояний $1d$ и $1p$ при включении тензорной компоненты согласуется с правилом Оцуки. Поскольку $1d_{3/2}$ заполнен нейтронами, протонные состояния $1d_{5/2}$ и $1p_{3/2}$ с $j_>$ притягиваются сильнее, а состояния $1d_{3/2}$ и $1p_{1/2}$ с $j_<$ отталкиваются. Дальнейшее заполнение состояния $\nu 1f_{7/2}$ приводит к противоположному эффекту. Видно, что

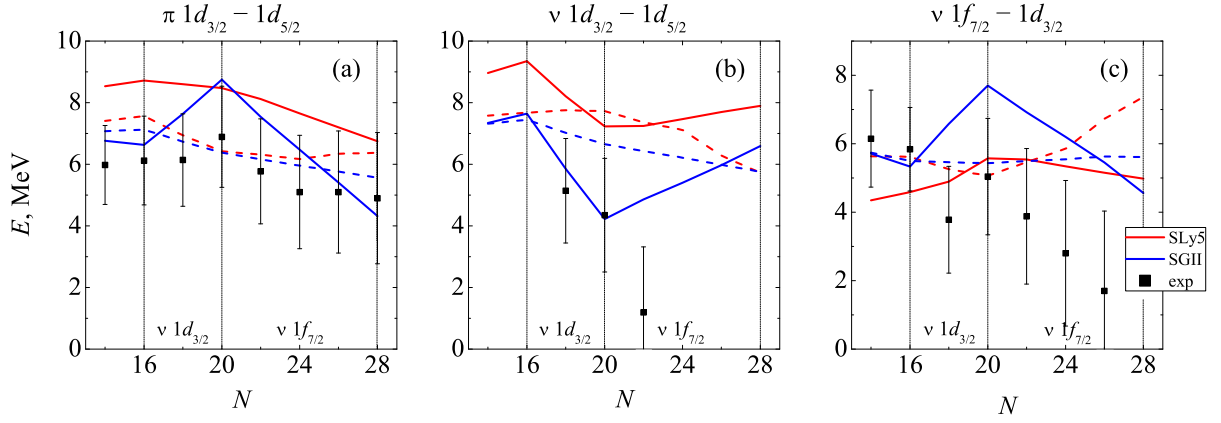


Рисунок 1.3 — Спин-орбитальное расщепление между протонными (а) и нейтронными (б) уровнями $1d_{3/2} - 1d_{5/2}$, а также расщепление между нейтронными уровнями $1f_{7/2} - 1d_{3/2}$ (с), рассчитанное с силами SLy5(+T) и SGII(+T). Сплошными (пунктирными) линиями показаны расчёты с тензорными силами (без учёта тензорных сил).

в случае параметризации SGII+T изменения спин-орбитального расщепления разных уровней гораздо более выражены, чем в случае SLy5+T. По-видимому, помимо различий в силе тензорного взаимодействия (в параметризации SGII+T вклад тензорных сил больше лишь на порядка 20%), определенную роль играют и различия в центральной части взаимодействий. Отклик ядерной структуры на дополнительные изменения сильнее при меньших значениях несжимаемости K_∞ , таких как в случае SGII.

Большой интерес представляет изменение спин-орбитального расщепления между d -состояниями протона при заполнении оболочки $1f_{7/2}$ нейтронами. Экспериментальные данные показывают, что наиболее сильное расщепление присутствует в магическом ядре ^{34}Si , однако количественные оценки сильно различаются и могут достигать 10 МэВ [37]. На рис. 1.3(а) показаны результаты наших расчётов для протонных $1d$ -состояний. Видно, что оба варианта взаимодействия приводят к расщеплению между d -состояниями в ^{34}Si порядка 9 МэВ и переоценивают данное расщепление для большинства остальных изотопов. Тем не менее, взаимодействие SGII+T качественно воспроизводит пик данной характеристики в магическом ядре ^{34}Si .

Что касается влияния избытка нейтронов на нейтронные одночастичные состояния, наличие тензорного взаимодействия также приводит к изменению одночастичных энергий, причем эффект оказывается противоположным по срав-

нению со случаем np -взаимодействия. Как видно из рис. 1.2(c,d), при заполнении $\nu 1d_{3/2}$ нейтронные состояния с $j_>$ отталкиваются, а при заполнении $\nu 1f_{7/2}$ притяжение усиливается оболочкой. Нейтронные состояния $1d2s$ в нейтрон-избыточных изотопах кремния описываются хуже, чем протонные. Следует отметить, однако, что точность экспериментальных данных, основанных на спектроскопии реакций однонуклонных передач, резко падает для состояний, лежащих значительно ниже поверхности Ферми. Тем не менее, для диапазона ядер до ^{34}Si именно учёт тензорных сил позволяет качественно воспроизвести поведение спин-орбитального расщепления нейтронных $1d$ -состояний.

Для одночастичных состояний нейтрона мы также можем рассмотреть расщепление между состояниями $1d_{3/2}$ и $1f_{7/2}$. Экспериментальные данные демонстрируют максимум в ^{34}Si , связанный с проявлением магического числа $N = 20$, и существенное падение до очень малых значений при заполнении $\nu 1f_{7/2}$, что указывает на снижение роли оболочечных эффектов в изотопах кремния, сильно перегруженных нейтронами. Как видно из рис. 1.3(c), воспроизвести такой характер экспериментальной зависимости без учёта тензорной составляющей не представляется возможным, а параметризация SGII+T позволяет воспроизвести зависимость на качественном уровне. Результаты с SLy5+T также дают максимум для изотопа ^{34}Si , а величина расщепления согласуется с экспериментальными оценками.

Важно отметить, что масштаб эффекта для нейтронных состояний сравним с наблюдавшимся ранее для протонных состояний (рис. 1.3(a)). В [15] показано, что в самом элементарном случае, когда $\alpha_T = \beta_T$, тензорное взаимодействие тождественных нуклонов (обусловленное чисто изовекторной составляющей сил) в 2 раза слабее, чем нейтрон-протонное тензорное взаимодействие (зависящее как от изоскалярной, так и от изовекторной компонент). Поэтому традиционно при рассмотрении эффектов, связанных с тензорным взаимодействием, понимают влияние избытка нейтронов на состояния протонов в изотопах или наоборот, влияние числа протонов на состояния нейтронов в изотопах. В случае взаимодействий SLy5+T и SGII+T, полученных путем фитирования под экспериментальные данные, $|\alpha_T| > |\beta_T|$, что указывает на то, что вклад изовекторной компоненты тензорного взаимодействия в действительности может быть сравним со вкладом от нейтрон-протонного тензорного взаимодействия. Это неравенство справедливо для многих существующих взаимодействий, вклю-

Таблица 2 — Расщепление ΔE между протонными и нейтронными уровнями $1d_{3/2}$ и $1d_{5/2}$, полученное с различными параметризациями сил Скирма для ядер $^{28,34,42}\text{Si}$. Экспериментальные данные из [37].

Парам-я	$\pi 1d_{3/2} - 1d_{5/2}$			$\nu 1d_{3/2} - 1d_{5/2}$		
	^{28}Si	^{34}Si	^{42}Si	^{28}Si	^{34}Si	^{42}Si
SGII	7.08	6.38	5.60	7.31	6.65	5.98
SGII+T	6.77	8.74	4.32	7.34	4.22	6.59
SGII+T2	8.91	8.16	7.02	9.35	7.13	8.31
SLy5	7.41	6.42	6.37	7.58	7.73	5.73
SLy5+T	8.54	8.48	6.75	8.96	7.23	7.90
SLy4	7.60	7.03	6.27	7.87	7.30	6.47
SLy4+T	8.60	7.65	7.35	8.90	8.06	7.51
SAMi	4.86	4.84	3.91	4.94	5.56	3.55
SAMi+T	5.24	5.83	3.87	5.42	5.79	4.36
Эксп.	6.0 ± 1.5	6.9 ± 1.6	4.9 ± 2.0	4.2 ± 1.9		

чая SLy4+T, SkP+T, SkO+T [35], Sktxb [38] и более поздних взаимодействий SGII+T2 и SkO'+T [34]. Все они были получены пертурбативным методом, то есть добавлением тензорных членов поверх фиксированной центральной части. Интерес представляет также проверка случаев, когда набор параметров был сформирован вариационной процедурой, при этом параметры центральной части полностью изменялись за счёт включения тензорных сил. Примером такого набора является SAMi [36] и его недавно полученный тензорный вариант SAMi+T [25]. Примечательно, что для SAMi+T $\alpha_T = -39.8$ и $\beta_T = 66.7$ МэВ фм⁵ и указанное неравенство не выполняется. Для взаимодействия SGII+T2, напротив, $\alpha_T = -162.5$ и $\beta_T = 4.7$ МэВ фм⁵, что отвечает случаю существенного преобладания изовекторной компоненты, ответственной за взаимодействие тождественных нуклонов.

Для проверки влияния различных компонент тензорных сил на одночастичную структуру изотопов кремния было также проведено расчёты со взаимодействиями SLy4 и SLy4+T, SGII+T2, SAMi и SAMi+T в $^{28,34,42}\text{Si}$ с заполненными $\nu 1d_{5/2}$, sd -оболочкой и $\nu 1f_{7/2}$ соответственно, результаты показаны в Табл. 2 и 3. Отметим существенное влияние тензорных сил на расщепление нейтронных состояний $1d_{3/2,5/2}$ и $1f_{7/2}$ при использовании сил SLy4+T и SGII+T2. Расщепление $\nu 1f_{7/2} - 1d_{3/2}$, в частности, лучше всего воспроизводится при ис-

Таблица 3 — Расщепление ΔE между нейтронными уровнями $1f_{7/2}$ и $1d_{3/2}$, полученное с различными параметризациями сил Скирма для ядер $^{28,34,42}\text{Si}$. Экспериментальные данные из [37].

Парам-я	$\nu 1f_{7/2} - 1d_{3/2}$		
	^{28}Si	^{34}Si	^{42}Si
SGII	5.74	5.43	5.61
SGII+T	5.71	7.70	4.56
SGII+T2	3.81	5.00	3.18
SLy5	5.63	5.07	7.36
SLy5+T	4.35	5.58	4.98
SLy4	5.36	5.51	6.55
SLy4+T	4.40	4.78	5.53
SAMi	8.59	7.62	9.61
SAMi+T	8.34	7.68	9.22
Эксп.	5.8 ± 1.2	5.0 ± 1.5	1.8 ± 2.2

пользовании сил Скирма SGII+T2. Действительно, для всех рассматриваемых взаимодействий эффект противоположен по знаку по сравнению с правилами Оцуки, сформулированными для np -тензорного взаимодействия. Отметим, что SAMi предсказывает противоположное поведение расщеплений нейтронных уровней по сравнению с другими взаимодействиями (максимум в расщеплении $1d_{3/2,5/2}$ и минимум в расщеплении $1f_{7/2} - 1d_{3/2}$ для ^{34}Si), но эти экстремумы менее выражены при учёте тензорных сил. Наибольшее влияние на состояния протонов наблюдается при взаимодействиях SGII+T и SAMi+T, причем последнее лучше всего описывает поведение расщепления $\pi 1d_{3/2} - 1d_{5/2}$.

Другой характеристикой, на которую оказывают влияние тензорные силы, является заполнение различных одночастичных состояний вблизи уровня Ферми. В подходе БКШ эта характеристика является функцией энергии одночастичного состояния E_{nlj} и определяется соотношением

$$n_{nlj} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{E_{nlj} - \lambda}{\sqrt{(E_{nlj} - \lambda)^2 + \Delta^2}} \right), \quad (1.21)$$

где λ – химический потенциал, Δ – энергетическая щель. Очевидно поскольку тензорное взаимодействие приводит к сдвигу отдельных одночастичных состояний, это должно отразиться на соответствующих числах заполнения n_{nlj} .

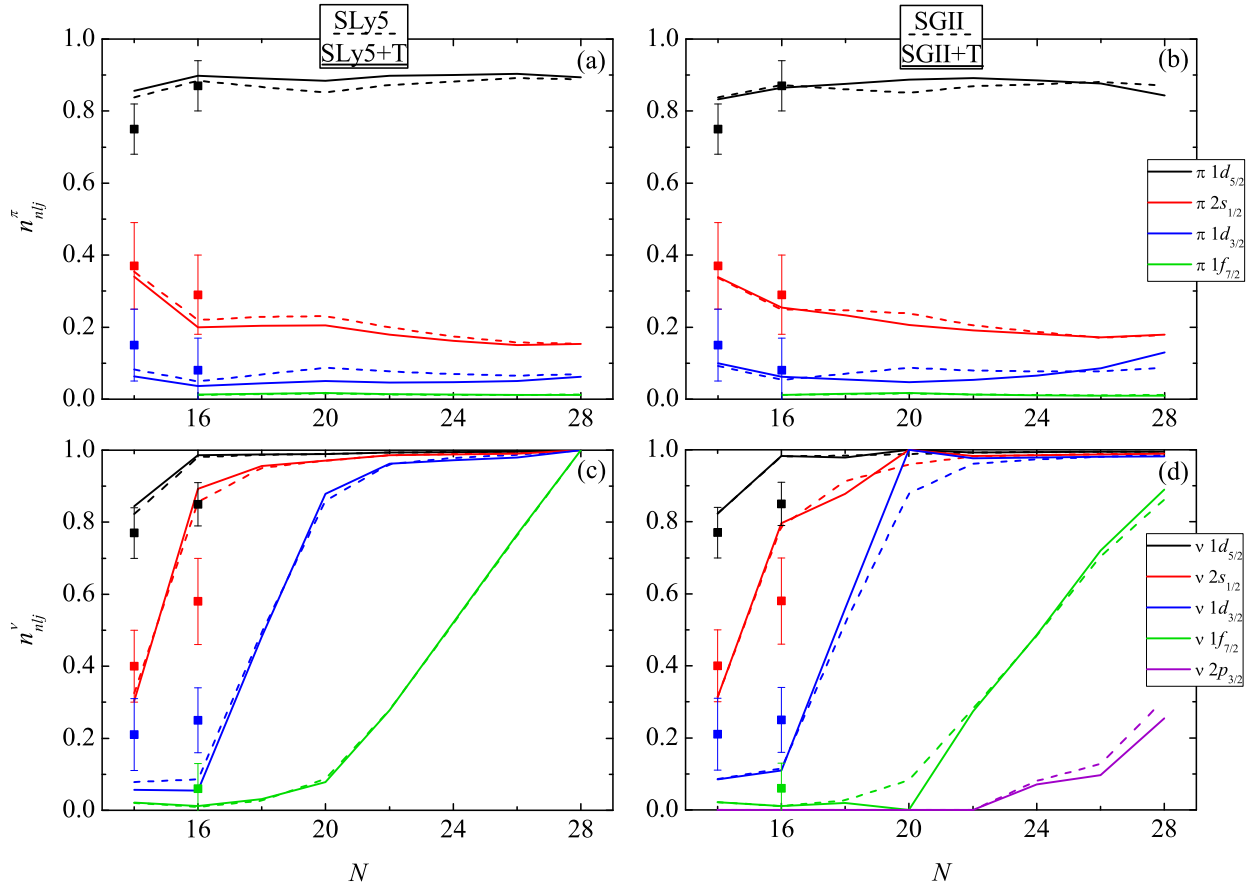


Рисунок 1.4 — Числа заполнения n_{nlj} протонных (а, б) и нейтронных (в, г) одночастичных уровней вблизи поверхности Ферми в изотопах кремния. Сплошными (пунктирными) линиями показаны расчёты с тензорными силами (без учёта тензорных сил). Экспериментальные данные [37] отмечены точками.

На рис. 1.4 приведены рассчитанные числа заполнения протонных и нейтронных состояний в чётных изотопах кремния. Можно заметить, что для обоих взаимодействий наблюдается общая тенденция: включение тензорных сил приводит к эффективному уменьшению парных эффектов в изотопах кремния. Как известно, парные корреляции приводят к размытию уровня Ферми и частичному заполнению состояний с энергией выше значения химического потенциала. Из рис. 1.4 видно, что при учёте тензорных сил эффект размытия поверхности Ферми уменьшается: уровни с $E_{nlj} < \lambda$ (см. рис. 1.2) заполняются больше за счёт уменьшения заселённости уровней с $E_{nlj} > \lambda$. Данный эффект особенно выражен в магическом изотопе ^{34}Si , в котором при выборе сил SGII+T большая тензорная компонента приводит к полному исчезновению спаривания нейтронов. Для протонных уровней такая тенденция объясняется тем, что уровень Ферми, положение которого характеризуется величиной химического потенци-

ала (1.20), для изотопов кремния проходит между уровнями $\pi 1d_{5/2}$ и $\pi 1d_{3/2}$, которые в силу влияния тензорных сил расщепляются сильнее. В результате удаления от уровня Ферми эффекты заселения подболочек с энергией выше λ_p ослабляются. Аналогичная картина наблюдается для нейтронных уровней: увеличение расщепления между уровнями $\nu 1f_{7/2}$ и $\nu 1d_{3/2}$, между которыми проходит уровень Ферми для ядер вблизи ^{34}Si , эффективно приводит к уменьшению парных корреляций. Подобная конкуренция тензорных сил и спаривания для изотонов $N = 82$ была описана в работе [39].

Стоит отметить, что в зависимости от используемой параметризации центральной части взаимодействия, нейтронный уровень $2p_{3/2}$ может оказываться как в континууме для всех нейтрон-избыточных изотопов кремния, так и в потенциальной яме. Если для сил $\text{SLy5}(+T)$ это приводит к замыканию магического ядра ^{42}Si , то в случае параметризации $\text{SGII}(+T)$ парные корреляции сохраняются. Так или иначе, наши вычисления показывают, что тензорные силы не улучшают предсказания для заселённости различных уровней, и, по-видимому, для более адекватного воспроизведения спектроскопических данных необходимо учитывать другие эффекты, например, деформацию различных изотопов.

Полученные в данной главе результаты иллюстрируют, с одной стороны, важность учёта тензорных сил при предсказании структуры и характеристик ядер вдали от линии стабильности, а с другой, сложности, связанные с изолированием тензорного взаимодействия и оценкой амплитуды изовекторных и np -тензорных сил. Аналогичное исследование для цепочки изотопов никеля было проведено в работе [40], где нами были обнаружены аналогичные эффекты при заполнении нейтронной fp -оболочки и уровня $\nu 1g_{9/2}$. Найденные корреляции между изовекторным и нейтрон-протонным каналом тензорного взаимодействия должны помочь в составлении более реалистичных нуклон-нуклонных взаимодействий посредством наложения соответствующих ограничений на величину тензорной компоненты.

Глава 2. Тензорное взаимодействие в атомных ядрах при конечных температурах

2.1 Структура ядра и нуклеосинтез в сверхновых

Исследования закономерностей и явлений микроскопического мира, которыми занимается ядерная физика, способствовали существенному расширению наших представлений о явлениях макромира – нашей Вселенной, и внесли большой вклад в разработку астрофизических и космологических теорий. Так известно, что ядерные слабые процессы во многом определяют динамику различных астрофизических явлений, таких как, например, γ -процесс нуклеосинтеза, термоядерный взрыв сверхновых, слияние нейтронных звезд и др. [41]. Одним из наиболее ярких примеров является финальная стадия эволюции массивной звезды с последующим коллапсом железного ядра, приводящим к взрыву сверхновой. На этапе, предшествующем коллапсу, конкуренция между электронным захватом и β -распадом определяет удельное число электронов на барион Y_e в ядре звезды и, как результат, массу Чандрасекара. В ходе коллапса e -захват и β -распад играют двоякую роль. Во-первых, e -захват приводит к уменьшению количества электронов и, как следствие, давления вырожденного газа, инициируя и ускоряя гравитационный коллапс, в то время как β -распад действует в обратном направлении. Во-вторых, оба процесса являются основным источником нейтрино, которые могут свободно покидать звезду при плотностях $\rho < 10^{11}$ г/см³, унося энергию. Это эффективный механизм охлаждения, сдерживающий рост энтропии вещества звезды. В результате нуклоны звездной материи преимущественно связаны в ядрах.

Таким образом, для получения удовлетворительных представлений об основных механизмах взрыва сверхновой требуется большое количество данных, в частности, о скорости e -захвата и β -распада в ядрах. При этом, с одной стороны, необходимы данные для значительного количества различных изотопов, большинство из которых нестабильны и часто имеют довольно короткие времена жизни. С другой стороны, условия гравитационного коллапса подразумевают высокие температуры и плотности электронного газа. Как следствие,

вероятности электронного захвата и β -распада ядер в ходе γ -процесса могут существенно отличаться от тех, которые известны экспериментально или рассчитаны для ядер, не подвергающихся внешнему воздействию. Таким образом, основная масса данных о ядерных реакциях электронного захвата и β -распада, которые необходимы для астрофизических приложений, могут быть получены только теоретическими расчётами.

Ядерные процессы слабого взаимодействия очень чувствительны к распределению Гамов-Теллеровской (ГТ) силовой функции. Первый набор скоростей захвата электронов и позитронов, β -распада и испускания позитронов в звездном веществе был опубликован в работах [42–45]. Данные для более чем двухсот ядер с массой $21 \leq A \leq 60$ рассчитаны с использованием параметризации ГТ силовой функции, основанной на простейшей версии модели оболочек и на экспериментальных данных, имевшихся на тот момент. Отметим, что в данных расчётах при оценке вкладов ГТ переходов использовалась гипотеза Бринка–Акселя. Тепловые эффекты были включены через заселение возбужденных состояний материнских ядер по распределению Больцмана.

Спустя 15 лет этот подход был усовершенствован в рамках крупномасштабной оболочечной модели (Large-scale shell model, LSSM) [46]. В [46] подробные расчёты LSSM были выполнены для описания распределения ГТ переходов между низколежащими возбужденными состояниями ядер pf -оболочек с $45 \leq A \leq 65$. Эти расчёты позволили существенно улучшить описание скоростей e -захвата и β -распада ядер в условиях сверхновой в фазе перед гравитационным коллапсом при температурах $300 < T < 800$ кэВ [47; 48]. В этих работах тепловые эффекты учитывались так же, как и в расчётах из [42–45]. Авторы этих статей также использовали гипотезу Бринка–Акселя. Результаты LSSM используются в качестве эталона в текущих симуляциях сверхновых.

К сожалению, прямое расширение подхода LSSM для расчёта ядер с $A > 65$ и/или первых запрещенных переходов в настоящее время трудно реализуемо в силу малых вычислительных мощностей. Для оценки скоростей e -захвата в ядрах с $A > 65$ в [49] была предложена новая модель, основанная на совмещении методики оболочечных Монте-Карло-расчётов с приближением случайных фаз (SMMS+RPA или гибридная модель). В этой модели тепловые числа заполнения для одночастичных состояний были рассчитаны с применением SMMS и впоследствии использовались в качестве входных данных в прибли-

жении случайных фаз (ПСФ) для расчёта силовой функции ГТ и запрещенных переходов первого порядка в горячих ядрах. Это позволило вычислить звездные скорости e -захвата для большого количества ядер с A вплоть до 120 и даже тяжелее [50]. Гибридная модель продемонстрировала важность ядерных корреляций, приводящих к смешиванию конфигураций и разблокировке ГТ переходов в нейтрон-избыточных ядрах. В то же время, будучи основанная на RPA, гибридная модель не рассматривает правильное сопряжение корреляций. Более того, данная модель учитывает только эндоэнергетические переходы, и следовательно, пренебрегает девозбуждением термически возбужденных состояний материнского ядра. По этой причине, в гибридной модели не рассчитывают скорость β -распада горячих ядер.

Для того, чтобы обойти вышеупомянутые проблемы и предсказать скорости слабых взаимодействий для горячих ядер термодинамически согласованным образом, в работах [51–53] было предложено тепловое квазичастичное приближение случайных фаз (ТКПСФ, thermal quasiparticle random phase approximation, TQRPA). Подобно гибридной модели, ТКПСФ основано на статистической формулировке ядерной задачи многих тел и позволяет получить зависимость силовой функции от температуры для зарядовообменных переходов, которыми описываются процессы e -захвата и β -распада. Однако, в отличие от гибридной модели, ТКПСФ описывает как экзоэнергетические, так и эндоэнергетические процессы. В [51–53] ТКПСФ-расчёты скоростей захвата электронов проводились с использованием феноменологического гамильтониана квазичастично-фононной модели [54], параметры которого локально подгонялись под свойства рассматриваемых ядер. Для улучшения предсказательной способности ТКПСФ, в [55; 56] данный метод был совмещен с теорией функционала плотности энергии с силами Скирма. Полученная так называемая самосогласованная модель Скирма-ТКПСФ может давать более надежные предсказания для слабых процессов в ядрах вдали от линии стабильности.

Поскольку метода Скирма-ТКПСФ является продолжением подхода Скирма-Хартри-Фока, в этой модели также имеется возможность включения различных частей нуклон-нуклонного взаимодействия для изучения их влияния на различные свойства ядерной материи. В работах [23; 57] была отмечена важность учёта тензорных сил при расчёте спин-изоспиновой функции отклика. В данной главе рассматривается влияние тензорного взаимодействия на

распределение силы зарядово-обменных переходов в атомных ядрах. При этом формализм Скирма-ТКПСФ использован для изучения совместного действия тепловых возбуждений и индуцированных тензорными силами корреляций на слабые процессы в звездах для ядер области железного пика и нейтрон-избыточных ядер.

В настоящей главе приводится модель ТКПСФ, которая использовалась для решения задачи расчёта слабых процессов в ядрах ^{56}Ni и ^{78}Ni , находящихся в условиях горячей звёздной материи. Изучено совместное влияние тензорных корреляций на силовые распределения Гамов-Теллеровских переходов в данных изотопах. При этом роль тензорных корреляций рассмотрена как на уровне среднего поля, так и остаточных сил. Наконец, представлены полученные численные оценки для скоростей e -захвата и β -распада в изотопах ^{56}Ni и ^{78}Ni при учёте тензорных корреляций различной амплитуды, а также сравнение с другими моделями. Техническая часть работы, а именно вывод уравнений Скирма-ТКПСФ для случая сепарабельного центрального и тензорного взаимодействия, описана в Приложении.

2.2 Термополевая динамика

На поздних стадиях звездной эволюции температура звездных сред настолько высока, что ядра не всегда остаются в своих основных состояниях. Возбужденные состояния атомных ядер термически заселяются в соответствии с распределением Больцмана, и они претерпевают слабые переходы на уровни в дочерних ядрах. Как результат, скорость слабых процессов определяется суммой отдельных вкладов от различных состояний исходного ядра:

$$\lambda(T) = \sum_i p_i(T) \lambda_i, \quad (2.1)$$

где $p_i(T)$ — коэффициент заселённости Больцмана для родительского состояния с энергией E_i при температуре T . Скорость, соответствующая состоянию i

материнского ядра, определяется как

$$\lambda_i = \sum_f \lambda_{if} = \frac{\ln 2}{D} \sum_f B_{if} \Phi_{if}(\rho, T), \quad (2.2)$$

где суммирование проводится по всем состояниям дочернего ядра и $D = 6146$ сек. Влияние окружающей среды определяется множителем $\Phi_{if}(\rho, T)$, зависящим от плотности электронного газа ρ и температуры звездной среды T , в то время как B_{if} содержит информацию о вероятности перехода между состояниями i и f . В рамках данной работы учитывались лишь Гамов-Теллеровские переходы, т.е. $B_{if} = B_{if}(GT)$. Для рассматриваемых дважды магических изотопов никеля это приближение оправдано тем, что Фермиевские переходы в них подавлены в силу заполненности одночастичных состояний, между которыми они возможны. Вероятности переходов связаны с соответствующими ГТ матричными элементами соотношением:

$$B_{if}^{\pm}(GT) = \left(\frac{g_A}{g_V} \right)^2 \frac{|\langle f | \sigma t_{\pm} | i \rangle|^2}{2J_i + 1}. \quad (2.3)$$

Здесь матричный элемент приведен относительно оператор спина σ и для операторов повышения и понижения изоспина используется соглашение $t_+ |p\rangle = |n\rangle$. Таким образом “+” относится к захвату электронов, а “-” – к β^- -распаду. Наконец, $(g_A/g_V) = -1.26$ – отношение аксиальной и векторной констант связи слабого взаимодействия. В дальнейшем, для воспроизведения экспериментально наблюдаемого подавления ГТ силы будем использовать коэффициент подавления $q = 0.74$ для значения g_A . Тот же коэффициент подавления используется в расчётах оболочечной модели [46].

Для расчёта скоростей e -захвата и β -распада горячих ядер в звездной материи будем применять метод, основанный на статистической формулировке ядерной задачи многих тел. В этом подходе вместо нахождения ГТ силы для отдельных термически возбужденных состояний определяется усредненная зависящая от температуры силовая функция

$$S_{GT}^{\pm}(E, T) = \left(\frac{g_A}{g_V} \right)^2 \sum_{if} p_i(T) B_{if}^{\pm}(GT) \delta(E - E_{if}). \quad (2.4)$$

Здесь $E_{if} = E_f - E_i + Q$ – энергия перехода, зависящая от энергий возбуждения E_i и E_f материнского и дочернего ядер, а также от разницы масс $Q = M_f - M_i$ дочернего и материнского ядер. Определение (2.4) подразумевает, что при $T \neq 0$ энергия перехода может принимать как положительные, так и отрицательные значения. Как следствие, ядра, устойчивые в основном состоянии, могут претерпевать β -распад при конечной температуре. Скорости e -захвата и β -распада в терминах силовых распределений записываются как

$$\lambda^{ec} = \frac{\ln 2}{D} \int_{-\infty}^{\infty} dE S_{GT}^+(E, T) \Phi^{ec}(E, \rho, T), \quad (2.5)$$

$$\lambda^{\beta} = \frac{\ln 2}{D} \int_{-\infty}^{m_e c^2} dE S_{GT}^-(E, T) \Phi^{\beta}(E, \rho, T). \quad (2.6)$$

Явные выражения для фазовых интегралов $\Phi^{ec}(E, \rho, T)$ и $\Phi^{\beta}(E, \rho, T)$ приведены в [47]. Эти интегралы зависят от энергетического распределения электронов и, как следствие, от их химического потенциала μ_e , который в свою очередь является функцией плотности ρ и температура T . А именно, μ_e растёт с уменьшением температуры и увеличением плотности. Скорость захвата электронов увеличивается по мере увеличения плотности и химического потенциала. Скорость β -распада, напротив, уменьшается по мере увеличения плотности вследствие блокировки распадов электронами с высоким химическим потенциалом.

Таким образом, задача вычисления скоростей электронного захвата и β -распада сводится к определению ГТ силовых функций при $T \neq 0$. Для вычисления $S_{GT}^{\pm}(E, T)$, мы рассматриваем ядра, погруженные в горячее и плотное вещество предсверхновой средой как открытые квантовые системы в тепловом равновесии с резервуарами тепла и частиц. Эти системы можно описывать большим каноническим ансамблем с температурой T и химическими потенциалами протонов λ_p и нейтронов λ_n . В рамках большого канонического ансамбля ГТ силовую функцию для операторов зарядовообменных переходов можно записать в виде преобразования Фурье временной корреляционной функции для ГТ $_{\pm}$ операторов ([56]):

$$S_{GT}^{\pm}(E, T) = \int \frac{dt}{2\pi} e^{i(E \mp \delta_{np})t} \langle\langle GT_{\pm}^{\dagger}(t) GT_{\pm}(0) \rangle\rangle, \quad (2.7)$$

где $\delta_{np} = \Delta M_{np} + \Delta \lambda_{np}$, $\Delta \lambda_{np} = \lambda_n - \lambda_p$ и $\Delta M_{np} = m_n - m_p = 1.293$ МэВ. Двойные скобки означают среднее в смысле большого канонического ансамбля. Можно показать, что силовые функции ΓT_+ и ΓT_- переходов связаны принципом детального равновесия:

$$S_{\Gamma T}^-(-E, T) = \exp^{-(E - \delta_{np})/T} S_{\Gamma T}^+(E, T). \quad (2.8)$$

Следует подчеркнуть, что в форме (2.8) принцип детального равновесия для зарядовообменных ΓT операторов выполняется только в рамках большого канонического ансамбля.

Для расчёта временной корреляционной функции для ΓT_{\pm} операторов мы применяем формализм термополевой динамики (ТПД). Концепции ТПД подробно обсуждаются в [58–60], здесь мы остановимся на важных для дальнейшего обсуждения пунктах. В рамках ТПД, статистическое среднее $\langle\langle \mathcal{O} \rangle\rangle$ рассчитывается как математическое ожидание от температуро-зависящего состояния $|0(T)\rangle$, называемого тепловым вакуумом,

$$\langle\langle \mathcal{O} \rangle\rangle = \langle 0(T) | \mathcal{O} | 0(T) \rangle. \quad (2.9)$$

Тепловой вакуум является вектором состояния в удвоенном гильбертовом пространстве, являющемся прямым произведением исходного пространства и гильбертова пространства фиктивной динамической системы, идентичной исходной. Пусть $H = H(a^\dagger, a)$ – ядерный гамильтониан. Если обозначить фиктивные величины тильдой, то гамильтониан фиктивной динамической системы имеет вид $\tilde{H} = H(\tilde{a}^\dagger, \tilde{a})$. Для обеспечения (2.9), тепловой вакуум должен удовлетворять двум условиям: (i) $|0(T)\rangle$ – собственное состояние с нулевой энергией так называемого теплового гамильтониана $\mathcal{H} = H - \tilde{H}$, т. е. $\mathcal{H}|0(T)\rangle = 0$; (ii) имеет место следующее условие для произвольного оператора A :

$$A|0(T)\rangle = \sigma_A e^{\mathcal{H}/2T} \tilde{A}^\dagger |0(T)\rangle, \quad (2.10)$$

где σ_A – фазовый множитель, а связь между A и \tilde{A} определяется правилами тильда-сопряжения [58–60].

Предположим, что мы можем найти точные собственные состояния и собственные значения теплового гамильтониана

$$\mathcal{H}|\Psi_k\rangle = \varepsilon_k(T)|\Psi_k\rangle, \mathcal{H}|\tilde{\Psi}_k\rangle = -\varepsilon_k(T)|\tilde{\Psi}_k\rangle, \quad (2.11)$$

такие, что $\langle 0(T)|\Psi_k\rangle = \langle \Psi_k|0(T)\rangle = 0$. Тогда после замены корреляционной функции в (2.7) математическим ожиданием по тепловому вакууму и с учётом полноты базиса собственных состояний теплового гамильтониана, силовая функция переписется в виде:

$$S_{\text{GT}}^{\pm}(E, T) = \sum_k \{ |\langle \Psi_k | \text{GT}_{\pm} | 0(T) \rangle|^2 \delta(E \mp \delta_{np} - \varepsilon_k) + |\langle \tilde{\Psi}_k | \text{GT}_{\pm} | 0(T) \rangle|^2 \delta(E \mp \delta_{np} + \varepsilon_k) \}. \quad (2.12)$$

Таким образом, в рамках ТПД силовая функция выражается через матричные элементы оператора Гамова–Теллера, взятого в обкладках теплового вакуума и собственных состояний теплового гамильтониана \mathcal{H} . Собственные состояния \mathcal{H} при этом образуют пары: для каждого $|\Psi_k\rangle$ с собственным значением $\varepsilon_k(T) > 0$ имеется тильда-сопряжённое состояние $|\tilde{\Psi}_k\rangle$, также являющееся собственным состоянием которое также является собственным состоянием \mathcal{H} с собственным значением $-\varepsilon_k(T) < 0$. Последние описывают процессы девозбуждения горячей системы, т. е. переходы из высокоэнергетических термически возбужденных состояний в состояния с более низкими энергиями.

2.3 Квазичастичное приближение случайных фаз при конечных температурах

Из приведенных соображений становится ясно, как использовать ТПД для расчёта скорости e -захвата и β -распада для горячих ядер: необходимо диагонализировать тепловой ядерный гамильтониан и рассчитать силовые функции. В большинстве практических случаев, очевидно, не удастся точно диагонализировать \mathcal{H} и найти точное состояние теплового вакуума. Однако ТПД позволяет прибегать к приближениям, работающим при нулевой температу-

ре. Следовательно, тепловой вакуум может быть построен по схеме Хартри–Фока–Боголюбова или в приближении случайных фаз. Кроме того, в рамках ТПД концепции квазичастиц и фононов могут быть расширены на случай $T \neq 0$, а тепловой вакуум можно определить как вакуумное состояние для соответствующих операторов уничтожения [61].

Для расчёта силовых функций будем применять тепловое квазичастичное приближение случайной фазы или ТКПСФ для сферически симметричных ядер. Детали схемы ТКПСФ для зарядовообменных процессов изложены в [51; 53; 55], часть выкладок приведена в Приложении А. Схематично ядерный гамильтониан состоит из частей, отвечающих за среднее поле, парное взаимодействие и остаточное частично-дырочное взаимодействие:

$$H = H_{\text{mf}} + H_{\text{pair}} + H_{\text{ph}}. \quad (2.13)$$

На основе (2.13) построим соответствующий тепловой гамильтониан \mathcal{H} , а затем приблизительно диагонализуем его теми же методами, что и для «холодного» ядра. Сначала введем тепловые квазичастицы которые диагонализуют часть гамильтониана, отвечающую среднему полю и спариванию. Данная процедура проводится в два этапа. Первым шагом, введем парные корреляции сверхпроводящего типа, как это делается в стандартной процедуре БКШ, с помощью канонического преобразования Боголюбова:

$$\alpha_{jm}^\dagger = u_j a_{jm}^\dagger - v_j a_{\bar{j}\bar{m}}, \quad (2.14)$$

$$\alpha_{jm} = u_j a_{jm} - v_j a_{\bar{j}\bar{m}}^\dagger, \quad (2.15)$$

$$a_{\bar{j}\bar{m}} = (-1)^{j+m} a_{j-m}. \quad (2.16)$$

В ходе данного преобразования осуществляется переход от базиса частиц с операторами рождения и уничтожения частиц и a^\dagger и a соответственно, к базису квазичастиц с аналогичными квазичастичными операторами α^\dagger и α . Коэффициенты v_j (u_j) характеризуют заселённость (незаполненность) различных одночастичных уровней. Далее, вторым шагом учтём температурные эффекты посредством аналогичного (теплого) преобразования и перейдём к операторо-

рам тепловых квазичастиц β^\dagger , β :

$$\beta_{jm}^\dagger = x_j \alpha_{jm}^\dagger - iy_j \tilde{\alpha}_{jm}, \quad (2.17)$$

$$\tilde{\beta}_{jm}^\dagger = x_j \tilde{\alpha}_{jm}^\dagger + iy_j \alpha_{jm}. \quad (2.18)$$

Коэффициенты x_j и y_j также несут смысл степени заселённости различных одночастичных уровней, хотя размытие уровня Ферми в данном случае возникает из-за тепловых эффектов.

В результате получаем диагонализированную часть гамильтониана со средним полем и парным взаимодействием:

$$\mathcal{H}_{\text{mf}} + \mathcal{H}_{\text{pair}} \approx \sum_j \varepsilon_j (\beta_{jm}^\dagger \beta_{jm} - \tilde{\beta}_{jm}^\dagger \tilde{\beta}_{jm}). \quad (2.19)$$

При этом заселённость различных одночастичных состояний характеризуется статистикой Ферми-Дирака:

$$\langle 0(T) | \alpha_{jm}^\dagger \alpha_{jm} | 0(T) \rangle = \frac{1}{\exp(\varepsilon_j/T) + 1}, \quad (2.20)$$

где одноквазичастичные энергии ε_j отсчитываются от химического потенциала $\lambda_{p,n}$ (или уровня Ферми). Для операторов квазичастиц и тепловых квазичастиц также имеются соотношения

$$\begin{aligned} \beta_{jm}^\dagger |0(T)\rangle &\sim \alpha_{jm}^\dagger |0(T)\rangle, \\ \tilde{\beta}_{jm}^\dagger |0(T)\rangle &\sim \alpha_{jm} |0(T)\rangle, \end{aligned}$$

поясняющие смысл тепловых квазичастичных операторов β^\dagger : операторы без тильды приводят к возбуждению, а с тильдой - к снятию возбуждения системы (посредством рождения или уничтожения квазичастицы над тепловым вакуумом, соответственно).

Далее, мы принимаем во внимание остаточное взаимодействие. Также, как и в ПСФ для холодных ядер, введем операторы рождения фононов в виде рождения и уничтожения пар квазичастиц (тепловых, когда речь о ненулевых температурах). Для зарядовообменных переходов в горячих ядрах эти операто-

ры имеют вид [53; 62]

$$Q_{JM_i}^\dagger = \sum_{p,n} (\psi_{pn}^{Ji} [\beta_p^\dagger \beta_n^\dagger]_M^J + \tilde{\psi}_{pn}^{Ji} [\tilde{\beta}_p^\dagger \tilde{\beta}_n^\dagger]_M^J + i\eta_{pn}^{Ji} [\beta_p^\dagger \tilde{\beta}_n^\dagger]_M^J + i\tilde{\eta}_{pn}^{Ji} [\tilde{\beta}_p^\dagger \beta_n^\dagger]_M^J + \phi_{pn}^{Ji} [\beta_p \beta_n]_M^J + \tilde{\phi}_{pn}^{Ji} [\tilde{\beta}_p \tilde{\beta}_n]_M^J + i\xi_{pn}^{Ji} [\beta_p \tilde{\beta}_n]_M^J + i\tilde{\xi}_{pn}^{Ji} [\tilde{\beta}_p \beta_n]_M^J). \quad (2.21)$$

Здесь $[]_M^J$ обозначает связывание моментов j_p, j_n в полный момент J . При переходе к фоновым операторам весь тепловой гамильтониан приводится к диагональному виду:

$$\mathcal{H} \approx \sum_{JM_i} \omega_{Ji} (Q_{JM_i}^\dagger Q_{JM_i} - \tilde{Q}_{JM_i}^\dagger \tilde{Q}_{JM_i}), \quad (2.22)$$

где ω_{Ji} – энергия различных переходов. Вакуум тепловых фононов – это и есть тепловой вакуум в приближении ТКПСФ, а собственные состояния теплового гамильтониана – это однофононные состояния над тепловым вакуумом. Отметим, что как и для случая холодных ядер, в ТКПСФ выполняется правило сумм Икеды для Гамов-Теллеровских операторов σt_\mp [51]:

$$S_- - S_+ = 3(N - Z), \quad (2.23)$$

где $S_\mp = \int S_{\text{GT}}^\mp(E, T) dE$ – суммарная сила ГТ переходов.

В [55] уравнения ТКПСФ для зарядовообменных мультипольных фононов были получены в рамках самосогласованной схемы, основанной на Скирмовском функционале энергетической плотности. Среднее поле H_{mf} и остаточное взаимодействие в канале частица-дырка H_{ph} определяются соответственно как первая и вторая производная функционала плотности энергии по плотности нуклонов. Тогда центральная часть частично-дырочного взаимодействия записывается на языке теории Ландау–Мигдала для ферми-систем. После сохранения лишь $l = 0$ членов в H_{ph} , изовекторная часть остаточного взаимодействия принимает вид:

$$H_{\text{ph}} = N_0^{-1} [F'_0 + G'_0 \sigma_1 \cdot \sigma_2] \tau_1 \cdot \tau_2 \delta(r_1 - r_2), \quad (2.24)$$

где σ и τ – операторы спина и изоспина, $N_0 = 2k_F m^* / \pi^2 \hbar^2$, k_F и m^* – импульс Ферми и эффективная масса, соответственно. Выражения для F'_0 и G'_0 в преде-

ле симметричной бесконечной материи связаны с параметрами взаимодействия Скирма [33]:

$$F'_0 = -N_0 \left\{ \frac{1}{4}t_0(1 + 2x_0) + \frac{1}{24}t_3\rho^\alpha(1 + 2x_3) + \frac{1}{8}k_F^2[t_1(1 + 2x_1) - t_2(1 + 2x_2)] \right\} \quad (2.25)$$

$$G'_0 = -N_0 \left[\frac{1}{4}t_0 + \frac{1}{24}t_3\rho^\alpha + \frac{1}{8}k_F^2(t_1 - t_2) \right]. \quad (2.26)$$

Следуя методу, изложенному в [63], остаточное взаимодействие (2.24) можно свести к сепарабельной форме конечного ранга, используя формулу с N узлами при численном интегрировании методом Гаусса. Данная процедура позволяет свести уравнения ТКПСФ к относительно простому секулярному уравнению размерности $4N \times 4N$ и выполнять расчёты ТКПСФ в очень большом конфигурационном пространстве.

В данной работе подход ТКПСФ расширяется для учёта влияния тензорных корреляций. Подобный учёт ранее проводился для случая холодных ядер [23; 57]. Авторы данных работ обнаружили, что около 10% силы ГТ₋ силы переносятся в область энергий более 30 МэВ, в то время как главный ГТ пик в результате тензорных корреляций сместился вниз примерно на 2 МэВ.

Так же, как в [57], для описания влияния тензорных сил на распределение ГТ_± силы теперь в нагретых ядрах, будем воспроизводить основные эффекты тензорных корреляций с помощью сепарабельного взаимодействия:

$$\begin{aligned} V_{\text{ph}}^T &= [V_{T1}(r_1, r_2) + V_{T1}(r_2, r_1) + V_{T2}(r_1, r_2)] \tau_1 \cdot \tau_2, \\ V_{T1} &= \lambda_1 \sum_M T_{01M}(r_1, \sigma_1) r_2^2 T_{21M}^*(r_2, \sigma_2), \\ V_{T2} &= \lambda_2 \sum_M r_1^2 T_{21M}(r_1, \sigma_1) r_2^2 T_{21M}^*(r_2, \sigma_2), \end{aligned} \quad (2.27)$$

где $T_{LJM} = [Y_L \times \sigma]_M^J$ – сферическая гармоника. В [57] коэффициенты λ_1 (МэВ·фм⁻²) и λ_2 (МэВ·фм⁻⁴) выбирались так, чтобы воспроизводился центрорид распределения ГТ и спин-квадрупольной силы. В [64] было показано, что

$\lambda_{1,2}$ можно найти из соотношений

$$\lambda_1 \cdot A^2 = 4.33(\beta_T - \alpha_T), \quad (2.28)$$

$$\lambda_2 \cdot A^2 = 0.12(\beta_T - \alpha_T). \quad (2.29)$$

Используя сепарабельную форму тензорного взаимодействия (2.27), уравнения ТКПСФ можно свести к секулярному уравнению размерностью $(4N + 4) \times (4N + 4)$. Явная форма секулярного уравнения сепарабельных центральных и тензорных сил приведена в Приложении. Отметим лишь следующие два момента. Во-первых, в отсутствие тензорного взаимодействия, уравнения ТКПСФ сводятся к тем, которые были получены в [55]. Во-вторых, из-за фактора теплового заселения одночастичных состояний, силы переходов, связанных с центральной и тензорной компонентами остаточного взаимодействия, зависят от температуры. Для конфигураций частица-дырка, дающих вклад в силовую функцию при $T = 0$, тепловые эффекты уменьшают соответствующую силу. Напротив, для конфигураций, заблокированных по принципу Паули при $T = 0$ тепловые эффекты увеличивают силу взаимодействия.

2.4 Результаты расчётов

В данном разделе рассмотренный выше формализм ТКПСФ использован для описания силы ГТ переходов в двух изотопах никеля, ^{56}Ni и ^{78}Ni . Результаты данного исследования представлены в работах [65–67]. Согласно предсказаниям оболочечной модели, ^{56}Ni является одним из изотопов, вносящих наиболее существенный вклад в e -захват в начале гравитационного коллапса [68]. На поздних этапах коллапса, наибольшую часть звездной материи составляют ядра с большим избытком нейтронов. В работе Sullivan [69] было показано, что ядра вблизи замкнутой нейтронной оболочки $N = 50$, такие как ^{78}Ni , оказывают большое влияние на плотность вырожденного электронного газа и, таким образом, на динамику коллапса. В силу увеличения фазового пространства для нейтрон-избыточных ядер с большими Q_β , β^- -распад этих ядер может конкурировать с захватом электронов.

Для вычисления силовых $ГТ_{\pm}$ функций, первым шагом были рассчитаны одночастичные энергии и волновые функции в рамках описанного в предыдущей главе подхода Скирма-Хартри-Фока. Обращаем внимание, что уравнения ХФ решались с учётом добавления в потенциал спин-орбитального взаимодействия тензорной компоненты, в то время как тепловыми эффектами на этом этапе пренебрегалось. Поскольку мы не учитывали вклад температуры в среднее поле, данные расчёты, строго говоря, не являются полностью термодинамически последовательными. Однако подобное упрощение не вносит больших изменений в результаты вычислений. Действительно, согласно [70], устойчивость среднего поля H_{mf} по отношению к тепловым эффектам ожидается для температур T значительно меньше, чем разница энергий между оболочками $\hbar\omega_0 = 41A^{-1/3}$. Это требование хорошо удовлетворяется в ядрах с $A < 100$ для максимальных температур, достигаемых при коллапсе ($T \sim 5$ МэВ). Кроме того, далее будет показано, что принцип детального равновесия (2.8) выполняется для полученных нами температурозависимых силовых функций. В этом смысле наши расчёты термодинамически последовательны. расчёты проводились с тремя параметризациями сил Скирма, включающими тензорную компоненту. Как и для расчётов в холодных ядрах в Главе 1, было использовано взаимодействие SGII+T ($\alpha_T = -180$ МэВ фм⁵, $\beta_T = 120$ МэВ фм⁵). Кроме того, ТКПСФ-расчёты проводились с двумя параметризациями из серии TIJ [28], T45 ($\alpha_T = 65.37$ МэВ фм⁵, $\beta_T = 104.96$ МэВ фм⁵) и T43 ($\alpha_T = -61.45$ МэВ фм⁵, $\beta_T = 92.32$ МэВ фм⁵). Хотя параметризации из семейства TIJ [28] подбирались для описания лишь основных состояний ядер, а не ядерных возбуждений, широкий диапазон их параметров α_T и β_T хорошо подходит для целей изучения влияния тензорных сил различной амплитуды на характеристики ядер и ядерные процессы. Все три параметризации предсказывают замыкание нейтронной и протонной оболочки $1f_{7/2}$ в ^{56}Ni , а также замыкание $\pi 1f_{7/2}$ и $\nu 1g_{9/2}$ в ^{78}Ni , что позволило не учитывать парные корреляции и более детально изучить влияние именно тензорных корреляций и тепловых эффектов на распределения ГТ сил и скорости слабых реакций в этих изотопах. Отметим, что мы также проводили расчёты со параметризацией SLy5+T, использованной в предыдущей главе для анализа влияния тензорных сил на структуру изотопов кремния. Однако в ходе ТКПСФ-вычислений с этим взаимодействием мы обнаружили, что даже при невысоких температурах (~ 0.5 МэВ) данная параметризация приводит

к коллапсу процедуры решения секулярного уравнения: на выходе получались комплексные решения, не имеющие физического смысла. Действительно, в то время как матрица секулярного уравнения КПСФ (случай нулевых температур) является эрмитовой, матрица секулярного уравнения ТКПСФ псевдоэрмитова, и поэтому, в общем случае, решения этого уравнения не обязаны быть вещественными. Условие вещественности накладывается дополнительно как требование к решению, обладающему физическим смыслом. По этой причине, данная параметризация не рассматривалась в дальнейшем анализе.

Параметры Ландау F'_0 и G'_0 , определяющие центральную часть остаточного взаимодействия (2.24), получаются самосогласованным образом из соответствующих параметров Скирма. Отметим, что параметр G'_0 , отвечающий за спин-изоспиновые возбуждения, положителен при плотности насыщения для SGII+T, T43 и T45 взаимодействия. Параметр λ_1 тензорного взаимодействия (2.27), характеризующий связь ГТ и спин-квадрупольных состояний, принимает следующие значения: $\lambda_1 \cdot A^2 = 1300$ (SGII+T), 666 (T43), 171 (T45) МэВ фм⁻². Согласно этим значениям, SGII+T обладает самым сильным остаточным тензорным взаимодействием, а у T45 самое слабое. Мы также обращаем внимание, что λ_1 и λ_2 уменьшаются с ростом массового числа A .

2.4.1 Влияние тензорного взаимодействия и конечных температур на распределение силы переходов типа Гамова-Теллера в нагретых ядрах

Прежде чем рассматривать влияние тензорных корреляций на ГТ силовые функции в нагретых ядрах, изучим роль тензорного взаимодействия в распределении ГТ силы для ядер в основном состоянии. На рис. 2.1 и 2.2 показано распределение силы ГТ переходов, полученное для ⁵⁶Ni и ⁷⁸Ni с разными параметризациями сил Скирма, содержащими тензорный вклад. Силовые функции показаны для исходного ГТ_± оператора σt_{\pm} , и потому суммарные силы S_- и S_+ подчиняются правилу сумм Икеды (2.23).

Как показано на рис. 2.1, структура ГТ_± силовой функции в ⁵⁶Ni в основном состоянии качественно совпадает для всех рассматриваемых параметриза-

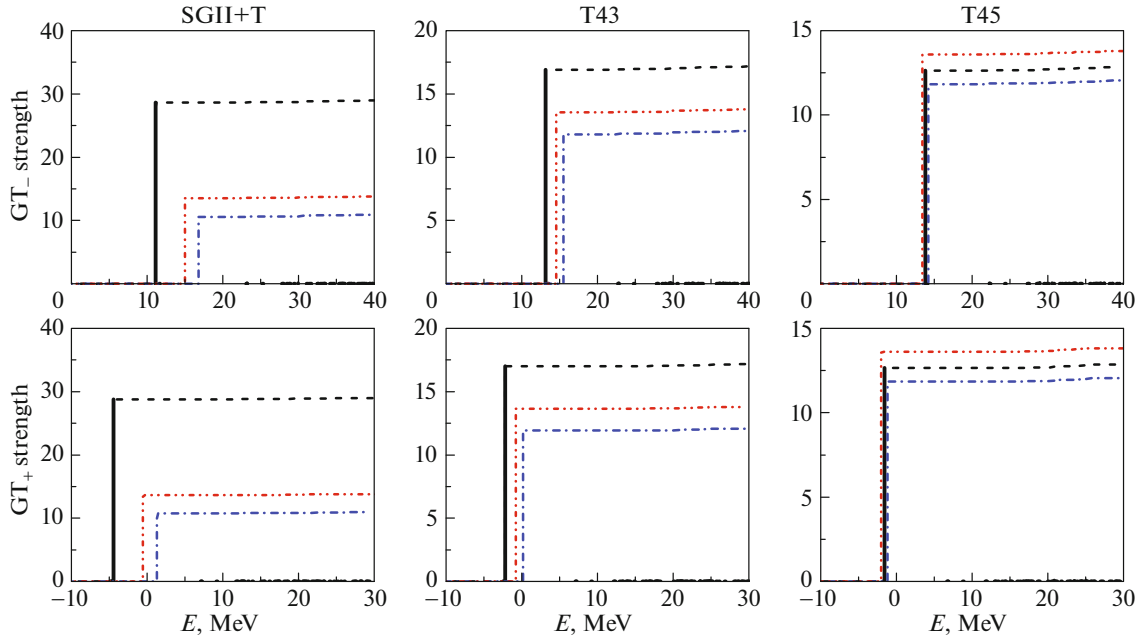


Рисунок 2.1 — Распределение силы GT_- (сверху) и GT_+ переходов (снизу) в ядре ^{56}Ni , в основном состоянии. На каждом графике показаны кумулятивные суммы GT силы, полученные с тензорным взаимодействием (штриховая линия), без учёта тензорного взаимодействия (штрихпунктирная линия) и без учёта остаточного взаимодействия в канале частица-дырка (штрих-двухпунктирная линия).

ций взаимодействия Скирма. А именно, как для GT_- , так и для GT_+ переходов ТКПСФ-расчёты дают распределение силы, сконцентрированное в едином резонансном пике. GT_- резонансный пик связан с одночастичным переходом $\nu 1f_{7/2} \rightarrow \pi 1f_{5/2}$ с положительной энергией, в то время как GT_+ резонансный пик определяется переходом $\pi 1f_{7/2} \rightarrow \nu 1f_{5/2}$ при отрицательных энергиях.

Хотя рассчитанные GT распределения для ^{56}Ni качественно похожи, из рисунка хорошо видно, что резонансы смещены по энергии для различных взаимодействий Скирма и сдвиг вниз по энергии наиболее существенный для сил SGII+T. Более того, не только резонансная энергия, но и суммарные GT силы S_{\mp} зависят от взаимодействия. Взаимодействие SGII+T приводит к наибольшим значениям $S_{\mp} \approx 29.1$, которые в два с лишним раз больше, чем у взаимодействия T45.

Для разъяснения наблюдаемого расхождения в резонансных энергиях и суммарной GT силе, на рис. 2.1 для каждого взаимодействия Скирма показаны кумулятивные суммы: (а) с учётом тензорной части остаточного взаимодействия; (б) без тензорного остаточного взаимодействия; (в) в приближении

среднего поля (приближение Хартри-Фока). На этих и последующих рисунках энергии возбуждения отсчитываются от основного состояния материнского ядра. Из сопоставления кумулятивных сумм в в приближении среднего поля видно, что в расчётах с различными взаимодействиями они очень близки друг к другу. А именно, кумулятивные Γ_T^- (Γ_T^+) суммы начинаются с энергии перехода $E \approx 15.0$ МэВ ($E \approx -1.0$ МэВ), а затем с увеличением E они приближаются к максимальному значению ~ 13.9 . Включение центральной части остаточного взаимодействия незначительно влияет на кумулятивные суммы. Из-за отталкивающего характера (поскольку $G'_0 > 0$), оно немного смещает Γ_T пики в область более высоких энергий и несколько подавляет общую силу.

В то время как центральная часть остаточного взаимодействия не дает существенных различий в Γ_T распределениях силы, эффекты тензорной компоненты весьма сильно зависят от конкретной параметризации. Включение тензорной силы во взаимодействие T45 незначительно влияет на Γ_T резонансы, немного увеличивая при этом общую Γ_T силу в обоих изоспиновых каналах. Напротив, для SGII+T и T43 эффект тензорных корреляций выражен значительно сильнее. А именно, притягивающее тензорное взаимодействие приводит к сдвигу пиков в область низких энергий, сопровождающемуся существенным увеличением общей силы. Как видно из рисунка эти эффекты, безусловно, более выражены для взаимодействия SGII+T, обладающего самой большой тензорной компонентой.

При анализе волновой функции Γ_T резонансных состояний в ^{56}Ni было обнаружено, что тензорное взаимодействие может приводить к их значительному видоизменению. Хотя в обоих изоспиновых каналах пики преимущественно описываются конфигурацией $1f_{7/2} \rightarrow 1f_{5/2}$, тензорные корреляции приводят к появлению других переходов. А именно, из-за смешивания конфигураций, основное в ПСФ состояние содержит примесь конфигураций “две частицы – две дырки” ($2p2h$) поверх основного Хартри-Фоковского состояния. Как следствие, становится возможным переход $1f_{5/2} \rightarrow 1f_{7/2}$, вносящий вклад в волновую функцию резонансного состояния с обратной амплитудой, величина которой увеличивается с величиной тензорных сил. Для сохранения нормализации, прямая амплитуда доминантной конфигурации $1f_{7/2} \rightarrow 1f_{5/2}$ также увеличивается. Оказывается, произведения рассматриваемых прямых и обратных амплитуд для матричных элементов соответствующих переходов одного знака, и потому

их когерентные вклады в резонансное состояние увеличивают суммарную ГТ силу.

Экспериментальные данные о ГТ₋ переходах с основного состояния ^{56}Ni в ^{56}Cu были получены в реакциях перезарядки $^{56}\text{Ni}(p, n)$ [71; 72]. Величина интегральной ГТ₋ силы составляет $S_- = 3.5 \pm 0.3(\text{стат}) \pm 1.0(\text{сист})$ для энергий возбуждения $E_x(^{56}\text{Cu}) < 7$ МэВ. После введения коэффициента подавления $q = 0.74$ наши ПСФ-расчёты без тензорного взаимодействия предсказывают общую ГТ₋ силу, сопоставимую с экспериментальными данными. Однако, как показано выше, сильные тензорные корреляции значительно увеличивают силу ГТ переходов. Более того, хорошо известно, что расчёты ПСФ не могут воспроизвести все ядерные корреляции, необходимые для описания ширины ГТ-резонанса и его детальной структуры. В то время как наши ПСФ-расчёты в дважды магическом ^{56}Ni сводят всю силу в один переход, в эксперименте наблюдается фрагментированное распределение с двумя пиками в районе энергий возбуждения дочернего ядра ^{56}Cu 2.8 МэВ и 5.0 МэВ, что отвечает энергии возбуждения материнского ядра 17.8 и 20.0 МэВ. Чтобы объяснить фрагментацию ГТ силовой функции, необходимо выйти за рамки ПСФ и принять во внимание поправки более высокого порядка. В [73] такие расчёты для распределения силы ГТ₋ переходов в ^{56}Ni были выполнены с различными наборами параметров Скирма и было показано, что учёт связи “частица-фонон” важен для более реалистичного воспроизведения двойного пика в силовой функции.

Роль тензорных корреляций в нейтрон-избыточном ^{78}Ni анализируется на рис. 2.2. Согласно нашим расчётам, основные вклады в распределение ГТ₋ силы в ^{78}Ni связаны с нейтрон-протонными переходами $1g_{9/2} \rightarrow 1g_{7/2,9/2}$, $1f_{5/2,7/2} \rightarrow 1f_{5/2}$ и $2p_{3/2,1/2} \rightarrow 2p_{3/2,1/2}$. В пределах приближения среднего поля значительная часть ГТ₋ силы расположена при отрицательных энергиях и низшее состояние обусловлено конфигурацией $\nu 2p_{1/2} \rightarrow \pi 2p_{3/2}$. В то же время, ГТ₊ переходы почти полностью заблокированы в приближении среднего поля, а их ненулевая сила обусловлена исключительно неортогональностью волновых функций протона и нейтрона. Как видно из рисунка, вне зависимости от параметризации Скирма включение отталкивающей центральной части остаточного взаимодействия приводит к смещению ГТ₋ силовой функции в сторону более высоких энергий и вся сила концентрируется в коллективном резонансном состоянии при положительной энергии. Заметим также, что значение суммарной

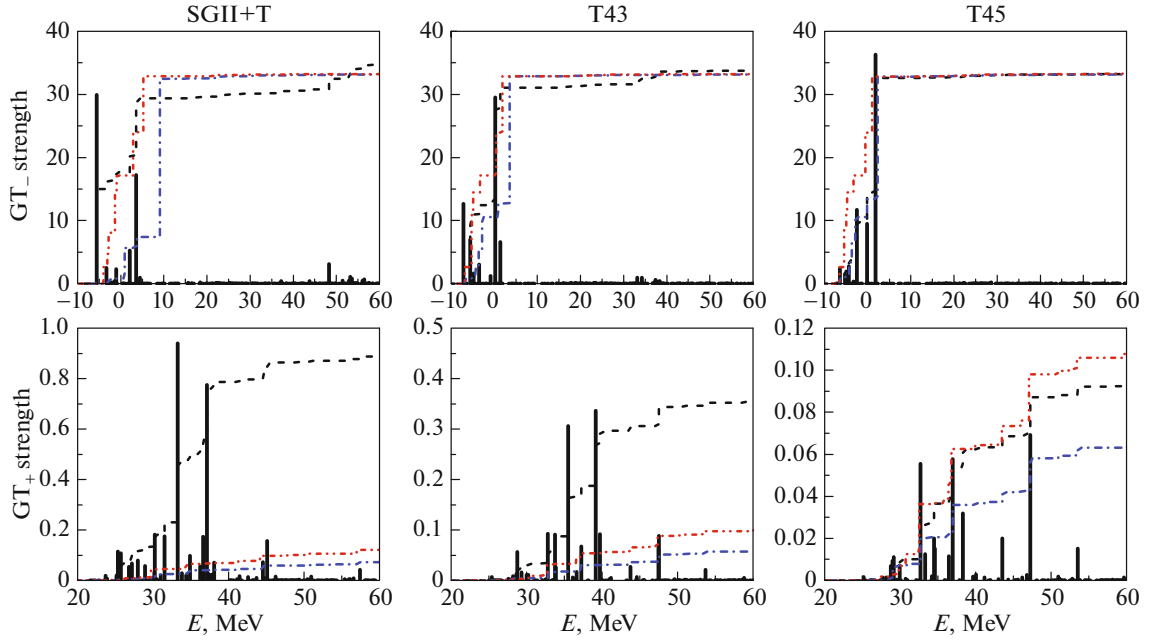


Рисунок 2.2 — То же, что и на рис. 2.1, но для ^{78}Ni . Для большей ясности, кумулятивные суммы GT_- (GT_+) силы отмасштабированы в 0.5 (0.25) раз.

GT_- силы практически не зависят от ПСФ-корреляций, связанных с центральными силами.

Существенные отличия между GT_- распределениями возникают при учёте тензорной компоненты остаточного взаимодействия. В случае взаимодействия T45, тензорные корреляции малы и их влияние на распределение силы GT_- переходов невелико, поэтому основной резонансный пик остается при положительных энергиях. Однако, как и в случае ^{56}Ni , тензорная компонента взаимодействий SGII+T и T43 оказывает существенное влияние на распределение силы GT_- переходов. Во-первых, некоторая часть GT_- силы смещается в область высоких энергий. Впервые такое влияние тензорных корреляций на распределение GT_- силы наблюдалась в [23; 57], где было показано, что это связано с членом λ_1 в уравнении (2.27), связывающим GT -состояния с высокоэнергетическими 1^+ спин-квадрупольными возбуждениями. Кроме того, тензорные корреляции поверх SGII+T и T43 также влияют на GT_- распределение в области низких и отрицательных энергий. В случае взаимодействия T43, притягивающие тензорные силы сдвигают GT_- резонанс вниз к энергиям $E \approx 0$ и увеличивают долю силы при отрицательных энергиях. В случае SGII+T, также наблюдается перераспределение GT_- силовой функции из области положительных энергий в сторону отрицательных.

Для интерпретации наблюдаемого перераспределения со взаимодействием $SGII+T$, был проведен анализ волновой функции высокого пика при отрицательной энергии $E \approx -5.5$ МэВ. Было выявлено, что кроме доминирующей конфигурации $\nu 2p_{1/2} \rightarrow \pi 2p_{3/2}$ волновая функция содержит существенные вклады от других перечисленных выше конфигураций. Благодаря их когерентному вкладу наблюдается усиление соответствующего GT_- пика.

Обсудим еще один интересный эффект, наблюдаемый при сравнении GT_+ силовых функций, полученных при учёте и без учёта тензорного остаточного взаимодействия. Как видно из рис. 2.2, тензорные корреляции имеют тенденцию подавлять блокировку протон-нейтронных 1^+ переходов, запрещенных принципом Паули, увеличивая таким образом GT_+ силу. Для взаимодействия T43 коэффициент усиления составляет около 5, в то время как для $SGII+T$ взаимодействия усиление больше, чем на порядок. Очевидно, наблюдаемая разблокировка GT_+ переходов должны играть важную роль в электронном захвате. Анализ волновых функций GT_+ пиков, полученных со взаимодействиями T43 и $SGII+T$, показал, что разблокировка возникает вследствие смешивания конфигураций. А именно, тензорные корреляции приводят к увеличению роли $2p2h$ конфигураций в основном состоянии ПСФ. Как следствие, даже если GT_+ переходы из вакуумного состояния Хартри–Фока заблокированы, становятся возможными переходы из коррелированного вакуума ПСФ. Основные одночастичные переходы, которые разблокированы из-за корреляций ПСФ – протон-нейтронные переходы $1f_{5/2} \rightarrow 1f_{5/2}$ и $1g_{9/2} \rightarrow 1g_{9/2}$, которые вносят свой вклад в GT_+ силу через ненулевые обратные амплитуды.

Перейдём к анализу влияния тензорных сил на распределения GT силы при конечных температурах. На рис. 2.3 показаны GT_{\mp} силовые функции в ^{56}Ni , рассчитанными при двух звездных температурах $T = 0.2$ МэВ и $T = 0.8$ МэВ со взаимодействиями $SGII+T$, T43 и T45. Подчеркнем еще раз, что все распределения построены для GT операторов σt_{\mp} как функции энергий перехода.

Из рис. 2.3 видно, что эволюция GT силовых функций с увеличением температуры сильно зависит от выбранной параметризации сил Скирма. Для взаимодействия T45 с относительно слабой тензорной компонентой увеличение температуры лишь незначительно влияет на общую силу и положение резонанса. Основной температурный эффект, наблюдаемый для взаимодействия T45, связан с появлением некоторой силы ниже основных GT_{\mp} резонансов.

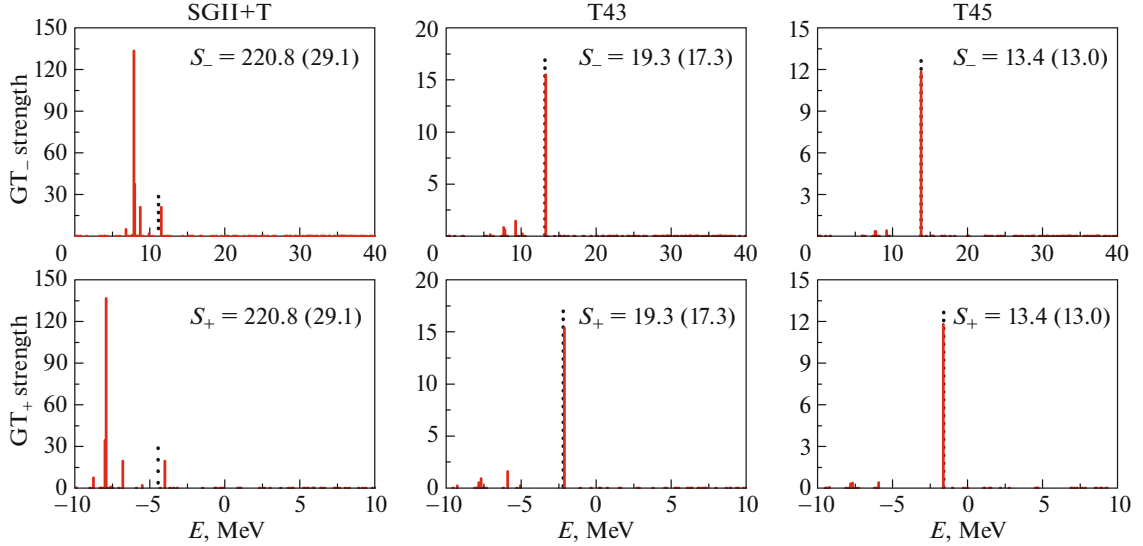


Рисунок 2.3 — Распределение силы GT_- (верхние графики) и GT_+ переходов (нижние графики) в ^{56}Ni , рассчитанные при $T = 0.2$ МэВ (штриховые пики) и $T = 0.8$ МэВ (сплошные пики). На каждом графике показаны суммарные GT_{\mp} силы, S_- и S_+ , для соответствующих температур (для $T = 0.2$ МэВ, значения S_{\mp} указаны в скобках).

В рамках ТКПСФ эта сила возникает за счёт теплового размытия ядерного уровня Ферми, вследствие чего становятся возможными некоторые pp - и hh -переходы. Здесь под частицами (дырками) понимаются состояния выше (ниже) уровня Ферми. В ^{56}Ni термически разблокированы одночастичные переходы $2p_{3/2} \rightarrow 2p_{3/2,1/2}$ и $1f_{7/2} \rightarrow 1f_{7/2}$ протонов в нейтроны и нейтронов в протоны. Отметим, что правило сумм Икеды (2.23) продолжает выполняться даже после разблокировки указанных переходов.

Для взаимодействий Скирма с более сильной тензорной компонентой, тепловые эффекты кардинально меняют GT распределения. Как видно из рис. 2.3, большее тензорное взаимодействие приводит к значительному усилению GT силы и ее перераспределению в сторону более низких энергий. Для взаимодействия $SGII+T$ мы наблюдаем необычный эффект: повышение температуры приводит к увеличению суммарной GT силы на порядок и вся GT_- (GT_+) сила концентрируется в термически разблокированном пике при $E \approx +7.9$ МэВ ($E \approx -7.9$ МэВ). Для объяснения этого эффекта заметим, что соответствующие однофононные состояния, которые формируют высокие GT_+ и GT_- пики при $T = 0.8$ МэВ тильда-сопряжены друг к другу, и они соответствуют собственному ТКПСФ-состоянию с наименьшим собственным значением $\omega \approx 0.01$ МэВ.

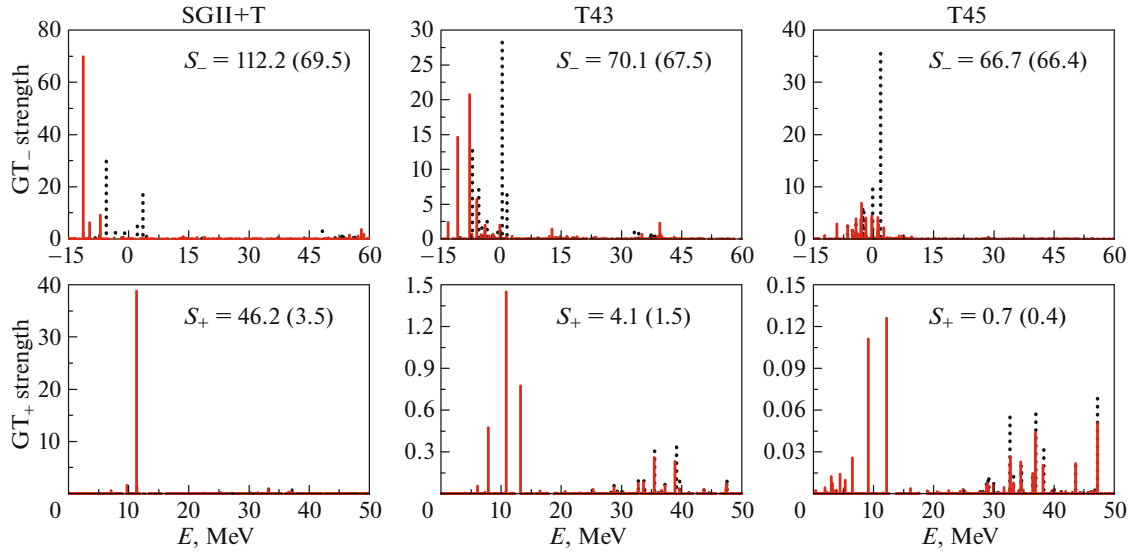


Рисунок 2.4 — Распределение силы GT_- (верхние графики) и GT_+ переходов (нижние графики) в ^{78}Ni , рассчитанные при $T = 0.5$ МэВ (штриховые пики) и $T = 2$ МэВ (сплошные пики). На каждом графике показаны суммарные GT_{\mp} силы, S_- и S_+ , для соответствующих температур (для $T = 0.5$ МэВ, значения S_{\mp} указаны в скобках).

Вакуум ТКПСФ содержит определенное количество тепловых зарядовообменных квантов с числом заполнения $n(\omega)$, определяемым статистикой Бозе-Эйнштейна (см. [61]). Тепловые однофононные состояния без тильды (с тильдой) описывают процесс добавления (удаления) кванта к (от) тепловому вакууму и соответствующие переходные силы связаны принципом детального равновесия (2.8). Более того, за счёт термически возбужденных квантов, силы переходов в однофононные состояния без тильды (с тильдой) включают статистические факторы Бозе-Эйнштейна, которые могут быть большими при низких энергиях. Таким образом, наблюдаемое усиление ГТ силы в ^{56}Ni – это комбинированный эффект тепловых возбуждений и тензорных корреляций. Тензорные корреляции приводят к появлению низкоэнергетических зарядовообменных переходов, в то время как ненулевая температура увеличивает их силу. Отметим также, что для взаимодействия SGII+T существует критическая температура $T \approx 0.84$ МэВ, выше которой процедура ТКПСФ коллапсирует и дает мнимые решения для ^{56}Ni .

Для ^{78}Ni , эволюция ГТ силовых функций с ростом температуры также сильно зависит от величины тензорной компоненты. Как видно из рис. 2.4, взаимодействие T45 приводит к разблокировке некоторых новых переходов и фраг-

ментации распределения без значительного изменения суммарной силы. Для канала $\Gamma\Gamma_+$ основные термически разблокированные переходы: $\pi 1g_{9/2} \rightarrow \nu 1g_{7/2}$ и $\pi 1f_{7/2} \rightarrow \nu 1f_{5/2}$, в то время как термически разблокированные переходы $\nu 1f_{7/2,5/2} \rightarrow \pi 1f_{7/2}$ вносят вклад в $\Gamma\Gamma_-$ силовую функцию. Важно, что термически разблокированные $\Gamma\Gamma_+$ ($\Gamma\Gamma_-$) переходы имеют низкую (отрицательную) энергию и, следовательно, должны вносить существенный вклад в e -захват (β^- -распад). Для взаимодействий T43 и SGII+T мы наблюдаем тепловые эффекты, которые видели выше для ^{56}Ni . А именно, суммарные $\Gamma\Gamma$ силы резко увеличиваются и концентрируются в одном пике. Анализ волновых функций этих пиков показывает, что соответствующие однофононные $\Gamma\Gamma_+$ и $\Gamma\Gamma_-$ состояния тильда-сопряжены друг с другом и содержат большое количество конфигураций с высокими обратными амплитудами. Как следствие, когерентный вклад прямых и обратных амплитуд в матричный элемент $\Gamma\Gamma$ -перехода приводит к росту силовой функции.

2.4.2 Влияние тензорного взаимодействия и конечных температур на скорости слабых реакций в коллапсирующих звездах

Проиллюстрируем влияние тензорного взаимодействия и тепловых эффектов на скорости e -захвата и β^- -распада в горячей звездной среде. На рис. 2.5 представлена скорость e -захвата в ^{56}Ni как функция температуры и плотности ρY_e (Y_e – число электронов на барион), полученная со взаимодействиями SGII+T, T43 и T45. Для каждой параметризации показаны скорости, рассчитанные с учётом и без учёта тензорной составляющей остаточного взаимодействия.

Как показано на рис. 2.5, в пренебрежении тензорных корреляций взаимодействие T45 даёт наибольшие скорости, а SGII+T – наименьшие. Для объяснения, обратимся к рис. 2.1. В отсутствие тензорных корреляций, только взаимодействие T45 даёт пик силовой функции в области отрицательных энергий. По этой причине, вне зависимости от плотности, скорости, рассчитанные с параметризацией T45, определяются вкладом этого резонанса и демонстрируют умеренный рост с увеличением температуры. С другой стороны, центральная часть остаточного взаимодействия сил SGII+T смещает $\Gamma\Gamma_+$ распределение к

положительным энергиям. В результате, соответствующие скорости e -захвата меньше остальных и в то же время сильно зависят от температуры при низких плотностях, т. е. когда химический потенциал электронного газа относительно небольшой. При высокой плотности скорость e -захвата почти неизменны.

Как и ожидалось, включение тензорных корреляций приводит к увеличению скорости e -захвата. Этот эффект особенно выражен для взаимодействия $SGII+T$ с наиболее сильной тензорной компонентой. Из верхних графиков на рис. 2.5 видно, что при включении тензорной части остаточного взаимодействия, скорости почти не зависят от температуры при $T < 0.5$ МэВ. Это связано с тем, что для всех взаимодействий тензорные корреляции смещают ΓT_+ пики в сторону отрицательных энергий. Однако, как обсуждалось выше, при более высоких температурах распределение силы ΓT_+ переходов, полученное с полным взаимодействием $SGII+T$, начинает увеличиваться за счёт корреляций ТКПСФ, вызванных сильной тензорной составляющей. Как следствие, взаимодействие $SGII+T$ приводит к значительному росту скоростей e -захвата при $T > 0.5$ МэВ, и это изменение скорости не зависит от плотности.

На рис. 2.5 также сравниваются скорости, полученные в рамках ТКПСФ и в подходе LSSM [47]. Видно, что ТКПСФ-расчёты с тензорным взаимодействием дают значительно большие скорости, чем расчёты LSSM. Имеются две причины данного несоответствия:

1. Согласно расчётам в оболочечной модели [74], ΓT_+ сила в ^{56}Ni фрагментирована по многим состояниям, а ее центроид находится при более высоких энергиях по сравнению с предсказанием ТКПСФ. Следует отметить, однако, что ΓT_+ пик, полученный со взаимодействием $SGII+T$ без тензорной компоненты, находится примерно при той же энергии, что и в расчётах LSSM. Как следствие, в этом случае мы получаем хорошее согласие в расчётах по двум моделям.
2. Даже при коэффициенте подавления $q = 0.74$, суммарная ΓT_+ сила в ^{56}Ni , полученная с помощью взаимодействий Скирма, превышает значение 10.1 из оболочечной модели [74]. Поскольку наибольшая суммарная ΓT_+ сила получается в расчётах с полным $SGII+T$ взаимодействием, а ΓT резонанс при этом сдвинут к наименьшим энергиям, наибольшие расхождения между двумя моделями возникают именно при использовании данной параметризации.

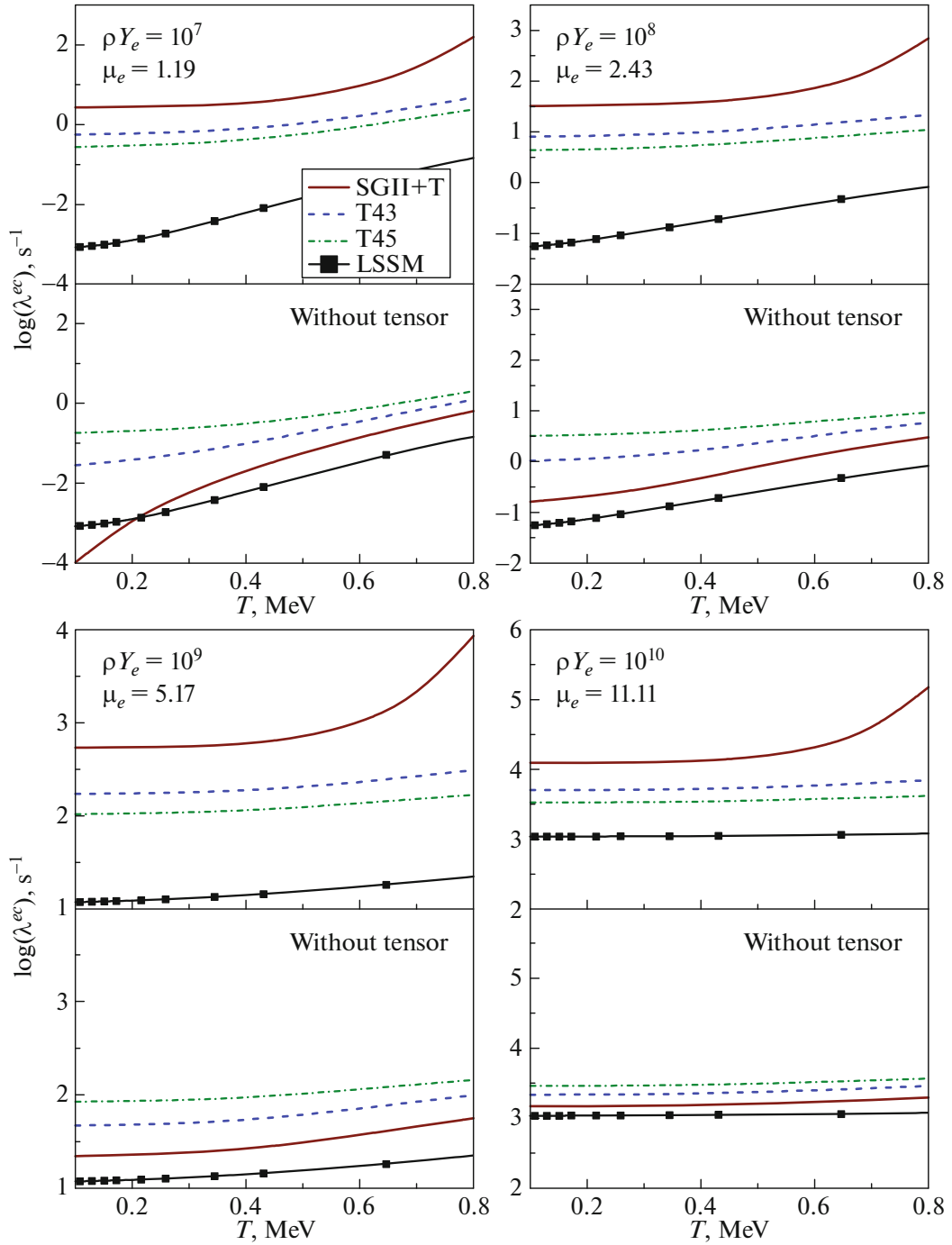


Рисунок 2.5 — Скорость захвата электронов в ^{56}Ni , рассчитанная при выбранных плотностях вырожденного электронного газа ρY_e (г см^{-3}) как функция температуры. Для каждого значения плотности показаны скорости, рассчитанные с учётом и без учёта тензорного взаимодействия. Химический потенциал электронного газа μ_e (МэВ) рассчитан для указанной плотности при температуре $T = 0.1$ МэВ. Чёрной линией с точками для сравнения показаны результаты расчётов в рамках оболочечной модели Large-scale shell model из [46].

На рис. 2.6 представлено сравнение скоростей e -захвата в ^{78}Ni . Здесь снова показаны скорости, полученные с учётом и без учёта тензорных корреляций. Видно, что наибольшие расхождения между различными ТКПСФ-расчётами без тензорных корреляций возникают при низких температурах и плотностях, когда скорости чувствительны к структуре $\Gamma\Gamma_+$ распределения. При более высоких плотностях и температурах энергия электронов достаточно велика для тепловой разблокировки новых переходов. В таких условиях скорость e -захвата зависит не столько от особенностей $\Gamma\Gamma_+$ распределения, сколько от суммарной $\Gamma\Gamma_+$ силы. Поскольку в отсутствие тензорных корреляций все взаимодействия Скирма предсказывают почти одно и то же количество термически разблокированной $\Gamma\Gamma_+$ силы, скорости во всех параметризациях сходятся при высоких T и ρY_e . Также следует отметить, что в отличие от случая ^{56}Ni , скорости e -захвата в ^{78}Ni при высокой плотности чувствительны к повышению температуры из-за эффектов тепловой разблокировки.

Что касается ^{56}Ni , учёт остаточного тензорного взаимодействия в ТКПСФ-расчётах, как правило, приводит к увеличению скорости e -захвата. Поскольку сильные тензорные корреляции в $\text{SGII}+\text{T}$ более эффективно разблокируют $\Gamma\Gamma_+$ переходы, соответствующие скорости более, чем на порядок превышают скорости, полученные с параметризациями T45 и T43. Более того, поскольку количество термически разблокированной силы сильно зависит от параметризации, скорости при высоких температурах и плотностях также расходятся.

В работе [45] было предложено аналитическое приближение для скоростей захвата электронов, основанное на зависимости от энергии реакции Q . Это приближение было позднее параметризовано в [75] для подгонки микроскопических расчётов в нейтрон-избыточных ядрах. Соответствующее выражение имеет вид:

$$\lambda^{ec} = \frac{\ln 2 \cdot B}{D} \left(\frac{T}{m_e c^2} \right)^5 \cdot [F_4(\eta) - 2\chi F_3(\eta) + \chi^2 F_2(\eta)], \quad (2.30)$$

где F_k – интегралы Ферми ранга k и степени вырождения η , $\eta = \chi + \mu_e/T$, $\chi = -(Q + \Delta E)/T$ (заметим, что в [75] Q определяется с противоположным знаком: $Q = M_i - M_f$). Подгоняемые параметры B и ΔE отвечают силе переходов ($\Gamma\Gamma$ и запрещенных) и разнице энергий конечного и начального возбужденных состояний. При $B = 4.6$ и $\Delta E = 2.5$ МэВ имеется хорошее согласие

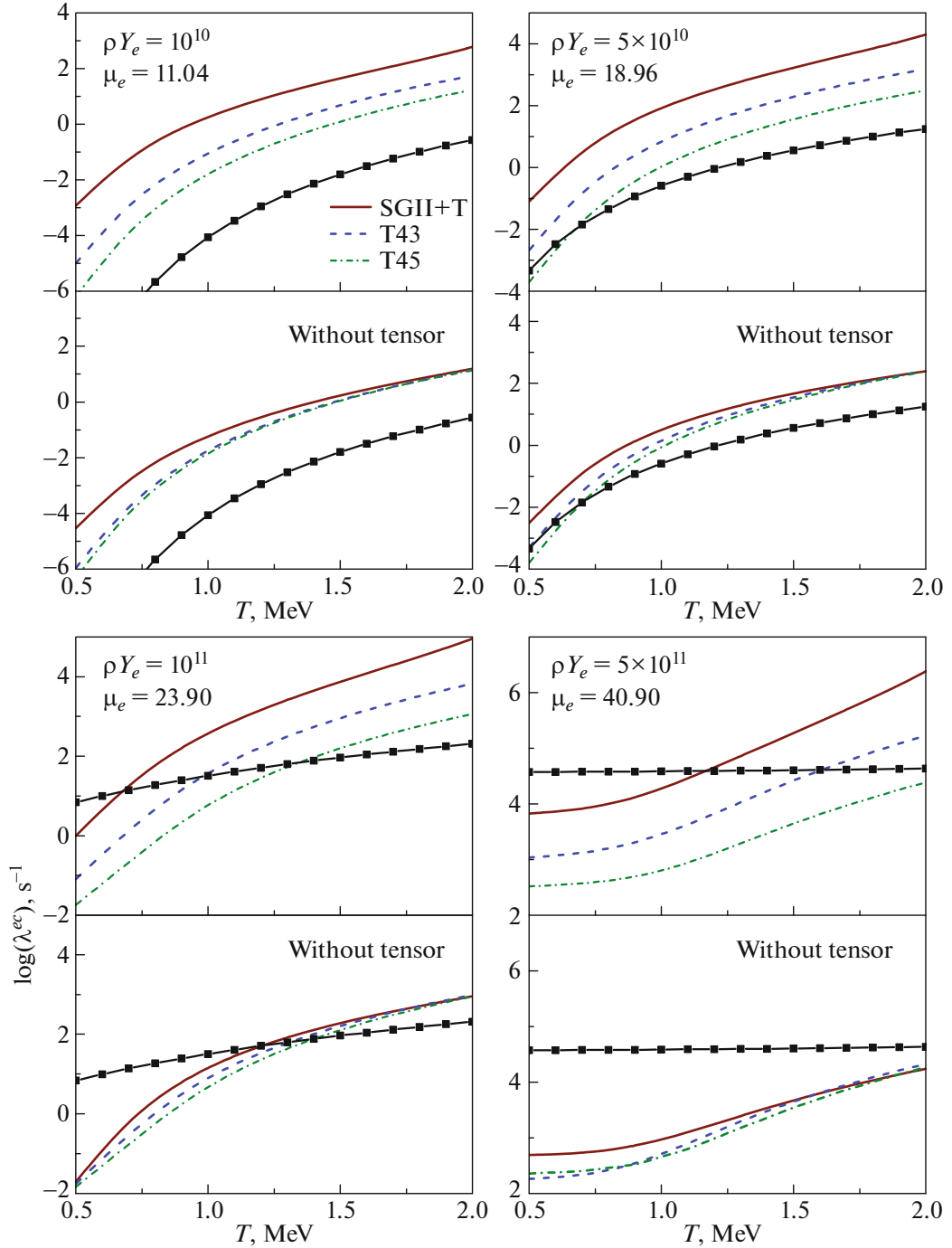


Рисунок 2.6 — То же, что на 2.5, но для ^{78}Ni . Химический потенциал электронного газа μ_e (МэВ) рассчитан для указанной плотности при температуре $T = 0.5$ МэВ.

между (2.30) и микроскопическим расчётами в большом количестве ядер [75]. На рис. 2.6 данные расчёты сопоставлены с нашими оценками. Видно, что результаты сильно отличаются при низких плотностях ($\rho Y_e = 10^{10}$ и $5 \cdot 10^{10}$), когда химический потенциал меньше или сопоставим с Q (т.е. $\mu_e \lesssim 20$ МэВ). При таких условиях скорости чувствительны к фрагментации силы переходов $p \rightarrow n$. Поскольку уравнение (2.30) основано на предположении, что все сило-

вое распределение сконцентрировано в едином состоянии при энергии выше Q , получаемые скорости гораздо ниже тех, которые предсказываются в ТКПСФ. При более высоких плотностях и низких температурах, пока разблокировка не достаточно существенна, скорости из ТКПСФ ниже рассчитанных с помощью (2.30). Однако с увеличением тепловой разблокировки различных переходов, ТКПСФ предсказывает более высокие скорости.

Перейдём к β^- -распаду. На рис. 2.7 представлены расчёты скорости β^- -распада λ^β в ^{56}Ni , полученные с учётом (на верхних графиках) и без учёта (на нижних графиках) тензорной компоненты остаточного взаимодействия. Наблюдается крутая зависимость λ^β от температуры, хотя для рассмотренных температур и плотностей скорости β^- -распада значительно ниже скоростей e -захвата, показанных на рис. 2.5. Не играют в β^- -распаде большой роли и тензорные корреляции. Чтобы объяснить, почему $\lambda^\beta \ll \lambda^{ec}$, заметим, что все используемые параметризации Скирма дают большую разницу между нейтронными и протонными химическими потенциалами, а именно, $\lambda_n \ll \lambda_p$. Роль играет, конечно, и порог ~ 15 МэВ, обусловленный разностью масс ^{56}Ni и дочернего ядра ^{56}Cu . В результате, термически разблокированные нейтрон-протонные переходы между одночастичными состояниями вблизи уровней Ферми, характеризующиеся большой силой, имеют положительные энергии и не могут дать вклад в β^- -распад (см. рис. 2.3). Только переходы с отрицательной энергией из высоколежащих термически заселённых нейтронных одночастичных состояний вносят вклад в β^- -распад, но их вклад подавляется за счёт малых чисел заполнения.

Прежде чем рассматривать скорости β^- -распада ^{78}Ni при конечных температурах, сравним вычисленный период полураспада этого ядра в основном состоянии с экспериментальным значением $T_{1/2} = 110_{-60}^{+110}$ мс [76]. В [77] ПСФ-расчёты $T_{1/2}$ β^- -распада ^{78}Ni показали, что различные взаимодействия Скирма могут сильно отличаться в спин-изоспиновом канале, и соответствующие предсказания периода полураспада могут различаться более чем на два порядка. Настоящие ПСФ-расчёты для ^{78}Ni дали следующие значения $T_{1/2}$: 10.6 с (SGII), 22 мс (SGII+T), 12 мс (T43) и 85 мс (T45). Таким образом, взаимодействия Скирма с сильной тензорной составляющей, SGII+T и T43, недооценивают период полураспада, в то время как предсказание T45 согласуется с экспериментом на уровне ПСФ. Следует отметить, что учёт связи сложных конфигураций может модифицировать низкоэнергетическую часть ГТ силы и, как следствие, влиять

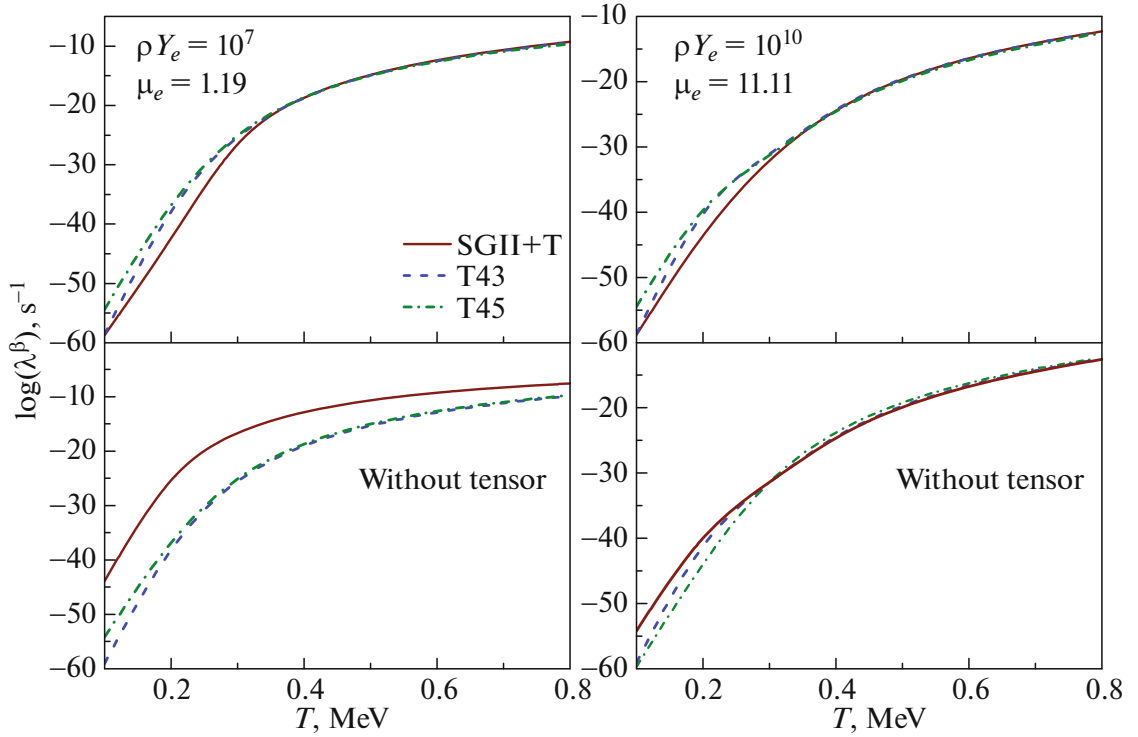


Рисунок 2.7 — Скорость β^- -распада ^{56}Ni , рассчитанная при выбранных плотностях вырожденного электронного газа ρY_e (г см^{-3}) как функция температуры. Для каждого значения плотности показаны скорости, рассчитанные с учётом и без учёта тензорного взаимодействия. Химический потенциал электронного газа μ_e (МэВ) рассчитан для указанной плотности при температуре $T = 0.1$ МэВ.

на рассчитываемые периоды полураспада. В работах было показано [77; 78], что согласие между теорией и экспериментом можно существенно улучшить, приняв во внимание связь фононных и частичных конфигураций.

На рис. 2.8 показаны скорости β^- -распада ^{78}Ni при тех же условиях, что и для скоростей e -захвата на рис. 2.5. Прежде всего заметим, что в отличие от скорости e -захвата, скорость β^- -распада уменьшается с ростом плотности. Это связано с тем, что химический потенциал электронного газа растет с увеличением плотности и все большая часть фазового пространства блокируется по принципу Паули. Из графиков также видно, что тензорные корреляции ускоряют β^- -распад, и данный эффект наиболее выражен при низкой плотности для взаимодействия SGII+T. Из соображений, приведенных выше (см. рис. 2.4 и его обсуждение) ясно, что подобное влияние тензорных сил вызвано увеличением низкоэнергетической части распределения ΓT_- силы. Следует отметить, однако, что включение тензорных корреляций в расчётах с T43 и T45 при низ-

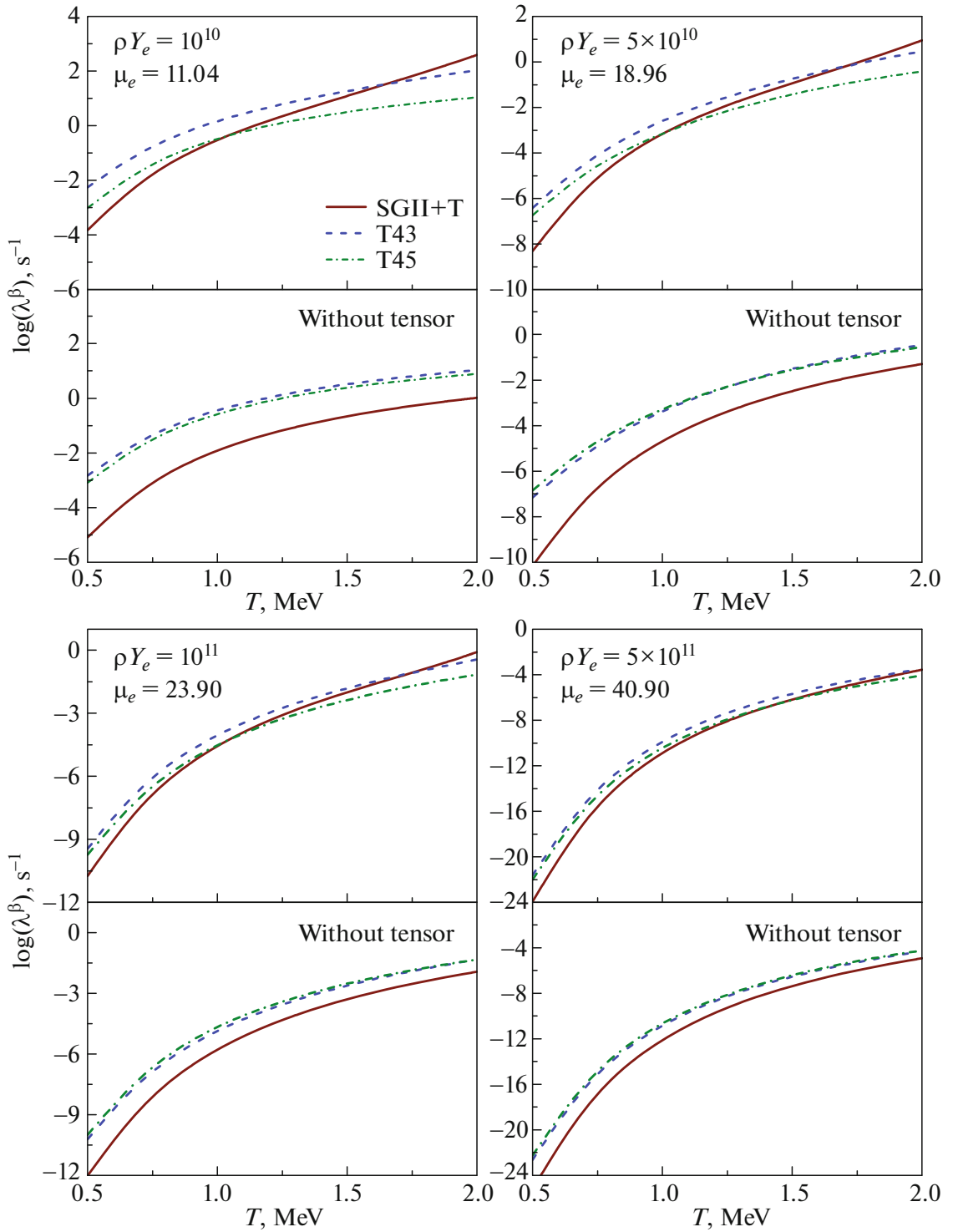


Рисунок 2.8 — То же, что на 2.7, но для ^{78}Ni . Химический потенциал электронного газа μ_e (МэВ) рассчитан для указанной плотности при температуре $T = 0.5$ МэВ.

ких температурах приводит к более высоким скоростям β^- -распада, нежели при использовании SGII+T. Для объяснения данного эффекта заметим, что при $\mu_e > 10$ МэВ ГТ₋ переходы большой амплитуды заблокированы по принципу Паули при низких температурах. В таких условиях скорости β^- -распада

в основном определяются слабыми «нерезонансными» переходами, в которых могут рождаться высокоэнергетические электроны. Только при высоких температурах, когда уровень Ферми электронного газа размыт, переходы в ГТ-резонансе частично разблокируются и параметризация SGII+T предсказывает самую высокую скорость распада. Отметим, что при низкой плотности скорости β^- -распада в ^{78}Ni сопоставимы с или даже больше, чем скорости e-захвата.

В данной главе мы показали, что учёт тензорных корреляций важен при описании слабых реакций, сопровождающих г-процесс в звёздах на стадии гравитационного коллапса. С одной стороны, смешивание конфигураций, вызванное тензорными корреляциями, приводит к существенному увеличению суммарной силы ГТ переходов. С другой, притягивающие тензорные силы в канале остаточного взаимодействия сдвигают силовые ГТ распределения в сторону низких энергий, причём данный эффект усиливается по мере увеличения температуры среды. Как следствие, скорости как β^- -распада, так и e-захвата могут возрастать на несколько порядков в зависимости от амплитуды тензорных корреляций.

Глава 3. Тензорное взаимодействие и ΛN -взаимодействие с нарушением зарядовой симметрии в экзотических Λ -гиперядрах

3.1 Экзотические гиперядра

Со времени открытия гало-ядра ^{11}Li [79] (нейтрон- и протон-избыточные) ядра остаются одним из наиболее активно развивающихся направлений ядерных исследований. Безусловно, интерес к системам с избытком нейтронов или протонов присутствует и в физике гиперядер – ядер, в состав которых помимо нуклонов входит один или несколько гиперонов. Изучение подобных систем приведёт к дальнейшему развитию “странной” ядерной физики, а также расширению имеющихся представлений о различных особенностях как нуклон-нуклонных, так и гиперон-нуклонных взаимодействий.

Первое теоретическое описание нейтрон-избыточных Λ -гиперядер было сделано Далицем и Леви Сетти в 1963 году [80], хотя в течение нескольких последующих десятилетий данная проблема почти не привлекала к себе внимания. В 1990-х, Майлинг начал более систематическое исследование нейтрон-избыточных Λ -гиперядер [81–83]. В частности, им приводились доводы в пользу существования связанных гиперядер $^6_{\Lambda}\text{H}$ и $^8_{\Lambda}\text{H}$, в то время как и нуклонные остовы (^5H и ^7H) связанными не являются. Это специфическое проявление так называемого "связывающего свойства" ("glue-like role") Λ -гиперона. В связи с притягивающим характером ΛN -взаимодействия, добавление Λ -гиперона может привести к образованию связанных ядер. В работе [84] впервые исследовался сдвиг линии нейтронной стабильности за счёт добавления Λ -гиперона к нейтрон-избыточным ядрам.

Отклик нейтронного гало на добавление Λ -гиперона изучался в [85]. Иные аспекты динамики нейтрон-избыточных Λ -гиперядер были позже освещены в ряде теоретических работ [86–88].

Небольшое количество событий образования нейтрон-избыточных гиперядер с несвязанным остовом ($^6_{\Lambda}\text{He}$, $^8_{\Lambda}\text{He}$) были найдены в ранних эмульсионных экспериментах [89]. Успешный эксперимент в этой области был проведен в Национальной лаборатории высоких энергий КЕК (Япония) в реакциях на интен-

сивных мезонных пучках [90]. Нейтрон-избыточное гиперядро ${}^{10}_{\Lambda}\text{Li}$ было синтезировано в реакции ${}^{10}\text{B}(\pi^{-}, K^{+})$, хотя вследствие малой статистики измерить его энергию связи не удалось. Соответствующие сечения данной реакции были предсказаны в [91]. Позднее, коллаборация FINUDA (Италия) доложила о трёх событиях возможного наблюдения гиперядра ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ в реакции ${}^6\text{Li}(K^{-}, \pi^{+})$ [92], в то время как на J-PARC (Япония) в реакции ${}^6\text{Li}(\pi^{-}, K^{+})$ ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ не было найдено сигнала [93]. Подытоживая, данных по нейтрон-избыточным гиперядрам на сегодняшний день весьма немного.

Ещё меньше информации имеется по гиперядрам с протонным избытком. Гиперядро ${}^7_{\Lambda}\text{Be}$ с несвязанным нуклонным остовом ${}^6\text{Be}$ было найдено в эмульсионных экспериментах [89]. Никаких специальных исследований в области протон-избыточных гиперядер никогда не проводилось и не планировалось. Причина заключается в том, что реакции (K, π) , (π, K) и (e, eK) не позволяют синтезировать гиперядра с протонным избытком.

Новые возможности открываются с области экспериментов по столкновению тяжёлых ионов. NICA (Дубна, Россия) и FAIR (Дармштадт, Германия) заявляют о гиперядерных исследованиях как одной из целей новых проектов [94; 95]. Возможность образования гиперядер в столкновениях ионов при промежуточных энергиях была впервые продемонстрирована в эксперименте в Дубне [96] и подтверждена коллаборацией НУРНИ [97]. Примечательно, что гипертрифон и даже антигипертрифон были зарегистрированы при высоких энергиях [98]. В действительности, в реакциях столкновения тяжёлых ионов возможен синтез гиперядер произвольного состава, включая протон-избыточные, нейтрон-избыточные гиперядра, а также гиперядра со странностью $S < -1$ [99]. Заметим, что изотопы и гиперизотопы с избытком протонов легче, и потому их образование более вероятно.

Расширение гиперядерной карты вдали от долины стабильности необходимо для развития представлений, в частности, об особенностях гиперонных взаимодействий. Так, современные подходы среднего поля как правило основываются на ΛN -взаимодействиях, зависящих от плотности. Поскольку неэкзотические гиперядра с почти постоянной в центре плотностью предоставляют очень ограниченную информацию о поведении взаимодействия с изменением плотности, изучение слабо связанных систем (например, гало-ядер) может улучшить наши представления о величине ΛN -сил при различных плотностях. учёт

данной зависимости важен, в частности, при описании структуры нейтронных звезд, в которых плотность варьируется в широком диапазоне [100].

Дополнительный интерес в недавнее время возрос к ΛN -взаимодействиям, нарушающим зарядовую симметрию [4; 87; 101]. Однако имеющаяся скудная и иногда противоречивая информация по зеркальным гиперядрам ограничивает возможности заключения каких-либо выводов в этой области. Гиперядра с необычным соотношением N/Z могут послужить дополнительным источником информации в этом вопросе.

3.2 Нарушение зарядовой симметрии в экзотических Λ -гиперядрах

Сильное взаимодействие адронов, как известно, обладает изоспиновой симметрией. Однако взаимодействие реальных адронов демонстрирует небольшое нарушение симметрии, вызванное электромагнитными силами. Нарушение зарядовой симметрии (charge symmetry breaking, CSB) – проявление этого эффекта.

В физике нестранных ядер обычно выделяют зарядовую симметрию (тождественность сильного взаимодействия двух протонов и двух нейтронов) и зарядовую независимость (тождественность сильного взаимодействия двух протонов, двух нейтронов и нейтрона с протоном в одном и том же спиновом состоянии) и, соответственно, их нарушение. Различие этих двух понятий, однако несущественно для дальнейшего рассмотрения, и речь будет о нарушении зарядовой симметрии.

Хотя величина нарушения зарядовой симметрии в ядрах относительно мала (например, оно дает вклад около 70 кэВ в разность энергий связи ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ [3]), CSB оказывает влияние на ряд ядерных характеристик, таких как энергия связи, распределение нуклонной плотности, положение изобар-аналоговых состояний и одночастичная структура зеркальных ядер и может играть решающую роль в предсказании положения линий нуклонной стабильности [102; 103].

Во взаимодействии нуклонов нарушение зарядовой симметрии наблюдается лишь на фоне более сильного электромагнитного эффекта – кулоновского взаимодействия протонов. С этой точки зрения, взаимодействие Λ -гиперона с

нуклонами представляется идеальным источником информации о CSB в барионном секторе: вследствие нейтральности Λ -гиперона различие взаимодействий Λp и Λn определяется исключительно нарушением зарядовой симметрии. Стоит отметить, однако, что данных о Λp -рассеянии очень мало, а о Λn -рассеянии — вообще отсутствуют. Информацию о CSB в ΛN -взаимодействии можно извлечь лишь из характеристик гиперядер, таких как энергия связи гиперона B_Λ , по смыслу являющаяся эго энергией отделения:

$$B_\Lambda({}^A_\Lambda Z) = B({}^A_\Lambda Z) - B({}^{A-1}Z), \quad (3.1)$$

где B — энергия связи ядра или гиперядра.

Долгое время изучение нарушения зарядовой симметрии в ΛN -взаимодействии в основном опиралось на выполненные в прошлом веке измерения энергий связи основных ($J^P = 0^+$) и первых возбужденных ($J^P = 1^+$) состояний зеркальных гиперядер ${}^4_\Lambda\text{H}$ и ${}^4_\Lambda\text{He}$ [89; 104]. Полученное значение разности энергий связи гиперона в основных состояниях $\Delta B_\Lambda = B_\Lambda({}^4_\Lambda\text{He}) - B_\Lambda({}^4_\Lambda\text{H}) = 0.35 \pm 0.06$ МэВ указывало на значительный эффект CSB (заметим, что кулоновское отталкивание протонов должно уменьшать эту разность, поэтому эффект фактически еще больше, чем можно предположить исходя из значения ΔB_Λ). В возбужденных состояниях, соответствующих спиновому триплету, измеренная разность была немного меньше.

Экспериментальная ситуация поменялась в последнее десятилетие, когда были выполнены новые измерения энергий связи [10; 105; 106]. Последний на сегодня эксперимент [10] коллаборации STAR дал для основных состояний гиперядер ${}^4_\Lambda\text{H}$ и ${}^4_\Lambda\text{He}$ разницу $\Delta B_\Lambda = 0.16 \pm 0.14 \pm 0.10$ МэВ (первая ошибка статистическая, вторая — систематическая), то есть нарушение зарядовой симметрии, вероятно, существенно меньше, чем считалось ранее. Более того, согласно данному измерению, для возбужденных уровней разность ΔB_Λ имеет противоположный знак. Отметим, что данный результат согласуется с теоретическим предсказанием [107].

Имеющиеся данные об энергиях связи Λ -гиперона в более тяжёлых гиперядрах с зеркальными остовами (${}^8_\Lambda\text{Li} - {}^8_\Lambda\text{Be}$), (${}^9_\Lambda\text{Li} - {}^9_\Lambda\text{B}$), (${}^{10}_\Lambda\text{Be} - {}^{10}_\Lambda\text{B}$), (${}^{12}_\Lambda\text{B} - {}^{12}_\Lambda\text{C}$) [89; 108] указывают на небольшие, часто сравнимые с нулем, разности энергий связи в основных состояниях, хотя намечается определенная тенденция превы-

шения энергии связи в системах с большим числом нейтронов в противоречии с данными по ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ и ${}^4_{\Lambda}\text{He}$.

Основы теории CSB в Λ -гиперядрах были заложены в работе [109], где были проанализированы различные возможные источники различия энергий связи гиперона в зеркальных системах. Помимо кулоновского взаимодействия протонов, наиболее важными из них оказались прямое CSB в ΛN -взаимодействии свободных барионов и эффект смешивания барионных состояний в гиперядре, возникающий за счёт $\Lambda N - \Sigma N$ -взаимодействия. В дальнейшем теории CSB был посвящен ряд теоретических работ, в том числе [4; 101; 107; 110–115]. Отметим, что большинство этих работ полностью или частично опирались на старые данные по энергиям связи ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ и ${}^4_{\Lambda}\text{He}$.

Нужно отметить, что данные о CSB в Λ -гиперядрах сегодня недостаточно точны, чтобы делать из них не только количественные, но и качественные выводы. Наиболее богатым источником информации о CSB в ΛN -взаимодействии могут послужить энергии связи экзотических гиперядер, т.е. гиперядер с большим избытком протонов или нейтронов. Такие системы уже наблюдались в эксперименте, хотя имеющихся данных пока крайне мало. По этой причине, в настоящей главе целью ставилось предсказание величины данного эффекта в некоторых таких гиперядрах на примере экзотических гиперядер углерода. В данной главе приводится расширенный подход Скирма-Хартри-Фока, используемый для описания Λ -гиперядер. Показано, как в данном подходе проводится учёт тензорных сил (и объясняется их малость для легких гиперядер) и CSB в канале ΛN -взаимодействия. В главе изложен метод оценки параметров ΛN -сил с нарушением зарядовой симметрии на основе эффективных гиперон-нуклонных взаимодействий, полученных в теории мезонного обмена и подходе Бракнера. Приводятся полученные оценки на величину вклада CSB в экзотических гиперядрах углерода. Наконец, изучен вопрос поиска гиперядер, в которых данный эффект может играть наиболее существенную роль, а именно: приводится способ локализации линии протонной стабильности на карте Λ -гиперядер в области $Z \leq 20$ и показана роль учёта нарушения зарядовой симметрии при предсказании связанности протон-избыточных гиперядер.

3.3 Подход Скирма-Хартри-Фока в гиперядрах. Тензорные силы в гиперядрах

Самосогласованный подход Скирма-Хартри-Фока, описанный выше для случая атомных ядер как систем, состоящих из двух типов частиц (нейтронов и протонов), можно обобщить на случай произвольного их количества. Единая схема ХФ расчётов для Λ -гиперядер с силами Скирма как для нуклон-нуклонной (NN), так и гиперон-нуклонной (ΛN) компонент взаимодействия, впервые была построена Ruyet в работе [116]. Стандартная форма потенциала гиперон-нуклонного взаимодействия имеет вид:

$$\begin{aligned}
 V^{\Lambda N}(\mathbf{r}_N, \mathbf{r}_\Lambda) = & u_0(1 + y_0 P_\sigma) \delta(\mathbf{r}_N - \mathbf{r}_\Lambda) + \\
 & + \frac{1}{2} u_1(1 + y_1 P_\sigma) [\mathbf{k}'^2 \delta(\mathbf{r}_N - \mathbf{r}_\Lambda) + \delta(\mathbf{r}_N - \mathbf{r}_\Lambda) \mathbf{k}^2] + \\
 & + u_2(1 + y_2 P_\sigma) \mathbf{k}' \delta(\mathbf{r}_N - \mathbf{r}_\Lambda) \mathbf{k} + V_3^\Lambda + \\
 & + i\Omega_+ \mathbf{k}' \delta(\mathbf{r}_N - \mathbf{r}_\Lambda) \{(\sigma_\Lambda + \sigma_N) \times \mathbf{k}\} + \\
 & + i\Omega_- \mathbf{k}' \delta(\mathbf{r}_N - \mathbf{r}_\Lambda) \{(\sigma_\Lambda - \sigma_N) \times \mathbf{k}\}.
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

Здесь u_i, y_i ($i = 0..2$), β, Ω_\pm – параметры ΛN -взаимодействия. Член V_3^Λ описывает многочастичные эффекты. Его учёт важен для количественного описания спектров одночастичных состояний в Λ -гиперядрах [116–118]. Существующие параметризации ΛN -взаимодействия Скирма чаще всего включают учёт многочастичных эффектов либо с помощью сил, зависящих от плотности:

$$V_3^\Lambda = \frac{3}{8} u_3 (1 + y_3 P_\sigma) \rho_N^\beta \left(\frac{\mathbf{r}_N + \mathbf{r}_\Lambda}{2} \right) \delta(\mathbf{r}_N - \mathbf{r}_\Lambda), \tag{3.3}$$

либо с помощью тройных сил

$$V_3^\Lambda = u_3 \delta(\mathbf{r}_{N_1} - \mathbf{r}_\Lambda) \delta(\mathbf{r}_{N_2} - \mathbf{r}_\Lambda), \tag{3.4}$$

где u_3 и β – параметры взаимодействий.

Плотность энергии гиперядра \mathcal{E} можно представить в виде суммы:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_N + \mathcal{E}_\Lambda, \tag{3.5}$$

где \mathcal{E}_N определяется лишь NN -взаимодействием и совпадает с плотностью энергии нуклонного остова (1.8). Гиперонная составляющая определяется как

$$\mathcal{E}_\Lambda = \mathcal{E}_{\Lambda N} + \mathcal{E}_3^\Lambda, \quad (3.6)$$

где $\mathcal{E}_{\Lambda N}$ включает в себя плотность кинетической энергии гиперона и вклад от двухчастичных ΛN -сил, а \mathcal{E}_3^Λ определяется выбранным способом описания многочастичных эффектов V_3^Λ . Как и нуклонная часть \mathcal{E}_N , $\mathcal{E}_{\Lambda N}$ является функцией от нуклонных плотностей ρ_N , τ_N и \mathbf{J}_N , а также соответствующих гиперонных плотностей ρ_Λ , τ_Λ и \mathbf{J}_Λ (определяющихся по аналогии с нуклонными):

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{\Lambda N} = & \frac{\hbar^2}{2m_\Lambda} \tau_\Lambda + a_0 \rho_\Lambda \rho_N - \frac{1}{8} (u_1 y_1 + u_2 y_2) \mathbf{J}_\Lambda \mathbf{J}_N + \\ & + \frac{1}{4} a_1 \left[\tau_\Lambda \rho_N + \tau_N \rho_\Lambda + \frac{3}{2} \nabla \rho_\Lambda \nabla \rho_N \right] + \\ & + \frac{1}{4} a_2 \left[\tau_\Lambda \rho_N + \tau_N \rho_\Lambda - \frac{1}{2} \nabla \rho_\Lambda \nabla \rho_N \right] + \\ & + \frac{1}{2} \Omega_+ (\nabla \rho_N \mathbf{J}_\Lambda + \nabla \rho_\Lambda \mathbf{J}_N) + \frac{1}{2} \Omega_- (\nabla \rho_N \mathbf{J}_\Lambda - \nabla \rho_\Lambda \mathbf{J}_N), \end{aligned} \quad (3.7)$$

Вклад от сил, зависящих от плотности (3.3), имеет вид:

$$\mathcal{E}_3^\Lambda = \frac{3}{8} u_3 a_3 \rho_\Lambda \rho_N^{\beta+1}, \quad (3.8)$$

в то время как для тройных сил (3.4)

$$\mathcal{E}_3^\Lambda = \frac{1}{4} u_3 \rho_\Lambda (\rho_N^2 + 2\rho_p \rho_n). \quad (3.9)$$

В формулах (3.7) и (3.8) $a_i = u_i (1 + y_i/2)$, $i = 0..3$. Видно, что силы, зависящий от плотности, и тройные силы эквивалентны лишь для зеркальных гиперядер при $y_3 = 0$ и $\beta = 1$. Эта эквивалентность, однако, является приближенной вследствие кулоновского отталкивания протонов.

В сферическом приближении уравнения Хартри-Фока сводятся к дифференциальным уравнениям на радиальные волновые функции R_{nlj} . Добавление Λ -гиперона к ядру приводит, с одной стороны, к модификации уравнений на нуклонные волновые функции за счёт ΛN -взаимодействия, а с другой – к появлению еще одного уравнения на волновую функцию гиперона. Вклад $U_\Lambda^{p,n}$ в

нуклонный потенциал от ΛN -взаимодействия (гиперонный потенциал U_{Λ}^{Λ}) можно найти посредством варьирования H_{Λ} по плотностям $\rho_{p,n}, \tau_{p,n}, J_{p,n}$ ($\rho_{\Lambda}, \tau_{\Lambda}, J_{\Lambda}$). Эти потенциалы равны:

$$U_{\Lambda}^{q,\Lambda} = a_0 \rho_{\Lambda,N} - \frac{1}{8}(u_1 y_1 + u_2 y_2) J_{\Lambda,N} + \frac{1}{4}(a_1 + a_2) \tau_{\Lambda,N} + U_{SO}^{q,\Lambda} + U_3^{q,\Lambda}. \quad (3.10)$$

Вклад от спин-орбитального взаимодействия $U_{SO}^{q,\Lambda}$ равен

$$U_{SO}^{q,\Lambda} = -\frac{1}{2}(\Omega_+ \pm \Omega)(J'_{\Lambda,N} + \frac{2}{r} J_{\Lambda,N}) + \frac{1}{2}(j_{\alpha}(j_{\alpha} + 1) - l_{\alpha}(l_{\alpha} + 1) - \frac{3}{4}) \frac{1}{r} \times \times ((\Omega_+ \pm \Omega_-) \rho'_{\Lambda,N} - \frac{1}{4}(u_1 y_1 + u_2 y_2) J_{\Lambda,N}). \quad (3.11)$$

Вклад от многочастичных эффектов $U_3^{q,\Lambda}$ зависит от выбора их описания с помощью сил, зависящих от плотности или тройных сил. В случае сил, зависящих от плотности:

$$U_3^q = \frac{1}{2} a_3 (\beta + 1) \rho_N^{\beta} \rho_{\Lambda}, \quad (3.12)$$

$$U_3^{\Lambda} = \frac{1}{2} a_3 \rho_N^{\beta+1}, \quad (3.13)$$

а для тройных сил

$$U_3^q = \frac{1}{2} u_3 \rho_{\Lambda} (2\rho_N - \rho_q), \quad (3.14)$$

$$U_3^{\Lambda} = \frac{1}{4} u_3 (\rho_N^2 + 2\rho_p \rho_n). \quad (3.15)$$

Нуклон-нуклонная компонента тензорных сил (1.14), рассмотренная ранее для ядер кремния и никеля, оказывает влияние на характеристики гиперядер (и ядер), в которых имеются нуклоны выше $1s_{1/2}$ -состояния. Стоит отметить, однако, что эффекты тензорных сил растут с увеличением орбитального момента заполняемых уровней, приводя к существенным изменениям по мере заполнения sd -оболочки и далее. Как следствие, в легких гиперядрах с $A < 20$, о которых будет речь в данной главе, влияние тензорных нуклон-нуклонных сил

мало (эффекты порядка десятков кэВ для одночастичных состояний и энергии связи в наших расчётах).

Вклад тензорных гиперон-нуклонных сил в плотность энергии гиперядра равен:

$$\mathcal{E}^t = \lambda_{tens} \mathbf{J}_\Lambda \cdot \mathbf{J}_N, \quad (3.16)$$

где λ_{tens} – параметр тензорного взаимодействия. В приближении сферической симметрии спиновая плотность частицы, находящейся в одночастичном состоянии nlj , пропорциональна величине:

$$J \sim (j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)). \quad (3.17)$$

Из данного выражения следует, что вклад гиперон-нуклонных тензорных сил в плотность энергии тождественно равен 0, по крайней мере, для Λ -гиперядер в основном состоянии, в которых Λ -гиперон занимает нижайшую s -оболочку. В настоящей работе рассматривались только Λ -гиперядра в основном состоянии, в которых Λ -гиперон находится на s -оболочке. По-видимому, данный эффект является результатом специфики сил Скирма, в которых тензорный вклад ощущим исключительно на уровне спин-орбитального расщепления уровней.

3.3.1 Нарушение зарядовой симметрии в подходе Скирма-Хартри-Фока

Для учёта нарушения зарядовой симметрии, приводящего к разнице в Λp - и Λn -взаимодействии, необходимо использовать соответствующие отличные друг от друга потенциалы $V^{\Lambda p}$ и $V^{\Lambda n}$. Вместо единого потенциала $V^{\Lambda N}$ (3.2)

имеем:

$$\begin{aligned}
V^{\Lambda q}(\mathbf{r}_q, \mathbf{r}_\Lambda) = & u_0^q(1 + y_0^q P_\sigma) \delta(\mathbf{r}_q - \mathbf{r}_\Lambda) + \\
& + \frac{1}{2} u_1^q(1 + y_1^q P_\sigma) [\mathbf{k}'^2 \delta(\mathbf{r}_q - \mathbf{r}_\Lambda) + \delta(\mathbf{r}_q - \mathbf{r}_\Lambda) \mathbf{k}^2] + \\
& + u_2^q(1 + y_2^q P_\sigma) \mathbf{k}' \delta(\mathbf{r}_q - \mathbf{r}_\Lambda) \mathbf{k} + \\
& + \frac{3}{8} u_3(1 + y_3 P_\sigma) \rho_N^\beta \left(\frac{\mathbf{r}_q + \mathbf{r}_\Lambda}{2} \right) \delta(\mathbf{r}_q - \mathbf{r}_\Lambda), \tag{3.18}
\end{aligned}$$

где u_i^q, y_i^q, β – параметры взаимодействия, индекс $q = p, n$ указывает на взаимодействие протонов или нейтронов с Λ -гипероном. В отсутствие нарушения зарядовой симметрии параметры $u_i^p = u_i^n = u_i$ и $y_i^p = y_i^n = y_i$, а при его учёте протонные и нейтронные параметры отличаются друг от друга на небольшую величину. Отметим, что в выражении (3.18) многочастичные эффекты описываются членом, пропорциональным u_3 , в форме сил, зависящих от плотности. Для данного члена мы не вводим явно эффект нарушения зарядовой симметрии, однако ниже будет показано, что эффект CSB, зависящий от плотности, возникает на уровне слагаемых, пропорциональных u_0 и u_1 . В выражении (3.18) мы опустили спин-орбитальные члены, которыми мы пренебрегали в силу малости спин-орбитального ΛN -взаимодействия [119].

Как было показано в предыдущем разделе, плотность энергии $\mathcal{E}_{N\Lambda}$, в которую дает вклад ΛN -взаимодействие, в отсутствие CSB зависит от гиперонных и нуклонных плотностей $\rho_{\Lambda, N}$, $\tau_{\Lambda, N}$ и $J_{\Lambda, N}$. Нарушение зарядовой симметрии приводит к появлению в выражении для $\mathcal{E}_{N\Lambda}$ членов, зависящих от разностей $\rho_- = \rho_p - \rho_n$, $\tau_- = \tau_p - \tau_n$ и $J_- = J_p - J_n$:

$$\begin{aligned}
\mathcal{E}_{N\Lambda} = & \frac{\hbar^2}{2m_\Lambda} \tau_\Lambda + a_0 \rho_\Lambda \rho_N + a_0^{CSB} \rho_\Lambda \rho_- + \frac{3}{8} a_3 \rho_\Lambda \rho_N^{\beta+1} - \frac{1}{8} a_4 J_\Lambda J_N - \frac{1}{8} a_4^{CSB} J_\Lambda J_- + \\
& + \frac{1}{4} a_1 \left[\tau_\Lambda \rho_N + \tau_N \rho_\Lambda + \frac{3}{2} \nabla \rho_\Lambda \nabla \rho_N \right] + \frac{1}{4} a_1^{CSB} \left[\tau_\Lambda \rho_- + \tau_- \rho_\Lambda + \frac{3}{2} \nabla \rho_\Lambda \nabla \rho_- \right] + \\
& + \frac{1}{4} a_2 \left[\tau_\Lambda \rho_N + \tau_N \rho_\Lambda - \frac{1}{2} \nabla \rho_\Lambda \nabla \rho_N \right] + \frac{1}{4} a_2^{CSB} \left[\tau_\Lambda \rho_- + \tau_- \rho_\Lambda - \frac{1}{2} \nabla \rho_\Lambda \nabla \rho_- \right], \tag{3.19}
\end{aligned}$$

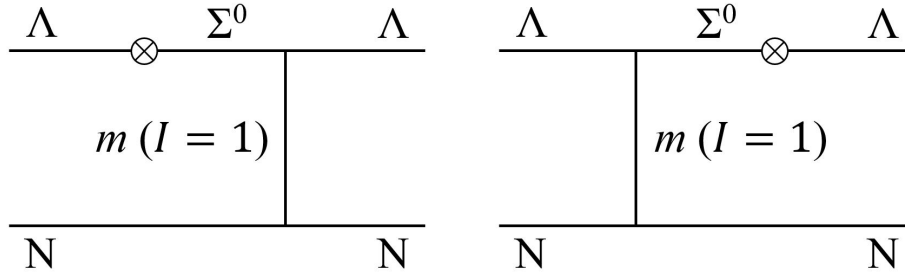


Рисунок 3.1 — Механизм нарушения зарядовой симметрии в ΛN -взаимодействии. В качестве переносчика взаимодействия выступает произвольный изовекторный мезон m

где для параметров взаимодействия a_4 и a_i^{CSB} введены обозначения:

$$a_4 = \frac{1}{2} [u_1^p y_1^p + u_2^p y_2^p + u_1^n y_1^n + u_2^n y_2^n], \quad (3.20)$$

$$a_i^{CSB} = \begin{cases} \frac{1}{2} [u_i^p (1 + \frac{1}{2} y_i^p) - u_i^n (1 + \frac{1}{2} y_i^n)], & i = 0..2, \\ \frac{1}{2} [u_1^p y_1^p + u_2^p y_2^p - u_1^n y_1^n - u_2^n y_2^n], & i = 4. \end{cases} \quad (3.21)$$

Эффекты нарушения зарядовой симметрии при этом выражаются слагаемыми, пропорциональными a_i^{CSB} , вклад которых растёт с увеличением протонного или нейтронного избытка.

Для численной оценки параметров a_i^{CSB} будем рассматривать механизм нарушения зарядовой симметрии в ΛN -взаимодействии, представленный на Рис. 3.1. Для такой диаграммы в [109] был получен следующий потенциал:

$$V_{CSB} = -0.0297\tau_{3q} \cdot \frac{1}{\sqrt{3}} V(\Lambda N \leftrightarrow \Sigma N, I = \frac{1}{2}). \quad (3.22)$$

Здесь численный коэффициент был получен исходя из электромагнитного расщепления масс в октете барионов [112]. Компонента изоспиновой матрицы Паули τ_{3q} даёт 1 для протонов ($q = p$) и -1 для нейтронов ($q = n$). Коэффициент $\frac{1}{\sqrt{3}} = \langle 10 \frac{1}{2} m | \frac{1}{2} m \rangle$ связывает потенциал $V(\Lambda N \leftrightarrow \Sigma N, I = 1/2)$ с потенциалом $V(\Lambda N \leftrightarrow \Sigma^0 N)$, который и определяет вклад в диаграмму.

Для вычисления $V(\Lambda N \leftrightarrow \Sigma N, I = 1/2)$ (далее: $V(\Lambda N \leftrightarrow \Sigma N)$) в (3.22) необходимо использовать теоретические модели. Чаще всего в физике гиперядер применяются потенциалы мезонного обмена, получаемые на протяжении десятилетий в Неймегенском университете [120–124]. Непосредственно потенциалы взаимодействия свободных барионов, однако, непригодны при расчёте

свойств многочастичных систем непригодны, по крайней мере, в рамках приближенных одночастичных методов, каким является метод Хартри-Фока. Поэтому параллельно с развитием Неймегенских моделей методом теории Бракнера (G-матричный подход) были получены [121–125] эффективные взаимодействия гиперонов в ядерной материи, в том числе $V(\Lambda N \leftrightarrow \Sigma N)$, которые обычно параметризуются в виде суммы нескольких гауссоид:

$$V(\Lambda N \leftrightarrow \Sigma N) = \sum_{i=1}^3 v_i(k_F) \exp(-(r/\beta_i)^2), \quad (3.23)$$

где $v_i(k_F)$ и β_i – параметры. Параметры v_i задают величину и характер взаимодействия на различных характерных расстояниях β_i и, вообще говоря, отличаются для синглетной и триплетной компонент взаимодействия. Кроме того, в общем случае такие взаимодействия зависят от плотности нуклонов ρ_N . Эту зависимость включают посредством параметризации $v_i(k_F)$ в виде полинома от $k_F = (3\pi^2\rho_N/2)^{1/3}$ – фермиевского импульса нуклона в изоспиново-симметричной ядерной материи [124].

Полученные в работах [121–125] параметризации потенциалов (3.23) часто сильно отличаются друг от друга. До недавнего времени, данные о процессе $\Lambda N \leftrightarrow \Sigma N$ были настолько скудны, что практически не позволяли провести отбор потенциалов. Недавно были измерены дифференциальные сечения реакции $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ в двух диапазонах энергии [126]. Возможно, анализ сечений этих реакций позволит оценить качество имеющихся теоретических потенциалов.

В рамках метода Лапласа можно перейти от сил гауссовой формы к силам нулевого радиуса (таким как силы Скирма), раскладывая матричный элемент взаимодействия в ряд по степеням малого параметра (отношения радиуса взаимодействия к размеру ядра). В таком приближении между параметрами сил в форме Гаусса и форме Скирма есть связь:

$$u_0^{s(t)} = \pi^{3/2} \sum v_i^{s(t)} \beta_i^3, \quad (3.24)$$

$$u_1^{s(t)} = -\frac{1}{2}\pi^{3/2} \sum v_i^{s(t)} \beta_i^5, \quad (3.25)$$

где индекс $s(t)$ указывает на синглетное 1S (триплетное 3S) взаимодействие.

Рассмотрим теперь нелокальный потенциал. В простейшем случае

$$V_{\Lambda N} = V(1 - \xi + \xi P_M), \quad (3.26)$$

где V – локальный потенциал, P_M – оператор Майораны, ξ – численный параметр, обычно $0 \leq \xi \leq 1$. Такой вид предполагает, что зависимость потенциала от координат одинакова для симметричных по оператору P_M состояний. Для части взаимодействия, пропорциональной u_2 , в общем случае

$$u_2^{s(t)} = -u_1^{s(t)}(1 - 2\xi). \quad (3.27)$$

Отметим, что наибольший вклад в нарушения зарядовой симметрии ожидается от центрального и первого нелокального члена, пропорциональных a_0^{CSB} и a_1^{CSB} соответственно. Взаимодействие между Λ и нуклонами в P -волне, напротив, мало ($\xi = 0,5$) [120] и вкладом от члена, пропорционального a_2^{CSB} , можно пренебречь.

Что касается вклада в плотность энергии от так называемых J -членов, пропорциональных $J_\Lambda J_q$, для гиперядер с Λ -гипероном в s -состоянии он обращается в нуль в силу $J_\Lambda = 0$. По этой причине, ни исходный вклад от J -членов, ни соответствующая CSB-поправка, пропорциональная a_4^{CSB} , не рассматривались в данной работе.

Учитывая известную взаимосвязь этих компонент с формой записи сил через оператор обмена спином P_σ , $V = \frac{1}{2}(V^t + V^s) + \frac{1}{2}(V^t - V^s)P_\sigma$, а также численный коэффициент в (3.22), получаем для сил Скирма:

$$u_i^{CSB} = -\frac{0.0297}{\sqrt{3}} \cdot \frac{u_i^t + u_i^s}{2}, \quad (3.28)$$

$$y_i^{CSB} = \frac{u_i^t - u_i^s}{u_i^t + u_i^s}, \quad (3.29)$$

$$a_i^{CSB} = u_i^{CSB} \left(1 + \frac{y_i^{CSB}}{2} \right). \quad (3.30)$$

Подчеркнем, что параметры $v_i(k_F)$ и β_i определены из расчётов эффективного взаимодействия гиперона с нуклоном в симметричной материи, и, строго говоря, их использование для асимметричных систем представляет собой экстраполяцию.

3.3.2 Нарушение зарядовой симметрии в экзотических гиперядрах углерода

Влияние CSB на свойства гиперядер было рассмотрено нами на примере цепочки гиперизотопов углерода. Результаты данного исследования отражены в [127]. Структура различных гиперядер углерода неоднократно рассчитывалась в различных работах, (например, [128]). Как будет показано в следующем разделе, протон-избыточный гиперядро ${}^9_{\Lambda}\text{C}$, по-видимому, является связанной ядерной системой с рекордным соотношением числа протонов и нейтронов $Z/N = 3$. Изотоп ${}^{23}_{\Lambda}\text{C}$ также характеризуется весьма экзотическим соотношением $N/Z = 2.67$. Все расчёты проводились с NN -взаимодействием SLy4 [32] и ΛN -взаимодействием SLL4' [129].

В Табл. 4 приведены вычисленные по формулам (3.24) и (3.25) величины параметров a_0^{CSB} и a_1^{CSB} в рамках моделей ESC08a и ESC08b [121], NSC89 [122], D [123], D2 [125] и ESC16 [124]. Для взаимодействия ESC16 в качестве примера приведены значения этих параметров при фиксированных $k_F = 0.8$ и $k_F = 1.3$ фм⁻¹. Со всеми полученными наборами параметров a_i^{CSB} были проведены расчёты для гиперядер углерода с нейтронным и протонным избытком, и в Табл. 4 представлены найденные величины B_{Λ} для экзотических гиперядер ${}^9_{\Lambda}\text{C}$ и ${}^{23}_{\Lambda}\text{C}$, а также гиперядра ${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$ с $N = Z$. Для сопоставления в первой строке указаны полученные оценки энергии связи гиперона без CSB-взаимодействия. Мы убеждаемся, что нарушение зарядовой симметрии не оказывает влияние на симметричное гиперядро ${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$ (с точностью до погрешности численных расчётов в 0.01 МэВ). Для экзотических гиперядер можно заметить, что различные взаимодействия отличаются друг от друга не только по величине, но и по характеру эффекта. Так центральная часть CSB-взаимодействия, пропорциональная a_0^{CSB} , в моделях D, D2 и NSC89 приводит к увеличению энергии связи гиперона B_{Λ} в протон-избыточных гиперядрах. В остальных моделях B_{Λ} уменьшается с увеличением избытка протонов. Данные разногласия объясняются тем, что основное состояние гиперядер с чётным числом нейтронов и чётным числом протонов (коими являются ${}^9_{\Lambda}\text{C}$, ${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$ и ${}^{23}_{\Lambda}\text{C}$) описывается как смесь синглетного и триплетного состояний ΛN -пары. Хотя анализ новых экспериментальных дан-

ных по ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ и ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ [10] дал информацию о характере CSB-взаимодействия в обоих каналах, характер их совместного действия менее очевиден.

В соответствии с упомянутыми новыми данными при получении параметров в Табл. 4, определяющих усредненное по спиновому состоянию взаимодействие, мы наблюдаем в большинстве случаев сильную компенсацию за счёт различия знаков потенциалов в синглетном и триплетном состоянии. При этом знак усредненного взаимодействия различается для разных потенциальных моделей.

Разумеется, было бы интересно найти такие системы, кроме ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ и ${}^4_{\Lambda}\text{He}$, в которых эффект CSB в синглетном и триплетном состояниях наблюдался бы наиболее ярко, что позволило бы проверить, и, возможно, уточнить результаты анализа ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ и ${}^4_{\Lambda}\text{He}$. Однако в данной работе мы стремились оценить масштабы именно усредненного по спиновому состоянию эффекта CSB, имеющего место в гиперядрах с чётно-чётными остовами, и рассмотреть возможности его экспериментального определения. Видно, что даже знак его не известен. Скорее всего, такой эффект ослаблен за счёт вышеупомянутой компенсации. Однако в системах с большим нейтронным или протонным избытком им нельзя априори пренебрегать. Наиболее существенный вклад нарушения зарядовой симметрии в данном случае был получен при использовании параметризации NSC89: около 150 кэВ для ${}^9_{\Lambda}\text{C}$ и 220 кэВ для ${}^{23}_{\Lambda}\text{C}$.

Необходимо обратить внимание на еще один механизм, приводящий к нарушению зарядовой симметрии. Как было отмечено выше, при использовании сил Скирма многочастичные эффекты традиционно включают либо в виде сил, зависящих от плотности, либо трёхчастичных сил. В первом случае взаимодействие оказывается зарядово симметричным, в то время как во втором имеется зависимость не только от ρ_N , но и от ρ_- [116; 130]:

$$\mathcal{E}_3^{\Lambda} = \frac{1}{4}u_3\rho_{\Lambda}(\rho_N^2 + 2\rho_p\rho_n) = \frac{1}{8}u_3\rho_{\Lambda}(\rho_N^2 - \rho_-^2). \quad (3.31)$$

Фактически здесь возникает эффект нарушения зарядовой симметрии многочастичной природы, не имеющий аналога в подходе Скирма-Хартри-Фока для нестранных ядер. Его физическая причина состоит в том, что в гиперядре принцип Паули запрещает часть состояний Λpp и Λnn , вследствие чего трёхчастичные силы становятся менее эффективны в системах с резко нарушенной изоспи-

Таблица 4 — Параметры CSB-взаимодействия и энергия связи гиперона B_Λ в изотопах ${}^9_\Lambda\text{C}$, ${}^{13}_\Lambda\text{C}$, ${}^{23}_\Lambda\text{C}$, полученная в модели Скирма-Хартри-Фока с использованием взаимодействий SLy4 и SLL4': без и с нарушением зарядовой симметрии

Модель	a_0^{CSB} , МэВ·фм ³	a_1^{CSB} , МэВ·фм ⁵	$B_\Lambda({}^9_\Lambda\text{C})$, МэВ	$B_\Lambda({}^{13}_\Lambda\text{C})$, МэВ	$B_\Lambda({}^{23}_\Lambda\text{C})$, МэВ
Без CSB	0	0	7.74	11.79	15.86
ESC08a	2.2660	-0.0092	7.68	11.80	15.92
ESC08b	3.7649	0.0776	7.64	11.80	16.00
D2	-5.6105	3.6480	7.83	11.79	15.73
NSC89	-6.5946	1.4628	7.89	11.79	15.64
D	-6.8277	8.1513	7.80	11.79	15.77
ESC16 при $k_F=0.8$ фм ⁻¹	1.4423	-0.2061	7.70	11.79	5.91
ESC16 при $k_F=1.3$ фм ⁻¹	0.5204	0.1242	7.73	11.79	5.87

новой симметрией. Такой эффект отсутствует, если многочастичное взаимодействие изначально считается зависящим лишь от ρ_N . Из (3.31) видно, что нарушение зарядовой симметрии за счёт трёхчастичного взаимодействия является квадратичным по проекции изоспина системы, в то время как «традиционные» нарушающие зарядовую симметрию силы приводят к линейной зависимости. Для оценки вклада данного эффекта мы провели расчёты с ΛN взаимодействием SLL4', в котором в одном случае учитывались силы, зависящие от плотности (3.18), а в другом – тройные силы. Результаты расчётов без учёта нарушения зарядовой симметрии и с CSB-взаимодействием NSC89 представлены в Табл. 5.

Как видно, вклад от квадратичного члена ρ_-^2 в тройных силах сопоставим со вкладом непосредственно CSB-взаимодействия, и эти два вклада взаимно усиливают друг друга для протон-избыточного ${}^9_\Lambda\text{C}$ и гасят друг друга для нейтрон-избыточного ${}^{23}_\Lambda\text{C}$. Для CSB-взаимодействий типа ESC08a и ESC08b конкуренция между этими эффектами происходит противоположным образом в силу того, что данные параметризации приводят к более сильному притяжению в Λn -, нежели в Λp -паре.

Таблица 5 — Энергия связи гиперона B_Λ в изотопах ${}^9_\Lambda\text{C}$, ${}^{13}_\Lambda\text{C}$, ${}^{23}_\Lambda\text{C}$, полученная с использованием взаимодействий SLy4 и SLL4' с силами, зависящими от плотности, и тройными силами

Многочастичные эффекты	CSB	$B_\Lambda({}^9_\Lambda\text{C})$, МэВ	$B_\Lambda({}^{13}_\Lambda\text{C})$, МэВ	$B_\Lambda({}^{23}_\Lambda\text{C})$, МэВ
Силы, зависящие от плотности	нет CSB	7.58	11.79	15.54
Трёхчастичные силы	нет CSB	7.74	11.79	15.86
Силы, зависящие от плотности	NSC89	7.72	11.79	15.34
Трёхчастичные силы	NSC89	7.89	11.79	15.64

3.4 Линия протонной стабильности на карте Λ -гиперядер

Рассмотрим более подробно вопрос поиска гиперядер, в которых эффекты нарушения зарядовой симметрии наиболее велики. Такими гиперядрами, безусловно, должны являться изотопы, находящиеся непосредственно у линий нуклонной стабильности. Положение линии протонной стабильности на NZ -диаграмме для ядер без гиперонов определено почти точно вплоть до $Z = 90$, в то время как положение нейтронной линии известно лишь в области наиболее легких элементов. Что касается карты гиперядер, на данный момент остается открытым вопрос о локализации линии нейтронной стабильности даже для $Z = 1$. Имеется информация, однако, по гиперизотопам с наибольшим протонным избытком вплоть до $Z = 4$.

Гипердейтрон ${}^2_\Lambda\text{H}$ не существует, поэтому наилегчайшим гиперядром водорода является гипертригон ${}^3_\Lambda\text{H}$. Поскольку гипертригон связан слабо, существование ${}^3_\Lambda\text{He}$ маловероятно, и потому ${}^4_\Lambda\text{He}$ является самым легким гиперядром гелия. Известно, что ${}^6_\Lambda\text{Li}$ не связано, и потому наилегчайшее гиперядро лития: ${}^7_\Lambda\text{Li}$. Обратим внимание, что соответствующие ядра ${}^3\text{He}$ и ${}^6\text{Li}$ — тоже примеры ядер у линии протонной стабильности.

Связывающая способность Λ -гиперона в первый раз проявляет себя в протон-избыточных ядрах бериллия. В то время как ядро ${}^6\text{Be}$ не связано, гиперядро ${}^7_\Lambda\text{Be}$ является связанным [89]. Мы видим, что в некоторых случаях добавление Λ -гиперона к ядру может приводить к его “досвязыванию”, эффективно сдвигая, таким образом, линию протонной стабильности на карте гиперядер.

В то время как ${}^6_{\Lambda}\text{H}$, вероятно, связано с малой энергией отделения двух нейтронов [81; 92], существование его зеркального партнера ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ очень маловероятно. Таким образом, мы считаем, что положение линии протонной стабильности надежно определено вплоть до $Z = 4$.

Известно, что как протон-избыточное гало-ядро ${}^8\text{B}$, так и соответствующее гиперядро ${}^9_{\Lambda}\text{B}$, являются связанными [89], в то время как ${}^7\text{B}$ распадается на ${}^4\text{He} + 3p$. Для локализации линии протонной стабильности, таким образом, необходимо изучить соответствующее гиперядро ${}^8_{\Lambda}\text{B}$. Поскольку гиперизотоп ${}^7_{\Lambda}\text{Be}$ связан в отличие от ${}^6\text{Be}$, наиболее энергетически выгодным каналом распада является ${}^8_{\Lambda}\text{B} \rightarrow {}^7_{\Lambda}\text{Be} + p$. Таким образом, ключевой величиной для ${}^8_{\Lambda}\text{B}$ является энергия отделения протона S_p .

В эксперименте пока что не наблюдалось ни одного протон-избыточного гиперядра углерода легче ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$. Поскольку ${}^9\text{C}$ связано, гиперядро ${}^{10}_{\Lambda}\text{C}$ также, по-видимому, должно быть связано. Таким образом, представляет интерес рассмотреть гиперядро ${}^9_{\Lambda}\text{C}$. Его нуклонный остов ${}^8\text{C}$ распадается в ${}^4\text{He} + 4p$, но вновь, критический канал распада ${}^9_{\Lambda}\text{C}$ будет связан с образованием ${}^7_{\Lambda}\text{Be}$: ${}^9_{\Lambda}\text{C} \rightarrow {}^7_{\Lambda}\text{Be} + 2p$, и потому необходимо проверить величину энергии отделения двух протонов S_{2p} . В предыдущем разделе в данном гиперядре проводились расчёты с силами, включающими эффекты нарушение зарядовой симметрии; ниже мы показываем, насколько сильно этот гиперизотоп связан, и какую роль здесь может сыграть взаимодействие, нарушающее зарядовую симметрию.

Изотопы ${}^{11}\text{N}$ и ${}^{12}\text{O}$, находящиеся сразу за линией протонной стабильности, распадаются на ${}^{10}\text{C} + p$ и ${}^{10}\text{C} + 2p$, соответственно. В данном случае, критические каналы распада для гиперядер такие же: ${}^{12}_{\Lambda}\text{N} \rightarrow {}^{11}_{\Lambda}\text{C} + p$ и ${}^{13}_{\Lambda}\text{O} \rightarrow {}^{11}_{\Lambda}\text{C} + 2p$, и потому мы рассматриваем величины $S_p({}^{12}_{\Lambda}\text{N})$ and $S_{2p}({}^{13}_{\Lambda}\text{O})$.

Целью данной части работы, таким образом, являлся поиск более тяжёлых протон-избыточных гиперядер с несвязанным нуклонным остовом. В данном разделе описан метод, с помощью которого можно реалистично описывать энергию отделения одного или двух протонов в легких гиперядрах. Этот метод был использован для анализа связанности указанных выше гиперядер $5 \leq Z \leq 8$, отвечающих заполнению p -оболочки, полученные результаты представлены в работах [131–134]. Аналогичные расчёты, хотя и без столь подробного анализа, были проведены в более тяжёлых гиперядрах. Показано, что начиная с $Z > 20$ связывающей способности Λ -гиперона становится недостаточно

для связывания более тяжёлых ядер. Наконец, нами исследована возможность связывания протон-избыточных ядер p -оболочки двумя Λ -гиперонами с образованием соответствующих $\Lambda\Lambda$ -гиперядер. Результаты расчётов в более тяжёлых гиперядрах и $\Lambda\Lambda$ -гиперядрах отражены в работе [135].

3.4.1 Энергия отделения протонов в Λ -гиперядрах в подходе Скирма-Хартри-Фока

Для того, чтобы проверить, связано ли ядро по отношению к испусканию протона или двух протонов, необходимо рассчитать соответствующую энергию отделения. Следует отметить, что подход Хартри-Фока со взаимодействием Скирма зачастую приводит к пересвязыванию легких протон-избыточных ядер. В частности, в наших расчётах все четыре ядра ${}^8_{\Lambda}\text{B}$, ${}^9_{\Lambda}\text{C}$, ${}^{11}_{\Lambda}\text{N}$ и ${}^{12}_{\Lambda}\text{O}$ оказались связанными. По этой причине, мы не рассчитывали энергию отделения протонов в соответствующих гиперядрах через определение. Вместо этого, мы пользовались следующими соотношениями:

$$S_p({}^{A+1}_{\Lambda}Z) = B({}^{A+1}_{\Lambda}Z) - B({}^A(Z-1)) = S_p({}^AZ) + \delta B_{\Lambda}^p({}^{A+1}_{\Lambda}Z), \quad (3.32)$$

$$S_{2p}({}^{A+1}_{\Lambda}Z) = B({}^{A+1}_{\Lambda}Z) - B({}^{A-1}(Z-2)) = S_{2p}({}^AZ) + \delta B_{\Lambda}^{2p}({}^{A+1}_{\Lambda}Z). \quad (3.33)$$

где B - энергия связи ядра и

$$\delta B_{\Lambda}^p({}^{A+1}_{\Lambda}Z) = B_{\Lambda}({}^{A+1}_{\Lambda}Z) - B_{\Lambda}({}^A(Z-1)), \quad (3.34)$$

$$\delta B_{\Lambda}^{2p}({}^{A+1}_{\Lambda}Z) = B_{\Lambda}({}^{A+1}_{\Lambda}Z) - B_{\Lambda}({}^{A-1}(Z-2)). \quad (3.35)$$

На рис. 3.2 показана энергия связи гиперона B_{Λ} , полученная для легких Λ -гиперядер в расчётах с параметризациями нуклон-нуклонного взаимодействия SLy4 [32] и гиперон-нуклонного взаимодействия SLL4' [129]. Линиями с пустыми символами показаны рассчитанные значения B_{Λ} в цепочках гиперядер-изобар с числом нуклонов A , в то время как имеющиеся экспериментальные данные [108] отмечены закрашенными символами соответствующей формы и цвета. Как видно, расчёт в целом воспроизводит экспериментальные значения, при этом энергия связи примерно постоянна вдоль отдельных цепочек изобар с

максимумом для симметричных гиперядер или гиперядер с небольшим изоспином.

Как следует из рис. 3.2, для более легких гиперядер расстояние между линиями, примерно равное δB_{Λ}^p , составляет около 1 МэВ, в то время как для более тяжёлых гиперядер эта величина постепенно уменьшается. Поскольку именно величина δB_{Λ}^p (а также δB_{Λ}^{2p} , примерно равная расстоянию между линиями A и $A + 2$), входит в формулу (3.32) ((3.33)) для энергии отделения протона (двух протонов) в гиперядре, ей можно дать следующей интерпретацию. Даже если исходный нуклонный остов не связан относительно испускания протонов ($S_p < 0$ или $S_{2p} < 0$), соответствующее гиперядро может оказаться связанным в силу положительной величины δB_{Λ}^p или δB_{Λ}^{2p} . Иными словами, $\delta B_{\Lambda}^{p,2p}$ служит количественной характеристикой связывающей способности Λ -гиперона.

Таким образом, мы использовали следующий подход. Для нахождения энергии отделения протонов по формулам (3.32) и (3.33), мы рассчитывали энергии связи Λ -гиперона B_{Λ} (если они не известны из эксперимента) в подходе Скирма-Хартри-Фока, в то время как величины S_p и S_{2p} всегда брались из эксперимента. При этом мы обращаем особое внимание на достоверное описание B_{Λ} . Энергии связи Λ -гиперона в исследуемых нами гиперядрах, конечно, неизвестны, и потому в качестве критерия достоверности оценки этой величины было выбрано удовлетворительное описание B_{Λ} в соседних ядрах.

Для $\Lambda\Lambda$ -гиперядер аналогичные соотношения для S_p и S_{2p} имеют вид:

$$S_p({}_{\Lambda\Lambda}^{A+2}Z) = S_p({}^AZ) + B_{\Lambda\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}^{A+2}Z) - B_{\Lambda\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}^{A+1}(Z-1)) \quad (3.36)$$

и

$$S_{2p}({}_{\Lambda\Lambda}^{A+2}Z) = S_{2p}({}^AZ) + B_{\Lambda\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}^{A+2}Z) - B_{\Lambda\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}^A((Z-2))), \quad (3.37)$$

где $B_{\Lambda\Lambda}$ – энергия связи $\Lambda\Lambda$ -пары.

Поскольку мы рассматриваем несвязанные ядра, их основные состояния являются резонансами и $S_p({}^AZ)$ и/или $S_{2p}({}^AZ)$ отрицательны. Структура низколежащих состояний ядер ${}^7\text{B}$ и ${}^{11}\text{N}$ была рассмотрена в [136] и [137] соответственно. Последний систематический анализ двухпротонной эмиссии в легких протон-избыточных ядрах можно найти в [138]. Детальное описание двухпротонного распада ${}^{12}\text{O}$ приводится в [139].

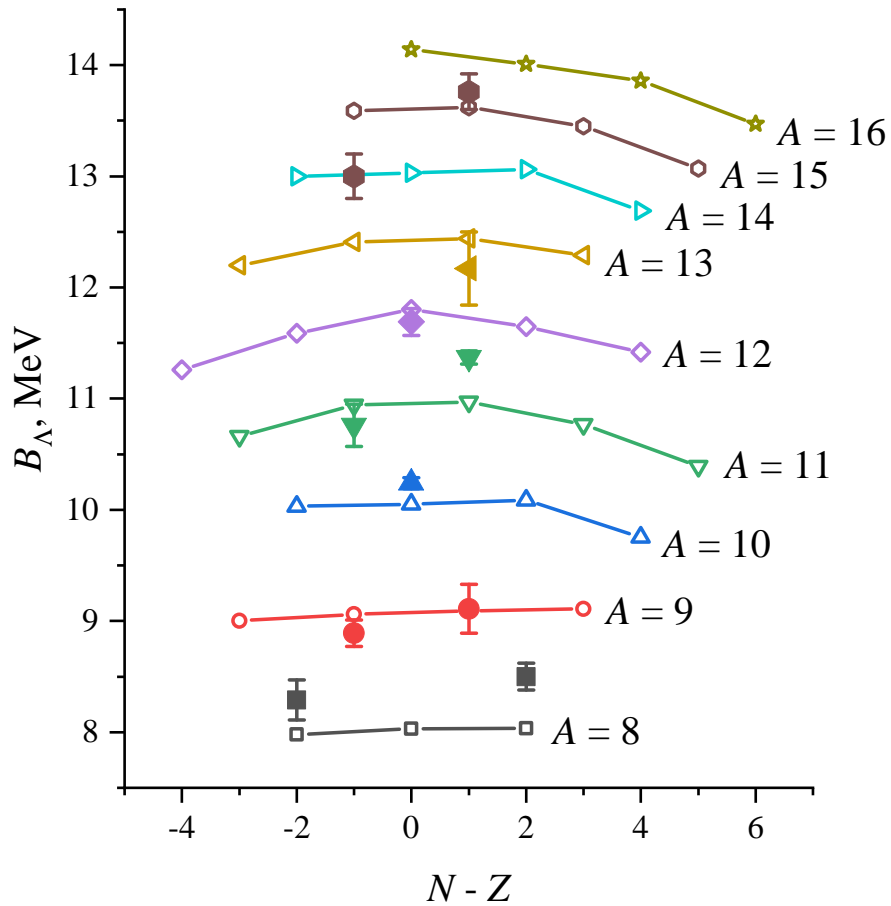


Рисунок 3.2 — Энергия связи гиперона в гиперядрах с постоянным $A = N + Z$, рассчитанные с использованием параметризаций SLy4 (нуклон-нуклонное взаимодействие) и SLL4' (гиперон-нуклонное взаимодействие). Пустыми точками отмечены рассчитанные величины, закрашенными точками соответствующей формы - энергии связи гиперона, известные из эксперимента [108].

Было обнаружено, что основное состояние ${}^8\text{C}$ претерпевает два последовательных двухпротонных распада ${}^8\text{C} \rightarrow 2p + {}^6\text{Be} \rightarrow 4p + {}^4\text{He}$ [136]. Ожидается, что соответствующее гиперядро ${}^9_\Lambda\text{C}$ распадается с испусканием двух протонов, и потому нам необходимы данные по $S_{2p}({}^8\text{C})$ для первой стадии распада ${}^8\text{C}$.

В наших расчётах были использованы значения $S_p({}^7\text{B}) = -2.01 \pm 0.03$ МэВ, $S_{2p}({}^8\text{C}) = -2.11 \pm 0.02$ МэВ, $S_p({}^{11}\text{N}) = -1.38 \pm 0.01$ МэВ, $S_{2p}({}^{12}\text{O}) = -1.74 \pm 0.01$ МэВ, взятые из компиляции масс ядер AME2020 [140]. В различных источниках можно найти различные оценки данных величин. Отличия в этих оценках составляют вплоть до сотен кэВ, что не должно существенно повлиять на наши предсказания связанности исследуемых гиперядер.

3.4.2 Λ -гиперядра $5 \leq Z \leq 8$

Для расчёта структуры гиперядер мы пользовались тремя параметризациями NN -взаимодействия Скирма SLy4 [32], SkM* [141], Sk3 [142] и пятью параметризациями ΛN -взаимодействия SLL4, SLL4' [129], LY1 [118], LY5r [118; 128] и YBZ5 [143]. Мы не искали наилучший набор параметров, а лишь проводили расчёты с различными комбинациями указанных взаимодействий, чтобы понять, насколько сильно наши предсказания зависят от выбора сил.

Начнем с ${}^9_\Lambda\text{C}$. Как было сказано в предыдущем разделе, нам требуются энергии связи гиперона в двух гиперядрах: ${}^9_\Lambda\text{C}$ и ${}^7_\Lambda\text{Be}$. В данном случае, $B_\Lambda({}^7_\Lambda\text{Be}) = 5.16 \pm 0.08$ МэВ – величина, известная с небольшой погрешностью из эмульсионных экспериментов [89] и использованная в наших расчётах. Для нахождения $S_{2p}({}^9_\Lambda\text{C})$, таким образом, мы рассчитывали $B_\Lambda({}^9_\Lambda\text{C})$. Для проверки реалистичности расчётов с различными взаимодействиями, мы также находили энергию связи гиперона в изобар-аналогах ${}^9_\Lambda\text{B}$ и ${}^9_\Lambda\text{Li}$ с известными B_Λ . Мы не рассчитывали ${}^9_\Lambda\text{Be}$ с кластерной структурой.

На рис. 3.3(а) приведены результаты расчётов в гиперядре ${}^9_\Lambda\text{C}$. По вертикальной оси отложена энергия отделения протонов $S_{2p}({}^9_\Lambda\text{C})$, по горизонтальной – $B_\Lambda({}^9_\Lambda\text{B})$ и $B_\Lambda({}^9_\Lambda\text{Li})$, полученные с различными комбинациями NN - и ΛN -взаимодействия. Горизонтальными линиями отмечены энергии связи гиперона $B_\Lambda({}^9_\Lambda\text{B})$ (левые точки) и $B_\Lambda({}^9_\Lambda\text{Li})$ (правые точки).

Как видно, расчёты с различными взаимодействиями, как правило, занижают известные энергии связи (отмеченные в виде заштрихованных областей) на несколько десятых МэВ. Заметим, что чем лучше воспроизводятся экспериментальные $B_\Lambda({}^9_\Lambda\text{B})$ и $B_\Lambda({}^9_\Lambda\text{Li})$, тем больше $S_{2p}({}^9_\Lambda\text{C})$. В наиболее реалистичных случаях, когда точки попадают в заштрихованные области, $S_{2p}({}^9_\Lambda\text{C}) > 0$. Энергия отделения двух протонов приближается к нулю только в случаях, когда $B_\Lambda({}^9_\Lambda\text{B})$ и $B_\Lambda({}^9_\Lambda\text{Li})$ существенно занижены. Мы заключаем, таким образом, что энергия отделения двух протонов в ${}^9_\Lambda\text{C}$ положительна и гиперядро ${}^9_\Lambda\text{C}$ связано.

На рис. 3.3(б) показаны результаты для ${}^{13}_\Lambda\text{O}$. Здесь нами рассчитывалась величина $S_{2p}({}^{13}_\Lambda\text{O})$ на основе формулы (3.33), где оба значения $B_\Lambda({}^{13}_\Lambda\text{O})$ и $B_\Lambda({}^{11}_\Lambda\text{C})$ неизвестны и рассчитывались в модели СХФ. Гиперядро ${}^{13}_\Lambda\text{C}$ с из-

вестной величиной $B_\Lambda = 11.69 \pm 0.12$ МэВ [89] использовалось для проверки реалистичности данных расчётов.

Видно, что большинство взаимодействий хорошо описывают ${}^1_1\text{C}$. При этом все параметризации дают величину $S_{2p}({}^{13}_\Lambda\text{O})$ существенно ниже нуля. Мы заключаем, что гиперядро ${}^{13}_\Lambda\text{O}$ не связано.

На рис. 3.3(a), $S_{2p}({}^9_\Lambda\text{C})$ ведёт себя как почти линейная функция от $B_\Lambda({}^9_\Lambda\text{B})$ и $B_\Lambda({}^9_\Lambda\text{Li})$. Напротив, для $S_{2p}({}^{13}_\Lambda\text{O})$ на рис. 3.3(b) мы не наблюдаем столь же выраженной зависимости от $B_\Lambda({}^{13}_\Lambda\text{C})$. Причиной является то, что величина $B_\Lambda({}^7_\Lambda\text{Be})$ в первом случае берется из эксперимента и потому фиксирована. Более сильно связывающие взаимодействия, дающие бóльшие значения $B_\Lambda({}^9_\Lambda\text{C})$, дают также и бóльшие предсказания для $B_\Lambda({}^9_\Lambda\text{B})$ и $B_\Lambda({}^9_\Lambda\text{Li})$. Для ${}^{13}_\Lambda\text{O}$ обе энергии связи Λ -гиперона в (3.33) рассчитываются в одном и том же подходе с одними и теми же взаимодействиями, и потому свойства отдельных взаимодействий проявляются гораздо слабее на уровне полученных S_{2p} .

Аналогичные расчёты в ${}^8_\Lambda\text{B}$ и ${}^{12}_\Lambda\text{N}$ показали, что эти гиперядра не связаны по отношению к испусканию одного протона ($S_p < 0$).

Стоит отметить, что в нашем подходе мы пренебрегали возможной деформацией нуклонного кора. Эта проблема заслуживает дальнейшего рассмотрения. Мы пытаемся максимально использовать эмпирические данные, но не располагаем информацией о деформациях несвязанных ядерных остовов. Роль деформации была тщательно изучена для гиперядер бериллия, бора и углерода Zhou и др. [144] в рамках подхода Скирма-Хартри-Фока. Как правило, B_Λ уменьшаются в деформированном случае не более чем на 0.1 МэВ по сравнению со сферическим случаем (исключение составляют ${}^9_\Lambda\text{Be}$ и ${}^{13}_\Lambda\text{C}$ с чёткой α -кластерной структурой). Поэтому мы считаем, что деформации (если деформируются рассматриваемые нуклонные остовы) не могут повлиять на наши выводы.

В представленных расчётах мы не включали рассмотренные в предыдущем разделе параметризации сил с нарушением зарядовой симметрии. Как было отмечено ранее, соответствующая экспериментальная информация также пока весьма скудна. Тем не менее, учитывая полученную нами верхнюю границу на вклад CSB в энергии связи Λ -гиперона в легких гиперядрах: ± 200 кэВ, мы заключили, что учёт CSB также не должен повлиять на наши выводы, по крайней мере, для протон-избыточных гиперядер с $5 \leq Z \leq 8$.

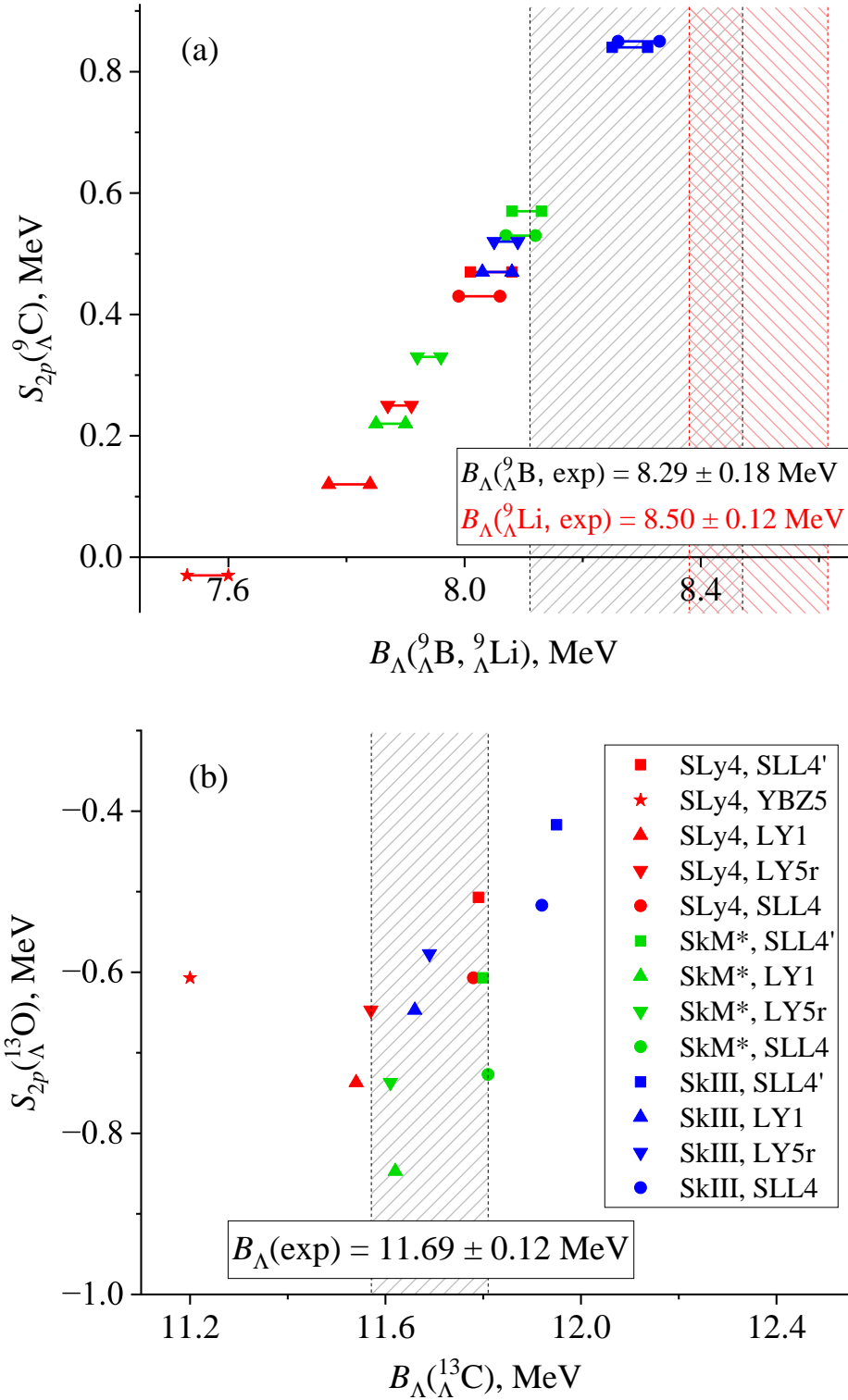


Рисунок 3.3 — Энергия отделения двух протонов S_{2p} в ${}^9_{\Lambda}\text{C}$ (a) и ${}^{13}_{\Lambda}\text{O}$ (b) как функция энергии связи Λ -гиперонов в соседних гиперядрах. Левыми и правыми точками в каждой паре на рис. (a) отмечены $B_{\Lambda}({}^9\text{B})$ и $B_{\Lambda}({}^9\text{Li})$ соответственно. Заштрихованной областью показаны величины $B_{\Lambda}({}^9\text{B})$, $B_{\Lambda}({}^9\text{Li})$ и $B_{\Lambda}({}^{13}\text{C})$, полученные в эксперименте [89]. Цвета и символы отвечают расчётам с различными NN and ΛN взаимодействиями.

Мы полагались на рассчитанные энергии связи, так как B_Λ в соседних гиперядрах хорошо описаны. Пожалуй, ключевым здесь является вопрос: гарантирует ли успешное описание тесно связанных гиперядер адекватное описание слабосвязанных систем с тем же A ? Все гиперон-нуклонные взаимодействия, используемые в настоящем исследовании, имеют умеренную зависимость от плотности. Поэтому зависимость B_Λ от $N - Z$ при фиксированном A ожидается мала [130]. Мы попытались искусственно модифицировать плотность ядер в ${}^9_\Lambda\text{C}$. Энергия связи Λ -гиперона уменьшается по мере уменьшения плотности, и этот спад может достигать нескольких десятых МэВ. Хотя данный эффект не должен сказаться на выводах, полностью надежные предсказания станут возможны только тогда, когда появятся какие-то данные о протонно-избыточных гиперядрах.

3.4.3 $\Lambda\Lambda$ -гиперядра с $5 \leq Z \leq 8$

В $\Lambda\Lambda$ -гиперядрах связывающее свойство гиперона удвоено. Хотя синтез $\Lambda\Lambda$ -гиперядер представляет собой довольно сложную экспериментальную задачу, а доступная информация весьма скудна [145], интересно проверить, сможет ли второй гиперон связать ядро, если первого не достаточно.

Метод Скирма-Хартри-Фока был расширен для описания $\Lambda\Lambda$ -гиперядер в работе [146], где были предложены три $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия Скирма: S $\Lambda\Lambda$ 1 (симуляция малого радиуса $\Lambda\Lambda$ -сил), S $\Lambda\Lambda$ 2 (средний радиус) и S $\Lambda\Lambda$ 3 (большой радиус). Данные наборы параметров подгонялись для случая сильного $\Lambda\Lambda$ -притяжения в соответствии с распространенными в то время представлениями. После эксперимента [145; 147], в ходе которого было зафиксировано единственное на сегодняшний день подтвержденное событие синтеза двойного гиперядра (${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{H}$) было обнаружено, что $\Lambda\Lambda$ -притяжение намного слабее. В соответствии с новыми данными, в работе [148] были уменьшены параметры из наборов S $\Lambda\Lambda$ 1 и S $\Lambda\Lambda$ 3. Мы использовали параметризацию S $\Lambda\Lambda$ 1' и S $\Lambda\Lambda$ 3' из [148].

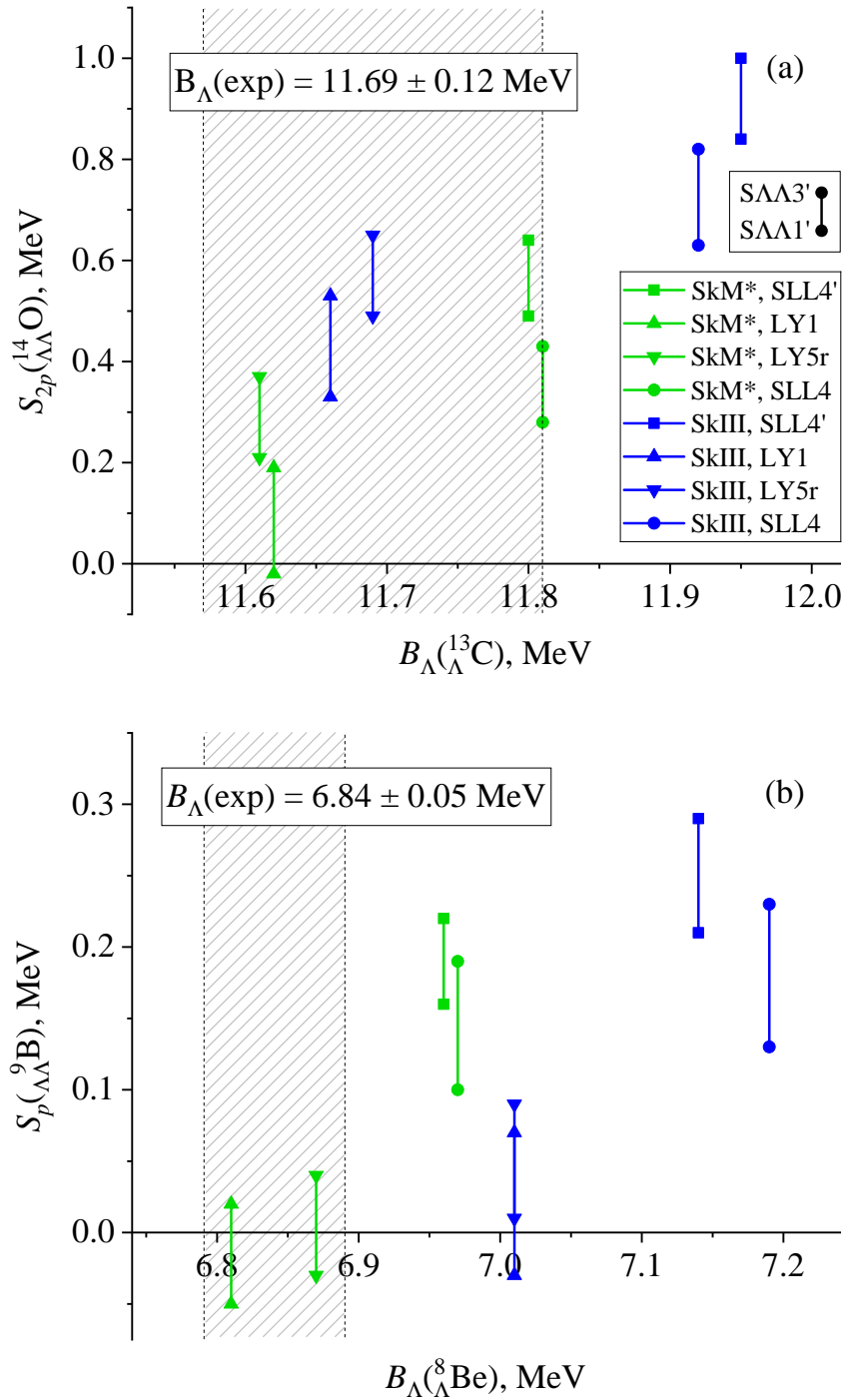


Рисунок 3.4 — Энергия отделения двух протонов S_{2p} в ${}^{14}_{\Lambda\Lambda}\text{O}$ (a) и одного протона S_p в ${}^9_{\Lambda\Lambda}\text{B}$ (b) как функция энергии связи Λ -гиперонов в соседних гиперядрах. Верхними и нижними точками в каждой паре отмечены результаты, полученные с $\Lambda\Lambda$ -взаимодействиями $S_{\Lambda\Lambda}3'$ и $S_{\Lambda\Lambda}1'$ соответственно. Заштрихованной областью показаны величины $B_{\Lambda}({}^{13}_{\Lambda}\text{C})$ (a) и $B_{\Lambda}({}^8_{\Lambda}\text{Be})$ (b), полученные в эксперименте [89]. Цвета и символы имеют такой же смысл, как на рис. 3.3.

Поскольку мы показали, что гиперядро ${}^9_{\Lambda}C$ связано, ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}C$, по-видимому, также должно быть связанным. По этой причине, мы исследовали ${}^9_{\Lambda\Lambda}B$, ${}^{13}_{\Lambda\Lambda}N$ и ${}^{14}_{\Lambda\Lambda}O$.

Результаты для ${}^{14}_{\Lambda\Lambda}O$ представлены на рис.3.4(а). Здесь вертикальные линии соединяют значения S_{2p} , полученные при использовании $\Lambda\Lambda$ -сил $S\Lambda\Lambda 1'$ (нижние точки) и $S\Lambda\Lambda 3'$ (верхние точки). Видно, что энергия отделения двух протонов явно положительна (кроме единственного случая, когда S_{2p} близка к нулю). Таким образом, мы заключаем, что ${}^{14}_{\Lambda\Lambda}O$ почти наверняка связан.

На рис.3.4(b) показаны величины $S_p({}^9_{\Lambda\Lambda}B)$ и $B_{\Lambda}({}^8_{\Lambda}Be)$, рассчитанные с различными NN - и ΛN -взаимодействиями. В большинстве случаев энергия отделения протона в ${}^9_{\Lambda\Lambda}B$ оказалась положительной, однако в случае наилучшего описания $B_{\Lambda}({}^8_{\Lambda}Be)$ энергия отделения протона близка к нулю. Данное гиперядро является одним из примеров гиперядер, связанность которых может зависеть от тонких эффектов вроде нарушения зарядовой симметрии. Мы заключили, что связанность ${}^9_{\Lambda\Lambda}B$ возможна, но с настоящими знаниями о свойствах гиперонных сил трудно утверждать наверняка.

Наконец, так же, как и ${}^{12}_{\Lambda}N$, гиперядро ${}^{13}_{\Lambda\Lambda}N$ в наших расчётах оказалось несвязанным.

3.4.4 Λ -гиперядра с $8 \leq Z \leq 20$

Аналогичным образом можно исследовать свойства более тяжёлых протон-избыточных гиперядер. Стоит отметить, что данных по энергии связи гиперонов B_{Λ} в этой области масс очень мало или они отсутствуют, поэтому сравнение расчётов Хартри-Фока с экспериментальными значениями B_{Λ} в гиперядрах-изобарах невозможно. Кроме того, ранее мы указывали на то, что δB_{Λ}^p и δB_{Λ}^{2p} уменьшаются с ростом A . Это означает, что связывание тяжёлых ядер Λ -гипероном менее вероятно в соответствии с формулами (3.32) и (3.33). По этим причинам, мы сочли целесообразным изучить ядра вплоть до кальция.

Как и прежде, критический одно- или двухпротонный каналы распада рассматривались соответственно для нечётных Z и чётных Z изотопов, находящихся сразу за границей протонной стабильности. Энергии отделения протона и

Таблица 6 — Ядра за линией протонной стабильности, которые могут связаться Λ -гипероном

Изотоп	S_p или S_{2p} , МэВ	δB_Λ , МэВ
^{16}F	$S_p = -0.531 \pm 0.005$	$\delta B_\Lambda^p = 0.37 \div 1.17$
^{19}Na	$S_p = -0.323 \pm 0.011$	$\delta B_\Lambda^p = 0.30 \div 0.36$
^{19}Mg	$S_{2p} = -0.76 \pm 0.06$	$\delta B_\Lambda^{2p} = 0.48 \div 0.72$

двух протонов во всех ядрах были взяты из [140]. Эти значения сравнивались с рассчитанными значениями δB_Λ^p (или δB_Λ^{2p}) в соответствующих гиперядрах. На рис. 3.5(a) (рис. 3.5(b) приведено сопоставление энергии отделения протонов с величиной δB_Λ^p (δB_Λ^{2p}), полученной с NN -взаимодействием SLy4 и различными ΛN -взаимодействиями для ядер с нечётным (чётным) Z . Единственным исключением здесь является изотоп ^{16}Ne , который в расчётах с SLy4 оказался несвязанным. Это ядро анализировалось только с использованием параметризации NN -сил SkM*.

Из рис. 3.5 видно, что δB_Λ^p уменьшается вплоть до 0.1 МэВ при продвижении в область кальция. Величина δB_Λ^{2p} примерно вдвое больше, чем δB_Λ^p , и ведёт себя аналогично. По-видимому, в силу настолько малой связывающей способности Λ -гиперона уже при $Z = 20$, можно не ожидать существование более тяжёлых связанных гиперонов с несвязанным нуклонным остовом. В то же время, мы обнаружили, что несколько более легких ядер, таких как ^{16}F , ^{19}Na и ^{19}Mg , вероятно, связаны гипероном, так как энергии отделения протонов в этих ядра приближаются к предсказанному значению δB_Λ^p или δB_Λ^{2p} . Экспериментальные значения S_p в ^{16}F , ^{19}Na и S_{2p} в ^{19}Mg , а также диапазон δB_Λ^p (δB_Λ^{2p}), полученных при различных комбинациях NN - и ΛN -взаимодействий, можно найти в Таблице 6.

Можно отметить, что δB_Λ^p лежит в достаточно широком диапазоне, в частности, для ^{17}F : $\delta B_\Lambda^p = 0.37 \div 1.17$ МэВ. Это связано с тем, что в нашем подходе мы использовали фиксированное значение B_Λ во всех расчётах, где энергии связи гиперонов были известны из эксперимента. В этом случае $B_\Lambda^{\text{exp}}(^{16}\text{O}) = 13.0 \pm 0.2$ МэВ [108], и лишь значение $B_\Lambda(^{17}\text{F})$ менялось при рассмотрении различных взаимодействий. Как следствие, диапазон полученных $B_\Lambda(^{17}\text{F})$ переходил в диапазон значений $\delta B_\Lambda^p(^{17}\text{F})$. В случае изотопов ^{20}Na и ^{20}Mg , в настоящее время отсутствуют экспериментальные данные для гиперядер, полученных после отделения одного или двух протонов соответственно.

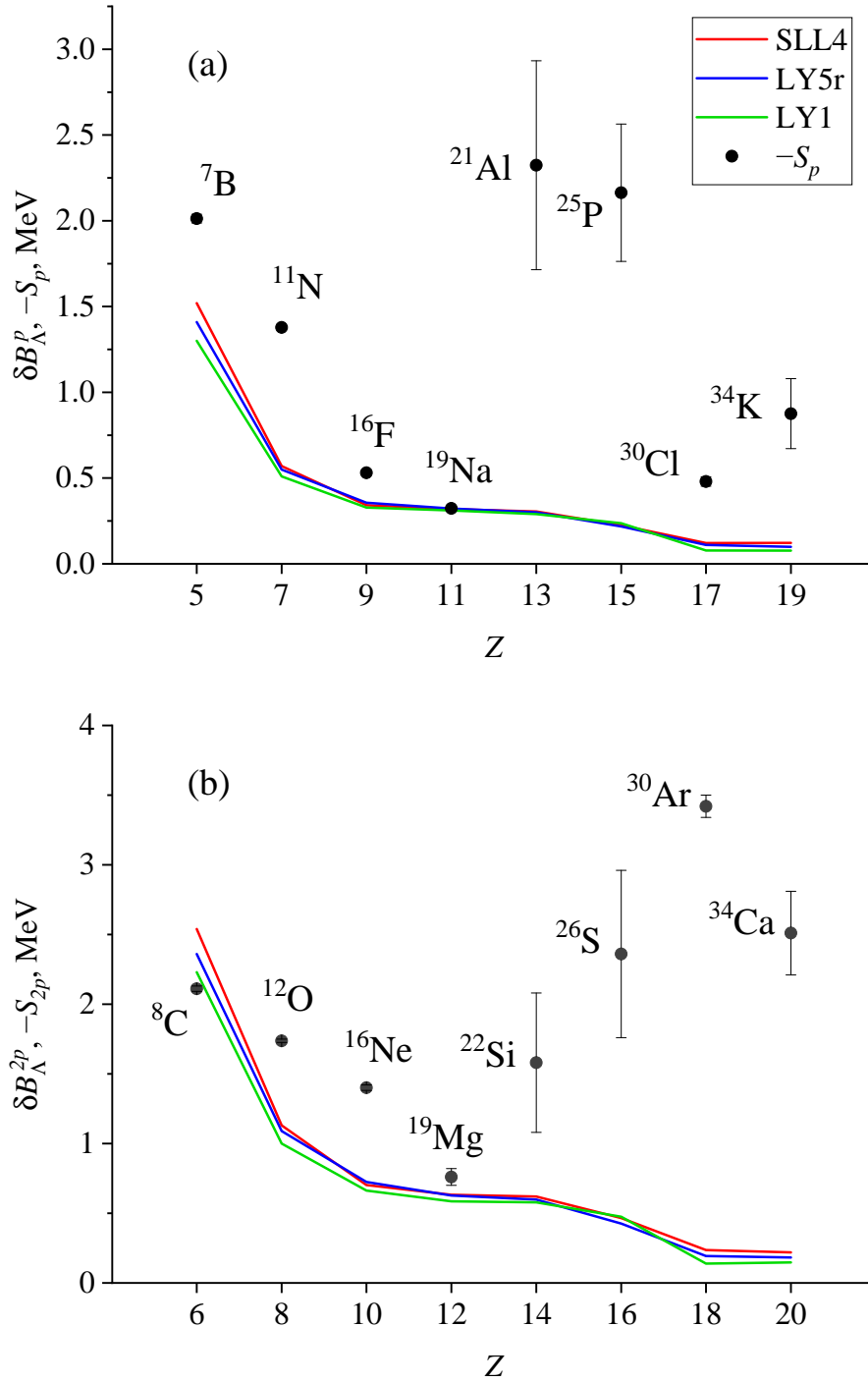


Рисунок 3.5 — Разница энергий связи гиперона δB_{Λ}^p в гиперядрах с нечётным Z (a) и δB_{Λ}^{2p} в гиперядрах с чётным Z (b). Разными линиями показана расчёты с различными параметризациями ΛN -взаимодействия Скирма. Точками отмечен модуль энергии отделения протона и двух протонов от нуклонных остовов на графиках (a) и (b), соответственно (данные взяты из [140]).

По этой причине, все гиперядра, входящие в выражения (3.32) и (3.33), здесь рассматривались в рамках гиперядерного подхода Хартри-Фока, и это сузило окно оценок δB_{Λ}^p и δB_{Λ}^{2p} . Так или иначе, энергии отделения протонов в ${}_{\Lambda}^{17}\text{F}$, ${}_{\Lambda}^{20}\text{Na}$ и ${}_{\Lambda}^{20}\text{Mg}$ оказались сопоставимы с величиной связывающей способности гиперона, поэтому данные гиперядра могут являться связанными. Экспериментальное исследование таких гиперядер особенно важно, в частности, с точки зрения изучения тонких эффектов вроде нарушения зарядовой симметрии, которые могут существенно сказываться на их структуре и распадных свойствах. Поскольку ранее нами было показано, что нарушение зарядовой симметрии может приводить к изменению энергии связи гиперона на величину порядка 200 кэВ, данный эффект может критически сказываться на связанности, а значит, характерных временах жизни данных гиперядер. По этой причине, изучение связанности данных гиперядер может предоставить новую информацию как о характере (притягивающем или отталкивающим), так и характерной величине нарушения зарядовой симметрии в канале ΛN -сил в условиях сильной асимметрии ядерной материи.

Заключение

Основные результаты, полученные в данной работе:

- На основе подхода Хартри-Фока со взаимодействием Скирма и теории Бардина-Купера-Шриффера рассчитана одночастичная структура и основные характеристики нейтрон-избыточных изотопов кремния. Проанализировано влияние тензорных сил на свойства этих изотопов и величину парных корреляций. Показано, что добавление тензорной компоненты улучшает описание расщепления различных одночастичных уровней в нейтрон-избыточных четных изотопах кремния. При этом последовательное заполнение нейтронных уровней sd - и f -оболочек приводит к противоположным эффектам в изменении расщепления протонных и нейтронных уровней, сопоставимым по абсолютной величине. Найдено, что тензорные силы уменьшают парные корреляции в нейтрон-избыточных изотопах кремния.
- Исследовано влияние тензорных сил на ход слабых реакций, протекающих в атомных ядрах в условиях горячей материи звезды, претерпевающей гравитационный коллапс. В рамках теплоквaziчастичного приближения случайных фаз с учётом тензорного взаимодействия рассчитаны силовые распределения Гамов-Теллеровских переходов, происходящих в изотопах $^{56,78}\text{Ni}$. Показано, что смешивание конфигураций, вызванное тензорными корреляциями, приводит к существенному увеличению суммарной силы ГТ переходов. Выявлено, что притягивающие тензорные силы в канале остаточного взаимодействия при этом сдвигают силовые ГТ распределения в сторону низких энергий. Данные факторы в совокупности приводят к ускорению слабых процессов β^- -распада и e -захвата, конкуренция которых в значительной степени определяет динамику коллапса звезды. Эти эффекты оказываются ещё сильнее в условиях горячей материи, при которых возникает тепловое заселение более высоких ядерных состояний и возникают новые вклады в силовые распределения от переходов, связанных с девозбуждением ядер. Найденное взаимное усиление тензорных корреляций и температурных эффектов приводит к увеличению скоростей слабых реакций на порядки, и пото-

му учёт тензорных корреляций важен при моделировании γ -процесса, происходящего во время гравитационного коллапса звезды.

- Показано, что в приближении Скирма-Хартри-Фока нуклон-нуклонные тензорные силы не оказывают существенного влияния на свойства лёгких Λ -гиперядер (возникают изменения в характеристиках ядер на уровне десятков кэВ), в то время как вклад гиперон-нуклонных тензорных сил в плотность энергии Λ -гиперядер в основном состоянии тождественно равен нулю.
- Предложен способ учёта нарушения зарядовой симметрии в канале ΛN -взаимодействия в рамках подхода Скирма-Хартри-Фока для описания характеристик Λ -гиперядер. Рассчитана структура экзотических Λ -гиперядер углерода с использованием ΛN -взаимодействий с нарушением зарядовой симметрии. Для данных изотопов показано, что CSB приводит к изменению энергии связи Λ -гиперона вплоть до 200 кэВ, хотя знак данного вклада не очевиден.
- Предложен метод анализа связанности легких протон-избыточных Λ -гиперядер. Показано, что ${}^9_{\Lambda}\text{C}$ является связанным гиперядром. Найдены новые кандидаты на связанные протон-избыточные Λ -гиперядра с несвязанным нуклонным остовом среди более тяжелых изотопов: ${}^{17}_{\Lambda}\text{F}$, ${}^{20}_{\Lambda}\text{Na}$, ${}^{20}_{\Lambda}\text{Mg}$. Найден пример связанного $\Lambda\Lambda$ -гиперядра с несвязанным нуклонным остовом: ${}^{14}_{\Lambda\Lambda}\text{O}$. Показано, что гипотезы о связанности данных гиперядер зависят от выбранного способа учёта нарушения зарядовой симметрии, и потому их экспериментальное исследование важно для изучения данного тонкого эффекта.

Благодарности

В заключение работы автор выражает благодарность:

Третьяковой Татьяне Юрьевне за предложенное направление деятельности, чуткое руководство, содействие на всех этапах выполнения диссертации и помощь в получении результатов и их интерпретации,

Ланскому Дмитрию Евгеньевичу за ценнейшую помощь в освоении различных подходов к описанию ядер, гиперядер и ядерных взаимодействий, полезные советы и готовность ответить на вопросы любой сложности,

Джигоеву Алану Александровичу за опыт, который автор приобрёл при освоении различных элементов теории ядра за время работы в ЛТФ ОИЯИ в Дубне, и предоставленную возможность участия в интересной работе на стыке ядерной физики и астрофизики

Научной группе под руководством Татьяны Юрьевны Третьяковой за продуктивные обсуждения и слаженную работу,

Коллективу кафедры общей ядерной физики за посвящение в мир ядерной физики, за возможность продолжения самореализации в данной области в науке и преподавании, за постоянную поддержку и тёплую атмосферу.

Список сокращений и условных обозначений

ХФ - Хартри-Фок

СХФ - Скирм-Хартри-Фок

ПСФ - Приближение случайных фаз

ТПД - Термополевая динамика

ТКПСФ - Теплоквазичастичное приближение случайных фаз

CSB - Charge symmetry breaking, нарушение зарядовой симметрии

Список литературы

1. *Otsuka T., Sorlin O., Suzuki T. et al.* Evolution of shell structure in exotic nuclei // *Rev. Mod. Phys.* — 2020. — Vol. 92. — 015002.
2. *Sagawa H., Colò G.* Tensor interaction in mean-field and density functional theory approaches to nuclear structure // *Prog. Part. Nucl. Phys.* — 2014. — Vol. 76. — P. 76.
3. *Miller G., Opper A., Stephenson E.* Charge Symmetry Breaking and QCD // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* — 2006. — Vol. 56. — P. 253.
4. *Achenbach P.* Charge Symmetry Breaking in Light Hypernuclei // *Few-Body Syst.* — 2017. — Vol. 58. — P. 17.
5. *Miyahara S., Nakada H.* Shape evolution of Zr nuclei and roles of the tensor force // *Phys. Rev. C.* — 2018. — Vol. 98. — 064318.
6. *Bano P., Vinas X., Routray T. et al.* Finite-range simple effective interaction including tensor terms // *Phys. Rev. C.* — 2022. — Vol. 106. — 024313.
7. *Olivier L., Franchoo S., Niikura M. et al.* Persistence of the $Z = 28$ Shell Gap Around ^{78}Ni : First Spectroscopy of ^{79}Cu // *Phys. Rev. Lett.* — 2017. — Vol. 119. — 192501.
8. *Liliani N., Nugraha A., Didingrum J. et al.* Impacts of the tensor couplings of ω and ρ mesons and Coulomb-exchange terms on superheavy nuclei and their relation to the symmetry energy // *Phys. Rev. C.* — 2016. — Vol. 93. — 054322.
9. *Myo T., Kato K., Toki H. et al.* Roles of tensor and pairing correlations on halo formation in ^{11}Li // *Phys. Rev. C.* — 2007. — Vol. 76. — 024305.
10. *Abdallah M., Aboona B., Adam J. et al.* Measurement of $^4_{\Lambda}\text{H}$ and $^4_{\Lambda}\text{He}$ binding energy in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 3$ GeV // *Phys. Lett. B.* — 2022. — Vol. 834. — 137449.
11. *Yukawa H.* On the Interaction of Elementary Particles. I // *Proc. Phys. Math. Soc. Jap.* — 1935. — Vol. 17. — P. 48.

12. *Neff T., Feldmeier H.* Tensor correlations in the unitary correlation operator method // Nucl. Phys. A. — 2003. — Vol. 713. — P. 311.
13. *Arima A., Terasawa T.* Spin-Orbit Splitting and Tensor Force. II // Prog. Theor. Phys. — 1960. — Vol. 23. — P. 115.
14. *Stancu F., Brink D., Flocard H.* The tensor part of Skyrme's interaction // Phys. Lett. B. — 1977. — Vol. 68. — P. 108.
15. *Otsuka T., Suzuki T., Fujimoto R. et al.* Evolution of nuclear shells due to the tensor force // Phys. Rev. Lett. — 2005. — Vol. 95. — 232502.
16. *Colò G., Sagawa H., Fracasso S. et al.* Spin-orbit splitting and the tensor component of the Skyrme interaction // Phys. Lett. B. — 2007. — Vol. 646. — P. 227.
17. *Tarpanov D., Liang H., Giai N. et al.* Mean-field study of single-particle spectra evolution in $Z = 14$ and $N = 28$ chains // Phys. Rev. C. — 2008. — Vol. 77. — 054316.
18. *Satula W., Zalewski M., Dobaczewski J. et al.* Global nuclear structure aspects of tensor interaction // Int. J. Mod. Phys. E. — 2009. — Vol. 18. — P. 808.
19. *Ha E., Kim S., Cheoun M. et al.* Isoscalar pairing correlations by the tensor force in the ground states of ^{12}C , ^{12}O , ^{20}Ne and ^{32}S nuclei // Phys. Rev. C. — 2021. — Vol. 104. — 034306.
20. *Nowacki F., Obertelli A., Poves A.* The neutron-rich edge of the nuclear landscape: Experiment and theory // Prog. Part. Nucl. Phys. — 2021. — Vol. 120. — 103866.
21. *Smironova N., Bally B., Heyde K. et al.* Shell evolution and nuclear forces // Phys. Lett. B. — 2010. — Vol. 686. — P. 109.
22. *Nakada H., Sugiura K., Margueron J.* Tensor-force effects on single-particle levels and proton bubble structure around the Z or $N = 20$ magic number // Phys. Rev. C. — 2013. — Vol. 87. — 067305.
23. *Bai C., Sagawa H., Zhang H. et al.* Effect of tensor correlations on Gamow-Teller states in ^{90}Zr and ^{208}Pb // Phys. Lett. B. — 2009. — Vol. 675. — P. 28.

24. *Yang M., Sagawa H., Bai C. et al.* Effects of two-particle–two-hole configurations and tensor force on β decay of magic nuclei // *Phys. Rev. C.* — 2023. — Vol. 107. — 014325.
25. *Shen S., Colò G., Roca-Maza X.* Skyrme functional with tensor terms from *abinitio* calculations of neutron-proton drops // *Phys. Rev. C.* — 2019. — Vol. 99. — 034322.
26. *Skyrme T.* CVII. The Nuclear Surface // *Phil. Mag.* — 1956. — Vol. 1. — P. 1043.
27. *Vautherin D., Brink D.* Hartree-Fock Calculations with Skyrme’s Interaction. I. Spherical Nuclei // *Phys. Rev. C.* — 1972. — Vol. 5. — P. 626.
28. *Lesinski T., Bender M., Bennaceur K. et al.* Tensor part of the Skyrme energy density functional: Spherical nuclei // *Phys. Rev. C.* — 2007. — Vol. 76. — 014312.
29. *Suhonen J.* From Nucleons to Nucleus. Concepts of Microscopic Nuclear Theory. — Springer, 2007.
30. *Haouat G., Lagrange Ch., de Swiniarski R. et al.* Nuclear deformations of ^{24}Mg , ^{28}Si , and ^{32}S from fast neutron scattering // *Phys. Rev. C.* — 1984. — Vol. 30. — P. 1795.
31. *Судоров С.В., Третьякова Т.Ю.* Влияние тензорного взаимодействия на структуру изотопов кремния // *Ученые записки физического факультета Московского университета.* — 2023. — т. 5. — 2350201.
32. *Chabanat E., Bonche P., Haensel P. et al.* A Skyrme parametrization from subnuclear to neutron star densities Part II. Nuclei far from stabilities // *Nucl. Phys. A.* — 1998. — Vol. 635. — P. 231.
33. *Giai N., Sagawa H.* Spin-isospin and pairing properties of modified Skyrme interactions // *Phys. Lett. B.* — 1981. — Vol. 106. — P. 379.
34. *Wu D., Bai C., Sagawa H. et al.* Contributions of optimized tensor interactions on the binding energies of nuclei // *Nucl. Sci. Tech.* — 2020. — Vol. 31. — P. 14.
35. *Zalewski M., Dobaczewski J., Satula W. et al.* Spin-orbit and tensor mean-field effects on spin-orbit splitting including self-consistent core polarizations // *Phys. Rev. C.* — 2008. — Vol. 77. — 024316.

36. *Roca-Maza X., Colò G., Sagawa H.* New Skyrme interaction with improved spin-isospin properties // Phys. Rev. C. — 2012. — Vol. 86. — 031306(R).
37. *Bespalova O., Fedorov N., Klimochkina A. et al.* Evolution of single-particle structure of silicon isotopes // Eur. Phys. Jour. A. — 2018. — Vol. 54. — 2.
38. *Brown B., Duguet T., Otsuka T. et al.* Tensor interaction contributions to single-particle energies // Phys. Rev. C. — 2006. — Vol. 74. — 061303.
39. *Anguiano M., Bernard R., Lallena A. et al.* Interplay between pairing and tensor effects in the $N = 82$ even–even isotone chain // Nucl. Phys. A. — 2016. — Vol. 955. — P. 181.
40. *Sidorov S.V., Kornilova A.S., Tretyakova. T.Yu.* Tensor force impact on shell evolution in neutron-rich Si and Ni isotopes // Chin. Phys. C. — 2024. — Vol. 48. — 044101.
41. *Langanke K., Martinez-Pinedo G.* Nuclear weak-interaction processes in stars // Rev. Mod. Phys. — 2003. — Vol. 75. — P. 819.
42. *Fuller G., Fowler W., Newman M.* Stellar Weak-interaction Rates for sd -shell Nuclei. I. Nuclear Matrix Element Systematics with Application to ^{26}Al and Selected Nuclei of Importance to the Supernova Problem // Astrophys. J. Suppl. Ser. — 1980. — Vol. 42. — P. 447.
43. *Fuller G., Fowler W., Newman M.* Stellar Weak Interaction Rates for Intermediate Mass Nuclei. III. Rate Tables for the Free Nucleons and Nuclei with $A = 21$ to $A = 60$ // Astrophys. J. Suppl. Ser. — 1982. — Vol. 48. — P. 279.
44. *Fuller G., Fowler W., Newman M.* Stellar Weak Interaction Rates for Intermediate-mass Nuclei. II. $A = 21$ to $A = 60$ // Astrophys. J. — 1982. — Vol. 252. — P. 715.
45. *Fuller G., Fowler W., Newman M.* Stellar Weak Interaction Rates for Intermediate-mass Nuclei. IV. Interpolation Procedures for Rapidly Varying Lepton Capture Rates Using Effective $\log(ft)$ -values // Astrophys. J. — 1985. — Vol. 293. — P. 1.

46. *Caurier E., Langanke K., Martinez-Pinedo G. et al.* Shell-model calculations of stellar weak interaction rates. I. Gamow-Teller distributions and spectra of nuclei in the mass range $A = 45-65$ // Nucl. Phys. A. — 1999. — Vol. 653. — P. 439.
47. *Langanke K., Martinez-Pinedo G.* Shell-model calculations of stellar weak interaction rates: II. Weak rates for nuclei in the mass range $A = 45 - 65$ in supernovae environments // Nucl. Phys. A. — 2000. — Vol. 673. — P. 481.
48. *Langanke K., Martinez-Pinedo G.* Rate tables for the weak processes of pf -shell nuclei in stellar environments // At. Data Nucl. Data Tables. — 2001. — Vol. 79. — P. 1.
49. *Langanke K., Kolbe E., Dean D.* Unblocking of the Gamow-Teller strength in stellar electron capture on neutron-rich germanium isotopes // Phys. Rev. C. — 2001. — Vol. 63. — 032801.
50. *Sampaio J., Langanke K., Martinez-Pinedo G. et al.* Electron capture rates for core collapse supernovae // Nucl. Phys. A. — 2003. — Vol. 718. — P. 440.
51. *Dzhioev A., Vdovin A., Ponomarev V. et al.* Charge-exchange transitions in hot nuclei // Phys. At. Nucl. — 2009. — Vol. 72. — P. 1320.
52. *Dzhioev A., Vdovin A.* Temperature effect for an inelastic neutrino scattering cross section // Bull. Rus. Acad. Sci.: Phys. — 2010. — Vol. 74. — P. 487.
53. *Dzhioev A., Vdovin A., Ponomarev V. et al.* Gamow-Teller strength distributions at finite temperatures and electron capture in stellar environments // Phys. Rev. C. — 2010. — Vol. 81. — 015804.
54. *Soloviev V.* Theory of Atomic Nuclei, Quasiparticles and Phonons. — Taylor & Francis, 1992.
55. *Dzhioev A., Vdovin A., Stoyanov C.* The Skyrme-TQRPA calculations of electron capture on hot nuclei in pre-supernova environment // Phys. At. Nucl. — 2016. — Vol. 79. — P. 1019.

56. *Dzhioev A., Vdovin A., Stoyanov C.* Thermal quasiparticle random-phase approximation calculations of stellar electron capture rates with the Skyrme effective interaction // *Phys. Rev. C.* — 2019. — Vol. 100. — 025801.
57. *Bai C., Zhang H., Zhang X. et al.* Quenching of Gamow-Teller strength due to tensor correlations in ^{90}Zr and ^{208}Pb // *Phys. Rev. C.* — 2009. — Vol. 79. — 041301.
58. *Takahashi Y., Umezawa H.* Thermo Field Dynamics // *Int. J. Mod. Phys. B.* — 1996. — Vol. 10. — P. 1755.
59. *Umezawa H., Matsumoto H., Tachiki M.* Thermo Field Dynamics and Condensed States. — North-Holland, 1982.
60. *Ojima I.* Gauge fields at finite temperatures—“Thermo field dynamics” and the KMS condition and their extension to gauge theories // *Ann. Phys. (N.Y.)* — 1981. — Vol. 137. — P. 1.
61. *Dzhioev A., Vdovin A.* On the TFD treatment of collective vibrations in hot nuclei // *Int. J. Mod. Phys. E.* — 2009. — Vol. 18. — P. 1535.
62. *Dzhioev A., Vdovin A., Wambach J.* Neutrino absorption by hot nuclei in supernova environments // *Phys. Rev. C.* — 2015. — Vol. 92. — 045804.
63. *Giai N., Stoyanov C., Voronov V.* Finite rank approximation for random phase approximation calculations with Skyrme interactions: An application to Ar isotopes // *Phys. Rev. C.* — 1998. — Vol. 57. — P. 1204.
64. *Severyukhin A., Sushenok E.* Effect of complex configurations on the description of properties of ^{132}Sn beta decay // *Phys. At. Nucl.* — 2015. — Vol. 78. — P. 680.
65. *Dzhioev A.A., Sidorov S.V., Vdovin A.I. et al.* Tensor Interaction Effects on Stellar Electron Capture and Beta-Decay Rates // *Phys. At. Nucl.* — 2020. — Vol. 83. — P. 143.
66. *Sidorov S.V., Dzhioev A.A., Tretyakova T.Yu.* Beta-decay and electron capture rates of hot nuclei in stellar matter // *AIP Conference Proceedings.* — 2019. — Vol. 2163. — 090013.
67. *Сидоров С.В., Джуиоев А.А., Третьякова Т.Ю.* Влияние тензорного взаимодействия на структуру изотопов кремния // *Ученые записки физического факультета Московского университета.* — 2023. — т. 5. — 2350201.

68. *Martinez-Pinedo G., Langanke K., Dean D.* Competition of Electron Capture and Beta-Decay Rates in Supernova Collapse // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* — 2002. — Vol. 126. — P. 493.
69. *Sullivan C., Connor E., Zegers R. et al.* The sensitivity of core-collapse supernovae to nuclear electron capture // *Astrophys. J.* — 2015. — Vol. 816. — P. 44.
70. *Bortignon P., Bracco A., Broglia R.* Giant Resonances: Nuclear Structure at Finite Temperature, *Contemporary Concepts in Physics.* — Harwood Academic, 1998.
71. *Sasano M., Perdikakis G., Zegers R. et al.* Gamow-Teller Transition Strengths from ^{56}Ni // *Phys. Rev. Lett.* — 2011. — Vol. 107. — 202501.
72. *Sasano M., Perdikakis G., Zegers R. et al.* Extraction of Gamow-Teller strength distributions from ^{56}Ni and ^{55}Co via the (p,n) reaction in inverse kinematics // *Phys. Rev. C.* — 2012. — Vol. 86. — 034324.
73. *Niu Y., Colò G., Brenna M. et al.* Gamow-Teller response within Skyrme random-phase approximation plus particle-vibration coupling // *Phys. Rev. C.* — 2012. — Vol. 85. — 034314.
74. *Langanke K.* Supernova electron capture rates for ^{55}Co and ^{56}Ni // *Phys. Lett. B.* — 1998. — Vol. 436. — P. 19.
75. *Langanke K., Martinez-Pinedo G., Sampaio J. et al.* Electron Capture Rates on Nuclei and Implications for Stellar Core Collapse // *Phys. Rev. Lett.* — 2003. — Vol. 90. — 241102.
76. *Hosmer P., Schatz H., Aprahamian A. et al.* Half-Life of the Doubly Magic r -Process Nucleus ^{78}Ni // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — Vol. 94. — 112501.
77. *Niu Y., Niu Z., Colò G. et al.* Gamow-Teller response within Skyrme random-phase approximation plus particle-vibration coupling // *Phys. Rev. C.* — 2012. — Vol. 85. — 034314.
78. *Robin C., Litvinova E.* Coupling charge-exchange vibrations to nucleons in a relativistic framework: Effect on Gamow-Teller transitions and β -decay half-lives // *Phys. Rev. C.* — 2018. — Vol. 98. — 051301(R).

79. *Tanihata T., Tamagaki H., Hashimoto O.* Measurements of Interaction Cross Sections and Nuclear Radii in the Light p -Shell Region // *Phys. Rev. Lett.* — 1985. — Vol. 55. — P. 2676.
80. *Dalitz R.H., Levi Setti R.* Some possibilities for unusual light hypernuclei // *Nuov. Cim.* — 1963. — Vol. 30. — P. 489.
81. *Majling L., Gmuca S.* What can we learn about baryon-baryon interaction from hypernuclei ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ and ${}^8_{\Lambda}\text{H}$ // *Phys. At. Nucl.* — 2007. — Vol. 70. — P. 1611.
82. *Majling L.* Production of Λ -hypernuclei with a large neutron excess and a neutron halo // *Nucl. Phys. A.* — 1995. — Vol. 585. — P. 211c.
83. *Jolos R., Majling L., Majlingova O.* Formation of Hyper Hydrogen isotopes in light p -shell nuclei // *Phys. At. Nucl.* — 2016. — Vol. 79. — P. 987.
84. *Vretenar D., Poschl W., Lalazissis G. et al.* Relativistic mean-field description of light Λ hypernuclei with large neutron excess // *Phys. Rev. C.* — 1998. — Vol. 57. — R1060.
85. *Tretyakova T.Yu., Lanskoj D.E.* Structure of neutron-rich Λ hypernuclei // *Eur. Phys. J. A.* — 1999. — Vol. 5. — P. 391.
86. *Hiyama E., Ohnishi S., Kamimura M. et al.* Four-body structure of neutron-rich hypernucleus ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ // *Nucl Phys. A.* — 2013. — Vol. 908. — P. 29.
87. *Gal A., Millener D.* Neutron-rich hypernuclei: ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ and beyond // *Phys. Lett. B.* — 2013. — Vol. 725. — P. 445.
88. *Wirth R., Roth R.* Light neutron-rich hypernuclei from the importance-truncated no-core shell model // *Phys. Lett. B.* — 2018. — Vol. 779. — P. 336.
89. *Davis D., Pniewsky J.* Hypernuclei // *Contemp. Phys.* — 1986. — Vol. 27. — P. 91.
90. *Saha P., Fukuda T., Imoto W. et al.* Production of the Neutron-Rich Hypernucleus ${}^{10}_{\Lambda}\text{Li}$ in the (π^-, K^+) Double Charge-Exchange Reaction // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — Vol. 94. — 052502.

91. *Tretyakova T.Yu. L. D.* Production of exotic Λ hypernuclei via mesonic beams // *Phys. At. Nucl.* — 2003. — Vol. 66. — P. 1699.
92. *Agnello M., Benussi L., Bertani M. et al.* First observation of the hyper superheavy hydrogen ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ // *Nucl. Phys. A.* — 2012. — Vol. 881. — P. 269.
93. *Sugimura H., Agnello M., Ahn J. et al.* Search for ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ hypernucleus by the ${}^6\text{Li}(\pi^-, K^+)$ reaction at $p_{\pi^-} = 1.2\text{GeV}/c$ // *Phys. Lett. B.* — 2014. — Vol. 729. — P. 39.
94. *Botvina A., Bleicher M., Pochodzalla J. et al.* Relativistic ion collisions as the source of hypernuclei // *Eur. Phys. J. A.* — 2016. — Vol. 52. — P. 242.
95. *Rappold C. L.-F. J.* Examination of experimental conditions for the production of proton-rich and neutron-rich hypernuclei // *Phys. Rev. C.* — 2016. — Vol. 94. — 044616.
96. *Avramenko S., Aksinenko V., Anikina M. et al.* A study of the production and lifetime of the lightest relativistic hypernuclei // *Nucl. Phys. A.* — 1992. — Vol. 547. — P. 95c.
97. *Saito T., Rappold C., Bertini O. et al.* Summary of the HypHI Phase 0 experiment and future plans with FRS at GSI (FAIR Phase 0) // *Nucl. Phys. A.* — 2016. — Vol. 954. — P. 199.
98. *Abelev B., Aggarwal M., Ahammed Z. et al.* Observation of an antimatter hypernucleus // *Science.* — 2010. — Vol. 328. — P. 58.
99. *Andronic A., Braun-Munzinger P., Stachel J. et al.* Production of light nuclei, hypernuclei and their antiparticles in relativistic nuclear collisions // *Phys. Lett. B.* — 2011. — Vol. 697. — P. 203.
100. *Togashi H., Hiyama E. Y. Y. e. a.* Equation of state for neutron stars with hyperons using a variational method // *Phys. Rev. C.* — 2016. — Vol. 93. — 035808.
101. *Botta E., Bressani T., Felicielo A.* On the binding energy and the charge symmetry breaking in $A \leq 16$ Λ -hypernuclei // *Nucl. Phys. A.* — 2017. — Vol. 960. — P. 165.

102. *Li H., Yuan Q., Li J. et al.* Investigation of isospin-symmetry breaking in mirror energy difference and nuclear mass with *abinitio* calculations // Phys. Rev. C. — 2023. — Vol. 107. — 014302.
103. *Naito T., Roca-Maza X., Colò G. et al.* Isospin symmetry breaking in the charge radius difference of mirror nuclei // Phys. Rev. C. — 2022. — Vol. 106. — L061306.
104. *Bedjidian M., Descroix E., Grossiord J. et al.* Further investigation of the γ -transitions in ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ and ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ hypernuclei // Phys. Lett. B. — 1979. — Vol. 83. — P. 252.
105. *Esser A., Nagao S., Schulz F. et al.* Observation of ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ Hyperhydrogen by Decay-Pion Spectroscopy in Electron Scattering // Phys. Rev. Lett. — 2015. — Vol. 114. — 232501.
106. *Yamamoto T., Agnello M., Akazawa Y. et al.* Observation of Spin-Dependent Charge Symmetry Breaking in ΛN Interaction: Gamma-Ray Spectroscopy of ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ // Phys. Rev. Lett. — 2015. — Vol. 115. — 222501.
107. *Schäfer M., Barnea N., Gal A.* In-medium Λ isospin impurity from charge symmetry breaking in the ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ - ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ mirror hypernuclei // Phys. Rev. C. — 2022. — Vol. 106. — L031001.
108. *Gal A., Hungerford E., Millener D.* Strangeness in nuclear physics // Rev. Mod. Phys. — 2016. — Vol. 88. — 035004.
109. *Dalitz R., Hippel F.* Electromagnetic $\Lambda - \Sigma^0$ mixing and charge symmetry for the Λ -Hyperon // Phys. Lett. — 1964. — Vol. 10. — P. 153.
110. *Bodmer A., Usmani Q.* Coulomb effects and charge symmetry breaking for the $A = 4$ hypernuclei // Phys. Rev. C. — 1985. — Vol. 31. — P. 1400.
111. *Nogga A., Kamada H., Glöckle W.* The Hypernuclei ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ and ${}^4_{\Lambda}\text{H}$: Challenges for Modern Hyperon-Nucleon Forces // Phys. Rev. Lett. — 2002. — Vol. 88. — 172501.
112. *Gal A.* Charge symmetry breaking in Λ hypernuclei revisited // Phys. Lett. B. — 2015. — Vol. 744. — P. 352.
113. *Gazda D., Gal A.* Charge symmetry breaking in the $A = 4$ hypernuclei // Nucl. Phys. A. — 2016. — Vol. 954. — P. 161.

114. *Haidenbauer J., Meissner U., Nogga A.* Constraints on the Λ -Neutron Interaction from Charge Symmetry Breaking in the ${}^4_{\Lambda}\text{He}-{}^4_{\Lambda}\text{H}$ Hypernuclei // *Few-Body Syst.* — 2021. — Vol. 62. — P. 105.
115. *Le H., Haidenbauer J., Meissner U. et al.* Abinitio calculation of charge-symmetry breaking in $A = 7$ and 8 Λ hypernuclei // *Phys. Rev. C.* — 2023. — Vol. 107. — 024002.
116. *Rayet M.* Skyrme parametrization of an effective Λ -nucleon interaction // *Nucl. Phys. A.* — 1981. — Vol. 367, no. 3. — P. 381.
117. *Millener D., Dober C., Gal A.* Λ -nucleus single-particle potentials // *Phys. Rev. C.* — 1988. — Vol. 38. — P. 2700.
118. *Lanskoy D., Yamamoto Y.* Skyrme-Hartree-Fock treatment of Λ and $\Lambda\Lambda$ hypernuclei with G -matrix motivated interactions // *Phys. Rev. C.* — 1997. — Vol. 55. — P. 2330.
119. *Motoba T., Lanskoy D.E. M. D. e. a.* Λ spin-orbit splitting in heavy hypernuclei as deduced from DWIA analyses of the ${}^{89}\text{Y}(\pi^+, K^+)_{\Lambda}{}^{89}\text{Y}$ reaction // *Phys. Rev. D.* — 1979. — Vol. 20. — P. 1633.
120. *Nagels M., Rijken T., de Swart J.* Baryon-baryon scattering in a one-boson-exchange-potential approach. III. A nucleon-nucleon and hyperon-nucleon analysis including contributions of a nonet of scalar mesons // *Phys. Rev. D.* — 1979. — Vol. 20. — P. 1633.
121. *Yamamoto Y., Motoba T., Rijken T.* G -matrix approach to Hyperon-Nucleus systems // *Prog. Theor. Phys. Supp.* — 2010. — Vol. 185. — P. 72.
122. *Maessen P., Rijken T., de Swart J.* Soft-core baryon-baryon one-boson-exchange models. II. Hyperon-nucleon potential // *Phys. Rev. C.* — 1989. — Vol. 40. — P. 2226.
123. *Nagels M., Rijken T., de Swart J.* Baryon-baryon scattering in a one-boson-exchange-potential approach. II. Hyperon-nucleon scattering // *Phys. Rev. D.* — 1977. — Vol. 15. — P. 2547.
124. *Nagels M., Rijken T., Yamamoto Y.* Extended-soft-core baryon-baryon model ESC16. II. Hyperon-nucleon interactions // *Phys. Rev. C.* — 2019. — Vol. 99. — 044003.

125. *Akaishi Y., Harada T., Shinmura S. et al.* Coherent $\Lambda - \Sigma$ Coupling in s -Shell Hypernuclei // *Phys. Rev. Lett.* — 2000. — Vol. 84. — P. 3539.
126. *Miwa K., Ahn J., Akazawa Y. et al.* Precise Measurement of Differential Cross Sections of the $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ Reaction in Momentum Range 470-650 MeV/c // *Phys. Rev. Lett.* — 2022. — Vol. 128. — 072501.
127. *Lanskoy D.E., Mikheev S.A., Sidorov S.V. et al.* Hypernuclei and Neutron Stars with Charge Symmetry Breaking Potential // *Moscow University Physics Bulletin.* — 2023. — Vol. 78. — P. 623.
128. *Zhang Y., Sagawa H., Hiyama E.* Hyperon halo structure of C and B isotopes // *Phys. Rev. C.* — 2021. — Vol. 103. — 034321.
129. *Schulze H., Hiyama E.* Skyrme force for light and heavy hypernuclei // *Phys. Rev. C.* — 2014. — Vol. 90. — 047301.
130. *Ланской Д.Е., Третьякова Т.Ю.* Взаимодействия скирмовского типа в расчетах характеристик гиперядер методом Хартри-Фока // *Ядерная физика.* — 1989. — т. 49. — с. 1595.
131. *Sidorov S.V., Lanskoy D.E., Tretyakova T.Yu.* Light Λ -Hypernuclei Structure near Nucleon Stability Lines and Baryon Interactions // *Phys. Part. Nucl.* — 2022. — Vol. 53. — P. 415.
132. *Sidorov S.V., Kornilova A.S., Lanskoy D.E. et al.* Stability of Light Exotic Λ -Hypernuclei with Unstable Cores // *Bull. RAS: Phys.* — 2022. — Vol. 86. — P. 924.
133. *Kornilova A.S., Sidorov S.V., Lanskoy D.E. et al.* Shift of the proton drip line by Λ -hyperons // *Phys. Part. Nucl. Lett.* — 2023. — Vol. 20. — P. 1142.
134. *Sidorov S.V., Tretyakova T.Yu., Lanskoy D.E.* Light Exotic Λ Hypernuclei // *Proceedings of Science.* — 2022. — Vol. 380. — P. 216.
135. *Lanskoy D.E., Sidorov S.V., Tretyakova T.Y.* Proton drip line for light hypernuclei // *Eur. Phys. Jour. A.* — 2022. — Vol. 58. — 203.
136. *Charity R., Elson J., Manfredi J. et al.* Investigations of three-, four-, and five-particle decay channels of levels in light nuclei created using a ^9C beam // *Phys. Rev. C.* — 2011. — Vol. 84. — 014320.

137. *Casarejos E., Angulo C., Woods P. et al.* Low-lying states in the unbound ^{11}N nucleus // Phys. Rev. C. — 2006. — Vol. 73. — 014319.
138. *Delion D., Ghinescu S.* Two-proton emission systematics // Phys. Rev. C. — 2022. — Vol. 105. — L031301.
139. *Jager M., Charity R., Elson J. et al.* Two-proton decay of ^{12}O and its isobaric analog state in ^{12}N // Phys. Rev. C. — 2012. — Vol. 86. — 011304.
140. *Wang M., Huang W., Kondev et al. F.* The AME 2020 atomic mass evaluation (II). Tables, graphs and references // Chin. Phys. C. — 2021. — Vol. 45. — 030003.
141. *Bartel J., Quentin P., Brack M. et al.* Towards a better parametrisation of Skyrme-like effective forces: A critical study of the SkM force // Nucl. Phys. A. — 1982. — Vol. 386. — P. 79.
142. *Beiner M., Flockard H., Giai N. et al.* Nuclear ground-state properties and self-consistent calculations with the Skyrme interaction:(I). Spherical description // Nucl. Phys. A. — 1975. — Vol. 238. — P. 29.
143. *Yamamoto Y., Bando H., Žofka J.* On the Λ -hypernuclear single particle energies // Prog. Theor. Phys. — 1988. — Vol. 80. — P. 757.
144. *Zhou X., Schulze H., Sagawa H. et al.* Hypernuclei in the deformed Skyrme-Hartree-Fock approach // Phys. Rev. C. — 2007. — Vol. 76. — 034312.
145. *Hiyama E., Nakazawa K.* Structure of $S = -2$ Hypernuclei and Hyperon-Hyperon Interactions // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. — 2018. — Vol. 68. — P. 131.
146. *Lanskoy D.* Double- Λ hypernuclei in the Skyrme-Hartree-Fock approach and nuclear core polarization // Phys. Rev. C. — 1998. — Vol. 58. — P. 3351.
147. *Takahashi H., Ahn J., Akikawa H. et al.* Observation of a $^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ Double Hypernucleus // Phys. Rev. Lett. — 2001. — Vol. 87. — P. 212502.
148. *Minato F., Chiba S.* Fission barrier of actinide nuclei with double- Λ particles within the Skyrme-Hartree-Fock method // Nucl. Phys. A. — 2011. — Vol. 856. — P. 55.

Список рисунков

- 1.1 Удельные энергии связи чётных изотопов кремния, полученные с учётом и без учёта парных корреляций. Экспериментальные данные [37] отмечены точками. Сплошными (пунктирными) линиями показаны расчёты с тензорными силами (без учёта тензорных сил). 23
- 1.2 Одночастичные энергии связи в чётных изотопах кремния: протонные уровни (а, б), нейтронные уровни (с, d). Слева (справа) показаны расчёты со взаимодействиями SLy5 и SLy5+T (SGII и SGII+T). Сплошными (пунктирными) линиями показаны расчёты с тензорными силами (без учёта тензорных сил). Экспериментальные данные [37] отмечены точками. Штрих-пунктирной линией показан химический потенциал протонов (нейтронов) на рисунках а и б (с и d). 24
- 1.3 Спин-орбитальное расщепление между протонными (а) и нейтронными (б) уровнями $1d_{3/2} - 1d_{5/2}$, а также расщепление между нейтронными уровнями $1f_{7/2} - 1d_{3/2}$ (с), рассчитанное с силами SLy5(+T) и SGII(+T). Сплошными (пунктирными) линиями показаны расчёты с тензорными силами (без учёта тензорных сил). 25
- 1.4 Числа заполнения n_{nlj} протонных (а, б) и нейтронных (в, г) одночастичных уровней вблизи поверхности Ферми в изотопах кремния. Сплошными (пунктирными) линиями показаны расчёты с тензорными силами (без учёта тензорных сил). Экспериментальные данные [37] отмечены точками. 29
- 2.1 Распределение силы ГТ₋ (сверху) и ГТ₊ переходов (снизу) в ядре ^{56}Ni , в основном состоянии. На каждом графике показаны кумулятивные суммы ГТ силы, полученные с тензорным взаимодействием (штриховая линия), без учёта тензорного взаимодействия (штрихпунктирная линия) и без учёта остаточного взаимодействия в канале частица-дырка (штрих-двухпунктирная линия). 46

- 2.2 То же, что и на рис. 2.1, но для ^{78}Ni . Для большей ясности, кумулятивные суммы ΓT_- (ΓT_+) силы отмасштабированы в 0.5 (0.25) раз. 49
- 2.3 Распределение силы ΓT_- (верхние графики) и ΓT_+ переходов (нижние графики) в ^{56}Ni , рассчитанные при $T = 0.2$ МэВ (штриховые пики) и $T = 0.8$ МэВ (сплошные пики). На каждом графике показаны суммарные ΓT_\mp силы, S_- и S_+ , для соответствующих температур (для $T = 0.2$ МэВ, значения S_\mp указаны в скобках). 51
- 2.4 Распределение силы ΓT_- (верхние графики) и ΓT_+ переходов (нижние графики) в ^{78}Ni , рассчитанные при $T = 0.5$ МэВ (штриховые пики) и $T = 2$ МэВ (сплошные пики). На каждом графике показаны суммарные ΓT_\mp силы, S_- и S_+ , для соответствующих температур (для $T = 0.5$ МэВ, значения S_\mp указаны в скобках). 52
- 2.5 Скорость захвата электронов в ^{56}Ni , рассчитанная при выбранных плотностях вырожденного электронного газа ρY_e (г см^{-3}) как функция температуры. Для каждого значения плотности показаны скорости, рассчитанные с учётом и без учёта тензорного взаимодействия. Химический потенциал электронного газа μ_e (МэВ) рассчитан для указанной плотности при температуре $T = 0.1$ МэВ. Чёрной линией с точками для сравнения показаны результаты расчётов в рамках оболочечной модели Large-scale shell model из [46]. 55
- 2.6 То же, что на 2.5, но для ^{78}Ni . Химический потенциал электронного газа μ_e (МэВ) рассчитан для указанной плотности при температуре $T = 0.5$ МэВ. 57
- 2.7 Скорость β^- -распада ^{56}Ni , рассчитанная при выбранных плотностях вырожденного электронного газа ρY_e (г см^{-3}) как функция температуры. Для каждого значения плотности показаны скорости, рассчитанные с учётом и без учёта тензорного взаимодействия. Химический потенциал электронного газа μ_e (МэВ) рассчитан для указанной плотности при температуре $T = 0.1$ МэВ. 59

- 2.8 То же, что на 2.7, но для ^{78}Ni . Химический потенциал электронного газа μ_e (МэВ) рассчитан для указанной плотности при температуре $T = 0.5$ МэВ. 60
- 3.1 Механизм нарушения зарядовой симметрии в ΛN -взаимодействии. В качестве переносчика взаимодействия выступает произвольный изовекторный мезон m 72
- 3.2 Энергия связи гиперона в гиперядрах с постоянным $A = N + Z$, рассчитанные с использованием параметризаций SLy4 (нуклон-нуклонное взаимодействие) и SLL4' (гиперон-нуклонное взаимодействие). Пустыми точками отмечены рассчитанные величины, закрашенными точками соответствующей формы - энергии связи гиперона, известные из эксперимента [108]. 82
- 3.3 Энергия отделения двух протонов S_{2p} в $^9_{\Lambda}\text{C}$ (a) и $^{13}_{\Lambda}\text{O}$ (b) как функция энергии связи Λ -гиперонов в соседних гиперядрах. Левыми и правыми точками в каждой паре на рис. (a) отмечены $B_{\Lambda}(^9_{\Lambda}\text{B})$ и $B_{\Lambda}(^9_{\Lambda}\text{Li})$ соответственно. Заштрихованной областью показаны величины $B_{\Lambda}(^9_{\Lambda}\text{B})$, $B_{\Lambda}(^9_{\Lambda}\text{Li})$ и $B_{\Lambda}(^{13}_{\Lambda}\text{C})$, полученные в эксперименте [89]. Цвета и символы отвечают расчётам с различными NN and ΛN взаимодействиями. 85
- 3.4 Энергия отделения двух протонов S_{2p} в $^{14}_{\Lambda\Lambda}\text{O}$ (a) и одного протона S_p в $^9_{\Lambda\Lambda}\text{B}$ (b) как функция энергии связи Λ -гиперонов в соседних гиперядрах. Верхними и нижними точками в каждой паре отмечены результаты, полученные с $\Lambda\Lambda$ -взаимодействиями SLL3' и SLL1' соответственно. Заштрихованной областью показаны величины $B_{\Lambda}(^{13}_{\Lambda}\text{C})$ (a) и $B_{\Lambda}(^8_{\Lambda}\text{Be})$ (b), полученные в эксперименте [89]. Цвета и символы имеют такой же смысл, как на рис. 3.3. 87
- 3.5 Разница энергий связи гиперона δB_{Λ}^p в гиперядрах с нечётным Z (a) и δB_{Λ}^{2p} в гиперядрах с чётным Z (b). Разными линиями показана расчёты с различными параметризациями ΛN -взаимодействия Скирма. Точками отмечен модуль энергии отделения протона и двух протонов от нуклонных остовов на графиках (a) и (b), соответственно (данные взяты из [140]). 90

Список таблиц

1	Характеристики ядерной материи для параметризаций SLy5, SGII, SLy4 и SAMi: плотность насыщения ρ_0 (фм^{-3}), несжимаемость K_∞ (МэВ) и энергия симметрии a_s (МэВ), а также параметры центральной α_C , β_C и тензорной α_T , β_T частей J^2 -членов (МэВ фм^5).	22
2	Расщепление ΔE между протонными и нейтронными уровнями $1d_{3/2}$ и $1d_{5/2}$, полученное с различными параметризациями сил Скирма для ядер $^{28,34,42}\text{Si}$. Экспериментальные данные из [37].	27
3	Расщепление ΔE между нейтронными уровнями $1f_{7/2}$ и $1d_{3/2}$, полученное с различными параметризациями сил Скирма для ядер $^{28,34,42}\text{Si}$. Экспериментальные данные из [37].	28
4	Параметры CSB-взаимодействия и энергия связи гиперона B_Λ в изотопах $^9_\Lambda\text{C}$, $^{13}_\Lambda\text{C}$, $^{23}_\Lambda\text{C}$, полученная в модели Скирма-Хартри-Фока с использованием взаимодействий SLy4 и SLL4': без и с нарушением зарядовой симметрии	77
5	Энергия связи гиперона B_Λ в изотопах $^9_\Lambda\text{C}$, $^{13}_\Lambda\text{C}$, $^{23}_\Lambda\text{C}$, полученная с использованием взаимодействий SLy4 и SLL4' с силами, зависящими от плотности, и тройными силами	78
6	Ядра за линией протонной стабильности, которые могут связаться Λ -гипероном	89

Приложение А

Формализм ТКПСФ

Будем отталкиваться от формул, изложенных в [55]. Введем линейные комбинации фононных амплитуд:

$$\begin{pmatrix} g \\ w \end{pmatrix}_{j_p j_n}^i = \psi_{j_p j_n}^i \pm \phi_{j_p j_n}^i, \quad \begin{pmatrix} \tilde{g} \\ \tilde{w} \end{pmatrix}_{j_p j_n}^i = \tilde{\psi}_{j_p j_n}^i \pm \tilde{\phi}_{j_p j_n}^i, \quad (\text{A.1})$$

$$\begin{pmatrix} t \\ s \end{pmatrix}_{j_p j_n}^i = \eta_{j_p j_n}^i \pm \xi_{j_p j_n}^i, \quad \begin{pmatrix} \tilde{t} \\ \tilde{s} \end{pmatrix}_{j_p j_n}^i = \tilde{\eta}_{j_p j_n}^i \pm \tilde{\xi}_{j_p j_n}^i. \quad (\text{A.2})$$

Учитывая (2.10) для вакуума тепловых фононов, можно показать, что справедливы следующие соотношения:

$$\begin{pmatrix} g \\ w \end{pmatrix}_{j_p j_n}^i = \left(x_{j_p} x_{j_n} - e^{-\omega_i/2T} y_{j_p} y_{j_n} \right) \begin{pmatrix} G \\ W \end{pmatrix}_{j_p j_n}^i \quad (\text{A.3})$$

$$\begin{pmatrix} \tilde{g} \\ \tilde{w} \end{pmatrix}_{j_p j_n}^i = \mp \left(y_{j_p} y_{j_n} - e^{-\omega_i/2T} x_{j_p} x_{j_n} \right) \begin{pmatrix} G \\ W \end{pmatrix}_{j_p j_n}^i \quad (\text{A.4})$$

$$\begin{pmatrix} t \\ s \end{pmatrix}_{j_p j_n}^i = \left(x_{j_p} y_{j_n} - e^{-\omega_i/2T} y_{j_p} x_{j_n} \right) \begin{pmatrix} T \\ S \end{pmatrix}_{j_p j_n}^i \quad (\text{A.5})$$

$$\begin{pmatrix} \tilde{t} \\ \tilde{s} \end{pmatrix}_{j_p j_n}^i = \mp \left(y_{j_p} x_{j_n} - e^{-\omega_i/2T} x_{j_p} y_{j_n} \right) \begin{pmatrix} T \\ S \end{pmatrix}_{j_p j_n}^i \quad (\text{A.6})$$

$$\cdot \quad (\text{A.7})$$

Величины G , W , T , S при этом нормализованы согласно соотношению:

$$\sum_{j_p j_n} \left(G_{j_p j_n}^i W_{j_p j_n}^{i'} (1 - y_{j_p}^2 - y_{j_n}^2) - T_{j_p j_n}^i S_{j_p j_n}^{i'} (y_{j_p}^2 - y_{j_n}^2) \right) = \delta_{i i'} / (1 - e^{-\omega_i/T}). \quad (\text{A.8})$$

Применяя метод уравнения состояния, получаем следующую систему уравнений ТКПСФ для неизвестных G , W , T и S и энергий фононов ω_i :

$$G_{j_p j_n}^i \pm W_{j_p j_n}^i = \frac{2}{3} \frac{1}{\varepsilon_{j_p j_n}^{(+)} \mp \omega_i} \sum_{n=1}^{2N+2} f_{j_p j_n}^{(n)} (u_{j_p j_n}^{(+)} D_+^{in} \pm u_{j_p j_n}^{(-)} D_-^{in}), \quad (\text{A.9})$$

$$T_{j_p j_n}^i \pm S_{j_p j_n}^i = \frac{2}{3} \frac{1}{\varepsilon_{j_p j_n}^{(-)} \mp \omega_i} \sum_{n=1}^{2N+2} f_{j_p j_n}^{(n)} (v_{j_p j_n}^{(-)} D_+^{in} \pm v_{j_p j_n}^{(+)} D_-^{in}). \quad (\text{A.10})$$

В выражениях выше введены обозначения: $\varepsilon_{j_p j_n}^{(\pm)} = \varepsilon_{j_p} \pm \varepsilon_{j_n}$, $u_{j_p j_n}^{(\pm)} = u_{j_p} v_{j_n} \pm v_{j_p} u_{j_n}$, $v_{j_p j_n}^{(\pm)} = u_{j_p} u_{j_n} \pm v_{j_p} v_{j_n}$. Множители $f_{j_p j_n}^{(n)}$ возникают при интегрировании методом Гаусса с N узлами; они равны:

$$f_{j_p j_n}^{(n)} = \begin{cases} \kappa_1^{(n)} g_{j_p j_n}^{(01n)}, & n = 1..N, \\ \kappa_1^{(n)} g_{j_p j_n}^{(21n)}, & n = N + 1 .. 2N, \\ \lambda_1 t_{j_p j_n}^{(21)}, & n = 2N + 1, \\ \lambda_1 t_{j_p j_n}^{(01)} - \lambda_2 t_{j_p j_n}^{(21)}, & n = 2N + 2. \end{cases} \quad (\text{A.11})$$

Параметры изовекторной части центрального остаточного взаимодействия $\kappa_1^{(n)}$ и приведенные матричные элементы $g_{j_p j_n}^{(LJn)}$ определены в [63]. Приведенный матричный элемент тензорного взаимодействия:

$$t_{j_p j_n}^{(LJ)} = \langle j_p || i^L r^L T L J || j_n \rangle. \quad (\text{A.12})$$

Наконец, D_{\pm}^{in} определяются как

$$D_+^{in} \sum_{j_p j_n} d_{j_p j_n}^{(n)} \left\{ u_{j_p j_n}^{(+)} (1 - y_{j_p}^2 - y_{j_n}^2) G_{j_p j_n}^i - v_{j_p j_n}^{(-)} (y_{j_p}^2 - y_{j_n}^2) T_{j_p j_n}^i \right\}, \quad (\text{A.13})$$

$$D_-^{in} \sum_{j_p j_n} d_{j_p j_n}^{(n)} \left\{ u_{j_p j_n}^{(-)} (1 - y_{j_p}^2 - y_{j_n}^2) W_{j_p j_n}^i - v_{j_p j_n}^{(+)} (y_{j_p}^2 - y_{j_n}^2) S_{j_p j_n}^i \right\}, \quad (\text{A.14})$$

где

$$d_{j_p j_n}^{(n)} = \begin{cases} g_{j_p j_n}^{(01n)}, & n = 1..N, \\ g_{j_p j_n}^{(21n)}, & n = N + 1 .. 2N, \\ t_{j_p j_n}^{(01)}, & n = 2N + 1, \\ t_{j_p j_n}^{(21)}, & n = 2N + 2. \end{cases} \quad (\text{A.15})$$

В связи с тем, что остаточное взаимодействие задано нами в сепарабельной форме, уравнения ТКПСФ для фоновых амплитуд и фоновых энергий ω_i могут быть приведены к системе уравнений с $4N + 4$ неизвестными D_{\mp}^{in} :

$$\begin{pmatrix} \mathcal{M}_1 - \frac{1}{2}I & \mathcal{M}_2 \\ \mathcal{M}_2 & \mathcal{M}_3 - \frac{1}{2}I \end{pmatrix} \begin{pmatrix} D_+ \\ D_- \end{pmatrix} = 0. \quad (\text{A.16})$$

Матричные элементы матриц $(2N + 2) \times (2N + 2)$ матриц \mathcal{M}_β при этом определены как

$$\mathcal{M}_{1,3}^{nn'} = \frac{1}{3} \sum_{j_p j_n} d_{j_p j_n}^{(Jn)} f_{j_p j_n}^{(Jn')} \left\{ \frac{\varepsilon_{j_p j_n}^{(+)} (u_{j_p j_n}^{(\pm)})^2}{(\varepsilon_{j_p j_n}^{(+)})^2 - \omega_{Ji}^2} (1 - y_{j_p}^2 - y_{j_n}^2) - \frac{\varepsilon_{j_p j_n}^{(-)} (v_{j_p j_n}^{(\mp)})^2}{(\varepsilon_{j_p j_n}^{(-)})^2 - \omega_{Ji}^2} (y_{j_p}^2 - y_{j_n}^2) \right\}, \quad (\text{A.17})$$

$$\mathcal{M}_2^{nn'} = \frac{\omega_{Ji}}{3} \sum_{j_p j_n} d_{j_p j_n}^{(Jn)} f_{j_p j_n}^{(Jn')} \left\{ \frac{u_{j_p j_n}^{(+)} u_{j_p j_n}^{(-)}}{(\varepsilon_{j_p j_n}^{(+)})^2 - \omega_{Ji}^2} (1 - y_{j_p}^2 - y_{j_n}^2) - \frac{v_{j_p j_n}^{(+)} v_{j_p j_n}^{(-)}}{(\varepsilon_{j_p j_n}^{(-)})^2 - \omega_{Ji}^2} (y_{j_p}^2 - y_{j_n}^2) \right\}, \quad (\text{A.18})$$

где $1 \leq n, n' \leq 2N + 2$. Таким образом, собственные значения ТКПСФ ω_{Ji} – это корни секулярного уравнения

$$\det \begin{pmatrix} \mathcal{M}_1 - \frac{1}{2}I & \mathcal{M}_2 \\ \mathcal{M}_2 & \mathcal{M}_3 - \frac{1}{2}I \end{pmatrix} = 0, \quad (\text{A.19})$$

а фоновые амплитуды, отвечающие собственным значениям ω_i , определяются формулами выше.