

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

имени М.В. ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

имени Д.В. СКОБЕЛЬЦЫНА

На правах рукописи

МИХЕЕВ СЕМЕН АЛЕКСЕЕВИЧ

**СВОЙСТВА Λ N- И $\Lambda\Lambda$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ И
ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕЙТРОННЫХ ЗВЁЗД**

Специальность 1.3.15.

Физика атомных ядер и элементарных частиц, физика высоких энергий

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

к.ф.-м.н., доцент

Третьякова Татьяна Юрьевна

Москва – 2026

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Нейтронные звёзды	12
Глава 2. Гиперонные взаимодействия	20
2.1 Источники экспериментальной информации	20
2.2 Взаимодействие Скирма	22
2.3 Релятивистская теория среднего поля	29
Глава 3. Описание нейтронной звезды	32
Глава 4. Влияние свойств ΛN -взаимодействия на характеристики нейтронных звёзд	44
4.1 Корреляции между плотностью появления гиперонов и сжимающей способностью ΛN -взаимодействия	47
4.2 ΛN -силы, зависящие от плотности	53
4.3 Зависимость ΛN -взаимодействия от плотности и трёхчастичные ΛNN -силы	62
Глава 5. Влияние свойств $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия на характеристики нейтронных звёзд	71
Заключение	77
Благодарности	78
Список сокращений и условных обозначений	79
Список литературы	80
Список рисунков	93
Список таблиц	98

Приложение А. Параметры используемых потенциалов Скирма для NN -, ΛN - и $\Lambda\Lambda$ -взаимодействий. . .	99
Приложение Б. Параметры используемых взаимодействий в РТСП.	101

Введение

Исследование свойств барион-барионных взаимодействий занимает важное место в ядерной физике. На сегодняшний день существует большое количество информации о нуклон-нуклонном взаимодействии, основанной на данных о ядрах и ядерной материи, а также о рассеянии нуклонов. Данных о гиперонных взаимодействиях существенно меньше ввиду меньшего количества экспериментальной информации. Наиболее изученным среди гиперонных взаимодействий является взаимодействие Λ -гиперонов. Это связано со значительным (хоть и гораздо меньшим, чем в случае NN -взаимодействия) объёмом экспериментальной информации о Λ -гиперядрах, на которой основывается большинство существующих потенциалов ΛN -взаимодействия. Данные о $\Lambda\Lambda$ -гиперядрах и, соответственно, о $\Lambda\Lambda$ -взаимодействии весьма скудны. Такая информация о гиперонных взаимодействиях относится к свойствам этих взаимодействий при плотности, характерной для атомных ядер. При этом для построения общей теории барионных взаимодействий важны свойства гиперонных взаимодействий при более высоких плотностях. Например, в столкновениях тяжёлых ионов могут достигаться плотности, в несколько раз превышающие нормальную ядерную плотность. Экспериментальное изучение барионной материи при высоких плотностях является важной частью программы исследований релятивистских столкновений тяжёлых ионов на таких коллайдерах, как LHC, RHIC и NICA. Особое внимание уделяется появлению при столкновении ионов странных частиц, в частности Λ -гиперонов и гиперядер. Таким образом, исследование свойств гиперонных взаимодействий в экстремальных условиях не только необходимо для лучшего понимания природы этих взаимодействий, но и важно для физики тяжёлых ионов.

Другим примером ядерной материи при экстремальных плотностях являются компактные космические объекты, такие как нейтронные звёзды. Нейтронные звёзды представляют собой объекты с массами порядка $1-2 M_{\odot}$ (M_{\odot} – масса Солнца) и радиусом $10-15$ км. Материя нейтронных звёзд существует при экстремально высоких плотностях, которые невозможно воспроизвести в лабораторных условиях. При таких плотностях становится энергетически выгодным появление в материи гиперонов, среди которых наиболее вероятным считается

появление наиболее лёгких Λ -гиперонов. При этом для описания материи нейтронных звёзд применимы методы, характерные для ядерной физики. Различные ΛN - и $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия могут одинаково хорошо описывать характеристики гиперядер, но при высоких плотностях приводят к существенно различным результатам. Важными становятся не просто отдельные характеристики взаимодействий, но и зависимость этих характеристик от барионной плотности. Соответственно, тестирование гиперонных взаимодействий в рамках описания материи нейтронных звёзд может быть крайне полезно для понимания свойств этих взаимодействий при высоких плотностях.

За последние годы появилось большое количество наблюдательной информации о нейтронных звёздах – для большого количества объектов были измерены массы и радиусы [1–5], а также впервые были зарегистрированы гравитационные волны от слияния двух нейтронных звёзд [6, 7]. При этом в последнее время на фоне развития экспериментов по релятивистским столкновениям тяжёлых ионов также возрос интерес к изучению странной материи. Таким образом **актуальность** настоящей работы обусловлена необходимостью получения информации о свойствах гиперонных взаимодействий при высоких плотностях и возможностью применения существующих параметризаций ΛN - и $\Lambda\Lambda$ -взаимодействий для описания современных экспериментальных данных о сверхплотной материи нейтронных звёзд.

Целью настоящей работы является использование современных ΛN -взаимодействий, основанных на данных по гиперядрам, для исследования влияния свойств гиперонных взаимодействий на характеристики нейтронных звёзд, а именно:

- определение зависимости между значением нуклонной плотности, при которой в материи нейтронных звёзд появляются Λ -гипероны, и характеристиками ΛN -взаимодействия;
- исследование роли зависимости от плотности гиперон-нуклонных ΛN -сил и гиперон-гиперонных $\Lambda\Lambda$ -сил при описании нейтронных звёзд;
- изучение различий между описанием многочастичных эффектов с помощью трёхчастичных ΛNN -сил и ΛN -сил, зависящих от нуклонной плотности, применительно к материи нейтронных звёзд.

Для достижения поставленных целей были решены следующие **задачи**:

1. Создано программное обеспечение для расчёта характеристик ядерной материи и уравнения состояния материи нейтронных звёзд в формализме сил Скирма и релятивистской теории среднего поля, а также для расчёта масс, радиусов и приливных деформируемостей звёзд на основе полученных уравнений состояния.
2. Проведён расчёт плотностей, при которых в материи нейтронных звёзд появляются Λ -гипероны, в подходе с использованием сил Скирма и в релятивистской модели среднего поля. Рассчитаны коэффициенты корреляций между этой величиной и характеристиками ΛN -взаимодействия.
3. Рассчитаны массы и радиусы нейтронных звёзд в подходе, основанном на взаимодействии Скирма, с использованием различных потенциалов ΛN -взаимодействия. Исследована роль отдельных членов этого потенциала при описании нейтронных звёзд. Созданы модифицированные версии потенциалов ΛN -взаимодействия с различными значениями показателя степени γ в зависимости от нуклонной плотности, и проведены расчёты характеристик нейтронных звёзд с использованием этих потенциалов.
4. Проведены расчёты характеристик нейтронных звёзд с ΛN -силами, зависящими от нуклонной плотности, и с трёхчастичными ΛNN силами, проведено сравнение полученных результатов. Описаны различные варианты нарушения зарядовой симметрии в материи нейтронных звёзд.
5. Получен потенциал $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия с зависимостью от нуклонной плотности в виде сил Скирма на основе существующего потенциала, записанного в форме сил Гаусса. Выполнены расчёты характеристик нейтронных звёзд с использованием этого потенциала.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Плотность, при которой в нейтронных звёздах появляются гипероны, сильно коррелирует (линейный коэффициент корреляции Пирсона на $r \geq 0.9$) со сжимающей способностью ΛN -взаимодействия K_Λ , характеризующей влияние гиперона на нуклонный остов гиперядра, вне зависимости от модельного подхода.
2. В формализме сил Скирма поведение уравнения состояния материи нейтронных звёзд при высоких плотностях зависит не столько от величин сил, зависящих от плотности, сколько от сложного сочетания раз-

личных слагаемых потенциала ΛN -взаимодействия. Выбор методики построения потенциала позволяет с уменьшением показателя степени γ в зависимости от плотности получать как более мягкие, так и более жесткие уравнения состояния.

3. При использовании трёхчастичных ΛNN -сил вместо пропорциональных нуклонной плотности ΛN -сил той же амплитуды уравнение состояния материи нейтронных звёзд всегда смягчается, что приводит к уменьшению максимальной массы в диапазоне от 0.01 до 0.15 масс Солнца. При определённом выборе потенциалов ΛN - и NN -взаимодействия трёхчастичные силы при высоких плотностях приводят к полному исчезновению лептонов и протонов.
4. Включение зависимости от нуклонной плотности в $\Lambda\Lambda$ -взаимодействие в подходе с использованием сил Скирма не оказывает значительного влияния на максимальные массы нейтронных звёзд по сравнению с существующими потенциалами $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия без зависимости от плотности.

Научная новизна:

1. Найдена характеристика ΛN -взаимодействия (сжимающая способность K_Λ), демонстрирующая сильную корреляцию со значением плотности, при которой в материи нейтронных звёзд появляются гипероны, и с максимальной массой нейтронных звёзд. Результат подтверждён в двух независимых моделях.
2. Впервые предложено семейство потенциалов Скирма, для которых меньшее значение показателя степени в зависимости ΛN -взаимодействия от плотности соответствует более жёсткому уравнению состояния.
3. Обнаружено, что выбор между зависимостью от плотности и трёхчастичными силами той же амплитуды в ΛN -взаимодействии может оказывать качественное влияние на состав материи нейтронных звёзд.
4. Впервые в формализме Скирма использованы потенциалы $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия, включающие зависимость от нуклонной плотности, и показано влияние учёта этой зависимости на массы и радиусы нейтронных звёзд.

Предмет и объект исследования. Объектом исследования являются нейтронные звёзды и материя нейтронных звёзд. Предметом исследования является влияние различных аспектов ΛN - и $\Lambda\Lambda$ -взаимодействий на характеристики нейтронных звёзд.

Методология и методы исследования. Для описания характеристик материи нейтронных звёзд использовалась модель, основанная на силах Скирма, и релятивистская теория среднего поля. Расчёт характеристик нейтронных звёзд производился с помощью численного решения уравнения Толмана-Оппенгеймера-Волкова.

Научная и практическая значимость. Результаты, полученные в настоящей работе, могут быть использованы для дальнейшего развития представлений об особенностях гиперонных взаимодействий при высоких плотностях барионной материи. Также выводы, полученные в работе, могут быть полезны при поиске путей решения проблемы «hyperon puzzle», актуальной для физики нейтронных звёзд.

Степень достоверности полученных результатов обеспечена использованием апробированных методов современной теоретической ядерной физики и достигается подробным анализом полученных результатов и их сравнением с имеющимися в различных работах теоретическими оценками.

Апробация работы. Основные результаты работы были представлены на 17 международных и российских конференциях и семинарах:

- Международная конференция по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра ЯДРО (2020, 2022, 2023, 2024, 2025),
- International Scientific Conference of Young Scientists and Specialists, JINR, Dubna (AYSS-2022),
- International Workshop «Infinite and Finite Nuclear Matter» (INFINUM) JINR, Dubna (2023, 2025),
- Научный семинар ОЭПВАЯ НИИЯФ МГУ и кафедры общей ядерной физики физического факультета МГУ (2024, 2026),
- Научная конференция «Ломоносовские чтения», НИИЯФ МГУ, Москва (2023, 2024),
- Межвузовская молодежная научная школа-конференция имени Б.С. Ишханова «Концентрированные потоки энергии в космической

технике, электронике, экологии и медицине», НИИЯФ МГУ, Москва (2019, 2021, 2025),

– Физика нейтронных звёзд, ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург (2023),

– International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems, ОИЯИ, Дубна (2023).

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 6 статьях в рецензируемых научных изданиях, рекомендованных для защит в диссертационном совете МГУ имени М.В. Ломоносова по специальности и отрасли наук.

1. С.А. Михеев, Д.Е. Ланской, Т.Ю. Третьякова. Корреляции между свойствами ядерной материи и характеристиками нейтронных звёзд // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2022. Т. 53, 2. с. 369–378. EDN: JFEUBH. Импакт-фактор 0.936 (ядро РИНЦ). 0.54 п.л.

[перевод: S.A. Mikheev, D.E. Lanskoj, T.Yu. Tretyakova. Correlations between properties of nuclear matter and characteristics of neutron stars // Physics of Particles and Nuclei. 2022. Vol. 53, no. 2. P. 409–414. EDN: CTTNOZ. Импакт-фактор 0.5 (JIF). 0.55 п.л.]

Работа процитирована в списке литературы под номером [8].

2. S. Mikheev, D. Lanskoj, A. Nasakin, T. Tretyakova. Hyperonic interactions in neutron stars // Particles. 2023. Vol. 6. P. 847–863. DOI: 10.3390/particles6030054. Импакт-фактор 2.3 (JIF). 1.6 п.л.

Работа процитирована в списке литературы под номером [9].

3. А.И. Насакин, Д.Е. Ланской, С.А. Михеев, Т.Ю. Третьякова. Условия появления гиперонов в материи нейтронных звёзд // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2025. Т. 56, 3. С. 1583–1595. EDN: NAAVQM. Импакт-фактор 0.936 (ядро РИНЦ). 0.79 п.л.

[перевод: A.I. Nasakin, D.E. Lanskoj, S.A. Mikheev, T.Yu. Tretyakova. Conditions of hyperon appearance in neutron star // Physics of Particles and Nuclei. 2025. Vol. 56, no. 3. P. 943–949. EDN: UOVKZC. Импакт-фактор 0.5 (JIF). 0.77 п.л.]

Работа процитирована в списке литературы под номером [10].

4. S.A. Mikheev, D.E. Lanskoj, A.I. Nasakin, T.Yu. Tretyakova. Medium effects in hyperonic interactions at neutron stars densities // International Journal of

Modern Physics E. 2026. Vol. 35, no. 1. 2550059. EDN: ANVWXM. Импакт-фактор 0.9 (JIF). 1.38 п.л.

Работа процитирована в списке литературы под номером [11].

5. S.A. Mikheev, D.E. Lanskoу, A.I. Nasakin, S.V. Sidorov, T.Yu. Tretyakova Density dependent hyperonic interactions in neutron stars // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 2025. Vol. 89, Suppl. issue 3, P. S460–S465. DOI: 10.1134/S1062873825714801. Импакт-фактор 0.25 (SJR). 0.71 п.л.

Работа процитирована в списке литературы под номером [12].

6. С.А. Михеев, Д.Е. Ланской, А.И. Насакин, Т.Ю. Третьякова. Об особенностях гиперонных взаимодействий в нейтронных звёздах // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2025. Т. 89, 5. С. 826–831. EDN: ZMKKBD. Импакт-фактор 0.661 (ядро РИНЦ). 0.63 п.л.

[перевод: S.A. Mikheev, D.E. Lanskoу, A.I. Nasakin, T.Yu. Tretyakova. Features of hyperonic interactions in neutron stars // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 2025. Vol. 89, no. 5. P. 792–797. EDN: LMMPLP. Импакт-фактор 0.25 (SJR). 0.6 п.л.]

Работа процитирована в списке литературы под номером [13].

Личный вклад. В написанных в соавторстве работах основные результаты, представленные в диссертации, получены автором лично. В ходе работы им были написаны программы для расчёта характеристик ядерной материи и нейтронных звёзд на основе формализма сил Скирма и релятивистской теории среднего поля. Автором были проведены все расчёты, результаты которых представлены в диссертации. Автор принимал ключевое участие в подготовке и решении задач и существенное участие в подготовке всех публикаций.

Структура и содержание работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, двух приложений и списка литературы. В первой главе обзревается существующая экспериментальная и теоретическая информация о нейтронных звёздах. Во второй главе обсуждаются гиперонные взаимодействия и источники экспериментальной информации о них, а также два способа описания барионных взаимодействий, используемые в настоящей работе: модель Скирма и релятивистская теория среднего поля. В третьей главе приводится формализм, используемый для описания нейтронных звёзд и обсуждаются некоторые детали полученных зависимостей. Четвёртая глава посвящена пред-

ставлению результатов исследования влияния свойств ΛN -взаимодействия на характеристики нейтронных звёзд. В частности, в разделе 4.1 обсуждаются корреляции между плотностью появления гиперонов и сжимающей способностью ΛN -взаимодействия, в разделе 4.2 – роль ΛN -сил, зависящих от плотности, а в разделе 4.3 – различие между зависящими от плотности и трёхчастичными силами в ΛN -взаимодействии в материи нейтронных звёзд. Наконец, в пятой главе обсуждается влияние свойств $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия на характеристики нейтронных звёзд. В заключении сформулированы результаты работы, в приложении приведены параметры использованных взаимодействий.

Глава 1. Нейтронные звёзды

Нейтронные звёзды представляют собой сверхплотные объекты, остающиеся после взрыва сверхновых. Впервые идея существования нейтронных звёзд была предложена в 1934 году в работе Бааде и Цвики [14]. Авторы предположили, что плотные объекты, состоящие преимущественно из нейтронов, должны быть гораздо сильнее связаны гравитационными силами, нежели обычные звёзды. Они также указали, что такие объекты могут появляться в результате взрыва сверхновых. Любопытно, что за три года до этого, ещё до открытия нейтрона, Ландау выдвигал гипотезу о существовании в тяжёлых звёздах внутренней области со сверхвысокими плотностями [15]. В 1939 году в работах Толмана [16] и Оппенгеймера с Волковым [17] было выведено уравнение для описания структуры статичной сферически симметричной звезды в рамках общей теории относительности. Оппенгеймер и Волков в своей работе рассмотрели материю нейтронной звезды как газ невзаимодействующих нейтронов и получили верхний предел для массы звезды, равняющийся $0.7 M_{\odot}$ (M_{\odot} – масса Солнца). Отметим, что это значение существенно меньше, чем реально наблюдаемые массы большинства нейтронных звёзд, что подчёркивает важность учёта взаимодействия между барионами при построении модели. В 1950-е годы теория нуклонных взаимодействий активно развивалась, и в 1959 году в работе Кэмерона [18] была получена более реалистичная оценка массы нейтронной звезды ($M = 2M_{\odot}$). В этой же работе было впервые высказано предположение, что материя нейтронных звёзд помимо нуклонов и лептонов может включать ещё и гипероны. В работе [19] были проведены первые детальные расчёты уравнения состояния материи нейтронных звёзд, состоящей из нуклонов, лептонов и гиперонов. На сегодняшний день гипотеза о появлении гиперонов во внутренней области нейтронной звезды широко распространена и используется в теоретических моделях. В последующие годы появилось множество работ, по-разному описывающих состав материи нейтронной звезды при высоких плотностях. Так, например, в работах [20] и [21] обсуждались, соответственно, появление пионного и каонного конденсата, а в работе [22] впервые была предложена достаточно популярная в настоящее время гипотеза о существовании в нейтронной звезде плотного кваркового ядра. Также в 1959 году в работе Мигдала [23] было указа-

но на возможность существования в нейтронной звезде сверхтекучей нейтронной жидкости. В 1960-х были достигнуты первые успехи в описании охлаждения нейтронных звёзд, которое происходит путём испускания нейтрино [24–27]. Более подробный обзор исторического развития теоретических знаний о нейтронных звёздах можно найти, например, в работе [28].

Несмотря на активное развитие теоретической физики нейтронных звёзд после появления работы [14], первого наблюдательного подтверждения существования этих объектов пришлось ждать более тридцати лет. В 1967 году был открыт первый радиопульсар PSR B1919+21 [29], с точки зрения наблюдений представляющий собой источник повторяющихся с небольшим (1.377 секунд) периодом радиоимпульсов. Общепринятая сегодня идея о том, что пульсары являются быстро вращающимися нейтронными звёздами, была предложена вскоре после этого открытия в работе [30]. В 1968 году был открыт пульсар PSR B0531+21 в Крабовидной туманности [31], расположенный на месте взрыва сверхновой SN 1054, что стало подтверждением гипотезы о том, что нейтронные звёзды являются остатками сверхновых. В 1974 году был открыт первый двойной пульсар PSR J1913+16 [32] – система из двух нейтронных звёзд, вращающихся вокруг общего центра массы. Изолированные нейтронные звёзды встречаются гораздо чаще (в 90% случаев), чем звёзды в двойных системах, но лишь для последних возможно измерить массу звезды. Заметим, что под двойной системой здесь подразумевается система из нейтронной звезды и её компаньона, который, в свою очередь, может быть как нейтронной звездой, так и белым карликом или звездой главной последовательности.

Нейтронные звёзды могут наблюдаться во всём диапазоне электромагнитного спектра, хотя большинство из них наблюдаются как радиопульсары. На сегодняшний день было обнаружено более 4300 нейтронных звёзд [33] (см. актуальный список на сайте [34]). Всего же в нашей галактике, по разным оценкам, может находиться $10^8 - 10^9$ нейтронных звёзд.

Основными наблюдаемыми характеристиками нейтронных звёзд являются их массы и радиусы. Как уже было упомянуто, измерение массы возможно только для звёзд, входящих в состав двойных систем. Современные методы определения массы основаны на точном отслеживании орбитальных движений через время прибытия импульсов от пульсаров. Из третьего закона Кеплера можно получить так называемые функции масс для звёзд, входящих в состав

двойной системы [35]:

$$f_1(M_1, M_2, i) = \frac{(M_2 \sin i)^3}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{P_0 v_1^3}{2\pi G},$$

$$f_2(M_1, M_2, i) = \frac{(M_1 \sin i)^3}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{P_0 v_2^3}{2\pi G},$$

где i – угол между лучом зрения и нормалью к плоскости орбиты, P_0 – орбитальный период, v_1 и v_2 – проекции орбитальных скоростей на луч зрения, M_1 и M_2 – массы компонент системы. Массовые функции позволяют определить массы с достаточно высокой точностью, но только в том случае, когда известны f_1 и f_2 . В реальности же ситуации, в которых удаётся измерить массовые функции для обеих компонент системы, достаточно редки и соответствуют случаям, когда обе звезды в системе обладают наблюдаемым спектром излучения [36]. В противном случае для оценки масс отдельных компонент двойной системы используются релятивистские эффекты, присущие столь компактным объектам, как нейтронные звёзды. В частности, широко используется эффект Шапиро [37], который состоит в задержке сигнала от пульсара при прохождении гравитационного поля его компаньона. Большинство нейтронных звёзд с надёжно измеренными массами имеют массы в диапазоне от 1.3 до 1.5 M_\odot . Существуют, однако, измерения, указывающие на то, что массы нейтронных звёзд могут превышать 2 M_\odot . В число наиболее массивных пульсаров входят звёзды PSR J0348+0432 с массой $2.01 \pm 0.04 M_\odot$ [38] и PSR J0740+6620 с массой $2.08 \pm 0.07 M_\odot$ [1, 2], а также быстро вращающийся массивный пульсар PSR J0952–0607 с массой $2.35 \pm 0.17 M_\odot$ [4]. С другой стороны, в 2022 году в остатке сверхновой HESS J1731–347 был обнаружен компактный объект с необычайно низкой массой в $0.77_{-0.17}^{+0.20} M_\odot$, который, предположительно, также может являться нейтронной звездой [39]. В 2024 году был проведён статистический анализ 136 известных масс пульсаров и получена оценка максимальной массы нейтронной звезды $M_{max} = 2.25_{-0.07}^{+0.08} M_\odot$ [40].

Радиусы нейтронных звёзд определяются с гораздо меньшей точностью, чем массы, в силу чего результаты их измерений могут быть весьма противоречивы [41, 42]. Большинство существующих методов оценки радиусов нейтронных звёзд основаны на анализе теплового излучения с поверхности звезды. Спектроскопические измерения радиусов нейтронных звёзд аналогичны изме-

рениям радиусов обычных звёзд и основаны на измерении теплового потока, расстояния до звезды и моделировании спектра излучения. Однако такой метод сопряжён с большим количеством неопределённостей. Ввиду малых размеров нейтронных звёзд невозможно точно определить расстояние до них. При этом гравитация и сильные магнитные поля могут заметно влиять на испускаемое излучение. Из-за этого большинство радиусов нейтронных звёзд измерены с достаточно низкой точностью, а одновременные измерения массы и радиуса для одного и того же объекта весьма редки. На рисунке 1.1 представлены некоторые результаты измерений масс и радиусов в системах двойных рентгеновских пульсаров [41]. Слева изображены результаты, полученные из анализа излучения тепла, накопленного в коре нейтронной звезды, в спокойном состоянии. Справа – из анализа рентгеновских вспышек, происходящих в результате аккреции вещества со звезды-компаньона и его последующего сгорания.

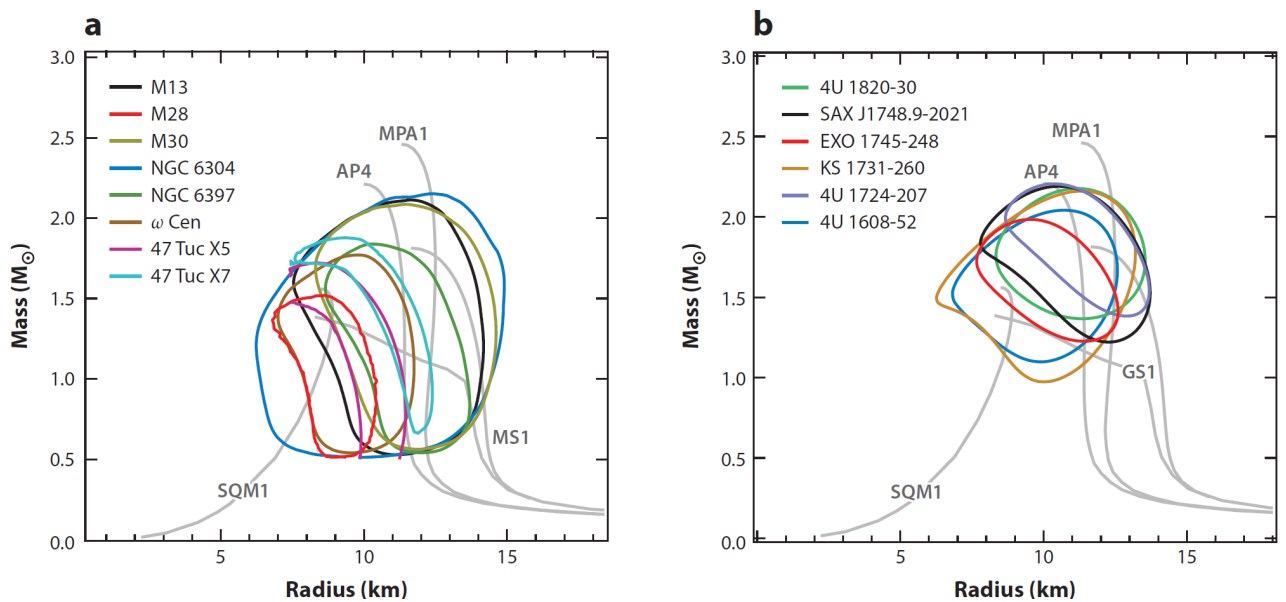


Рисунок 1.1 — Экспериментальные ограничения на соотношения масса-радиус (с доверительным интервалом 68 %), полученные из анализа спокойного теплового излучения в системах двойных рентгеновских пульсаров (слева) и из анализа рентгеновских всплесков (справа) [41].

Некоторые данные о массах и радиусах нейтронных звёзд были получены с помощью космического телескопа NICER (Neutron star Interior Composition Explorer). Метод работы телескопа основан на анализе анизотропии в тепловом излучении нейтронных звёзд и моделировании спектра этого излучения. В таблице 1 приведены некоторые значения масс и радиусов, полученных с помощью NICER.

Таблица 1 — Массы и радиусы нейтронных звёзд, полученные с помощью телескоп NICER

Пульсар	Масса, M_{\odot}	Радиус, км
PSR J0030+0451 [43, 44]	$1.44^{+0.15}_{-0.14}$	$13.02^{+1.24}_{-1.06}$
	$1.34^{+0.15}_{-0.16}$	$12.71^{+1.14}_{-1.19}$
PSRJ0740+6620 [45]	$2.072^{+0.067}_{-0.066}$	$12.39^{+1.30}_{-0.98}$
PSR J0437-4715 [46]	1.418 ± 0.037	$11.36^{+0.95}_{-0.63}$
PSR J1231-1411 [47]	$1.04^{+0.05}_{-0.03}$	$13.5^{+0.3}_{-0.5}$
PSR J0614-3329 [48]	$1.44^{+0.06}_{-0.07}$	$10.29^{+1.01}_{-0.86}$

При этом стоит отметить, что поскольку метод работы телескопа NICER основан на детальном моделировании тепловой анизотропии на поверхности звезды, результаты его измерений в достаточно высокой степени являются модельно зависимыми.

В 2017 году произошло важное событие для физики нейтронных звёзд – впервые были зарегистрированы гравитационные волны от слияния двух нейтронных звёзд в событии GW170817 [6]. Из анализа этого события были получены ограничения на значения приливной деформируемости звезды Λ – величины, характеризующей отклик нейтронной звезды на внешнее гравитационное воздействие. Коэффициент приливной деформируемости определяется как коэффициент пропорциональности между внешним приливным полем ε_{ij} и квадрупольным моментом самой звезды Q_{ij} [49, 50]:

$$Q_{ij} = -\lambda \varepsilon_{ij}. \quad (1.1)$$

Как правило, приливные деформации удобнее описывать с помощью безразмерного коэффициента Λ :

$$\Lambda = \frac{\lambda}{M^5}, \quad (1.2)$$

где M – масса нейтронной звезды.

Из анализа события GW170817 было получено следующее ограничение на значение приливной деформируемости: $\Lambda = 300^{+420}_{-230}$ [7, 51]. В предположении, что одна из сливающихся нейтронных звёзд имела наиболее распространённую массу в $1.4 M_{\odot}$, были также получены ограничения на радиус: $R = 12.48^{+0.41}_{-0.40}$ км. В работе [52] на основе полученных данных о слиянии была предложена оцен-

ка максимальной массы нейтронной звезды $M_{max} = 2.16_{-0.15}^{+0.17} M_{\odot}$. В 2019 были зарегистрированы гравитационные волны ещё от двух события слияния, в которых потенциально могли участвовать нейтронные звёзды: GW190814 [53] и GW190425 [54]. При этом, в отличие от GW170817, в этих событиях не гарантируется, что хотя бы один из сливающихся объектов был нейтронной звездой. В случае GW190814 произошло слияние массивной ($23 M_{\odot}$) чёрной дыры и компактного объекта с массой $2.6 M_{\odot}$, который мог быть как нейтронной звездой, так и чёрной дырой. Событие GW190425 соответствует слиянию двух компактных объектов с общей массой $3.4_{-0.1}^{+0.3} M_{\odot}$. Это значение заметно превышает все известные значения масс систем, состоящих из двух нейтронных звёзд. Такая неопределённость ставит под сомнение использование этих данных для наложения ограничений на характеристики нейтронных звёзд. Тем не менее, в предположении, что хотя бы один из сливающихся объектов являлся нейтронной звездой, из событий GW190814 и GW190425 были получены ограничения на величину коэффициента приливной деформируемости для звёзд с массой $1.4 M_{\odot}$: $\Lambda_{1.4} = 616_{-158}^{+273}$ и $\Lambda_{1.4} \leq 650$, соответственно.

Типичная нейтронная звезда состоит из газообразной плазменной атмосферы, коры и ядра [28, 55]. Кора имеет толщину порядка километра и вносит лишь небольшой вклад в массу нейтронной звезды, которая в значительной степени определяется веществом сверхплотного ядра. Кора нейтронной звезды подразделяется на внешнюю и внутреннюю. Внешняя кора состоит из тяжёлых ионизированных ядер, находящихся в равновесии с вырожденным электронным газом. Во внутренней коре более нейтронизбыточные ядра погружены в жидкость из электронов и сверхтекучих нейтронов. Ядро нейтронной звезды также делится на внешнее и внутреннее. Внешнее состоит из сверхтекучей нейтронной жидкости с примесью протонов и лептонов, а вот состав внутреннего ядра неизвестен, и различные теоретические модели предсказывают различные варианты [56]. На рисунке 1.2 изображена структура типичной нейтронной звезды, и, в том числе, приведены популярные варианты состава материи внутреннего ядра: нуклонная материя, пионные и каонные конденсаты, барионная материя с вкладом гиперонов и странное кварковое ядро. Существуют также модели странных звёзд, полностью состоящих из связанной кварковой материи. Как уже упоминалось ранее, одной из наиболее распространённых на сегодняшний

день версий является появление гиперонов в барионной материи внутреннего ядра.

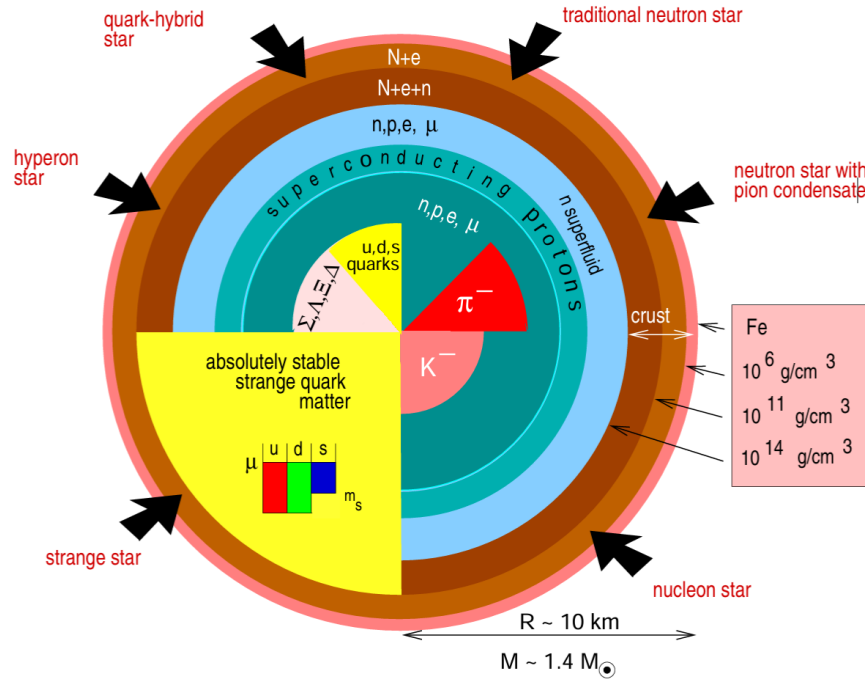


Рисунок 1.2 — Структура типичной нейтронной звезды [56]

С появлением гиперонов в нейтронных звёздах связана проблема под названием «hyperon puzzle», суть которой заключается в следующем. С одной стороны, при высоких плотностях появление гиперонов в материи становится энергетически выгодным. С другой – появление гиперонов ведёт к смягчению уравнения состояния и, как следствие, уменьшению максимальной массы звезды. Таким образом, описание наблюдательных данных $M \geq 2M_{\odot}$ в теоретических моделях становится нетривиальной задачей. Было предложено множество потенциальных способов решения этой проблемы [57]. В работе [58] были предложены универсальные трёхчастичные силы, позволяющие сконструировать достаточно жёсткое уравнение состояния. Роль трёхчастичных сил в дальнейшем подробно обсуждалась в работах [59–62]. Достаточно популярной идеей для решения «hyperon puzzle» является существование внутри нейтронной звезды сверхплотного ядра из кварковой материи [22, 63, 64]. Были предложены и более экзотические варианты, такие как существование в ядре частиц тёмной материи [65]. В релятивистской теории среднего поля варианты решения «hyperon puzzle» зачастую сводятся к введению в модель элементов, не влияющих на описание материи при низких плотностях, но проявляющих себя при более высоких [63, 66–75]. Такими элементами могут быть мезонные поля со

скрытой странностью или вершинные константы взаимодействия, зависящие от плотности. Несмотря на большое разнообразие предложенных вариантов, среди них нет единого общепринятого решения, и проблема до сих пор остаётся актуальной. Для дальнейшего поиска путей решения «hyperon puzzle» необходимо более глубокое понимание свойств гиперонных взаимодействий при высоких плотностях.

Глава 2. Гиперонные взаимодействия

2.1 Источники экспериментальной информации

Исследование свойств гиперонных взаимодействий имеет важное значение для различных областей физики, в том числе для ядерной физики, астрофизики и физики высоких энергий. С точки зрения эксперимента существуют различные подходы к изучению гиперонных взаимодействий. По аналогии с нуклон-нуклонным взаимодействием можно получить некоторую информацию на основе экспериментов по рассеянию гиперонов. Такой метод сопряжён с большим количеством трудностей, связанных с коротким ($\sim 10^{-10}$ секунд) временем жизни гиперонов. Технически возможны только эксперименты на вторичных пучках гиперонов с довольно низкой интенсивностью. Из-за этого данные о гиперон-нуклонном взаимодействии, полученные из экспериментов по рассеянию, весьма скудны, а данные о гиперон-гиперонном взаимодействии отсутствуют вообще. Тем не менее, на основе этих данных был создан ряд моделей, описывающих взаимодействие свободных гиперона и нуклона [76–80].

Другим источником информации о гиперонных взаимодействиях являются гиперядра, то есть ядра, содержащие, помимо протонов и нейтронов, один или несколько гиперонов. Наиболее хорошо изучены Λ -гиперядра. Свободный Λ -гиперон распадается по каналу $\Lambda \rightarrow \pi N$, который в составе гиперядра подавлен принципом Паули. В ядерной материи, однако, возможен слабый безмезонный распад по каналу $\Lambda N \rightarrow NN$, который происходит с большим энерговыделением (~ 175 МэВ), что приводит к вылету образовавшихся нуклонов из ядра и принцип Паули не нарушается. Таким образом, время жизни Λ -гиперона в составе гиперядра сравнимо со временем жизни свободного гиперона и составляет $\sim 10^{-10}$ секунд. Более тяжёлые Σ - и Ξ -гипероны в составе гиперядер практически мгновенно (за характерное ядерное время $10^{-23} - 10^{-22}$ секунд) конвертируются в Λ -гиперон по сильному взаимодействию посредством реакций $\Sigma N \rightarrow \Lambda N$ и $\Xi N \rightarrow \Lambda N$, что заметно усложняет их экспериментальное изучение. При этом, по современным представлениям, потенциал ΣN -взаимодействия считается отталкивающим [81], что важно в контексте вопроса об их наличии (или

отсутствии) в материи нейтронных звёзд. Данные о Ξ -взаимодействии Ξ в свою очередь очень малочисленны и касаются исключительно ΞN -взаимодействия. В связи с этим в этой работе мы ограничиваемся исследованием Λ -гиперонных взаимодействий.

Основной измеряемой характеристикой Λ -гиперядер является энергия связи Λ -гиперона:

$$B_{\Lambda}(^A_{\Lambda}Z) = B(^A_Z) - B(^{A-1}_Z), \quad (2.1)$$

где $B(^AZ)$ – энергия связи ядра с массовым числом A и зарядом Z . Хорошо определено также значение энергии связи Λ -гиперона в бесконечной ядерной материи:

$$B_{\Lambda}(A \rightarrow \infty) = D_{\Lambda} \approx 28 \text{ МэВ}. \quad (2.2)$$

В ядре Λ -гиперон может занимать не только низшее по энергии, но и более высокие состояния. При этом возбуждение снимается испусканием нуклонов или переходом Λ -гиперона на более низкий уровень с испусканием γ -кванта. Последний вариант позволяет путём изучения таких γ -переходов получать достаточно точные спектры гиперядер в различных энергетических состояниях.

На сегодня экспериментально зарегистрировано около 35 Λ -гиперядер. На основе этих данных построено большое количество моделей, воспроизводящих характеристики гиперядер и описывающих ΛN -взаимодействие в среде. Поскольку Λ -гиперон кардинально не меняет структуру ядра, для этого используются подходы, характерные для ядерной физики, такие как оболочечная модель, расчёты методом Хартри-Фока с потенциалами Скирма и релятивистская теория среднего поля. Подробный обзор экспериментальных данных и теоретических моделей по Λ -гиперядрам приведён в работе [80].

Что касается гиперон-гиперонного взаимодействия, его экспериментальное изучение естественным образом усложнено ещё сильнее, чем изучение гиперон-нуклонного взаимодействия. Эксперименты по рассеянию гиперонов на гиперонах невозможны, и практически вся экспериментальная информация об этом типе взаимодействия получена из исследования $\Lambda\Lambda$ -гиперядер. При этом даже такая информация весьма ограничена и касается только основных состояний $\Lambda\Lambda$ -гиперядер, поскольку существующие экспериментальные данные были

получены в эмульсионных экспериментах. Процесс формирования и регистрации $\Lambda\Lambda$ -гиперядра представляет собой сложную и достаточно маловероятную цепочку событий с формированием Ξ^- -гиперона, его захватом ядром с последующей конверсией $\Xi N \rightarrow \Lambda\Lambda$ с выделением энергии и фрагментации ядра на два осколка, один из которых должен сохранить оба Λ -гиперона. Фактически, на настоящий момент лишь в одном эксперименте было зарегистрировано двойное $\Lambda\Lambda$ -гиперядро, которое удалось однозначно идентифицировать как ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ [82]. Существует также около дюжины других событий, которые можно рассматривать как образование более тяжелых двойных гиперядер, однако ни для одного из них нет однозначной интерпретации.

Информация о гиперонных взаимодействиях, полученная из исследований гиперядер, может быть использована для описания взаимодействий между барионами в материи нейтронных звёзд. Далее мы подробнее рассматриваем два популярных метода описания барионных взаимодействий, используемых в этой работе: подход на основе сил Скирма и релятивистскую теорию среднего поля.

2.2 Взаимодействие Скирма

Подход на основе сил Скирма представляет собой нерелятивистскую самосогласованную модель среднего поля, построенную с помощью δ -сил. При этом силы Скирма, будучи формально взаимодействием нулевого радиуса, эффективно учитывают конечные размеры ядер. Использование δ -сил упрощает решение системы уравнений в методе Хартри-Фока при расчёте характеристик ядер и гиперядер. Параметры взаимодействия подгоняются под экспериментальные данные. Силы Скирма широко применяются при исследовании как ядер и гиперядер, так и ядерной материи [62, 83, 84]. Существует большое количество параметризаций NN -взаимодействия, хорошо описывающих ядра и ядерную материю, и достаточное количество параметризаций ΛN -взаимодействия, описывающих гиперядро. Также существуют работы, в которых в подходе Скирма рассчитываются характеристики материи нейтронных звёзд [85–87].

Подход Скирма обладает рядом преимуществ, удобных для целей нашего исследования. Потенциалы Скирма обладают большим числом параметров,

подгоняемых под экспериментальные данные, что обеспечивает большую вариативность. Также силы Скирма позволяют в едином подходе описывать NN -, ΛN - и $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия. При этом потенциалы обладают чёткой структурой, благодаря которой можно отдельно отследить не только влияние различных взаимодействий (NN -, ΛN - или $\Lambda\Lambda$ -), но и роль отдельных членов потенциалов (например, сил, зависящих от нуклонной плотности). Таким образом, использование подхода Скирма позволяет детально отследить роль конкретных аспектов взаимодействия в описании материи нейтронных звёзд, что важно для лучшего понимания свойств гиперонных взаимодействий.

Пожалуй, основной недостаток взаимодействия Скирма заключается в его нерелятивистской природе. например, в условиях экстремальных плотностей в таких моделях теоретически возможно возникновение нефизической ситуации, когда скорость звука становится очень близка или даже превышает скорость света. Это указывает на то, что в данном случае использование такой модели некорректно. Мы отмечаем, что в наших расчётах, даже при максимальных плотностях в центре нейтронных звёзд, скорость звука не превышает скорости света.

Двухчастичный потенциал Скирма для нуклон-нуклонного взаимодействия выглядит следующим образом [84]:

$$\begin{aligned}
 V_{NN}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = & t_0(1 + x_0 P_\sigma) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \\
 & + \frac{1}{2} t_1(1 + x_1 P_\sigma) [\mathbf{P}'^2 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \mathbf{P}^2] \\
 & + t_2(1 + x_2 P_\sigma) \mathbf{P}' \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \mathbf{P} \\
 & + iW_0 \boldsymbol{\sigma} [\mathbf{P}' \times \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \mathbf{P}]
 \end{aligned} \tag{2.3}$$

где t_i, x_i, W_0 – параметры взаимодействия, $\mathbf{P} = \frac{1}{2i}(\nabla_1 - \nabla_2)$ – оператор импульса относительного движения, действующий на правую обкладку матричного элемента, а \mathbf{P}' – на левую, $P_\sigma = \frac{1}{2}(1 + \sigma_1 \sigma_2)$ – спиновый обменный оператор, σ_1 и σ_2 – спины барионов. Первые два члена в выражении (2.3) описывают взаимодействие в s -волне, третий – взаимодействие в p -волне. Последний член описывает спин-орбитальное взаимодействие и не вносит вклада в характеристики бесконечной неполяризованной ядерной материи.

Также для полноценного описания NN -взаимодействия, помимо выражения (2.3), описывающего двухчастичное взаимодействие, необходим член, опи-

сывающий многочастичные эффекты. Он может быть записан с помощью трёхчастичных сил:

$$V_{123}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) = t_3 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \delta(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3). \quad (2.4)$$

Альтернативным способом описания этого эффекта является зависимость от нуклонной плотности ρ_N :

$$V_{12}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \rho_N) = \frac{1}{6} t_3 (1 + x_3 P_\sigma) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \rho_N^\alpha \left(\frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right), \quad (2.5)$$

где t_3 , x_3 , α – параметры взаимодействия, ρ_N – частичная плотность нуклонной материи, измеряемая в фм^{-3} . На ранних этапах нуклонные потенциалы Скинма обычно включали трёхчастичные NNN -силы [84, 88]. В работе [84] была доказана эквивалентность трёхчастичных сил (2.4) и сил, пропорциональных плотности ядра (2.5) при $\alpha = 1$ и $x_3 = 1$. Позже предпочтение стало отдаваться силам, зависящим от плотности, с $\alpha < 1$. Важной причиной этого было то, что взаимодействия с $\alpha = 1$ (и, следовательно, трёхчастичные силы) дают несколько завышенные значения несжимаемости бесконечной ядерной материи.

Потенциал гиперон-нуклонного взаимодействия построен аналогичным образом [83]:

$$\begin{aligned} V_{\Lambda N}(\mathbf{r}_\Lambda, \mathbf{r}_N) = & u_0 (1 + \xi_0 P_\sigma) \delta(\mathbf{r}_\Lambda - \mathbf{r}_N) \\ & + \frac{1}{2} u_1 [\mathbf{P}'^2 \delta(\mathbf{r}_\Lambda - \mathbf{r}_N) + \delta(\mathbf{r}_\Lambda - \mathbf{r}_N) \mathbf{P}^2] \\ & + u_2 \mathbf{P}' \delta(\mathbf{r}_\Lambda - \mathbf{r}_N) \mathbf{P} \\ & + i W_0^\Lambda \mathbf{P}' \delta(\mathbf{r}_\Lambda - \mathbf{r}_N) [\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{P}], \end{aligned} \quad (2.6)$$

где u_i , ξ_i , W_0^Λ – параметры взаимодействия, которые фиттируются под экспериментальные данные. Как и в случае NN -взаимодействия, в выражении (2.6) первые два члена описывают взаимодействие в s -волне, третий – взаимодействие в p -волне, а последний (спин-орбитальное взаимодействие) обращается в ноль в бесконечной ядерной материи.

В гиперон-нуклонном взаимодействии вклад многочастичных эффектов также может быть представлен как трёхчастичные силы или в виде степенной зависимости от нуклонной плотности ρ_N [83, 89, 90]:

$$V_{\Lambda NN}(\mathbf{r}_\Lambda, \mathbf{r}_{N1}, \mathbf{r}_{N2}) = u_3 \delta(\mathbf{r}_\Lambda - \mathbf{r}_{N1}) \delta(\mathbf{r}_\Lambda - \mathbf{r}_{N2}), \quad (2.7)$$

$$V_{\Lambda N}(\mathbf{r}_\Lambda, \mathbf{r}_N, \rho_N) = \frac{3}{8} u_3 (1 + \xi_3 P_\sigma) \delta(\mathbf{r}_\Lambda - \mathbf{r}_N) \rho_N^\gamma \left(\frac{\mathbf{r}_\Lambda + \mathbf{r}_N}{2} \right), \quad (2.8)$$

где u_3, ξ_3, γ – параметры взаимодействия. В работе [83], где был впервые введён потенциал (2.6), и в нескольких последующих работах [91, 92] использовались трёхчастичные силы в виде ΛNN (2.7). Как было показано в работе [93], ΛNN -силы не строго эквивалентны силам ΛN , пропорциональным ρ_N^γ (2.8), даже при $\gamma = 1$ и $\xi_3 = 0$, но для Λ -гиперядер разница незначительна. Полная эквивалентность сил (2.7) и (2.8) при $\gamma = 1$ достигается только в симметричной ядерной материи ($N = Z$). Потенциалы с $\gamma < 1$ были предложены в работах [89, 90, 94]. В гиперядерных исследованиях не наблюдалось существенных преимуществ или недостатков для различных значений γ . Однако выбор параметра γ может иметь гораздо большее значение в диапазоне плотностей, достигаемых в нейтронных звёздах. На настоящее время существует порядка 20 различных параметризаций ΛN -взаимодействия.

Для гиперон-гиперонного взаимодействия потенциал Скирма был построен по той же схеме [95]:

$$\begin{aligned} V_{\Lambda\Lambda}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = & \lambda_0 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \\ & + \frac{1}{2} \lambda_1 [\mathbf{P}'^2 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \mathbf{P}^2] \\ & + \lambda_2 \mathbf{P}' \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \mathbf{P} \\ & + \lambda_3 (1 + y_3 P_\sigma) \rho_N^\delta \left(\frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \end{aligned} \quad (2.9)$$

где λ_i, y_i, δ – параметры взаимодействия. Несмотря на то, что выражение (2.9) включает члены, описывающие взаимодействие в p -волне и силы, зависящие от плотности, существующие в литературе потенциалы Скирма для $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия содержат только слагаемые с λ_0 и λ_1 . Причиной этого является то, что экспериментальной информации о $\Lambda\Lambda$ -гиперядрах недостаточно и она касается только основных состояний $\Lambda\Lambda$ -гиперядер.

На основе потенциалов (2.3) – (2.9) можно рассчитать энергию системы:

$$E = \langle \psi | T + V | \psi \rangle, \quad (2.10)$$

где первое слагаемое определяет кинетическую энергию системы, а второе – потенциальную, $V = V_{NN} + V_{\Lambda N} + V_{\Lambda\Lambda}$.

Для расчёта характеристик материи нейтронных звёзд более удобна плотность энергии \mathcal{E} , связанная с полной энергией системы через выражение

$$E = \int \mathcal{E} dr. \quad (2.11)$$

Плотность энергии можно записать как $\mathcal{E} = \mathcal{E}_{NN} + \mathcal{E}_{N\Lambda} + \mathcal{E}_{\Lambda\Lambda}$, где вклады каждого типа взаимодействия в формализме сил Скирма рассчитываются следующим образом.

Для нуклон-нуклонного взаимодействия:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{NN} = & T + \frac{1}{4}t_0[(2 + x_0)\rho_N^2 - (2x_0 + 1)(\rho_p^2 + \rho_n^2)] \\ & + \frac{1}{24}t_3\rho_N^\sigma[(2 + x_3)\rho_N^2 - (2x_3 + 1)(\rho_p^2 + \rho_n^2)] \\ & + \frac{1}{8}[t_1(2 + x_1) + t_2(2 + x_2)]\tau\rho_N \\ & + \frac{1}{8}[t_2(2x_2 + 1) - t_1(2x_1 + 1)](\tau_p\rho_p + \tau_n\rho_n), \end{aligned} \quad (2.12)$$

где $\tau = \tau_n + \tau_p$, $\tau_i = (3/5)\rho_i k_{Fi}^2$ – плотность кинетической энергии, $k_{Fi} = (3\pi^2\rho_i)^{1/3}$ – импульс Ферми, ρ_i – частичная плотность в фм⁻³ ($i = n, p$), $T = \left(\frac{\hbar^2}{2m_N}\right)\tau_N$ – вклад кинетической энергии.

Вклад гиперон-нуклонного взаимодействия:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{N\Lambda} = & T_\Lambda + u_0 \left(1 + \frac{\xi_0}{2}\right) \rho_N \rho_\Lambda \\ & + \frac{1}{8}[u_1(2 + \xi_1) + u_2(2 + \xi_2)](\tau_N \rho_\Lambda + \tau_\Lambda \rho_N) + \mathcal{E}_3, \end{aligned} \quad (2.13)$$

где $T_\Lambda = \left(\frac{\hbar^2}{2m_\Lambda}\right) \tau_\Lambda$, ρ_Λ – плотность гиперонов в фм^{-3} . В случае зависимости от плотности:

$$\mathcal{E}_3 = \frac{3}{8} u_3 \left(1 + \frac{\xi_3}{2}\right) \rho_N^{\gamma+1} \rho_\Lambda, \quad (2.14)$$

В случае тройных сил:

$$\mathcal{E}_3 = \frac{1}{4} u_3 \rho_\Lambda (\rho_N^2 + 2\rho_n \rho_p). \quad (2.15)$$

Вклад первых двух членов гиперон-гиперонного взаимодействия в плотность энергии:

$$\mathcal{E}_{\Lambda\Lambda} = \frac{\lambda_0}{4} \rho_\Lambda^2 + \frac{1}{8} \lambda_1 \rho_\Lambda \tau_\Lambda. \quad (2.16)$$

Основываясь на приведённых выше выражениях можно рассчитать такие характеристики бесконечной нестабильной ядерной материи, как несжимаемость ядерной материи:

$$K_\infty = 9\rho_N^2 \left(\frac{\partial^2 \mathcal{E} / \rho_N}{\partial \rho_N^2} \right) \Big|_{N=Z, \rho_N=\rho_0}, \quad (2.17)$$

эффективная масса нуклона m^* , определяемая выражением

$$\begin{aligned} \frac{\hbar^2}{2m^*} &= \frac{\hbar^2}{2m} + \frac{1}{8} [t_1(2 + x_1) + t_2(2 + x_2)] \rho_N \\ &\quad - \frac{1}{16} [t_1(2x_1 + 1) - t_2(2x_2 + 1)] \rho_N, \end{aligned} \quad (2.18)$$

а также энергия симметрии S и её производные L, K_{sym}, Q_{sym} :

$$S(\rho) = \frac{1}{8} \frac{\partial^2(\mathcal{E}/\rho_N)}{\partial Y_p^2} \Big|_{N=Z}, \quad (2.19)$$

$$L(\rho) = 3\rho_N \left(\frac{\partial S}{\partial \rho_N} \right), \quad (2.20)$$

$$K_{sym}(\rho) = 9\rho_N^2 \left(\frac{\partial^2 S}{\partial \rho_N^2} \right), \quad (2.21)$$

$$Q_{sym}(\rho) = 27\rho_N^3 \left(\frac{\partial^3 S}{\partial \rho_N^3} \right). \quad (2.22)$$

Под ρ_0 понимается плотность насыщения ядерной материи, равная 0.16 фм^{-3} .

Основной характеристикой материи, связанной с гиперон-нуклонным взаимодействием, является энергия связи Λ -гиперона в нуклонной материи:

$$D_\Lambda = -u_0\rho_N - \frac{3}{5} \left(1 - \frac{m_\Lambda^*}{m_\Lambda} \right) \frac{\hbar^2}{2m_\Lambda^*} (3\pi^2)^{2/3} \frac{\rho_p^{5/3} + \rho_n^{5/3}}{\rho_N} - \frac{3}{8} u_3 \rho_N^{1+\gamma}. \quad (2.23)$$

где m_Λ^* – эффективная масса Λ -гиперона:

$$\frac{\hbar^2}{2m_\Lambda^*} = \frac{\hbar^2}{2m_\Lambda} + \frac{1}{4}(u_1 + u_2)\rho_N.$$

В работе [96] была также введена сжимающая способность ΛN - взаимодействия, характеризующая отклик нуклонного остова гиперядра на добавление гиперона:

$$K_\Lambda = 3\rho_N \frac{dD_\Lambda(\rho_N)}{d\rho_N} \quad (2.24)$$

Позже в работе [97] аналогичная характеристика была введена под названием L_Λ . Мы будем придерживаться обозначений из работы [96].

2.3 Релятивистская теория среднего поля

Релятивистская теория среднего поля (РТСП) описывает сильное взаимодействие между барионами через обмен мезонами. В качестве параметров взаимодействия используются массы мезонов и константы их связи с барионами. Первые модели, предложенные в 1974 году [98], описывали взаимодействие нуклонов через обмен скалярным изоскалярным σ -мезоном, обеспечивающим притяжение, и векторным изоскалярным ω -мезоном, приводящим к отталкиванию. Такие модели хорошо описывают некоторые свойства бесконечной ядерной материи, такие как энергия связи нуклона E_0 и плотность насыщения ρ_0 , но давали нереалистичные значения несжимаемости K_∞ и эффективной массы нуклона m^* . Для решения этой проблемы в работе [99] была введена нелинейность по полю σ -мезона, добавляющая в модель два дополнительных параметра, которые подгонялись под значения K_∞ и m^* . Современные модели также включают обмен векторным изовекторным ρ -мезоном, что позволяет описывать изоспиновые эффекты. Модели, содержащие σ , ω и ρ мезоны с нелинейностью по σ -полю являются наиболее распространёнными в РТСП и широко используются для описания ядер, ядерной материи и нейтронных звёзд. Существуют также варианты модели, включающие член, пропорциональный ω^4 , обмен скалярным изовекторным δ -мезоном, взаимодействие между мезонными полями или зависимость вершинных констант взаимодействий от плотности. Мы используем наиболее распространённый вариант модели, где лагранжиан взаимодействия выглядит следующим образом [100]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \sum_b \bar{\psi}_b \left(i\gamma_\mu \partial^\mu - m_b + g_{\sigma b} \sigma - g_{\omega b} \gamma_\mu \omega^\mu - \frac{1}{2} g_{\rho b} \gamma_\mu \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\rho}^\mu \right) \psi_b \\ & + \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2) - \frac{1}{4} \omega_{\mu\nu} \omega^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu - \frac{1}{4} \boldsymbol{\rho}_{\mu\nu} \cdot \boldsymbol{\rho}^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\rho^2 \boldsymbol{\rho}_\mu \cdot \boldsymbol{\rho}^\mu \\ & - \frac{A}{3} \sigma^3 - \frac{B}{4} \sigma^4 + \sum_{\lambda=e^-, \mu^-} \bar{\psi}_\lambda (i\gamma_\mu \partial^\mu - m_\lambda) \psi_\lambda, \end{aligned} \quad (2.25)$$

где индекс b соответствует определённому бариону (в нашем случае p, n или Λ). Параметрами модели являются массы мезонов $m_\omega, m_\sigma, m_\rho$, их вершинные константы взаимодействия $g_{\omega b}, g_{\sigma b}, g_{\rho b}$, а также параметры A и B . Последнее

слагаемое отвечает за вклад лептонов. Аппроксимация мезонных полей средними полями вкупе с уравнениями Эйлера-Лагранжа приводит к системе полевых уравнений:

$$m_\sigma^2 \sigma = -A\sigma^2 - B\sigma^3 + \sum_b \frac{2J_b + 1}{2\pi^2} g_{\sigma b} \quad (2.26)$$

$$\times \int_0^{k_b} k^2 dk \frac{m_b - g_{\sigma b} \sigma}{[k^2 + (m_b - g_{\sigma b} \sigma)^2]^{1/2}},$$

$$m_\omega^2 \omega_0 = \sum_b g_{\omega b} \rho_b, \quad (2.27)$$

$$m_\rho^2 \rho_{03} = \sum_b g_{\rho b} I_{3b} \rho_b, \quad (2.28)$$

где J_b, I_{3b} – спины и проекции изоспина барионов, ρ_b – плотности барионов, а $\sigma, \omega_0, \rho_{03}$ – неисчезающие компоненты средних мезонных полей. Решение этой системы определяет уравнение состояния материи.

Плотность энергии в РТСП рассчитывается следующим образом:

$$\mathcal{E} = \frac{A}{3} \sigma^3 + \frac{B}{4} \sigma^4 + \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_0^2 + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho_{03}^2 \quad (2.29)$$

$$+ \sum_b \frac{2J_b + 1}{2\pi^2} \int_0^{k_b} \sqrt{k^2 + (m_b - g_{\sigma b} \sigma)^2} k^2 dk,$$

энергия связи Λ -гиперона в нуклонной материи:

$$D_\Lambda = g_{\omega\Lambda} \omega_0 - g_{\sigma\Lambda} \sigma, \quad (2.30)$$

эффективная масса нуклона:

$$m^* = m - g_{\sigma N} \sigma \quad (2.31)$$

Прочие характеристики бесконечной ядерной материи, приведённые в разделе 2.2, рассчитываются по тем же формулам, что и в подходе Скирма на основе плотности энергии и энергии связи Λ -гиперона.

Очевидным преимуществом РТСП по сравнению с подходом Скирма является его релятивистская природа. При этом РТСП обладает заметно мень-

шим количеством параметров, чем потенциалы Скирма, а также не позволяет настолько же подробно исследовать влияние конкретных особенностей ΛN -взаимодействия (например, зависимости от плотности) на характеристики нейтронных звёзд в этом подходе.

Глава 3. Описание нейтронной звезды

Мы рассматриваем материю нейтронных звёзд, состоящую из протонов, нейтронов, электронов, мюонов и Λ -гиперонов и находящуюся в состоянии химического равновесия. Последнее характеризует равновесие относительно следующих процессов:

$$n \implies p + e^- + \bar{\nu}_e; \quad p + e^- \implies n + \nu_e;$$

$$n \implies p + \mu^- + \bar{\nu}_\mu; \quad p + \mu^- \implies n + \nu_\mu;$$

$$n + n \iff n + \Lambda.$$

Состояние химического равновесия определяется системой уравнений для химических потенциалов:

$$\begin{cases} \mu_p + \mu_e = \mu_n, \\ \mu_e \leq \mu_\mu, \\ \mu_n \leq \mu_\Lambda. \end{cases} \quad (3.1)$$

Химические потенциалы барионов определяются как

$$\mu_i = \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \rho_i} + m_i, \quad (3.2)$$

а химические потенциалы лептонов как

$$\mu_e = \sqrt{m_e^2 + (3\pi Y_e \rho)^{2/3}}, \quad (3.3)$$

$$\mu_\mu = \sqrt{m_\mu^2 + (3\pi Y_\mu \rho)^{2/3}}, \quad (3.4)$$

где $\rho = \rho_n + \rho_p + \rho_\Lambda$ – барионная плотность ядерной материи, индекс i в выражении (3.2) определяется типом бариона (n , p или Λ), $Y_i = \rho_i/\rho$ – заселённости компонент материи, под чем понимается отношение количества определённых частиц ($i = n, p, e, \mu, \Lambda$) к общему числу барионов в материи. В материи ней-

тронной звезды заселённости связаны соотношениями:

$$Y_p + Y_n + Y_\Lambda = 1, \quad (3.5)$$

$$Y_e + Y_\mu = Y_p. \quad (3.6)$$

При относительно малых плотностях во втором и третьем выражениях в системе (3.1) выполняется неравенство, и материя состоит только из протонов, нейтронов и электронов. С ростом плотности начинает выполняться равенство сначала во втором, а потом и в третьем выражении, что указывает на появление мюонов и Λ -гиперонов, соответственно.

С учётом вышесказанного и соотношений (3.5) и (3.6), система (3.1) до появления мюонов ($Y_\mu = 0, Y_\Lambda = 0$) сводится к уравнению с одной неизвестной:

$$\mu_p(Y_p) + \mu_e(Y_p) = \mu_n(Y_p). \quad (3.7)$$

После появления мюонов, но до появления гиперонов ($Y_\mu > 0, Y_\Lambda = 0$) система уравнений выглядит следующим образом:

$$\begin{cases} \mu_p(Y_p) + \mu_e(Y_e) = \mu_n(Y_p), \\ \mu_\mu(Y_p, Y_e) = \mu_e(Y_e). \end{cases} \quad (3.8)$$

Наконец, при высоких плотностях, когда и $Y_\mu > 0$, и $Y_\Lambda > 0$, система (3.1) представляет собой систему уравнений относительно трёх неизвестных Y_p, Y_e, Y_Λ :

$$\begin{cases} \mu_p(Y_p, Y_\Lambda) + \mu_e(Y_e) = \mu_n(Y_p, Y_\Lambda), \\ \mu_\mu(Y_p, Y_e) = \mu_e(Y_e), \\ \mu_n(Y_p, Y_\Lambda) = \mu_\Lambda(Y_p, Y_\Lambda). \end{cases} \quad (3.9)$$

Таким образом, с учётом решения этой системы можно рассчитать плотность энергии \mathcal{E} в зависимости от барионной плотности ρ :

$$\mathcal{E}(\rho) = \mathcal{E}(\rho, Y_p(\rho), Y_e(\rho), Y_\Lambda(\rho)). \quad (3.10)$$

Также мы используем энергию на барион:

$$\varepsilon = \mathcal{E}/\rho. \quad (3.11)$$

Полная энергетическая плотность энергии с учётом масс барионов и вкладов лептонов определяется выражением

$$\mathcal{E}_{tot} = \mathcal{E} + \rho_n m_n + \rho_p m_p + \rho_\Lambda m_\Lambda + \mathcal{E}_e(\rho_e) + \mathcal{E}_\mu(\rho_\mu), \quad (3.12)$$

где \mathcal{E}_e и \mathcal{E}_μ – энергетические плотности электронов и мюонов, соответственно. Они определяются следующим выражением:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_l &= \frac{8\pi}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^{k_F} (k^2 c^2 + m_l^2 c^4)^{1/2} k^2 dk \\ &= \frac{\epsilon_0}{8} [(2x^3 + x)(1 + x^2)^{1/2} - \sinh^{-1}(x)], \end{aligned} \quad (3.13)$$

Где $x = k_F/m_l c$, $\epsilon_0 = m_l^4 c^5 \pi^{-2} \hbar^{-3}$, $k_F = \hbar(3\pi^2 \rho_l)^{1/3}$ – импульс Ферми лептона, $l = e, \mu$ – тип лептона.

Массовая плотность:

$$\varrho = \frac{\mathcal{E}_{tot}(\rho)}{c^2} \quad (3.14)$$

и давление материи:

$$p = \rho^2 \frac{d(\mathcal{E}_{tot}/\rho)}{d\rho} \quad (3.15)$$

определяют уравнение состояния материи во внутренней области нейтронной звезды. Внешний слой звезды представляет собой кору, состоящую из ядер и фрагментов ядерной материи. Для её описания мы используем отдельное уравнение состояния материи, которое адаптируется из работы [101] в виде численной зависимости и сшивается с уравнением состояния для ядра при плотности порядка $0.1 \rho_0$, где $\rho_0 = 0.16 \text{ фм}^{-3}$ – плотность насыщения ядерной материи.

Для расчёта характеристик нейтронной звезды проводится численное интегрирование уравнения Толмана-Оппенгеймера-Волкова [16, 17]:

$$\frac{dp}{dr} = \frac{G [\varrho(r) + p(r)/c^2][m(r) + (4\pi r^3 p(r)/c^2)]}{r^2 [1 - (2Gm(r)/rc^2)]}, \quad (3.16)$$

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \varrho(r). \quad (3.17)$$

В этом выражении r – радиальная переменная, отсчитываемая от центра звезды, $p(r)$ и $\varrho(r)$ – давление и плотность материи на расстоянии r от центра, G – гравитационная постоянная, зависимость массы от радиуса

$$m(r) = \int_0^r 4\pi r^2 \varrho(r) dr. \quad (3.18)$$

Величина $m(r)$ может быть интерпретирована как масса внутри сферы радиуса r , а полная масса звезды вычисляется как

$$M = m(R) = \int_0^R 4\pi r^2 \varrho dr, \quad (3.19)$$

где R – полный радиус звезды.

Для определённого уравнения состояния материи уравнение Оппенгеймера-Волкова полностью определяет структуру сферически симметричной равновесной невращающейся звезды. В качестве уравнения состояния мы используем выражения (3.14) и (3.15). В качестве начального приближения в выражении (3.16) используется значение центральной плотности звезды $\varrho(0)$. Пробегая диапазон значений $\varrho(0)$ можно получить кривую зависимости массы нейтронной звезды от радиуса для заданного уравнения состояния.

Коэффициент приливной деформируемости рассчитывается схожим образом. Он выражается через приливное число Лава k_2 и компактность $C \equiv M/R$ [102]:

$$\Lambda = \frac{2}{3} k_2 C^{-5}, \quad (3.20)$$

$$\begin{aligned}
k_2 = & \frac{8}{5}C^5(1 - 2C)^2[2 - y_R + 2C(y_R - 1)] \\
& \times \{2C[6 - 3y_R + 3C(5y_R - 8)] \\
& + 4C^3[13 - 11y_R + C(3y_R - 2) + 2C^2(1 + y_R)] \\
& + 3(1 - 2C)^2[2 - y_R + 2C(y_R - 1)] \ln(1 - 2C)\}^{-1},
\end{aligned} \tag{3.21}$$

где величина $y_R \equiv y(R)$ есть результат решения уравнения:

$$r \frac{dy(r)}{dr} + y(r)^2 + y(r)F(r) + r^2Q(r) = 0, \tag{3.22}$$

где

$$\begin{aligned}
F(r) &= \frac{r - 4\pi r^3[\mathcal{E}(r) - p(r)]}{r - 2m(r)}, \\
Q(r) &= \frac{4\pi r}{r - 2m(r)} \left(5\mathcal{E}(r) + 9p(r) + \frac{\mathcal{E}(r) + p(r)}{\partial p(r)/\partial \mathcal{E}(r)} - \frac{6}{4\pi r^2} \right) \\
&\quad - 4 \left(\frac{m(r) + 4\pi r^3 p(r)}{r^2(1 - 2m(r)/r)} \right)^2.
\end{aligned} \tag{3.23}$$

Таким образом, коэффициент приливной деформируемости, так же как масса и радиус, вычисляется на основе уравнения состояния материи с граничным условием $y(0) = 2$. Отметим, что при расчётах используется система единиц $G = c = 1$.

Рассмотрим теперь типичный вид уравнения состояния материи (под которым понимается зависимость давления p от частичной ρ или от энергетической \mathcal{E} плотности) и кривых масса-радиус на примере зависимостей для разных параметризаций NN -взаимодействия. На рисунке 3.1 изображено уравнение состояния материи и зависимость массы нейтронной звезды от радиуса.

Стоит отметить, что зависимость массы нейтронной звезды от радиуса выглядит достаточно нетипично с точки зрения классических физических представлений – объектам с большей массой соответствует меньший радиус. Это результат сильного гравитационного воздействия, сжимающего звезду тем сильнее, чем она массивнее. На графике кривые масса-радиус обрезаны в своём максимуме, поскольку левее него материя звезды уже будет находиться в состоянии неустойчивого равновесия [108]. Наконец, заметим, что даже для материи без гиперонов некоторые параметризации, неплохо описывающие эксперименталь-

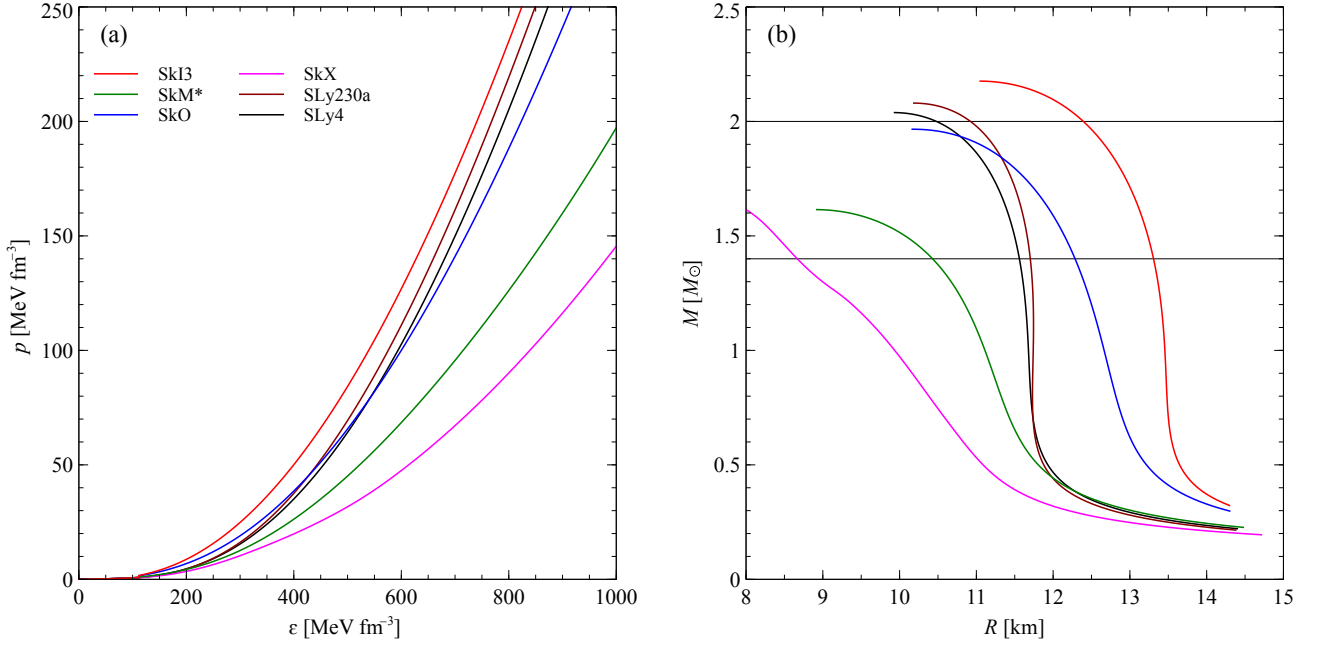


Рисунок 3.1 — Уравнение состояния материи (слева) и зависимость массы нейтронных звёзд от радиуса (справа) для различных параметризаций NN -взаимодействия без гиперонов: SkI3 [103], SkM* [104], SkO [105], SkX [106], SLy230a [85], SLy4 [107]. Горизонтальные линии на правом рисунке соответствуют массе в 1.4 и $2 M_{\odot}$.

ные данные, предсказывают массу меньше $2M_{\odot}$ и далеки от воспроизведения наблюдательных ограничений.

Рассмотрим также зависимость коэффициента приливной деформируемости от радиуса и от массы для того же набора параметризаций, изображённую на рисунке 3.2. Точки на графике $\Lambda(R)$ соответствуют звёздам с массой в $1.4M_{\odot}$, а горизонтальные линии – ограничениям на Λ , полученным из анализа события GW170817. Для того чтобы параметризация удовлетворяла данным ограничениям, точка, соответствующая массе $1.4M_{\odot}$, должна попадать в область между этими прямыми. Заметим, что значение коэффициента приливной деформируемости резко возрастает с увеличением радиуса, вследствие чего малейшие изменения радиуса могут привести к сильному разбросу по коэффициенту Λ .

Обсудим вопрос выбора параметризаций для дальнейшей работы. На данный момент существует более 300 различных параметризаций Скирма для NN -взаимодействия, параметры которых подогнаны под свойства ядер и ядерной материи. В работе [62] был проведён комплексный анализ различных параметризаций NN -взаимодействия с использованием критериев, вытекающих из информации о различных характеристиках ядер и ядерной материи. Авторы

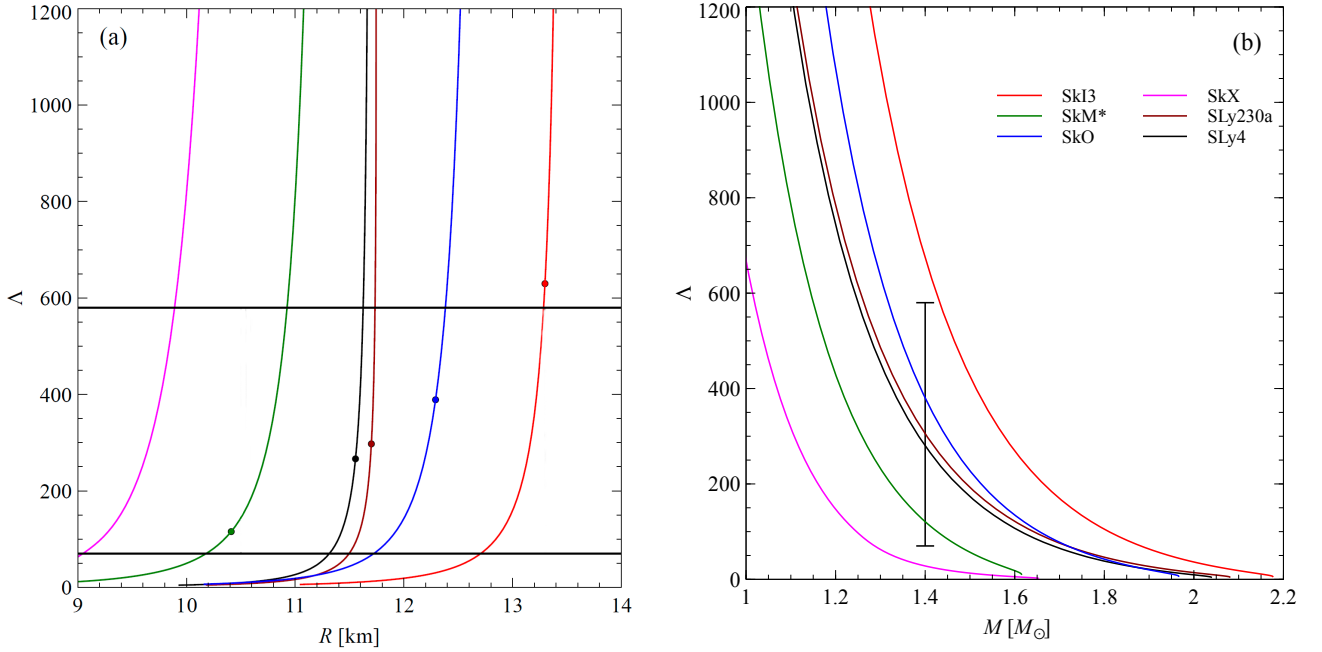


Рисунок 3.2 — Зависимость коэффициента приливной деформируемости от радиуса (слева) и от массы нейтронных звёзд (справа) для различных параметризаций NN -взаимодействия без гиперонов. Точки на левом графике соответствуют массе в $1.4M_{\odot}$, горизонтальные линии – ограничениям на Λ , полученным из анализа GW170817. Параметризации NN -взаимодействия соответствуют приведённым на рисунке 3.1.

предлагают оптимальный набор параметризаций, наилучшим образом подходящих для описания характеристик ядерной материи при нормальной плотности. В работе [86] впервые был выполнен подобный анализ большого числа NN -потенциалов в контексте описания материи нейтронных звёзд. Было показано, что поведение уравнения состояния материи нейтронной звезды тесно связано с поведением энергии симметрии и связанных с ней характеристик. Мы также рассматривали вопрос о взаимосвязи характеристик нейтронных звёзд и свойствами ядерной материи [8]. Для 42 параметризаций NN -взаимодействия, включая отобранные в работе [62], были рассмотрены корреляции между характеристиками ядерной материи и нейтронных звёзд. Результаты расчётов приведены в таблице 2. Для численной оценки использовался корреляционный коэффициент Пирсона, отражающий величину линейной корреляции между двумя величинами x_1 и x_2 [109]:

$$r_{12} = \frac{\lambda_{12}}{\sqrt{\lambda_{11}\lambda_{22}}},$$

где $\lambda_{12} = \text{Cov}\{x_1, x_2\}$ – ковариация x_1 и x_2 , λ_{11} и λ_{22} – дисперсии x_1 и x_2 :

$$\begin{aligned}\lambda_{12} &= \text{Cov}\{x_1, x_2\} = \frac{1}{N} \sum (x_1 - \xi_1)(x_2 - \xi_2), \\ \lambda_{11} &= \frac{1}{N} \sum (x_1 - \xi_1)^2, \quad \xi_1 = \frac{1}{N} \sum x_1, \\ \lambda_{22} &= \frac{1}{N} \sum (x_2 - \xi_2)^2, \quad \xi_2 = \frac{1}{N} \sum x_2.\end{aligned}$$

Таблица 2 – Коэффициенты корреляции Пирсона между свойствами ядерной материи ($E_0 = \varepsilon|_{N=Z}$, $\rho=\rho_0$, несжимаемость K_∞ , энергия симметрии S и её производные (первая L , вторая K_{sym} и третья Q_{sym}) и эффективная масса нуклона m^*/m) и характеристиками нейтронных звёзд (максимальная масса M_{max} и соответствующие ей радиус $R(M_{max})$ и центральная плотность $\varrho(M_{max})$, а также соответствующие характеристики для звёзд с наиболее распространённой массой в $1.4 M_\odot$ – радиус $R(1.4M_\odot)$, центральная плотность $\varrho(1.4M_\odot)$ и число барионов $A(1.4M_\odot)$) [8].

	$\varrho(1.4M_\odot)$	$R(1.4M_\odot)$	$A(1.4M_\odot)$	$\varrho(M_{max})$	M_{max}	$R(M_{max})$
E_0	0.18	-0.09	0.30	0.24	-0.30	-0.49
K_∞	-0.46	0.55	-0.62	-0.63	0.64	0.58
S	-0.35	0.39	-0.52	-0.38	0.29	0.65
L	-0.63	0.82	-0.76	-0.68	0.53	0.72
K_{sym}	-0.73	0.88	-0.72	-0.76	0.65	0.75
Q_{sym}	0.45	-0.71	0.66	0.51	-0.33	-0.46
m^*/m	0.28	-0.37	0.31	0.43	-0.48	-0.29

Наиболее сильные корреляции наблюдаются между характеристиками нейтронных звёзд и свойствами ядерной материи, связанными с изоспиновой симметрией (L и K_{sym}).

При проведении дальнейших расчётов в качестве параметризаций нуклон-нуклонного взаимодействия в основном будут использоваться потенциалы, дающие приемлемое описание ядерной материи и предсказывающие большую максимальную массу нейтронной звезды в случае материи без гиперонов – SkI3 ($M_{max} = 2.19 M_\odot$) [103] и SLy230a ($M_{max} = 2.08 M_\odot$) [85]. Также для исследования корреляций между характеристиками нейтронных звёзд и свойствами ΛN -взаимодействия мы используем следующий набор параметризаций, вклю-

чающий потенциалы отобранные в работах [62, 86]: KDE0v1 [110], MSL0 [111], NRAPR [112], SGI и SGII [113], SkM* [104], SkO [105], SKRA [114], Skxs20 [115], SLy4 [107], LNS [116], T1 и T3 [117]. Актуальный список существующих параметризаций NN -взаимодействия в формализме сил Скирма приведён в работе [118].

В качестве потенциалов ΛN -взаимодействия мы используем набор реалистичных потенциалов, хорошо описывающих спектры гиперядер в широком диапазоне массовых чисел: LYI [89], YMR [94], SLL4' [119], SLL4* [120], SKSH1 и SKSH2 [92], а также потенциалы YBZ1, YBZ2, YBZ3, YBZ5 и YBZ6 из работы [91]. В большинстве потенциалов из этого набора многочастичные эффекты описываются с помощью трёхчастичных сил (2.7) или, что практически равносильно для гиперядер, сил, зависящих от плотности (2.8), с $\gamma = 1$. Для потенциалов YMR и LYI в зависимости от плотности $\gamma < 1$. Для демонстрации роли многочастичных эффектов при описании материи нейтронных звёзд мы также рассматриваем потенциалы YBZ3 и SKSH1, для которых в выражениях (2.7) и (2.8) $u_3 = 0$.

В качестве потенциалов $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия мы рассматриваем и сравниваем все доступные потенциалы в форме сил Скирма: S $\Lambda\Lambda$ 1, S $\Lambda\Lambda$ 2, S $\Lambda\Lambda$ 3 (все из [95]), S $\Lambda\Lambda$ 1', S $\Lambda\Lambda$ 3' (оба из [121]). Параметры потенциалов NN -, ΛN - и $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия, используемых в настоящей работе, приведены в приложении Б.

Рассмотрим, как появление гиперонов в материи влияет на характеристики нейтронных звёзд. На рисунке 3.3 изображено уравнение состояния материи нейтронных звёзд (слева) и соответствующие ему зависимости массы от радиуса (справа) для различных параметризаций ΛN -взаимодействия.

Рисунок 3.3 иллюстрирует проблему «hyperon puzzle» – добавление гиперонов в материю нейтронных звёзд значительно смягчает уравнение состояния материи и уменьшает максимальную массу звезды. Под более мягким (жёстким) уравнением состояния подразумевается то, для которого такому же значению плотности соответствует меньшее (большее) давление. Отметим, что при этом параметризации, для которых показатель степени γ в силах, зависящих от плотности (2.8), равен единице (YBZ2, YBZ6, SLL4'), приводят к более жёсткому уравнению состояния, чем те параметризации, для которых $\gamma < 1$ (YMR, LYI). Параметризация SkSH1, в которой силы, зависящие от плотности, вообще

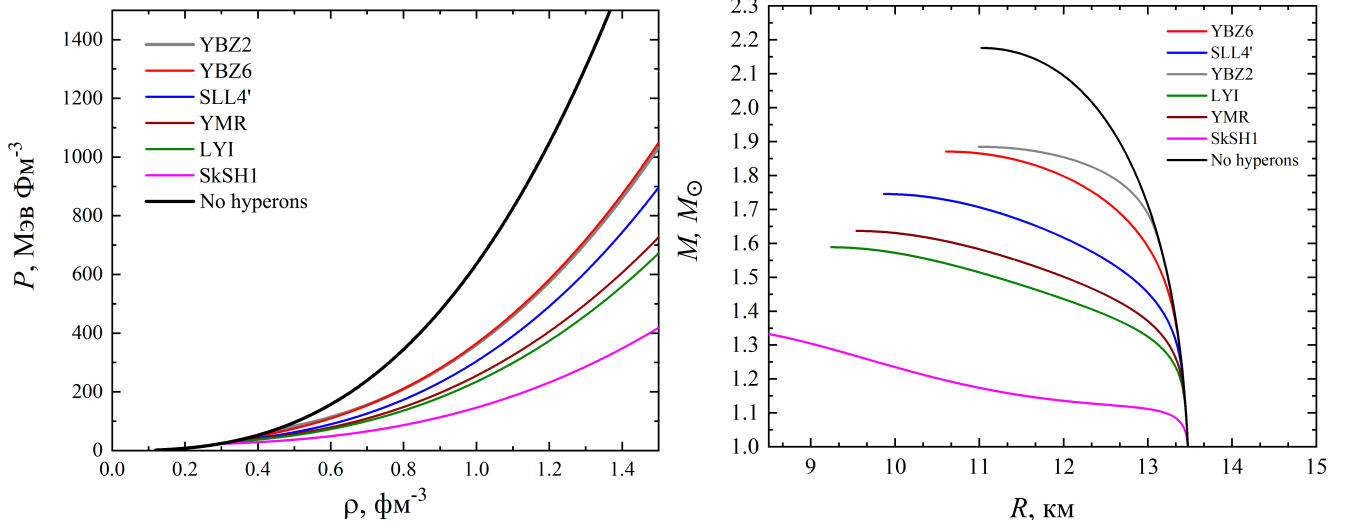


Рисунок 3.3 — Уравнение состояния материи (слева) и зависимость массы нейтронных звёзд от радиуса (справа) для различных параметризаций ΛN -взаимодействия. Параметризации NN - и $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия - SkI3 и SLL3' соответственно. Чёрные кривые соответствуют материи без гиперонов.

отсутствуют ($u_3 = 0$), даёт значительно более мягкое уравнение состояния, что подчёркивает важность данного аспекта взаимодействия для описания нейтронных звёзд.

Интересно также рассмотреть, как повлияет на материю нейтронных звёзд появление гиперонов, не взаимодействующих между собой и с нуклонами. Естественно, такой случай не отражает реальную физическую картину, но позволяет продемонстрировать некоторые особенности гиперонных взаимодействий при высоких плотностях. На рисунке 3.4 изображена зависимость массы нейтронной звезды от радиуса для четырёх случаев: гипероны не появляются; гипероны появляются, но ни с чем не взаимодействуют; гипероны взаимодействуют только с нуклонами; гипероны появляются с полным набором взаимодействий (ΛN - и $\Lambda\Lambda$ -).

Примечательно, что расчёты без учёта гиперонных взаимодействий приводят к более мягкому уравнению состояния и меньшей максимальной массе. Из исследований гиперядер известно, что ΛN -взаимодействие при ядерных плотностях является притягивающим. Однако отключение ΛN -взаимодействия устраняет не только это притяжение, но и короткодействующее отталкивание. В нейтронных звёздах второе может быть более важно в виду сверхвысоких плотностей. Что же касается $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия, очевидно, что его выбор может заметно влиять как на массу, так и на радиус звезды. Более подробно влияние

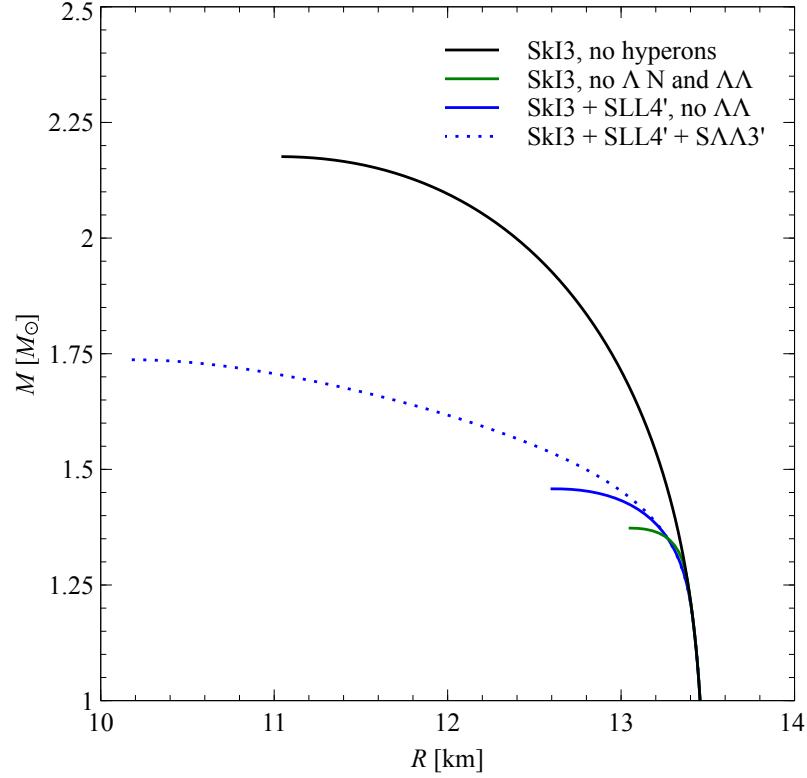


Рисунок 3.4 — Зависимость массы нейтронной звезды от радиуса для различных случаев: без гиперонов (черный), с невзаимодействующими гиперонами (зеленый), с гиперонами, взаимодействующими с нуклонами, но не друг с другом (сплошная синяя линия), и с полным набором взаимодействий (точечная синяя линия).

$\Lambda\Lambda$ -взаимодействия обсуждается в главе 5. Далее мы всюду (если не указано другое) используем параметризацию $S\Lambda\Lambda3'$, как реалистический потенциал, который приводит к наибольшей максимальной массе.

Таким образом, можно предположить, что отталкивающие силы в ΛN -взаимодействии и, в частности, силы, зависящие от нуклонной плотности, играют важную роль для описания характеристик нейтронных звёзд. При этом среди существующих в литературе потенциалов ΛN -взаимодействия наиболее хорошо подходят для этого те, в которых параметр γ в выражении (2.8) равен единице.

Рассмотрим пример зависимости заселённостей Y_i ($i = n, p, e, \mu, \Lambda$) различных компонент материи нейтронных звёзд от плотности, изображённый на рисунке 3.5.

Интересно, что, несмотря на то, что $m_\Lambda > m_N$, в материи нейтронных звёзд заселённость гиперонов Y_Λ может превышать как протонную Y_p , так и

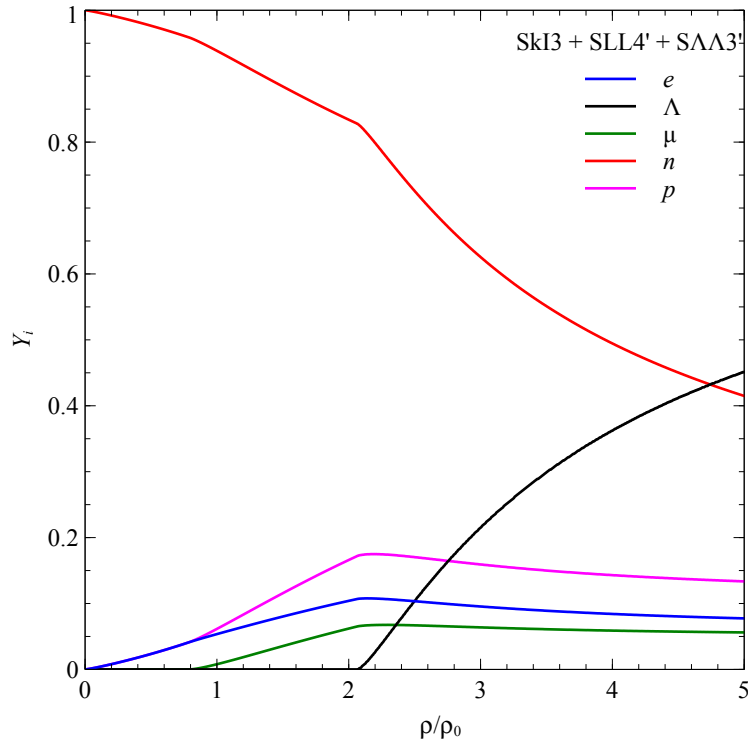


Рисунок 3.5 — Зависимость заселённостей Y_i ($i = n, p, e, \mu, \Lambda$) различных компонент нейтронной звезды от плотности

нейтронную Y_n заселённости. Такая картина в целом характерна для материи нейтронных звёзд и часто наблюдается в различных подходах. Чтобы объяснить её, мы вновь обратимся к роли отталкивающего взаимодействия. Как уже было отмечено, при высоких плотностях отталкивающие силы вносят большой вклад в уравнение состояния материи нейтронной звезды. В формализме сил Скирма основной вклад в отталкивание вносится силами, описывающими многочастичные эффекты (формулы (2.4) и (2.5) в NN -взаимодействии и (2.7), (2.8) в ΛN -взаимодействии). При этом такие силы в ΛN -взаимодействии намного слабее, чем в NN -взаимодействии. Из-за больших сил отталкивания химический потенциал нейтронов растёт с плотностью быстрее, чем химический потенциал гиперонов, и поэтому доля нейтронов уменьшается. Следовательно, система предпочитает всё больше и больше гиперонов, которые отталкиваются относительно слабо.

Таким образом, избыток гиперонов при высоких плотностях напрямую связан со смягчением уравнения состояния и проблемой «hyperon puzzle». Чем слабее гиперонное отталкивание, тем больше гиперонов и тем мягче уравнение состояния.

Глава 4. Влияние свойств ΛN -взаимодействия на характеристики нейтронных звёзд

Настоящая глава посвящена изучению влияния различных свойств гиперон-нуклонного взаимодействия на характеристики нейтронных звёзд. Как было показано ранее, значения масс и радиусов нейтронных звёзд заметно зависят от выбора потенциала нуклон-нуклонного взаимодействия. Ограничимся пока двумя потенциалами NN -взаимодействия (SkI3 и SLy230a) и рассмотрим зависимости массы от радиуса, рассчитанные для различных комбинаций потенциалов ΛN - и $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия, изображённые на рисунке 4.1 [9].

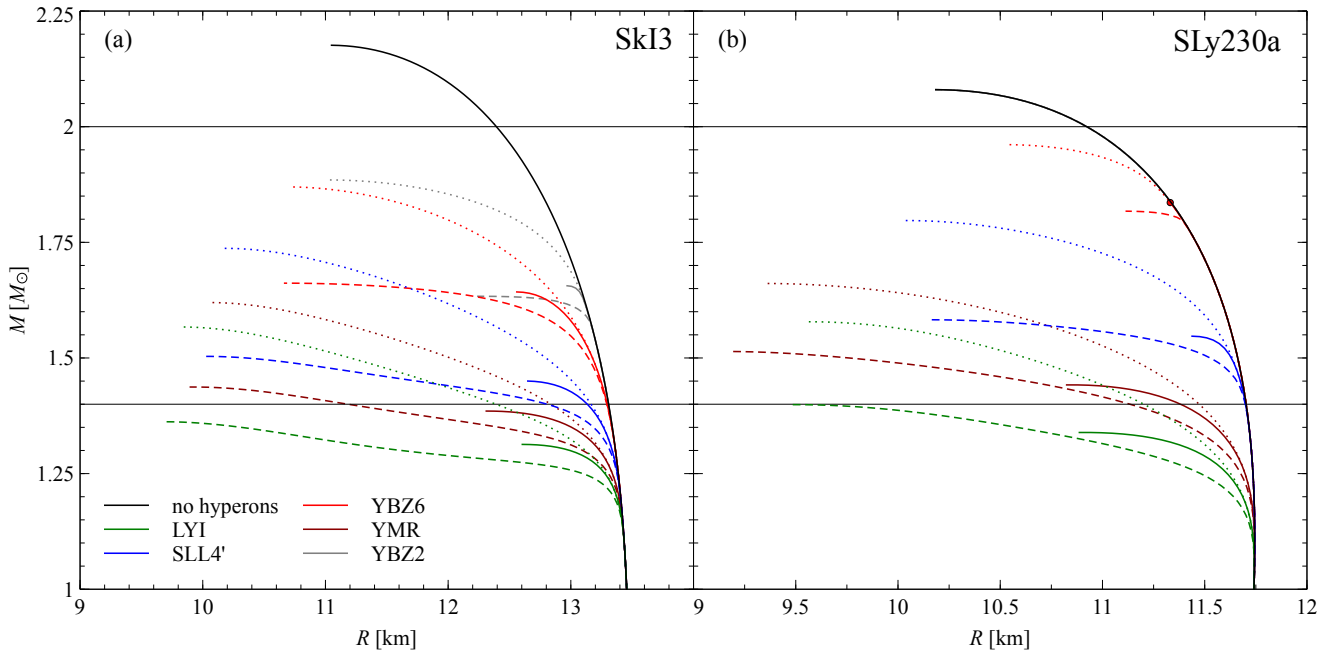


Рисунок 4.1 — Зависимость массы нейтронных звёзд от радиуса для различных комбинаций потенциалов ΛN - и $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия. Параметризации NN -взаимодействия – SkI3 (слева) и SLy230a (справа). Параметризации $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия – SLL1' (штриховые линии), SLL2 (сплошные), SLL3' (пунктирные). Точка на правом рисунке соответствует максимальной массе для комбинации SLy230a+YBZ6+SLL2.

Рисунок 4.1 иллюстрирует следующую интересную закономерность, характерную для нейтронных звёзд. Заметим, что в отсутствие гиперонов, потенциал SkI3 даёт большую максимальную массу звезды, чем SLy230a. Однако с появлением гиперонов ситуация меняется, и одни и те же параметризации ΛN - и $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия предсказывают большую массу в комбинации с потенци-

алом SLy230a. Отметим, что наибольшая максимальная масса для потенциала SkI3 достигается в комбинации с параметризацией ΛN -взаимодействия YBZ2. В случае аналогичной комбинации для потенциала SLy230a гипероны вовсе не появляются в материи нейтронной звезды. При этом наибольшая максимальная масса для материи с гиперонами в случае потенциала SLy230a оказывается выше, чем для потенциала SkI3.

Такое поведение связано с тем, что для параметризации SLy230a гипероны в материи появляются при более высокой плотности, в следствии чего эффект смягчения уравнения состояния, вносимый ими, оказывается меньше и максимальная масса нейтронной звезды остаётся более высокой.

Рассмотрим этот эффект более подробно. Для этого обратимся к условию появления гиперонов в материи нейтронной звезды. До появления Λ -гиперонов выполняется выражение:

$$\mu_n + m_n < \mu_\Lambda + m_\Lambda. \quad (4.1)$$

В момент, когда появление гиперонов становится энергетически выгодным, условие их появления можно записать следующим образом:

$$-\mu_\Lambda |_{\rho_\Lambda=0} = m_\Lambda - m_n - \mu_n. \quad (4.2)$$

Заметим, что левая часть выражения (4.2) соответствует энергии связи Λ -гиперона в нуклонной материи $D_\Lambda = -\mu_\Lambda$ и определяется свойствами ΛN -взаимодействия. Правая часть выражения (4.2) в свою очередь определяется параметрами NN -взаимодействия. На рисунке 4.2 изображена зависимость левой и правой частей выражения (4.2) от плотности.

Точки пересечения кривых на рисунке соответствуют плотности, при которой появляются гипероны (далее – плотность появления гиперонов). Кривые, соответствующие параметризациям SLy230a и YBZ2, не пересекаются, и гипероны не появляются при этой комбинации потенциалов. Отметим, что, как минимум для одного и того же NN -взаимодействия, наблюдается чёткая корреляция между плотностью появления гиперонов и максимальной массой звезды: чем позже появляются гипероны, тем больше максимальная масса.

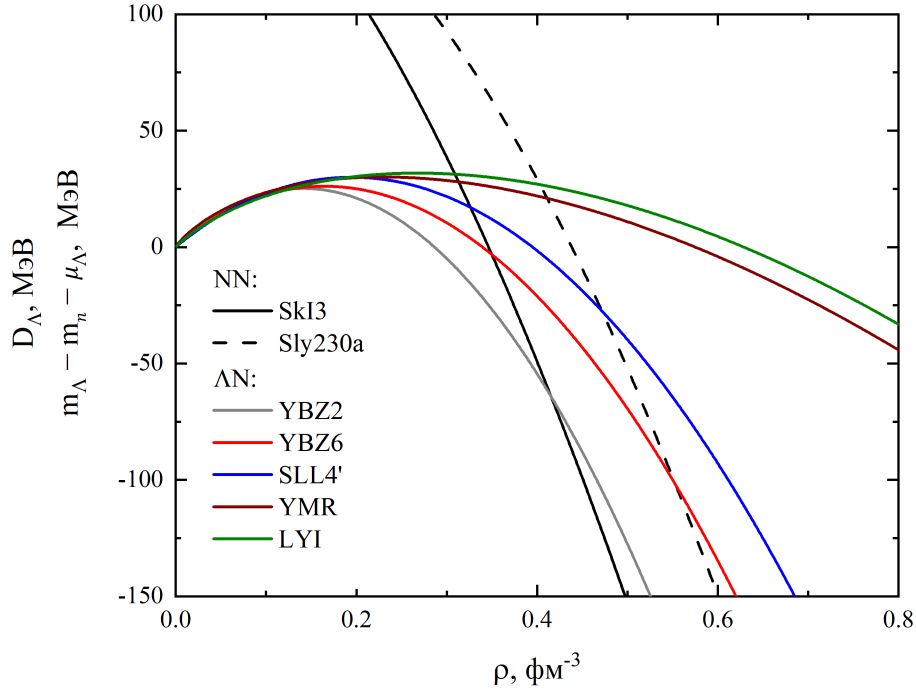


Рисунок 4.2 — Зависимость от плотности величин D_Λ (определяется параметрами ΛN -взаимодействия) и $m_\Lambda - m_n - \mu_n$ (определяется параметрами NN -взаимодействия). Потенциалы, соответствующие кривым указаны на рисунке.

Мы также провели сравнение двух обсуждаемых выше случаев с точки зрения коэффициента приливной деформируемости. На рисунке 4.3 представлены результаты этого сравнения.

Видно, что параметризация SLy230a в комбинации с параметризациями ΛN -взаимодействия лучше подходит для описания нейтронных звёзд не только в контексте максимальной массы, но и в контексте коэффициента приливной деформируемости. В случае параметризации SLy230a точки, соответствующие потенциалам с наиболее жёсткими уравнениями состояния, удовлетворяют накладываемым ограничениям, тогда как в случае параметризации SkI3 им лучше всего удовлетворяют точки для наиболее мягких уравнений состояния. Отметим, однако, что во многом это зависит от положения кривой, соответствующей расчётам без гиперонов.

Таким образом, плотность появления гиперонов представляет значительный интерес для исследования материи нейтронных звёзд.

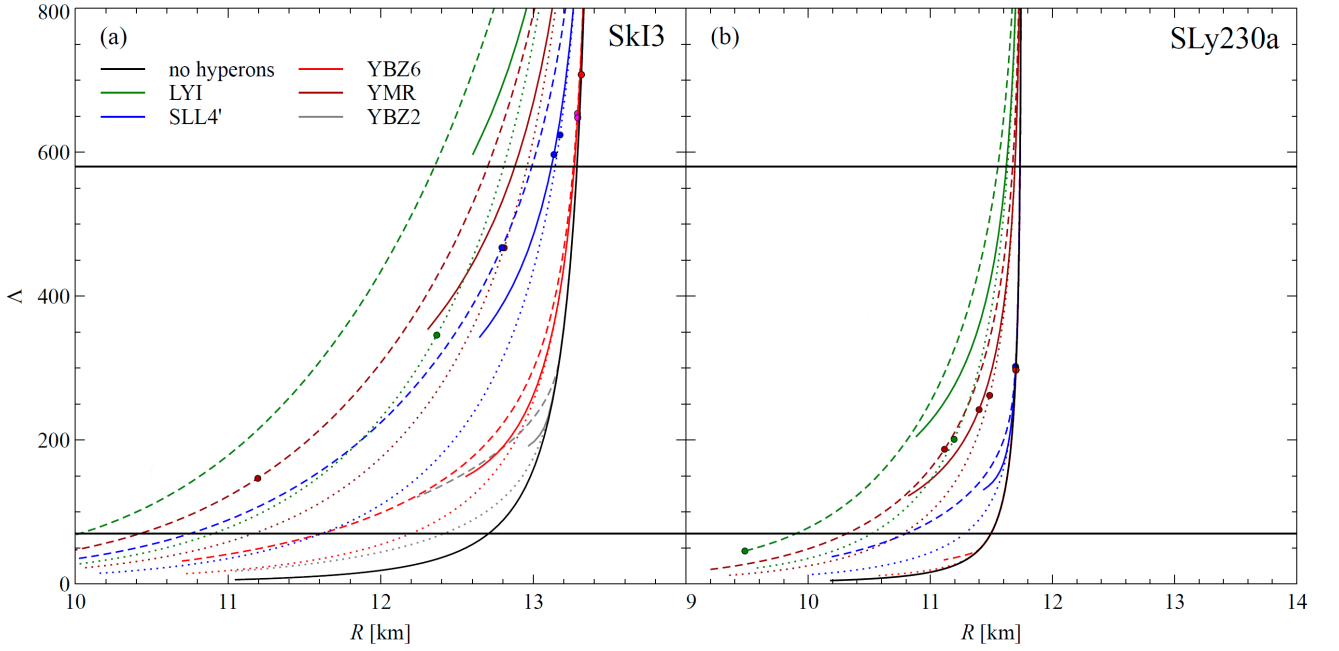


Рисунок 4.3 — Зависимость коэффициента приливной деформируемости от радиуса для различных комбинаций потенциалов ΛN - и $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия. Параметризации NN -взаимодействия – SkI3 (слева) и SLy230a (справа). Параметризации $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия – SLL1' (штрихованная), SLL2 (сплошные), SLL3' (пунктир).

4.1 Корреляции между плотностью появления гиперонов и сжимающей способностью ΛN -взаимодействия

Плотность появления гиперонов тесно связана с максимальной массой и является важной характеристикой материи нейтронных звёзд. Интересно изучить насколько сильно она коррелирует с характеристиками ΛN -взаимодействия. Для этого были рассчитаны плотности появления Λ -гиперонов с различными потенциалами NN - и ΛN -взаимодействия (выбор $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия не влияет на плотность появления гиперонов) и рассмотрены их зависимости от характеристик ΛN -взаимодействия. Результаты исследования сформулированы в положении 1 и опубликованы в работе [10].

Мы обнаружили, что наиболее сильная корреляция наблюдается между плотностью появления Λ -гиперонов и сжимающей способностью ΛN -взаимодействия K_Λ :

$$K_\Lambda = 3\rho_N \frac{dD_\Lambda(\rho_N)}{d\rho_N} \quad (4.3)$$

Сжимающая способность была впервые введена в работе [96]. Она характеризует способность гиперона поляризовать, то есть сжимать или расширять, нуклонный остов гиперядра. В скирмовском формализме K_Λ в симметричной ядерной материи рассчитывается следующим образом:

$$K_\Lambda = 3D_\Lambda - \frac{6}{5} \left(1 - \frac{m_\Lambda^*}{m_\Lambda}\right) \frac{\hbar^2}{2m_\Lambda^*} \left(\frac{3\pi^2}{2}\rho_N\right)^{2/3} - \frac{9}{8}\gamma u_3 \rho_N^{1+\gamma}, \quad (4.4)$$

где m_Λ^* – эффективная масса Λ -гиперона:

$$\frac{\hbar^2}{2m_\Lambda^*} = \frac{\hbar^2}{2m_\Lambda} + \frac{1}{4}(u_1 + u_2)\rho_N.$$

На рисунке 4.4 изображена зависимость плотности появления Λ -гиперонов от $K_\Lambda(3\rho_0)$, рассчитанная для различных потенциалов NN - и ΛN -взаимодействия.

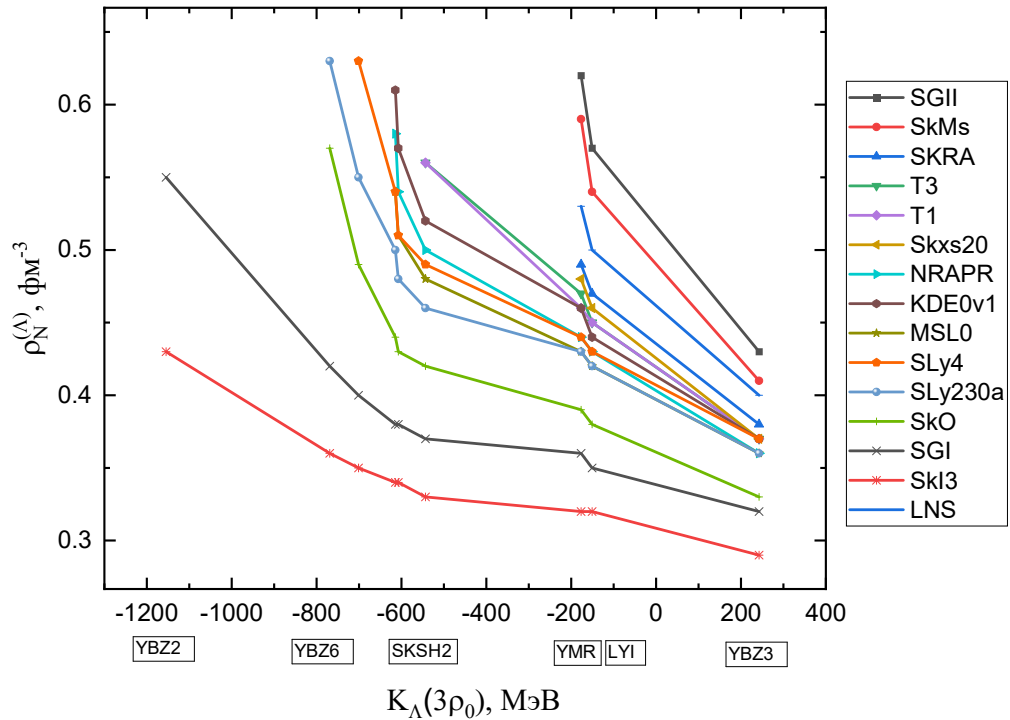


Рисунок 4.4 — Зависимость плотности появления Λ -гиперонов от $K_\Lambda(3\rho_0)$, рассчитанная для различных потенциалов NN - и ΛN -взаимодействия. Нуклон-нуклонные потенциалы в правой части графиков, указаны в порядке (сверху вниз), соответствующем порядку кривых. ΛN -потенциалы (слева направо): YBZ2, YBZ6, YBZ1, SLL4', YBZ5, SKSH2, YMR, LYI, YBZ3.

Разные кривые на рисунке 4.4 соответствуют разным потенциалам NN -взаимодействия. В свою очередь, каждое значение K_Λ соответствует определённому потенциалу ΛN -взаимодействия. Отметим, что мы приводим зависимость от K_Λ , рассчитанной при плотности $3\rho_0$, поскольку в этом случае рассматриваемые характеристики коррелируют заметно лучше, нежели при нормальной ядерной плотности (коэффициент корреляции $r = -0.85$ для $K_\Lambda(\rho_0)$ против $r = -0.94$ для $K_\Lambda(3\rho_0)$ [122]). Это, по-видимому, связано с тем, что плотность появления гиперонов также, как правило, близка к $3\rho_0$ и поэтому значение $K_\Lambda(3\rho_0)$ лучше отражает влияние этой величины на характеристики нейтронных звёзд.

Как продемонстрировано на рисунке 4.4, зависимость плотности появления гиперонов $\rho_N^{(\Lambda)}$ от сжимающей способности K_Λ носит плавный и практически монотонный характер: чем меньше значение $K_\Lambda(3\rho_0)$, тем при более высоких плотностях появляются гипероны. Таким образом, мы утверждаем, что сжимающая способность является важной характеристикой ΛN -взаимодействия, определяющей появление гиперонов в материи нейтронных звёзд.

Для того, чтобы проверить, является ли полученная закономерность модельно независимой, мы проводим аналогичное исследование в рамках другой модели, а именно, в релятивистской теории среднего поля.

Если в подходе Скирма параметры ΛN -взаимодействия подгоняются под свойства Λ -гиперядер, то в моделях РТСП возможен несколько другой подход к их определению. Взаимодействие Λ -гиперона с мезонами в нашей модели фактически определяется двумя параметрами:

$$\begin{aligned} x_\sigma &= g_{\sigma\Lambda}/g_{\sigma N}, \\ x_\omega &= g_{\omega\Lambda}/g_{\omega N}, \end{aligned} \tag{4.5}$$

где $g_{\sigma\Lambda}$, $g_{\sigma N}$, $g_{\omega\Lambda}$ и $g_{\omega N}$ – вершинные константы взаимодействия барионов со скалярным (σ) и векторным (ω) мезонными полями. Константа взаимодействия Λ -гиперона с ρ -мезоном равна нулю, поскольку его изоспин равен нулю.

При этом энергия связи Λ -гиперона в нуклонной материи определяется как

$$D_\Lambda = x_\omega g_{\omega N} \omega_0 - x_\sigma g_{\sigma N} \sigma. \quad (4.6)$$

Тогда, считая значение D_Λ известным (≈ 28 МэВ) можно варьировать значение параметра x_σ от некоторого малого значения до единицы (поскольку связь мезонов с гипероном предположительно должна быть слабее, чем с нуклонами) и получать соответствующие значения параметра x_ω . Как было показано в работе [100], наборы параметров, полученные таким образом, дают вполне приемлемое описание гиперядерных спектров.

В то же время, в РТСП существуют и параметры ΛN -взаимодействия, подогнанные непосредственно под гиперядерные данные [123–128]. Мы используем оба варианта получения параметров в наших расчётах.

На рисунке 4.5 изображена зависимость плотностей появления Λ -гиперонов от сжимающей способности ΛN -взаимодействия, рассчитанная в РТСП и в подходе Скирма.

Рисунок демонстрирует, что зависимость $\rho_N^{(\Lambda)}$ от $K_\Lambda(3\rho_0)$, полученная в подходе Скирма сохраняется и в РТСП, что говорит о её универсальном характере.

Обсудим теперь некоторые детали полученной зависимости. Можно отметить, что в РТСП точки, соответствующие расчётам с реалистическими параметрами (красным) хорошо ложатся на кривую, для которой параметры были получены методом вариации x_σ (чёрным). Такое совпадение указывает на релевантность использования этого метода для получения параметров. При этом ввиду особенностей расчёта кривые в этом случае получаются более гладкими, чем в подходе Скирма.

Отметим, что некоторые точки на рисунке 4.5, полученные в разных подходах, практически совпадают. Рассмотрим, как соотносятся массы и радиусы для этих случаев. На рисунке 4.6 изображены соответствующие кривые масса-радиус.

Из рисунка видно, что совпадение значений $\rho_N^{(\Lambda)}$ и $K_\Lambda(3\rho_0)$ вовсе не гарантирует схожесть кривых масса-радиус. Это может быть связано как с особенностями конкретных потенциалов, так и с различиями подходов в принципе. Так, например, в подходе Скирма выбор потенциала ΛN -взаимодействия замет-

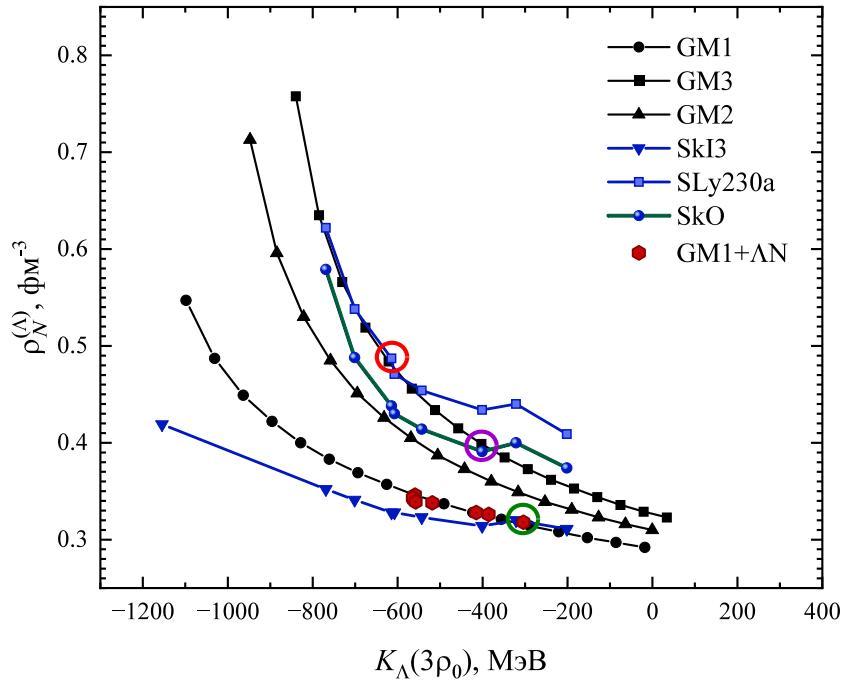


Рисунок 4.5 — Зависимость плотности появления Λ -гиперонов от $K_\Lambda(3\rho_0)$. В подходе Скирма (синие точки и линии) использованы нуклон-нуклонные взаимодействия SLy230a, SkI3, SkO в РТСП (чёрные точки и линии) — взаимодействия GM1, GM2, GM3 из работы [100]. Красные точки соответствуют расчётам с нуклонным взаимодействием GM1 и параметрами гиперонного взаимодействия, подогнанными под гиперядерные данные [123–128]. Цветные окружности указывают точки, в которых результаты расчётов в двух подходах практически совпадают.

но влияет и на массу звезды (см. рис. 4.1), в то время как в РТСП не вводится отдельный потенциал для описания взаимодействия между Λ -гиперонами.

Интересно также рассмотреть, к каким массам приводят параметры, полученные в РТСП. На рисунке 4.7 приведена зависимость $\rho_N^{(\Lambda)}$ от $K_\Lambda(3\rho_0)$ для параметризации GM1 и кривые масса-радиус, рассчитанные для некоторых её точек.

В РТСП, ввиду особенностей получения параметров, связь между $\rho_N^{(\Lambda)}$ и массой звезды даже более прямолинейна, чем в подходе Скирма. В рамках одного нуклон-нуклонного взаимодействия точки с большими значениями $\rho_N^{(\Lambda)}$ и меньшими значениями $K_\Lambda(3\rho_0)$ соответствуют большей максимальной массе. Отметим, что для точки под номером 3 максимальная масса звезды превышает

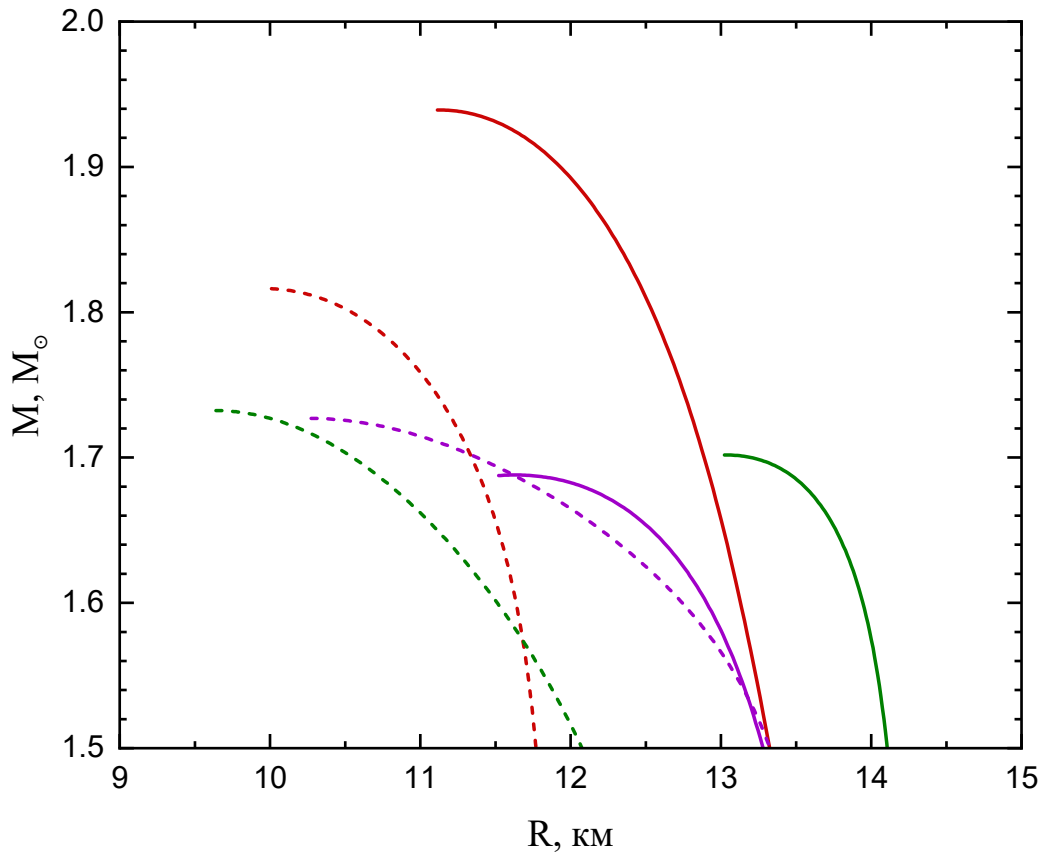


Рисунок 4.6 — Зависимость массы от радиуса для наборов параметров в модели Скирма (пунктир) и РТСП (сплошная линия), которые дают близкие значения для $\rho_N^{(\Lambda)}$ и $K_\Lambda(3\rho_0)$. Цвета кривых соответствуют цветам окружностей, отмеченных на рис. 4.5.

две солнечных массы. Однако сжимающая способность и плотность появления гиперонов в этом случае далеки от значений, полученных в расчётах с реалистическими потенциалами (красные точки на левом рисунке). Поэтому такой набор параметров не стоит воспринимать как решение проблемы «hyperon puzzle».

Наконец, заметим, что выбор нуклон-нуклонного взаимодействия также заметно влияет на характеристики нейтронных звёзд и на плотности появления гиперонов. При этом нам не удалось обнаружить характеристику NN -взаимодействия, настолько же сильно коррелирующую с $\rho_N^{(\Lambda)}$ как сжимающая способность ΛN -взаимодействия.

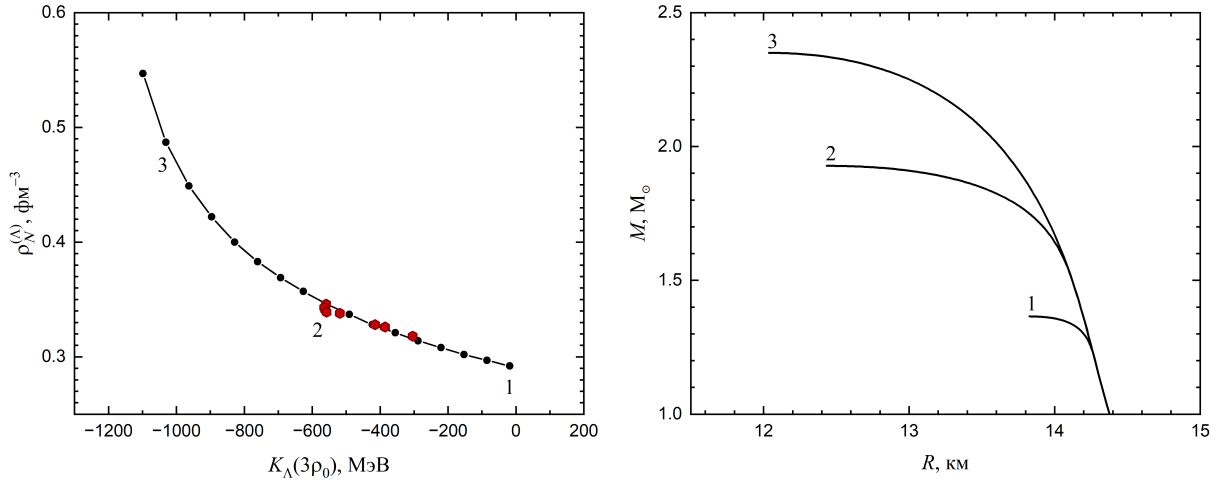


Рисунок 4.7 — Зависимость $\rho_N^{(\Lambda)}$ от $K_\Lambda(3\rho_0)$ (слева) и массы от радиуса (справа) для параметризации GM1. Цифрами обозначены кривые (справа) и точки (слева), рассчитанные для одних и тех же параметров.

4.2 ΛN -силы, зависящие от плотности

Как было показано в главе 3 (см. рис. 3.3), существующие в литературе параметризации потенциала Скирма с показателем степени γ , равным единице, приводят к более жёстким уравнениям состояния материи и, как результат, к большим максимальным массам, чем параметризации с $\gamma < 1$. Рассмотрим причины такого поведения, а также изучаем, всегда ли выполняется эта закономерность. Результаты исследования сформулированы в положении 2 и опубликованы в работах [11, 12].

На первый взгляд, причина может казаться достаточно простой. Вклад ΛN -взаимодействия в энергию на барион выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned}
\varepsilon_{N\Lambda}(Y_p, Y_\Lambda, \rho) &= \frac{3}{5} \frac{\hbar^2}{2m_\Lambda} (3\pi^2)^{2/3} \rho^{2/3} Y_\Lambda^{5/3} \\
&+ u_0 \rho (Y_\Lambda - Y_\Lambda^2) \\
&+ \frac{3}{20} (3\pi^2)^{2/3} [u_1 + u_2] \rho^{5/3} \\
&\times Y_\Lambda (Y_\Lambda^{2/3} - Y_\Lambda^{5/3} + Y_p^{5/3} + Y_n^{5/3}) \\
&+ \frac{3}{8} u_3 \rho^{\gamma+1} Y_\Lambda (1 - Y_\Lambda)^{\gamma+1} \\
&= \varepsilon_{kin} + \varepsilon_0 + \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3,
\end{aligned} \tag{4.7}$$

где u_i, γ – параметры взаимодействия, Y_i – заселённости компонент материи нейтронных звёзд, $i = n, p, \Lambda$. Можно смело утверждать, что в асимптотическом пределе последний член в выражении (4.7) растёт тем быстрее, чем больше значение параметра γ и вносит доминирующий вклад в энергию при высоких плотностях. Учитывая, что материя центральной части нейтронной звезды, обладающая высокой плотностью, вносит значительный вклад в общую массу звезды, можно было бы предположить, что поведение уравнения состояния должно определяться силами, зависящими от плотности, и параметризации с большим значением γ всегда должны приводить к более жёстким уравнениям состояния. Однако в реальности плотности в центре нейтронной звезды не настолько велики, чтобы можно было рассматривать такую асимптотику.

В первую очередь, отметим, что в ΛN -взаимодействии под зависимостью от плотности подразумевается зависимость от нуклонной плотности ρ_N , при том что материя нейтронной звезды при высоких плотностях может включать также гипероны. В связи с этим рассмотрим зависимость нуклонной плотности ρ_N от плотности всех барионов, изображённую на рисунке 4.8.

Начало каждой кривой на рисунке 4.8 соответствует плотности появления гиперонов (поскольку до этого $\rho = \rho_N$), а конец – максимальной плотности в центре нейтронной звезды. Несмотря на то, что барионная плотность достигает значений выше 1 фм^{-3} , нуклонная плотность даже в центре нейтронной звезды не превышает 0.8 фм^{-3} . Более того, для параметризаций с $\gamma = 1$ нуклонная плотность не достигает даже 0.6 фм^{-3} . Стоит однако отметить, что барионные плотности в центре нейтронной звезды в случае $\gamma < 1$ очень высоки, что выглядит весьма сомнительно в рамках концепции барионной материи.

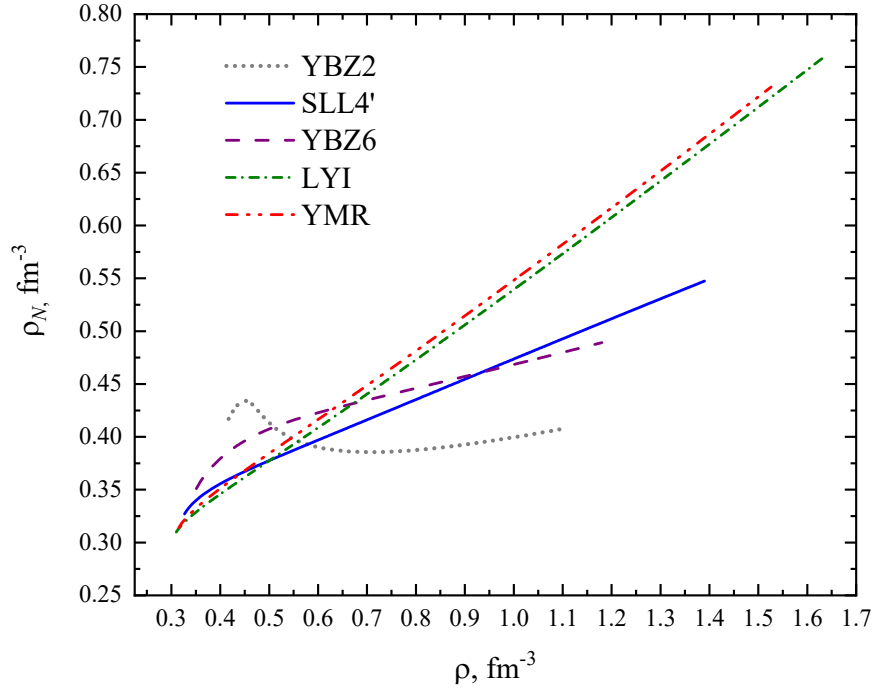


Рисунок 4.8 — Зависимость нуклонной плотности ρ_N от барионной ρ для различных потенциалов ΛN -взаимодействия: YBZ6 ($\gamma = 1$), SLL4' ($\gamma = 1$), YBZ2 ($\gamma = 1$), LYI ($\gamma = 1/3$), YMR ($\gamma = 1/8$). Параметризации NN и $\Lambda\Lambda$ -взаимодействий — SkI3 и S $\Lambda\Lambda$ 3' соответственно.

Заметим также, что поведение кривой для YBZ2 явно отличается от поведения остальных кривых. Чтобы объяснить это отличие обратимся к зависимостям заселённостей от плотности для этих же параметризаций, изображенным на рисунке 4.9.

Для параметризации YBZ2 гипероны появляются при большей плотности, чем для других параметризаций. Однако после появления гиперонов их доля быстро растёт, и при барионной плотности около 0.6 fm^{-3} набор YBZ2 уже предсказывает самую высокую заселённость гиперонов среди других параметризаций ΛN -взаимодействия. Такое быстрое увеличение доли гиперонов приводит к уменьшению плотности нуклонов ρ_N с ростом барионной плотности, что и отражено на рисунке 4.8. Отметим, что это также обеспечивает относительно большой вклад кинетической энергии Λ -гиперонов в суммарную энергию.

Таким образом, при плотностях, существующих в нейтронных звёздах, выход на асимптотику не достигается, и последний член в выражении (4.7) вовсе не должен быть больше для больших значений γ , даже в центре нейтронной

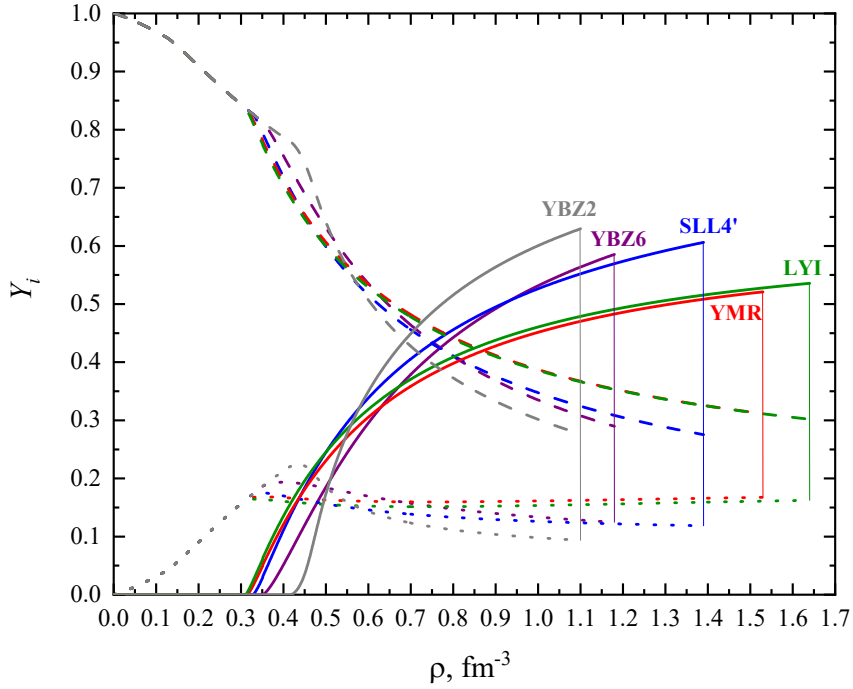


Рисунок 4.9 — Заселённости нейтронов (штриховыми линияей), протонов (пунктирными) и Λ -гиперонов (сплошными) для различных параметризаций ΛN -взаимодействия (потенциалы указаны на рисунке). Параметризации NN - и $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия – SkI3 и S $\Lambda\Lambda$ 3', соответственно.

звезды. В таком случае, логично задать вопрос, почему же всё-таки параметризации с $\gamma = 1$ приводят к более жёстким уравнениям состояния?

Чтобы ответить на этот вопрос, рассмотрим вклады различных членов потенциала ΛN -взаимодействия в энергию на барион $\varepsilon_{N\Lambda}$ (4.7) в зависимости от плотности, изображённую на рисунке 4.10.

На рисунке изображены вклады в энергию на барион от следующих членов потенциала ΛN -взаимодействия: члена, зависящего от плотности (ε_3 , синим); притягивающих сил, соответствующих параметру u_0 (ε_0 , красным); прочих членов потенциала вкупе с вкладом от кинетической энергии Λ -гиперона ($\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_{kin}$, зелёным). Также на рисунке представлен суммарный вклад притягивающих сил и сил, зависящих от плотности ($\varepsilon_0 + \varepsilon_3$, фиолетовым), и полная энергия на барион (чёрным).

Первое, на что следует обратить внимание – это величина вклада ε_3 , соответствующего силам, зависящим от плотности. Вне зависимости от выбора параметризации ΛN -взаимодействия, это слагаемое даёт наибольший положи-

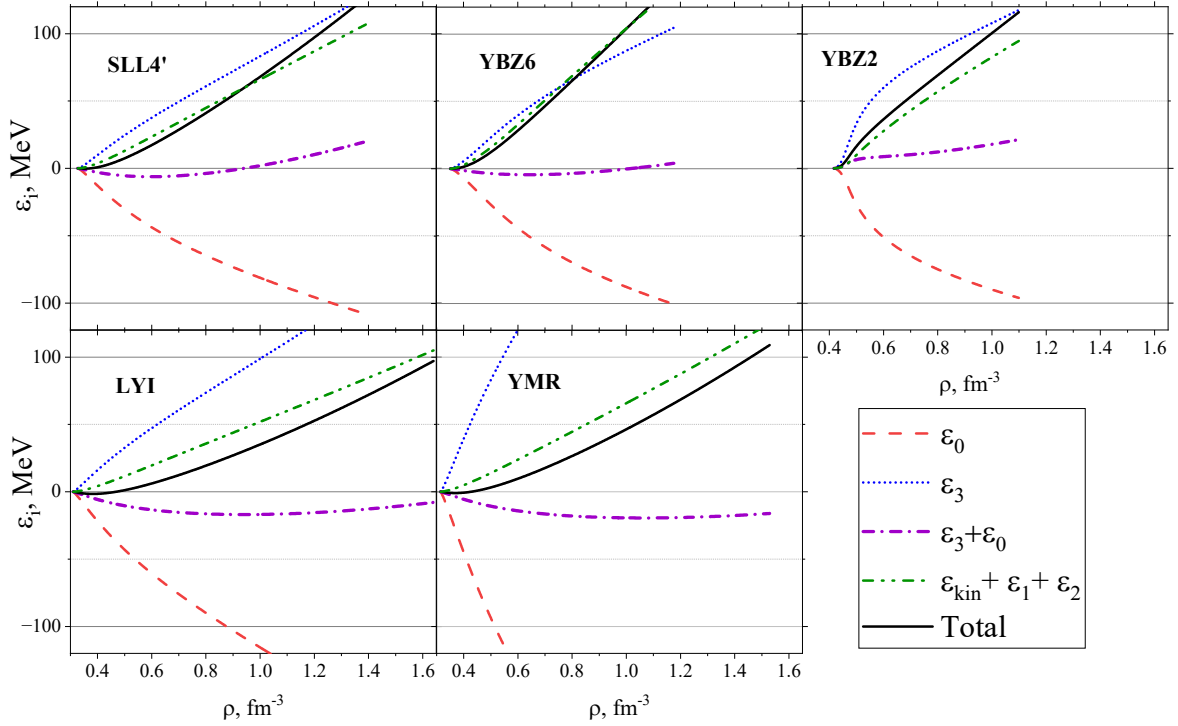


Рисунок 4.10 — Вклады различных членов выражения (4.7) в зависимости от плотности для различных потенциалов ΛN -взаимодействия: YBZ6 ($\gamma = 1$), SLL4' ($\gamma = 1$), YBZ2 ($\gamma = 1$), LYI ($\gamma = 1/3$), YMR ($\gamma = 1/8$). Параметризации NN и $\Lambda\Lambda$ -взаимодействий – SkI3 и S $\Lambda\Lambda$ 3' соответственно.

тельный вклад в энергию на барион. Однако можно видеть, что в случае с $\gamma < 1$ этот вклад растёт гораздо быстрее, чем при $\gamma = 1$. То есть, если бы поведение уравнения состояния материи при реалистичных плотностях определялось в основном вкладом зависящих от плотности сил, то параметризации YMR и LYI с меньшим значением γ приводили бы к гораздо более жёсткому уравнению состояния, что не соответствует действительности. Теперь обратим внимание на суммарный вклад отталкивающих сил, зависящих от плотности ε_3 и притягивающих сил ε_0 , дающих большой отрицательный вклад в энергию. Заметим, что в случаях с $\gamma < 1$ эта сумма остаётся отрицательной на всём диапазоне плотностей, тогда как для $\gamma = 1$ она становится положительной при высокой плотности. Таким образом, поведение уравнения состояния определяется не только величиной сил, зависящих от плотности, а комплексным взаимодействием между разными членами потенциала. Наконец, отметим, что

поскольку вклады ε_0 и ε_3 достаточно эффективно компенсируют друг друга, важным становится вклад тех слагаемых, которые сами по себе имеют сравнительно небольшую величину, а именно членов потенциала, соответствующих параметрам u_1 и u_2 , и кинетической энергии Λ -гиперона.

Для дальнейшего изучения роли сил, зависящих от плотности, рассмотрим, как могут изменяться особенности параметризации при изменении значения γ . В этой части работы мы используем недавно полученную параметризацию ΛN -взаимодействия, приведённую в работе [120] под названием SLL4'. Однако в более ранней работе этого автора [119] уже встречалась параметризация с таким же названием, которая также используется в наших исследованиях. В связи с этим, во избежание путаницы, мы в дальнейшем будем называть более новую версию параметризации из работы [120] SLL4*.

Итак, возьмём полученную подгонкой под спектры Λ -гиперядер параметризацию ΛN -взаимодействия SLL4* и будем модифицировать её, изменяя значение γ , а также параметров u_0 и u_3 . Для того, чтобы полученные параметризации оставались адекватными для описания и гиперядер, и нейтронных звёзд, необходимо наложить ряд ограничений на значения u_0 и u_3 при разных γ . В качестве этих ограничений мы фиксируем определённые характеристики материи, обеспечивая приемлемое описание гиперядерных характеристик.

В качестве первого ограничения используем информацию о том, что значение энергии связи Λ -гиперона в нуклонной материи D_Λ при нормальной ядерной плотности хорошо известно из гиперядерной физики ($D_\Lambda \approx 28$ МэВ). В скирмовском формализме выражение для D_Λ выглядит следующим образом:

$$D_\Lambda = -u_0\rho_N - \frac{3}{5} \left(1 - \frac{m_\Lambda^*}{m_\Lambda}\right) \frac{\hbar^2}{2m_\Lambda^*} (3\pi^2)^{2/3} \frac{\rho_p^{5/3} + \rho_n^{5/3}}{\rho_N} - \frac{3}{8} u_3 \rho_N^{1+\gamma}, \quad (4.8)$$

где m_Λ^* – эффективная масса Λ -гиперона:

$$\frac{\hbar^2}{2m_\Lambda^*} = \frac{\hbar^2}{2m_\Lambda} + \frac{1}{4}(u_1 + u_2)\rho_N.$$

Потребуем теперь, чтобы $D_\Lambda(\rho_0)$ оставалось постоянным при изменении параметров γ, u_0, u_3 . Это приводит к следующему уравнению:

$$-u_0\rho_0 - \frac{3}{8}u_3\rho_0^{1+\gamma_0} = -u'_0\rho_0 - \frac{3}{8}u'_3\rho_0^{1+\gamma}, \quad (4.9)$$

где u_0, u_3, γ_0 – параметры исходной параметризации, u'_0, u'_3, γ – параметры модифицированной параметризации, и значение γ выбирается произвольным образом.

Поскольку в выражении (4.9) присутствуют два неизвестных (u'_0 и u'_3), необходимо наложить второе ограничение. Для этого мы используем сжимающую способность ΛN -взаимодействия K_Λ (4.4). В разделе 4.1 было показано, что эта характеристика гиперон-нуклонного тесно связана со свойствами нейтронных звёзд и, в частности, с плотностью, при которой в материи звезды появляются гипероны.

Потребуем, чтобы значение K_Λ при некоторой плотности также оставалось постоянным при изменении параметров:

$$K_\Lambda(\alpha\rho_0) = K'_\Lambda(\alpha\rho_0), \quad (4.10)$$

где α – некое число. Тогда из (4.4) и (4.10) следует:

$$3u_0\alpha\rho_0 - \frac{9}{8}u_3(1+\gamma_0)\alpha^{1+\gamma_0}\rho_0^{1+\gamma_0} = 3u'_0\alpha\rho_0 - \frac{9}{8}u'_3(1+\gamma)\alpha^{1+\gamma}\rho_0^{1+\gamma}. \quad (4.11)$$

Совместное решение (4.9) и (4.11) приводит к выражениям, определяющим модифицированные значения параметров u'_0 и u'_3 при любом значении γ :

$$\begin{aligned} u'_0 &= u_0 + \frac{3}{8}u_3\rho_0^{\gamma_0} \frac{(1+\gamma_0)\alpha^{(1+\gamma_0)} - (1+\gamma)\alpha^{(1+\gamma)}}{\alpha - (1+\gamma)\alpha^{(1+\gamma)}}, \\ u'_3 &= u_3 \frac{\alpha - (1+\gamma_0)\alpha^{(1+\gamma_0)}}{\alpha - (1+\gamma)\alpha^{(1+\gamma)}} \rho_0^{\gamma_0-\gamma}. \end{aligned} \quad (4.12)$$

Чтобы проследить влияние параметра γ на характеристики нейтронных звёзд мы рассчитываем значения модифицированных параметров для $\gamma = 1.5$ и $\gamma = 0.5$, используя выражения (4.12). Также, при расчётах мы используем два значения численного параметра $\alpha = 1$ и $\alpha = 3$, что соответствует фиксированию K_Λ при плотности насыщения ρ_0 и при плотности в три раза выше. В

таблице 3 приведены значения параметров для исходной параметризации SLL4* и её модифицированных версий.

Таблица 3 — Параметры параметризации SLL4* и её модифицированных версий с $\gamma = 0.5$ и $\gamma = 1.5$, полученные путём фиксирования $K_\Lambda(\rho_0)$ (верхние строки) и $K_\Lambda(3\rho_0)$ (нижние строки)

γ	$u_0, \text{МэВ} \cdot \text{фм}^3$	$u_1, \text{МэВ} \cdot \text{фм}^5$	$u_2, \text{МэВ} \cdot \text{фм}^5$	$u_3, \text{МэВ} \cdot \text{фм}^{3+3\gamma}$
1	-322	55.01	7.99	1906.667
0.5	-434.97 -562.486	55.01	7.99	1515.77 2371.242
1.5	-265.515 -256.139	55.01	7.99	6033.755 2000.245

С этими наборами параметров с помощью метода Хартри-Фока были рассчитаны спектры гиперядра ${}^{208}_{\Lambda}\text{Pb}$ для различных значений γ , представленные на рисунке 4.11, где приведены также экспериментальные данные [80, 129].

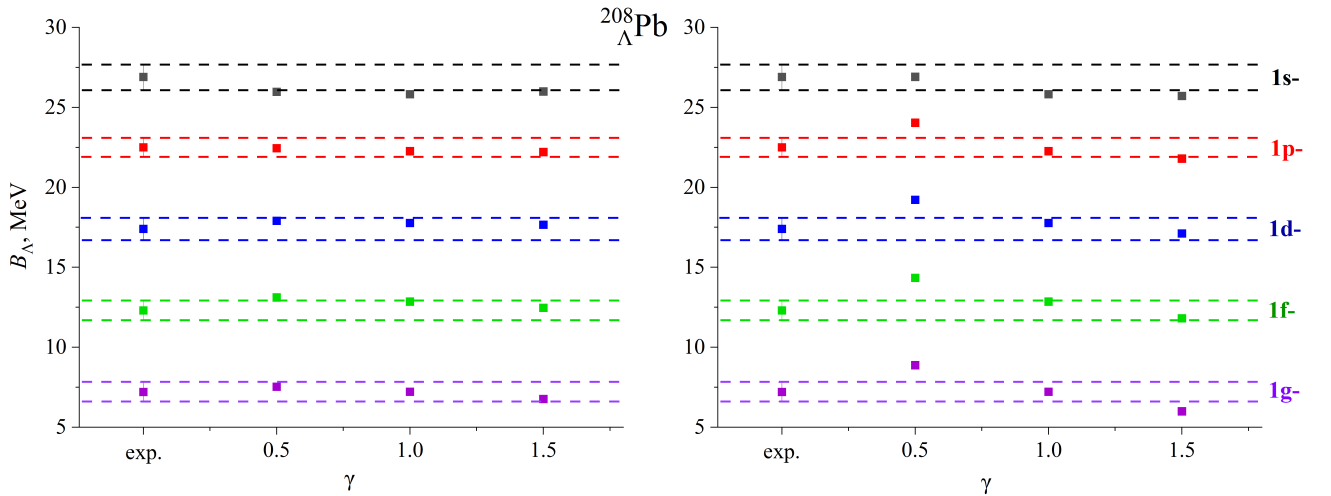


Рисунок 4.11 — Спектры гиперядра ${}^{208}_{\Lambda}\text{Pb}$, рассчитанные для наборов параметров с разными значениями γ , полученных при фиксировании $K_\Lambda(\rho_0)$ (слева) и $K_\Lambda(3\rho_0)$ (справа). Показаны энергии связи Λ -гиперона B_Λ в 1s-, 1p-, 1d-, 1f- и 1g-состояниях. Пунктирные линии показывают диапазоны значений B_Λ , полученные в эксперименте [80, 129].

Видно, что все они удовлетворительно описывают гиперядерные спектры. Параметры, полученные при фиксировании $K_\Lambda(3\rho_0)$, описывают экспериментальные данные несколько хуже, что резонно, поскольку значение характеристики, взятой при плотности, в три раза превышающей нормальную ядерную, в меньшей степени соответствует ядерной динамике.

Рассмотрим теперь, как эти же параметризации проявляют себя в описании нейтронных звёзд. На рисунке 4.12 приведена зависимость массы от радиуса для наборов параметров с различными значениями γ .

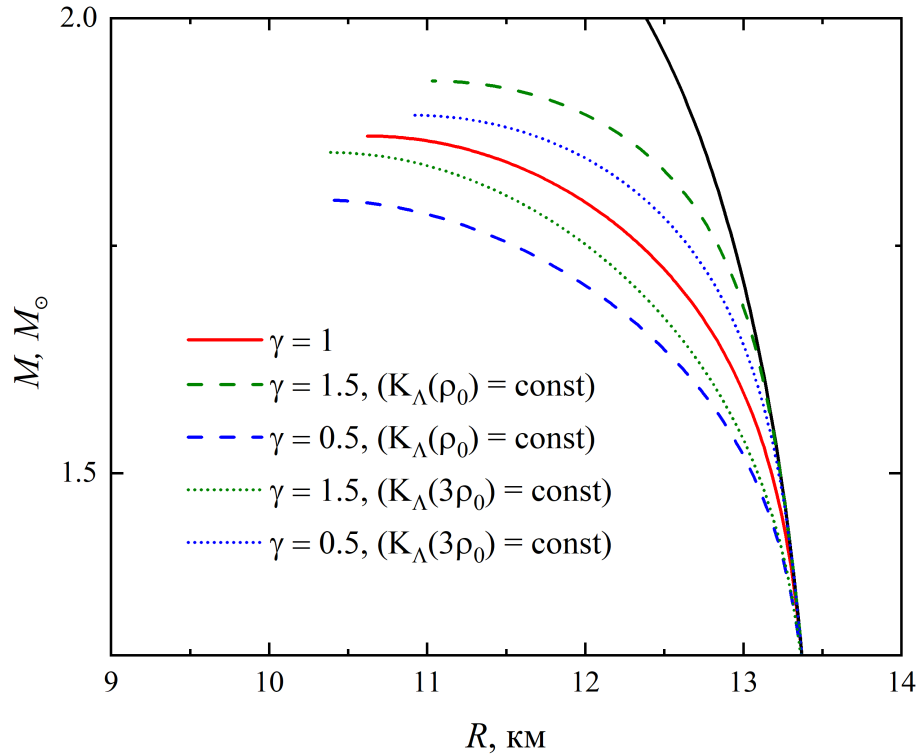


Рисунок 4.12 — Зависимость массы нейтронной звезды от радиуса, рассчитанная для наборов параметров с разными значениями γ : 1 (красным), 0.5 (синим), 1.5 (зелёным). Штриховые кривые соответствуют расчётам с параметрами, полученными при фиксировании $K_\Lambda(\rho_0)$, пунктирные кривые — при фиксировании $K_\Lambda(3\rho_0)$. Параметризации NN - и $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия — SkI3 и S $\Lambda\Lambda$ 3', соответственно.

Расчёты с параметрами, полученными при фиксировании $K_\Lambda(\rho_0)$, приводят к картине, аналогичной той, которая возникает для ранее известных параметризаций с разными значениями γ , а именно: большее значение γ соответствует большей максимальной массе. Однако же расчёты с параметрами, полученными при фиксировании $K_\Lambda(3\rho_0)$ приводят к совершенно противоположной ситуации, когда параметризации с меньшими значениями γ соответствуют более жёстким уравнениям состояния и большим максимальным массам. Таким образом, можно утверждать, что параметризации с $\gamma < 1$ могут быть не только приемлемы для описания нейтронных звёзд, но и приводить к лучшим результатам, чем параметризации с $\gamma = 1$. Отметим также, что заселённости различных

компонент материи для модифицированных параметризаций, очень близки к тем, которые даёт исходный набор параметров. Следовательно, и максимальная плотность звезды для полученных параметризаций с $\gamma < 1$ оказывается ощутимо меньше, чем центральные плотности для параметризаций YMR и LYI, что лучше соответствует концепции ядерной материи. Поиск параметризаций, описывающих гиперядерные данные в полном объёме и обеспечивающих достаточно жёсткие уравнения состояния, может быть перспективным направлением для решения «hyperon puzzle».

4.3 Зависимость ΛN -взаимодействия от плотности и трёхчастичные ΛNN -силы

Настоящая глава посвящена изучению различий в описании многочастичных эффектов в ΛN -взаимодействии в материи нейтронных звёзд с помощью трёхчастичных сил и сил, зависящих от нуклонной плотности. Основные результаты сформулированы в положении 3 и опубликованы в работах [9, 11].

Как было отмечено в разделе 2.2, многочастичные эффекты в ΛN -взаимодействии могут быть описаны двумя альтернативными способами: с помощью ΛN -сил, зависящих от нуклонной плотности

$$V_{\Lambda N}(\mathbf{r}_\Lambda, \mathbf{r}_N, \rho_N) = \frac{3}{8} u_3 \delta(\mathbf{r}_\Lambda - \mathbf{r}_N) \rho_N^\gamma \left(\frac{\mathbf{r}_\Lambda + \mathbf{r}_N}{2} \right) \quad (4.13)$$

и трёхчастичных ΛNN -сил

$$V_{\Lambda NN}(\mathbf{r}_\Lambda, \mathbf{r}_{N1}, \mathbf{r}_{N2}) = u_3 \delta(\mathbf{r}_\Lambda - \mathbf{r}_{N1}) \delta(\mathbf{r}_\Lambda - \mathbf{r}_{N2}). \quad (4.14)$$

Трёхчастичные ΛNN -силы приводят к эффекту, который можно трактовать как нарушение зарядовой симметрии для многочастичных систем. Вклад потенциала (4.14) в энергию на барион можно записать следующим образом:

$$\varepsilon_3 = \frac{1}{4} u_3 Y_\Lambda (\rho_N^2 + 2\rho_p \rho_n) = \frac{1}{8} u_3 Y_\Lambda (3\rho_N^2 - \rho_-^2). \quad (4.15)$$

В этом выражении появляется зависимость от $\rho_- = \rho_p - \rho_n$, которая отсутствует в ΛN -силах, зависящих от плотности. Таким образом, выражение (4.15) отражает эффект нарушения зарядовой симметрии второго порядка по $(N - Z)$. Обычно под эффектом нарушения зарядовой симметрии в ΛN -взаимодействии подразумевается разница между Λn - и Λp -, приводящая к зависимости от ρ_- в первой степени. Более подробно этот эффект будет рассмотрен позже.

Вклад сил, зависящих от плотности (4.13), в энергию на барион может быть записан следующим образом:

$$\varepsilon_3 = \frac{3}{8} u_3 Y_\Lambda \rho_N^{\gamma+1}. \quad (4.16)$$

Можно видеть, что при условии, что $\gamma = 1$, выражения (4.15) и (4.16) эквивалентны для симметричной ядерной материи, то есть для случая, когда $\rho_- = 0$ ($\rho_n = \rho_p$). Поскольку в нейтронных звёздах количество нейтронов всегда превышает количество протонов, вклад (4.15) всегда оказывается меньше, чем вклад (4.16) при том же значении u_3 . Как силы, пропорциональные нуклонной плотности, так и трёхчастичные силы являются отталкивающими, и поэтому уменьшение последних приводит к более мягкому уравнению состояния в материи нейтронных звёзд и меньшей максимальной массе.

Различие между трёхчастичными силами и силами, пропорциональными нуклонной плотности, возникает ввиду влияния принципа Паули. Пары нейтрон–нейтрон и протон–протон могут возникать только в синглетном состоянии, тогда как пары протон–нейтрон могут существовать как в синглетном, так и в триплетном состоянии. Эта ситуация реализуется для трёхчастичных сил, но не выполняется для сил, пропорциональных ρ_N . Разница между этими двумя вариантами практически незаметна для гиперядер, но в сильно нейтронизбыточной материи нейтронных звёзд роль принципа Паули возрастает, и использование трёхчастичных сил становится менее эффективным в контексте описания массы нейтронной звезды.

На рисунке 4.13 представлена зависимость массы нейтронной звезды от радиуса, иллюстрирующая вышесказанное: ΛN -силы, зависящие от плотности, и трёхчастичные ΛNN -силы неэквивалентны в материи нейтронных звёзд, и последние всегда приводят к более мягкому уравнению состояния.

Мы также обнаружили, что, помимо количественного влияния на величину массы и радиуса нейтронных звёзд, выбор между трёхчастичными силами

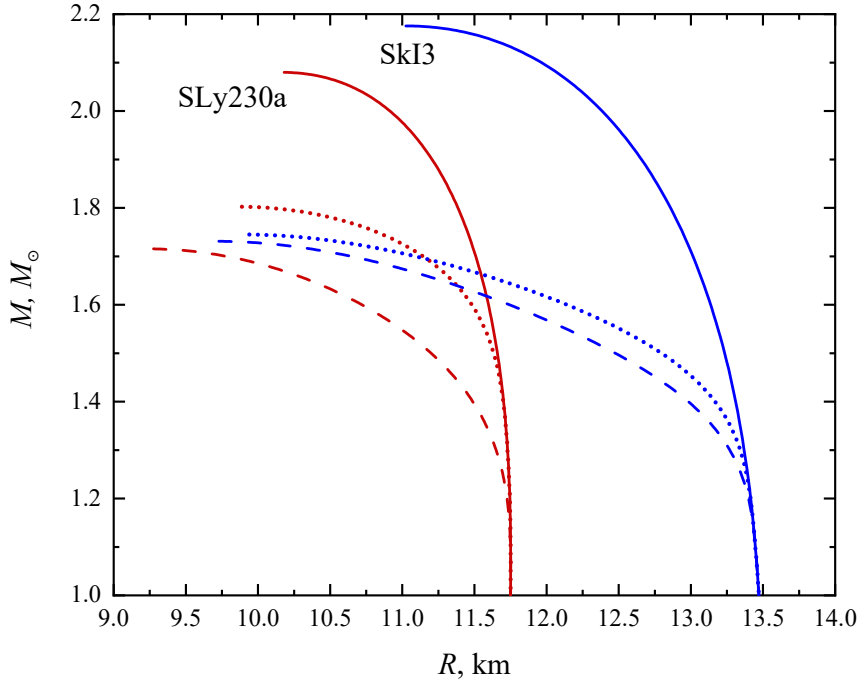


Рисунок 4.13 — Зависимость массы нейтронных звёзд от радиуса, рассчитанная для трёхчастичных ΛNN -сил (штриховые линии) и ΛN -сил, пропорциональных нуклонной плотности (пунктирные). Сплошные кривые соответствуют расчётам без гиперонов. Параметризации NN -взаимодействия — SLy230a (красным) и SkI3 (синим). Параметризации ΛN - и $\Lambda\Lambda$ -взаимодействий — SLL4' и S $\Lambda\Lambda$ 3' соответственно.

и силами, зависящими от плотности, может приводить к качественным различиям в составе материи нейтронных звёзд.

Рассмотрим зависимость заселённостей различных компонент материи нейтронных звёзд от плотности для комбинации NN -, ΛN - и $\Lambda\Lambda$ -потенциалов SLy230a+SLL4'+S $\Lambda\Lambda$ 3', представленную на рисунке 4.14.

Из рисунка видно, что для данного набора параметризаций, для сил, зависящих от нуклонной плотности, материя нейтронной звезды состоит из протонов (и, соответственно, отрицательно заряженных лептонов), нейтронов и Λ -гиперонов. При этом для трёхчастичных ΛNN -сил при высокой плотности протоны (а следовательно и лептоны) исчезают из материи нейтронных звёзд, оставляя только нейтроны и Λ -гипероны.

Этот эффект можно объяснить, обратившись к выражению (4.15). Система стремится к минимизации энергии, что соответствует максимизации сла-

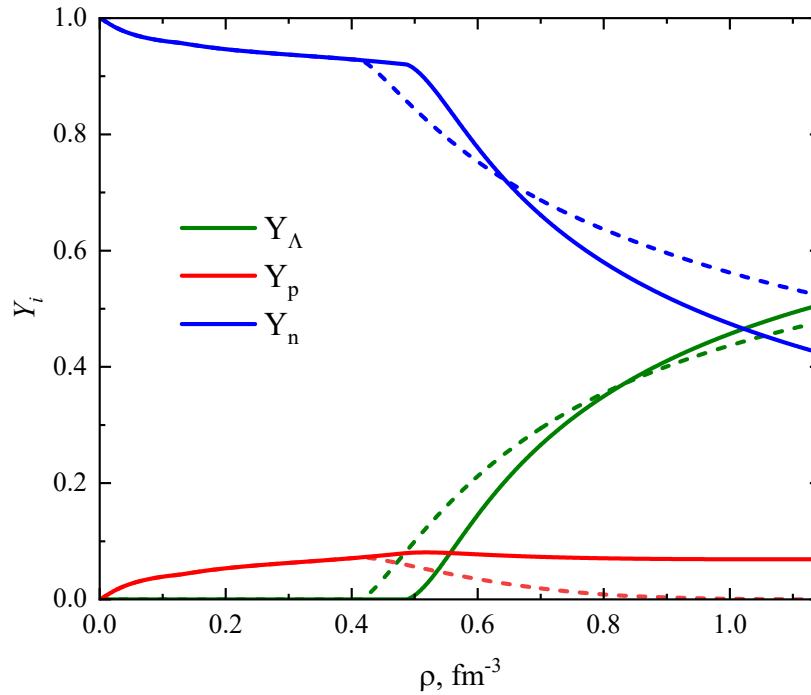


Рисунок 4.14 — Зависимость заселённостей нейтронов (синим), протонов (красным) и Λ -гиперонов (зелёным) от плотности, рассчитанная для трёхчастичных ΛNN -сил (пунктиром) и ΛN -сил, пропорциональных нуклонной плотности (сплошными). Параметризации NN -, ΛN - и $\Lambda\Lambda$ -взаимодействий — SLy230a, SLL4' и S $\Lambda\Lambda$ 3' соответственно.

гаемого ρ_- . Это, в свою очередь, может быть достигнуто путём увеличения асимметрии между протонами и нейтронами в материи нейтронной звезды. Поскольку в рассматриваемом случае заселённость протонов достаточно мала даже для сил, зависящих от плотности, использование тройных сил приводит к их полному исчезновению.

Эффекты, приводящие к исчезновению протонов в материи нейтронных звёзд, ранее рассматривались в литературе, но были связаны с поведением энергии симметрии и приводили к чисто нейтронной материи [86]. Подобные качественные изменения состава материи, связанные с многочастичным нарушением зарядовой симметрии и приводящие к материи, состоящей из нейтронов и Λ -гиперонов, насколько нам известно, ранее не обсуждались.

Помимо эффекта нарушения зарядовой симметрии (charge symmetry breaking, CSB) многочастичной природы, проявлением которого можно считать трёхчастичные силы, мы также рассмотрели классический вариант CSB.

Под эффектом нарушения зарядовой симметрии в ΛN -взаимодействии понимается различие во взаимодействии Λ -гиперонов с протонами и нейтронами, вызванное влиянием электромагнитных сил. В отличие от нуклон-нуклонного взаимодействия, разница в Λn и Λp -взаимодействиях определяется исключительно эффектом CSB, поскольку электрически нейтральный Λ -гиперон не участвует в электромагнитном взаимодействии. Экспериментальная информация об эффекте CSB основана на анализе данных о зеркальных Λ -гиперядрах, где различие в энергиях связи гиперона определяется именно эффектом нарушения зарядовой симметрии. В основном изучалась пара лёгких гиперядер ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ и ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ [130–132], хотя существуют данные и по парам более тяжёлых зеркальных гиперядер. Известно, что величина эффекта CSB в ядрах и в гиперядрах невелика и не превышает нескольких сотен кэВ, хотя этот вклад и может быть важен, например, при изучении ядер на границе нуклонной стабильности.

Нейтронные звёзды являются системами с большим избытком нейтронов, в связи с чем интересно изучить, как учёт вклада CSB может влиять на столь нейтронизбыточные системы. Для описания этого эффекта в формализме Скирма мы используем методику, описанную в работе [133]. Вместо одного потенциала гиперон-нуклонного взаимодействия $V_{\Lambda N}$ (2.6) используются два аналогичных по форме потенциала $V_{\Lambda n}$ и $V_{\Lambda p}$ с отличающимися параметрами. Выражения для характеристик материи нейтронных звёзд в таком случае зависят не только от нуклонной плотности ρ_N и плотности кинетической энергии τ_N , но и от разностей нейтронной и протонной плотностей $\rho_- = \rho_p - \rho_n$ и $\tau_- = \tau_p - \tau_n$. Ниже приведены выражения, определяющие вклад CSB в важные характеристики материи нейтронных звёзд, а именно энергию на барион:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\Lambda N}^{CSB} = & a_0^{CSB} Y_{\Lambda} (Y_p - Y_n) \rho + \frac{1}{4} (a_1^{CSB} + a_2^{CSB}) \frac{3}{5} (3\pi^2)^{2/3} \times \\ & \times \left(Y_{\Lambda}^{5/3} (Y_p - Y_n) + Y_{\Lambda} (Y_p^{5/3} - Y_n^{5/3}) \right) \rho^{5/3}, \end{aligned} \quad (4.17)$$

давление:

$$\begin{aligned} p_{\Lambda N}^{CSB} = & a_0^{CSB} Y_{\Lambda} (Y_p - Y_n) \rho^2 + \frac{1}{4} (a_1^{CSB} + a_2^{CSB}) (3\pi^2)^{2/3} \times \\ & \times \left(Y_{\Lambda}^{5/3} (Y_p - Y_n) + Y_{\Lambda} (Y_p^{5/3} - Y_n^{5/3}) \right) \rho^{8/3}, \end{aligned} \quad (4.18)$$

и химические потенциалы:

$$\begin{aligned}
\mu_{\Lambda}^{CSB} &= a_0^{CSB} \rho_- + \frac{1}{4} a_1^{CSB} (\tau_- + (3\pi^2 \rho_{\Lambda})^{2/3} \rho_-), \\
\mu_p^{CSB} &= a_0^{CSB} \rho_{\Lambda} + \frac{1}{4} a_1^{CSB} (\tau_{\Lambda} + (3\pi^2 \rho_p)^{2/3} \rho_{\Lambda}), \\
\mu_n^{CSB} &= -a_0^{CSB} \rho_{\Lambda} - \frac{1}{4} a_1^{CSB} (\tau_{\Lambda} + (3\pi^2 \rho_n)^{2/3} \rho_{\Lambda}).
\end{aligned} \tag{4.19}$$

Стоит также отметить, что существуют параметризации с учётом CSB, в которых параметры a_0^{CSB} и a_1^{CSB} зависят от импульса Ферми $k_F = (3\pi^2 \rho_N/2)^{1/3}$. Если в гиперядрах в таком случае логичным является использование некоторого фиксированного значения k_F , то в нейтронных звёздах, ввиду гораздо более широкого диапазона плотностей, напротив, это трактуется как непосредственную зависимость от плотности. Поскольку выражения для химических потенциалов и давления получаются дифференцированием выражений для плотности энергии и энергии на нуклон по плотности, необходимо также учесть вклад от производных a_0^{CSB} и a_1^{CSB} , возникающий в вышеупомянутых случаях. Тогда вклады CSB в давление и химические потенциалы определяются следующими выражениями:

$$\begin{aligned}
p_{\Lambda N}^{CSB} &= p_0^{CSB} + \frac{\partial a_0^{CSB}}{\partial \rho_i} Y_{\Lambda} (Y_p - Y_n) \rho^3 + \frac{3}{20} \frac{\partial a_1^{CSB}}{\partial \rho_i} (3\pi^2)^{3/2} \times \\
&\quad \times \left(Y_{\Lambda}^{5/3} (Y_p - Y_n) + Y_{\Lambda} (Y_p^{5/3} - Y_n^{5/3}) \right) \rho^{11/3},
\end{aligned} \tag{4.20}$$

$$\mu_i^{CSB} = \mu_{i,0}^{CSB} + \frac{\partial a_0^{CSB}}{\partial \rho_i} \rho_{\Lambda} \rho_- + \frac{1}{4} \frac{\partial a_1^{CSB}}{\partial \rho_i} (\tau_{\Lambda} \rho_- + \tau_- \rho_{\Lambda}), \tag{4.21}$$

где p_0^{CSB} и $\mu_{i,0}^{CSB}$ определяются выражениями (4.19) и (4.18) соответственно.

Мы используем параметры CSB взаимодействия, полученные в формализме Скирма в работе [133]. В данной работе был рассмотрен механизм нарушения зарядовой симметрии через $\Lambda\Sigma$ -смешивание. Численные значения параметров были получены с помощью метода Лапласа на основе существующих в литературе [76, 77, 94, 134, 135] потенциалов взаимодействия гиперонов, параметризованных в форме сил Гаусса.

Рассмотрим теперь влияние CSB на характеристики нейтронных звёзд. На рисунке 4.15 изображена зависимость массы нейтронной звезды от радиуса для

различных параметризаций CSB. Для параметризации ESC16 [134] представлено два варианта – расчёт с непосредственным учётом зависимости от плотности и с фиксированным значением импульса Ферми ($k_F = 0.8 \text{ фм}^{-1}$).

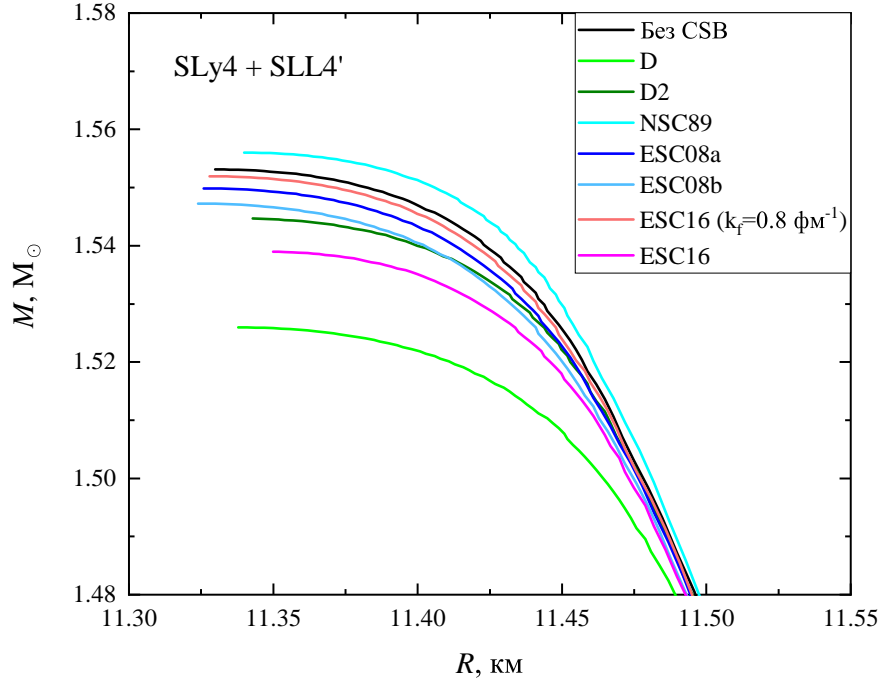


Рисунок 4.15 — Зависимость массы от радиуса для различных параметризаций CSB-взаимодействия. В качестве параметризаций NN и ΛN -взаимодействия использованы SLy4 и SLL4' соответственно. Чёрная кривая соответствует взаимодействию без CSB.

Как видно из рисунка 4.15, независимо от выбора потенциала, CSB-взаимодействие весьма незначительно влияет на характеристики нейтронных звёзд, и максимальная масса не изменяется более чем на $0.05 M_\odot$. Это заметно меньше, чем разница, определяемая выбором между трёхчастичными силами и зависимостью от плотности в ΛN -взаимодействии, и обсуждавшаяся в разделе 4.3. Более того, к несущественному увеличению максимальной массы звезды приводит только одна из рассмотренных параметризаций CSB-взаимодействия, в то время как все остальные ведут к её уменьшению.

Тем не менее, можно обратить внимание на некоторые интересные эффекты, возникающие в нейтронных звёздах при учёте эффекта CSB. Для этого рассмотрим вклад CSB-взаимодействия в химический потенциал Λ -гиперона

μ_{Λ}^{CSB} , определяемый выражениями (4.19) и (4.21), в зависимости от плотности, представленный на рисунке 4.16.

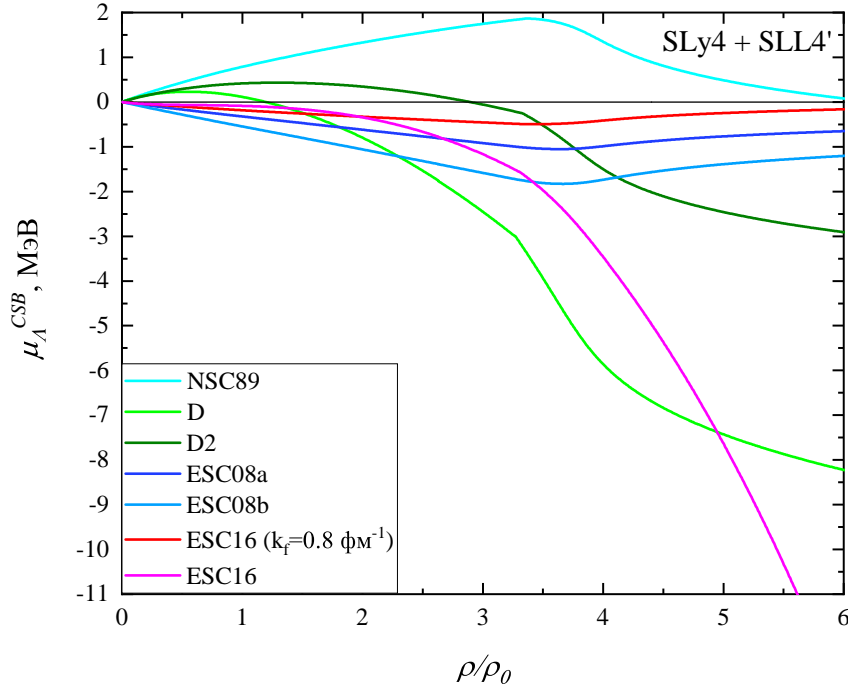


Рисунок 4.16 — Зависимость вклада CSB-взаимодействия в химический потенциал Λ -гиперона от плотности для различных параметризаций CSB-взаимодействия.

При нормальной ядерной плотности ($\rho = \rho_0$) половина из рассматриваемых потенциалов CSB-взаимодействия приводит к положительному вкладу в химический потенциал Λ -гиперона, а другая половина – к отрицательному. Этот результат согласуется с результатом для энергий связи гиперядер, полученным в работе [133]. Однако, как видно из рисунка 4.16, поведение кривых немонотонно, и при высоких плотностях знак μ_{Λ}^{CSB} может меняться. Поскольку максимальная масса нейтронной звезды определяется в первую очередь уравнением состояния материи при высоких плотностях, совокупный знак вклада CSB для нейтронных звёзд зачастую может отличаться от того, что тот же потенциал демонстрирует для гиперядер.

Можно также обратить внимание на разницу в поведении кривых для параметризации ESC16 с зависимостью от плотности (маджента) и с фиксированным импульсом Ферми (красным). При нормальной ядерной плотности оба варианта дают практически идентичный вклад в химический потенциал

Λ -гиперона. Однако при высоких плотностях поведение этих кривых сильно разнится. Вариант с зависимостью от плотности даёт одно из самых больших отрицательных значений μ_{Λ}^{CSB} , тогда как вариант с фиксированным k_F – значение близкое к нулю. Таким образом, прямой учёт зависимости от плотности для потенциала ESC16 приводит к сравнительно большому отличию от результатов, полученных с тем же потенциалом с фиксированным k_F . Это в очередной раз подчёркивает важность зависящих от плотности сил для корректного описания характеристик нейтронных звёзд.

Глава 5. Влияние свойств $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия на характеристики нейтронных звёзд

Рассмотрим вопрос о влиянии свойств $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия на характеристики нейтронных звёзд. Результаты исследования сформулированы в положении 4 и опубликованы в работе [13]. Запишем скирмовский потенциал $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия в несколько более общем по сравнению с (2.9) виде:

$$\begin{aligned}
 V_{\Lambda\Lambda}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = & \lambda_0 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \\
 & + \frac{1}{2} \lambda_1 [\mathbf{P}'^2 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \mathbf{P}^2] \\
 & + \lambda_2 \mathbf{P}' \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \mathbf{P} \\
 & + \sum_i \lambda_3^i \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \rho_N^{\delta_i} \\
 & + \frac{1}{2} \sum_i \lambda_4^i [\mathbf{P}'^2 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \mathbf{P}^2] \rho_N^{\delta_i}.
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

Отметим, что потенциал (2.9) из работы [95] содержит только слагаемое, зависящее от плотности, с параметром λ_3^i . Мы вводим также слагаемое, зависящее как от плотности, так и от импульса. Аналогичная форма часто применяется для потенциалов NN -взаимодействия.

В отличие от NN -взаимодействия, особенности $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия изучены гораздо хуже. Причиной тому является очень ограниченное количество экспериментальной информации о $\Lambda\Lambda$ -гиперядрах. На сегодняшний день наиболее примечательным в данной области является регистрация $\Lambda\Lambda$ -гиперядра ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ в событии Нагара [82]. Это событие является единственным, в котором удалось однозначно идентифицировать конкретное гиперядро.

Тем не менее, на основе существующей экспериментальной информации было построено некоторое количество параметризаций $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия. В 1998 году были предложены параметризации $S\Lambda\Lambda 1$, $S\Lambda\Lambda 2$ и $S\Lambda\Lambda 3$ [95], соответствующие малому, среднему и большому радиусу взаимодействия. Эти параметризации описывали экспериментальные данные, известные на тот момент, и воспроизводили достаточно сильное притяжение в $\Lambda\Lambda$ -взаимодействии. Однако после уточнения данных по кинематике события [82] стало понятно, что притя-

жение между двумя Λ -гиперонами должно быть заметно слабее, чем считалось ранее [136]. В связи с этим были предложены модифицированные версии потенциалов $S\Lambda\Lambda 1'$ и $S\Lambda\Lambda 3'$ [121], воспроизводящие более слабое притяжение и описывающие современные экспериментальные данные. Стоит отметить, что и первый набор потенциалов, и его модифицированные версии содержат только члены с параметрами λ_0 и λ_1 и описывают только s -волновое взаимодействие. Между тем, и взаимодействие в p -волне, и силы, зависящие от плотности, могут быть важны для корректного описания материи нейтронных звёзд. Параметры потенциалов, обсуждаемых выше, представлены в таблице 4.

Таблица 4 — Значения параметров $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия для параметризаций без зависимости от плотности

Параметр	$S\Lambda\Lambda 1$	$S\Lambda\Lambda 1'$	$S\Lambda\Lambda 2$	$S\Lambda\Lambda 3$	$S\Lambda\Lambda 3'$
λ_0 (МэВ \cdot фм ³)	-312.6	-37.9	-437.7	-831.8	-156.4
λ_1 (МэВ \cdot фм ⁵)	57.5	14.1	240.7	922.9	347.2

Другим источником информации о взаимодействии гиперонов являются потенциалы одномезонного обмена. В работе [95] потенциалы $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия были получены с помощью Бракнеровских расчётов на основе Неймегенских потенциалов и параметризованы в форме сил Гаусса [95]:

$$V_{\Lambda\Lambda} = \sum_{i=1}^3 a_i e^{-\frac{r^2}{\beta_i^2}} + k_F \sum_{i=1}^3 b_i e^{-\frac{r^2}{\beta_i^2}} + k_F^2 \sum_{i=1}^3 c_i e^{-\frac{r^2}{\beta_i^2}}. \quad (5.2)$$

Здесь a_i, b_i, c_i, β_i – параметры взаимодействия, $k_F = (3\pi^2/2)^{1/3} \rho_N^{1/3}$ – импульс Ферми нуклона. Зависимость от нуклонной плотности ρ_N возникает потому, что взаимодействие двух Λ -гиперонов описывается через возникновение виртуальной ΞN пары. Отметим, что этот потенциал также не включает в себя p -волновое взаимодействие, которое предполагается достаточно слабым.

В работе [95] была предложена две параметризации $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия с зависимостью от нуклонной плотности в форме [95]. Мы используем набор параметров NS, поскольку он лучше согласуется с современными гиперядерными данными. Потенциал в форме сил Гаусса можно аппроксимировать силами Скирма, что было показано, например, в работах [95, 137]. Тогда для потенциала NS параметры взаимодействия в форме сил Скирма рассчитываются через параметры потенциала (5.2) следующим образом ($\delta_1 = 1/3$, $\delta_2 = 2/3$):

$$\begin{aligned}
\lambda_0 &= \pi^{3/2} \sum_1^3 a_i \beta_i^3, \\
\lambda_1 &= -\frac{1}{2} \pi^{3/2} \sum_1^3 a_i \beta_i^5, \\
\lambda_3^1 &= \left(\frac{3\pi^2}{2}\right)^{1/3} \pi^{3/2} \sum_1^3 b_i \beta_i^3, \\
\lambda_3^2 &= \left(\frac{3\pi^2}{2}\right)^{2/3} \pi^{3/2} \sum_1^3 c_i \beta_i^3, \\
\lambda_4^1 &= -\frac{1}{2} \left(\frac{3\pi^2}{2}\right)^{1/3} \pi^{3/2} \sum_1^3 b_i \beta_i^5, \\
\lambda_4^2 &= -\frac{1}{2} \left(\frac{3\pi^2}{2}\right)^{2/3} \pi^{3/2} \sum_1^3 c_i \beta_i^5.
\end{aligned} \tag{5.3}$$

Рассчитанные параметры потенциала NS в скирмовском формализме представлены в таблице 5.

Таблица 5 — Параметры потенциала NS для $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия в форме сил Скирма

$\lambda_0, \text{ MeV fm}^3$	$\lambda_1, \text{ MeV fm}^5$	$\lambda_3^1, \text{ MeV fm}^4$	$\lambda_3^2, \text{ MeV fm}^5$	$\lambda_4^1, \text{ MeV fm}^6$	$\lambda_4^2, \text{ MeV fm}^7$
-833.1	646.4	1268.8	-960.5	-735.4	625.0

На рисунке 5.1 изображена зависимость массы нейтронной звезды от радиуса, рассчитанная для различных параметризаций $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия, в том числе потенциала NS, зависящего от плотности.

Рассмотрим сначала влияние выбора $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия на характеристики нейтронных звёзд для параметризаций без зависимости от плотности. Сравнивая наборы параметров S $\Lambda\Lambda$ 1, S $\Lambda\Lambda$ 2 и S $\Lambda\Lambda$ 3 можно отметить, что параметризации с большим радиусом взаимодействия соответствуют большей максимальной массе и меньшему радиусу звезды. Также любопытно сравнить результаты, предсказываемые потенциалами S $\Lambda\Lambda$ 1 и S $\Lambda\Lambda$ 3 и их модифицированными версиями S $\Lambda\Lambda$ 1' и S $\Lambda\Lambda$ 3'. Сравнение потенциалов S $\Lambda\Lambda$ 3 и S $\Lambda\Lambda$ 3' интересно с точки зрения поведения потенциалов при разных плотностях. Из рисунка 5.1 видно, что кривая для параметризации S $\Lambda\Lambda$ 3 (зелёным пунктиром) предсказы-

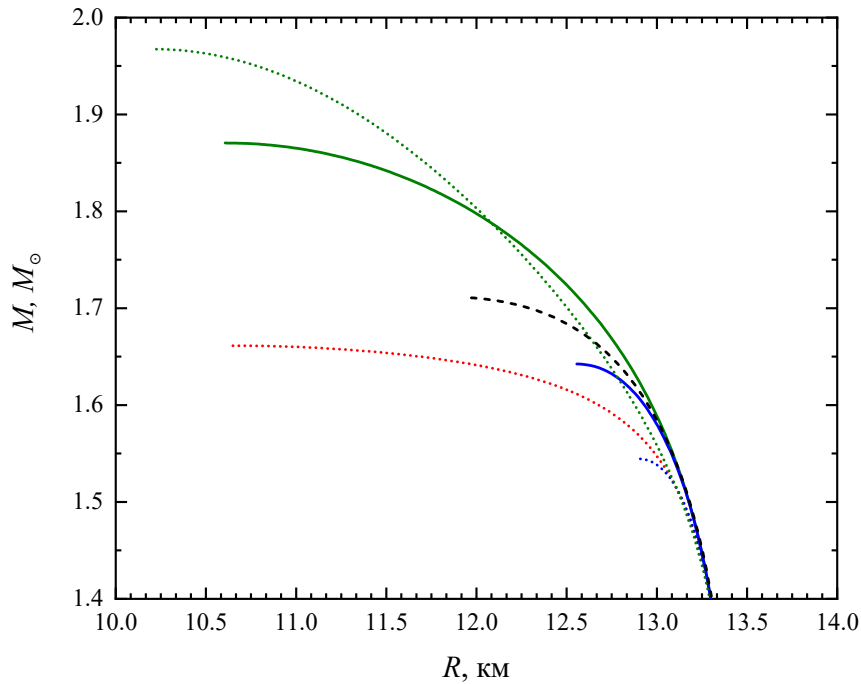


Рисунок 5.1 — Зависимость массы нейтронной звезды от радиуса для различных параметризаций $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия: $S\Lambda\Lambda 1$ (синими точками), $S\Lambda\Lambda 1'$ (синяя сплошная), $S\Lambda\Lambda 2$ (красная пунктирная), $S\Lambda\Lambda 3$ (зелёная пунктирная), $S\Lambda\Lambda 3'$ (зелёная сплошная), NS (штриховая). Параметризации NN - и ΛN -взаимодействий — SkI3 и YBZ6, соответственно.

дает меньшую массу, нежели её модифицированная версия (зелёная сплошная) при относительно небольших центральных плотностях. Однако при высоких центральных плотностях (то есть вблизи максимальной массы звезды), напротив, уже модифицированная версия потенциала $S\Lambda\Lambda 3'$ предсказывает меньшую массу. Такое поведение можно объяснить следующим образом. При небольших плотностях доминирующий вклад в уравнение состояния материи звезды вносит первое слагаемое потенциала (5.1) (с параметром λ_0), описывающее притяжение между гиперонами. Поскольку модифицированный потенциал $S\Lambda\Lambda 3'$ воспроизводит менее сильное притяжение, его применение при таких плотностях приводит к большей массе звезды. При более высокой плотности начинает доминировать второе слагаемое в потенциале (5.1) (с параметром λ_1), описывающее отталкивание. Потенциал $S\Lambda\Lambda 3$ описывает не только более сильное притяжение, но и более сильное отталкивание, чем $S\Lambda\Lambda 3'$. В области высоких центральных

плотностей последнее оказывается более важным фактором и немодифицированная версия потенциала даёт большие значения массы.

Примечательно, что такая же логика не работает для сравнения потенциалов $S\Lambda\Lambda 1$ и $S\Lambda\Lambda 1'$ (синие кривые). В этом случае модифицированная версия параметризации предсказывает большую массу на всём доступном диапазоне плотностей. Чтобы объяснить такое поведение обратимся к значениям параметров рассматриваемых потенциалов, приведённых в таблице 4. Можно видеть, что значения параметра λ_1 , отвечающего за отталкивание, сравнительно велики для потенциалов $S\Lambda\Lambda 3$ и $S\Lambda\Lambda 3'$ и достаточно малы для $S\Lambda\Lambda 1$ и $S\Lambda\Lambda 1'$. Таким образом, если в первом случае более важным при высоких плотностях становится отталкивание, то во втором при любой плотности определяющим является притяжение. Также свою роль играет то, что для $S\Lambda\Lambda 1$ и $S\Lambda\Lambda 1'$ максимальная масса нейтронной звезды достигается при заметно более низкой плотности ($\sim 0.7 \text{ фм}^{-3}$), чем для $S\Lambda\Lambda 3$ и $S\Lambda\Lambda 3'$ ($\sim 1.2 \text{ фм}^{-3}$).

Как итог можно отметить, что хотя параметризация $S\Lambda\Lambda 3$ даёт наибольшую максимальную массу звезды, наиболее подходящей для описания нейтронных звёзд из рассмотренных потенциалов всё же представляется её модифицированная версия $S\Lambda\Lambda 3'$, поскольку она более корректно воспроизводит современные гиперядерные данные и при этом предсказывает сравнительно большую массу звезды.

Рассмотрим теперь роль зависимости от плотности в $\Lambda\Lambda$ -взаимодействии на примере результатов, полученных с потенциалом NS (штриховая кривая). В отличие от ΛN -взаимодействия, в этом случае включение в рассмотрение зависимости от плотности не приводит к столь же значительному эффекту. И массы, и радиусы, предсказываемые потенциалом NS лежат между значениями, полученными с потенциалами без зависимости от плотности. Отсутствие заметного эффекта от добавления такого концептуально важного для нейтронных звёзд слагаемого можно объяснить собственно характером этой зависимости. Напомним, что потенциал NS содержит зависимость от нуклонной плотности, что является весьма логичным для гиперядер. Однако в случае нейтронных звёзд, где гиперонная плотность может быть сравнима и даже превышать нуклонную, более подходящим выбором для описания $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия видится зависимость от барионной плотности или плотности Λ -гиперонов. Таким образом, результаты, полученные с помощью параметризации, зависящей от плотности, не

противоречат результатам, полученным с помощью старых параметризаций, но указывают на то, что вопрос о зависимости от плотности в $\Lambda\Lambda$ -взаимодействии требует дальнейшего изучения.

Для более глубокого изучения свойств $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия и анализа их влияния на характеристики нейтронных звёзд безусловно необходимо большее количество экспериментальной информации о $\Lambda\Lambda$ -гиперядрах.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Получено, что плотность, при которой в материи нейтронных звёзд появляются Λ -гипероны, плавно зависит от сжимающей способности ΛN -взаимодействия – величины, характеризующей способность гиперона модифицировать нуклонный остов Λ -гиперядра. Эта зависимость получена в двух различных подходах: формализме сил Скирма и релятивистской теории среднего поля, и носит универсальный характер. Количественно зависимость определяется также свойствами нуклон-нуклонного взаимодействия.
2. Проанализирован вклад различных слагаемых скирмовского гиперон-нуклонного потенциала в уравнение состояния материи нейтронных звёзд. Показано, что даже при высоких плотностях уравнение состояния определяется не только членом, зависящим от нуклонной плотности, но и зависит от сложного сочетания вкладов различных слагаемых. Для сил, пропорциональных нуклонной плотности в некоторой степени γ , получены семейства потенциалов, которые дают более жёсткое уравнение состояния при большем либо при меньшем значении γ .
3. Показано, что при использовании в скирмовском формализме трёхчастичных ΛNN -сил уравнение состояния материи нейтронных звёзд всегда мягче, чем для ΛN -сил, пропорциональных нуклонной плотности с той же амплитудой. При некоторых условиях трёхчастичные силы приводят к тому, что при высоких плотностях материя звезды состоит только из нейтронов и Λ -гиперонов, тогда как для сил, пропорциональных плотности, в материи присутствуют также протоны и лептоны.
4. Построен скирмовский $\Lambda\Lambda$ -потенциал, зависящий от нуклонной плотности. Получено, что такой потенциал не приводит к качественным различиям по сравнению с ранее известными потенциалами без зависимости от плотности для уравнения состояния и зависимости массы нейтронной звезды от радиуса.

Благодарности

Автор выражает благодарность Третьяковой Татьяне Юрьевне и Ланскому Дмитрию Евгеньевичу за многолетнюю плодотворную совместную работу, интересные научные дискуссии, доброжелательное отношение и неоценимую помощь на всех этапах подготовки диссертации.

Также автор благодарит друзей и коллег за эмоциональную поддержку, создание тёплой атмосферы и увлекательные беседы за чашкой чая.

Особую благодарность автор выражает своей семье за их любовь, заботу и внимание.

Список сокращений и условных обозначений

CSB – нарушение зарядовой симметрии (charge symmetry breaking)

Плотность появления гиперонов – то же, что и плотность, при которой в материи нейтронной звезды появляются гипероны

РТСП – релятивистская теория среднего поля

Список литературы

1. *Cromartie H. T., Fonseca E., Ransom S. M. et al.* Relativistic Shapiro delay measurements of an extremely massive millisecond pulsar // *Nature Astronomy*. — 2019. — Vol. 4, N^o 1. — Pp. 72–76.
2. *Fonseca E., Cromartie H. T., Pennucci T. T. et al.* Refined Mass and Geometric Measurements of the High-mass PSR J0740+6620 // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2021. — Vol. 915, N^o 1. — L12.
3. *Miller M. C., Lamb F. K., Dittmann A. J. et al.* The Radius of PSR J0740+6620 from NICER and XMM-Newton Data // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2021. — Vol. 918, N^o 2. — L28.
4. *Romani R. W., Kandel D., Filippenko A. V. et al.* PSR J09520607: The Fastest and Heaviest Known Galactic Neutron Star // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2022. — Vol. 934, N^o 2. — L17.
5. *Wolff M., Guillot S., Bogdanov S. et al.* NICER Detection of Thermal X-Ray Pulsations from the Massive Millisecond Pulsars PSR J07406620 and PSR J1614–2230 // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2021. — Vol. 918, N^o 2. — L26.
6. *Abbott B. P., Abbott R., Abbott T. D. et al.* GW170817: Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral // *Physical Review Letters*. — 2017. — Vol. 119. — 161101.
7. *Abbott B. P., Abbott R., Abbott T. D. et al.* GW170817: Measurements of Neutron Star Radii and Equation of State // *Physical Review Letters*. — 2018. — Vol. 121. — 161101.
8. *Mikheev S. A., Lanskoj D. E., Tretyakova, T. Yu.* Correlations between Properties of Nuclear Matter and Characteristics of Neutron Stars // *Physics of Particles and Nuclei*. — 2022. — Vol. 53. — Pp. 409–414.
9. *Mikheev S., Lanskoj D., Nasakin A., Tretyakova T.* Hyperonic Interactions in Neutron Stars // *Particles*. — 2023. — Vol. 6, N^o 3. — Pp. 847–863.

10. *Nasakin A. I., Lanskoy D. E., Mikheev S. A., Tretyakova T. Y.* Conditions of Hyperon Appearance in Neutron Star Matter // *Physics of Particles and Nuclei*. — 2025. — Vol. 56, № 3. — Pp. 943–949.
11. *Mikheev S. A., Lanskoy D. E., Nasakin A. I., Tretyakova T. Y.* Medium effects in hyperonic interactions at neutron stars densities // *International Journal of Modern Physics E*. — 2026. — Vol. 35, № 01. — 2550059.
12. *Mikheev S. A., Lanskoy D. E., Nasakin A. I. et al.* Density Dependent Hyperonic Interactions in Neutron Stars // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. — 2025. — Vol. 89(Suppl 3). — Pp. S460—S465.
13. *Mikheev S. A., Lanskoy D. E., Nasakin A. I., Tretyakova T. Y.* Features of Hyperonic Interactions in Neutron Stars // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences, Physics*. — 2025. — Vol. 89, № 5. — Pp. 792–797.
14. *Baade W., Zwicky F.* Remarks on Super-Novae and Cosmic Rays // *Physical Review*. — 1934. — Vol. 46. — Pp. 76–77.
15. *Landau L. D.* On the theory of stars // *Physikalische Zeitschrift der Sowjetunion*. — 1932. — Vol. 1. — 285.
16. *Tolman R. C.* Static Solutions of Einstein’s Field Equations for Spheres of Fluid // *Physical Review*. — 1939. — Vol. 55. — Pp. 364–373.
17. *Oppenheimer J. R., Volkoff G. M.* On Massive Neutron Cores // *Physical Review*. — 1939. — Vol. 55. — Pp. 374–381.
18. *Cameron A. G. W.* Pycnonuclear Reactions and Nova Explosions. // *Astrophysical Journal*. — 1959. — Vol. 130. — 916.
19. *Ambartsumyan V. A., Saakyan G. S.* The Degenerate Superdense Gas of Elementary Particles // *Soviet Astronomy*. — 1960. — Vol. 4. — 187.
20. *Migdal A. B.* Stability of vacuum and limiting fields // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. — 1971. — Vol. 61. — Pp. 2209–2224.
21. *Kaplan D., Nelson A.* Kaon condensation in dense matter // *Nuclear Physics A*. — 1988. — Vol. 479. — Pp. 273–284.

22. *Ivanenko D. D., Kurdgelaidze D. F.* Hypothesis concerning quark stars // *Astrophysics*. — 1965. — Vol. 1. — Pp. 251–252.
23. *Migdal A.* Superfluidity and the moments of inertia of nuclei // *Nuclear Physics*. — 1959. — Vol. 13, N^o 5. — Pp. 655–674.
24. *Chiu H.-Y.* Supernovae, neutrinos, and neutron stars // *Annals of Physics*. — 1964. — Vol. 26, N^o 3. — Pp. 364–410.
25. *Morton D. C.* Neutron Stars as X-Ray Sources. // *Astrophysical Journal*. — 1964. — Vol. 140. — 460.
26. *Chiu H.-Y., Salpeter E. E.* Surface X-Ray Emission from Neutron Stars // *Physical Review Letters*. — 1964. — Vol. 12. — Pp. 413–415.
27. *Bahcall J. N., Wolf R. A.* Neutron Stars. II. Neutrino-Cooling and Observability // *Physical Review*. — 1965. — Vol. 140. — Pp. B1452–B1466.
28. *Vidaña I.* A short walk through the physics of neutron stars // *European Physical Journal Plus*. — 2018. — Vol. 133, N^o 10. — 445.
29. *Hewish A., Bell S. J., Pilkington J. D. H. et al.* Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source // *Nature*. — 1968. — Vol. 217, N^o 5130. — Pp. 709–713.
30. *Gold T.* Rotating Neutron Stars as the Origin of the Pulsating Radio Sources // *Nature*. — 1968. — Vol. 218, N^o 5143. — Pp. 731–732.
31. *Staelin D. H., Reifenstein III E. C.* Pulsating Radio Sources near the Crab Nebula // *Science*. — 1968. — Vol. 162, N^o 3861. — Pp. 1481–1483.
32. *Hulse R. A., Taylor J. H.* Discovery of a pulsar in a binary system. // *Astrophysical Journal*. — 1975. — Vol. 195. — Pp. L51–L53.
33. *Manchester R. N., Hobbs G. B., Teoh A., Hobbs M.* The Australia Telescope National Facility Pulsar Catalogue // *The Astronomical Journal*. — 2005. — Vol. 129, N^o 4. — Pp. 1993–2006.
34. <https://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/>.
35. *Г.С.Саакян.* Физика нейтронных звёзд. — Дубна, 1995.

36. *Lattimer J. M.* The Nuclear Equation of State and Neutron Star Masses // *Annual Review of Nuclear and Particle Science.* — 2012. — Vol. 62, N^o 1. — Pp. 485–515.
37. *Shapiro I. I.* Fourth Test of General Relativity // *Physical Review Letters.* — 1964. — Vol. 13. — Pp. 789–791.
38. *Antoniadis J., Freire P. C. C., Wex N. et al.* A Massive Pulsar in a Compact Relativistic Binary // *Science.* — 2013. — Vol. 340, N^o 6131. — 1233232.
39. *Doroshenko V., Suleimanov V., Pühlhofer G., Santangelo A.* A strangely light neutron star within a supernova remnant // *Nature Astronomy.* — 2022. — Vol. 6. — Pp. 1444–1451.
40. *Fan Y.-Z., Han M.-Z., Jiang J.-L. et al.* Maximum gravitational mass $M_{\text{TOV}} = 2.25_{-0.07}^{+0.08} M_{\odot}$ inferred at about 3 % precision with multimessenger data of neutron stars // *Physical Review D.* — 2024. — Vol. 109. — 043052.
41. *Özel F., Freire P.* Masses, Radii, and the Equation of State of Neutron Stars // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics.* — 2016. — Vol. 54, N^o 1. — 401–440.
42. *Lattimer J. M.* Neutron Star Mass and Radius Measurements // *Universe.* — 2019. — Vol. 5, N^o 7. — 159.
43. *Riley T. E., Watts A. L., Bogdanov S. et al.* A NICER View of PSR J0030+0451: Millisecond Pulsar Parameter Estimation // *The Astrophysical Journal Letters.* — 2019. — Vol. 887, N^o 1. — L21.
44. *Miller M. C., Lamb F. K., Dittmann A. J. et al.* PSR J0030+0451 Mass and Radius from NICER Data and Implications for the Properties of Neutron Star Matter // *The Astrophysical Journal Letters.* — 2019. — Vol. 887, N^o 1. — L24.
45. *Riley T. E., Watts A. L., Ray P. S. et al.* A NICER View of the Massive Pulsar PSR J0740+6620 Informed by Radio Timing and XMM-Newton Spectroscopy // *The Astrophysical Journal Letters.* — 2021. — Vol. 918, N^o 2. — L27.

46. Choudhury D., Salmi T., Vinciguerra S. et al. A NICER View of the Nearest and Brightest Millisecond Pulsar: PSR J0437–4715 // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2024. — Vol. 971, N° 1. — L20.
47. Salmi T., Deneva J. S., Ray P. S. et al. A NICER View of PSR J12311411: A Complex Case // *The Astrophysical Journal*. — 2024. — Vol. 976, N° 1. — 58.
48. Mauviard L., Guillot S., Salmi T. et al. A NICER View of the 1.4 M Edge-on Pulsar PSR J0614-3329 // *The Astrophysical Journal*. — 2025. — Vol. 995, N° 1. — 60.
49. Krastev P. G., Li, B.-A. Imprints of the nuclear symmetry energy on the tidal deformability of neutron stars // *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*. — 2019. — Vol. 46, N° 7. — 074001.
50. Malik T., Alam N., Fortin M. et al. GW170817: Constraining the nuclear matter equation of state from the neutron star tidal deformability // *Physical Review C*. — 2018. — Vol. 98. — 035804.
51. Abbott B. P., Abbott R., Abbott T. D. et al. Properties of the Binary Neutron Star Merger GW170817 // *Physical Review X*. — 2019. — Vol. 9. — 011001.
52. Rezzolla L., Most E. R., Weih L. R. Using Gravitational-wave Observations and Quasi-universal Relations to Constrain the Maximum Mass of Neutron Stars // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2018. — Vol. 852, N° 2. — L25.
53. Abbott R., Abbott T. D., Abraham S. et al. GW190814: Gravitational Waves from the Coalescence of a 23 Solar Mass Black Hole with a 2.6 Solar Mass Compact Object // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2020. — Vol. 896, N° 2. — L44.
54. Abbott B. P., Abbott R., Abbott T. D. et al. GW190425: Observation of a Compact Binary Coalescence with Total Mass $\sim 3.4 M_{\odot}$ // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2020. — Vol. 892, N° 1. — L3.
55. Potekhin A. Y. The physics of neutron stars // *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*. — 2010. — Vol. 53, N° 12. — Pp. 1235–1256.

56. *Weber F., Ho A., Negreiros R. P., Rosenfield P.* Strangeness in Neutron Stars // *International Journal of Modern Physics D*. — 2007. — Vol. 16. — Pp. 231–245.
57. *Vidaña, I.* Neutron stars and the hyperon puzzle // *EPJ Web of Conference*. — 2022. — Vol. 271. — 09001.
58. *Takatsuka, T, Nishizaki, S, Yamamoto, Y.* Necessity of extra repulsion in hypernuclear systems: Suggestion from neutron stars // *The European Physical Journal A*. — 2002. — Vol. 13, N^o 1-2. — Pp. 213–215.
59. *Lonardonì D., Lovato A., Gandolfi S., Pederiva F.* Hyperon Puzzle: Hints from Quantum Monte Carlo Calculations // *Physical Review Letters*. — 2015. — Vol. 114. — 092301.
60. *Gerstung D., Kaiser N., Weise W.* Hyperon–nucleon three-body forces and strangeness in neutron stars // *The European Physical Journal A*. — 2020. — Vol. 56, N^o 6. — 175.
61. *Friedman E., Gal A.* Constraints from Λ hypernuclei on the ΛNN content of the Λ -nucleus potential // *Physics Letters B*. — 2023. — Vol. 837. — 137669.
62. *Dutra M., Lourenço O., Martins S. et al.* Skyrme interaction and nuclear matter constraints // *Physical Review C*. — 2012. — Vol. 85, N^o 3. — 035201.
63. *Fu H. R., Li J. J., Sedrakian A., Weber F.* Massive relativistic compact stars from SU(3) symmetric quark models // *Physics Letters B*. — 2022. — Vol. 834. — 137470.
64. *Klähn T., Lastowiecki R., Blaschke D.* Implications of the measurement of pulsars with two solar masses for quark matter in compact stars and heavy-ion collisions: A Nambu–Jona-Lasinio model case study // *Physical Review D*. — 2013. — Vol. 88. — 085001.
65. *Del Popolo A., Deliyergiyev M., Le Delliou M.* Solution to the hyperon puzzle using dark matter // *Physics of the Dark Universe*. — 2020. — Vol. 30. — 100622.

66. *Sedrakian A., Li J. J., Weber F.* Heavy baryons in compact stars // *Progress in Particle and Nuclear Physics*. — 2023. — Vol. 131. — 104041.
67. *Bednarek I.* Hyperon puzzle in compact stars // *Physics of Particles and Nuclei*. — 2015. — Vol. 46, № 5. — Pp. 816–820.
68. *Oertel M., Providência C., Gulminelli F., Raduta A.* Hyperons in neutron star matter within relativistic mean-field models // *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*. — 2014. — Vol. 42. — 075202.
69. *Maslov K. A., Kolomeitsev E. E., Voskresensky D. N.* Making a soft relativistic mean-field equation of state stiffer at high density // *Physical Review C*. — 2015. — Vol. 92. — 052801(R).
70. *Weissenborn S., Chatterjee D., Schaffner-Bielich J.* Hyperons and massive neutron stars: Vector repulsion and SU(3) symmetry // *Physical Review C*. — 2012. — Vol. 85. — 065802.
71. *van Dalen E. N. E., Colucci G., Sedrakian A.* Constraining hypernuclear density functional with Λ -hypernuclei and compact stars // *Physics Letters B*. — 2014. — Vol. 734. — Pp. 383–387.
72. *Fortin M., Avancini S. S., Providência C., Vidaña I.* Hypernuclei and massive neutron stars // *Physical Review C*. — 2017. — Vol. 95. — 065803.
73. *Li J. J., Long W. H., Sedrakian A.* Hypernuclear stars from relativistic Hartree-Fock density functional theory // *The European Physical Journal A*. — 2018. — Vol. 54, № 8. — 133.
74. *Lim Y., Lee, C.-H, Oh Y.* Effective interactions of hyperons and mass-radius relation of neutron stars // *Physical Review D*. — 2018. — Vol. 97. — 023010.
75. *Li Z., Ren Z., Hong B. et al.* Neutron stars within a relativistic mean field theory compatible with nucleon-nucleon short-range correlations // *Nuclear Physics A*. — 2019. — Vol. 990. — Pp. 118–136.
76. *Nagels M. M., Rijken T. A., de Swart J. J.* Baryon-baryon scattering in a one-boson-exchange-potential approach. II. Hyperon-nucleon scattering // *Physical Review D*. — 1977. — Vol. 15. — Pp. 2547–2564.

77. *Maessen P. M. M., Rijken T. A., de Swart J. J.* Soft-core baryon-baryon one-boson-exchange models. II. Hyperon-nucleon potential // *Physical Review C*. — 1989. — Vol. 40. — Pp. 2226–2245.
78. *Nagels M. M., Rijken T. A., de Swart J. 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 // *Physical Review D*. — 1979. — Vol. 20. — Pp. 1633–1645.
79. *Holzenkamp B., Holinde K., Speth J.* A meson exchange model for the hyperon-nucleon interaction // *Nuclear Physics A*. — 1989. — Vol. 500, N° 3. — Pp. 485–528.
80. *Gal A., Hungerford E. V., Millener D. J.* Strangeness in nuclear physics // *Review Modern Physics*. — 2016. — Vol. 88. — 035004.
81. *Saha P. K., Noumi H., Abe D. et al.* Σ -nucleus potential studied with the (π^-, K^+) reaction on medium-to-heavy nuclear targets // *Physical Review C*. — 2004. — Vol. 70. — 044613.
82. *Takahashi H., Ahn J. K., Akikawa H. et al.* Observation of a ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ Double Hypernucleus // *Physical Review Letters*. — 2001. — Vol. 87. — 212502.
83. *Rayet M.* Skyrme parametrization of an effective Λ -nucleon interaction // *Nuclear Physics A*. — 1981. — Vol. 367, N° 3. — Pp. 381–397.
84. *Vautherin D., Brink D. M.* Hartree-Fock Calculations with Skyrme's Interaction. I. Spherical Nuclei // *Physical Review C*. — 1972. — Vol. 5. — Pp. 626–647.
85. *Chabanat E., Bonche P., Haensel P. et al.* A Skyrme parametrization from subnuclear to neutron star densities // *Nuclear Physics A*. — 1997. — Vol. 627, N° 4. — Pp. 710–746.
86. *Rikowska Stone J., Miller J. C., Konciewicz R. et al.* Nuclear matter and neutron-star properties calculated with the Skyrme interaction // *Physical Review C*. — 2003. — Vol. 68. — 034324.
87. *Mornas, L.* Neutron stars in a Skyrme model with hyperons // *The European Physical Journal A*. — 2005. — Vol. 24, N° 2. — Pp. 293–312.

88. *Skyrme T.* The effective nuclear potential // *Nuclear Physics.* — 1958. — Vol. 9, N^o 4. — Pp. 615–634.
89. *Lanskoy D. E., Yamamoto Y.* Skyrme-Hartree-Fock treatment of Λ and $\Lambda\Lambda$ hypernuclei with G-matrix motivated interactions // *Physical Review C.* — 1997. — Vol. 55. — Pp. 2330–2339.
90. *Millener D. J., Dover C. B., Gal A.* Λ -nucleus single-particle potentials // *Physical Review C.* — 1988. — Vol. 38. — Pp. 2700–2708.
91. *Yamamoto Y., Bandō H., Žofka J.* On the Λ -Hypernuclear Single Particle Energies // *Progress of Theoretical Physics.* — 1988. — Vol. 80, N^o 5. — Pp. 757–761.
92. *Fernandez F., Lopez-Arias T., Prieto C.* Skyrme Hartree-Fock Calculation of Λ Hypernuclear States From (π^+, K^+) Reactions // *Zeitschrift für Physik A Atomic Nuclei.* — 1989. — Vol. 334. — Pp. 349–354.
93. *Lanskoi D. E., Tret'yakova T. Y.* Skyrme interactions in calculations of hypernuclei by the Hartree-Fock method // *Soviet Journal of Nuclear Physics.* — 1989. — Vol. 49. — Pp. 987–991.
94. *Yamamoto Y., Motoba T., Rijken T. A.* G-Matrix Approach to Hyperon-Nucleus Systems // *Progress of Theoretical Physics Supplement.* — 2010. — Vol. 185. — Pp. 72–105.
95. *Lanskoy D. E.* Double- Λ hypernuclei in the Skyrme-Hartree-Fock approach and nuclear core polarization // *Physical Review C.* — 1998. — Vol. 58. — Pp. 3351–3358.
96. *Ланской Д. Е., Третьякова Т. Ю.* Поляризация остова гиперядра: модельное описание // *Ядерная физика.* — 1989. — Т. 49. — С. 401–407.
97. *Jinno A., Murase K., Nara Y., Ohnishi A.* Repulsive Λ potentials in dense neutron star matter and binding energy of Λ in hypernuclei // *Phys. Rev. C.* — 2023. — Vol. 108. — 065803.
98. *Walecka J. D.* A theory of highly condensed matter. // *Annals of Physics.* — 1974. — Vol. 83. — Pp. 491–529.

99. *Boguta J., Bodmer A.* Relativistic calculation of nuclear matter and the nuclear surface // *Nuclear Physics A*. — 1977. — Vol. 292, № 3. — Pp. 413–428.
100. *Glendenning N. K., Moszkowski S. A.* Reconciliation of neutron-star masses and binding of the Λ in hypernuclei // *Physical Review Letters*. — 1991. — Vol. 67. — Pp. 2414–2417.
101. *Baym G., Pethick C., Sutherland P.* The Ground State of Matter at High Densities: Equation of State and Stellar Models // *The Astrophysical Journal*. — 1971. — Vol. 170. — Pp. 299–317.
102. *Hinderer T.* Tidal Love Numbers of Neutron Stars // *The Astrophysical Journal*. — 2008. — Vol. 677, № 2. — Pp. 1216–1220.
103. *Reinhard, P.-G., Flocard H.* Nuclear effective forces and isotope shifts // *Nuclear Physics A*. — 1995. — Vol. 584, № 3. — Pp. 467–488.
104. *Bartel J., Quentin P., Brack M. et al.* Towards a better parametrisation of Skyrme-like effective forces: A critical study of the SkM force // *Nuclear Physics A*. — 1982. — Vol. 386, № 1. — Pp. 79–100.
105. *Reinhard, P.-G., Dean D. J., Nazarewicz W. et al.* Shape coexistence and the effective nucleon-nucleon interaction // *Physical Review C*. — 1999. — Vol. 60, № 1. — 014316.
106. *Brown B. A.* New Skyrme interaction for normal and exotic nuclei // *Physical Review C*. — 1998. — Vol. 58. — Pp. 220–231.
107. *Chabanat E., Bonche P., Haensel P. et al.* A Skyrme parametrization from subnuclear to neutron star densities. Part II. Nuclei far from stabilities // *Nuclear Physics A*. — 1998. — Vol. 635. — Pp. 231–256. — [Erratum: Nucl.Phys.A 643, 441–441 (1998)].
108. *Шапиро С., Тьюкольски С.* Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды. — Москва: Мир, 1985. — Т. 1–2.
109. *Корн Г., Корн Т.* Справочник по математике для научных работников и инженеров. — М.: Наука, 1984.

110. *Agrawal B. K., Shlomo S., Au V. K.* Determination of the parameters of a Skyrme type effective interaction using the simulated annealing approach // *Physical Review C*. — 2005. — Vol. 72. — 014310.
111. *Chen L.-W., Ko C. M., Li B.-A., Xu J.* Density slope of the nuclear symmetry energy from the neutron skin thickness of heavy nuclei // *Physical Review C*. — 2010. — Vol. 82. — 024321.
112. *Steiner A., Prakash M., Lattimer J., Ellis P.* Isospin asymmetry in nuclei and neutron stars // *Physics Reports*. — 2005. — Vol. 411, N° 6. — Pp. 325–375.
113. *Van Giai N., Sagawa H.* Spin-isospin and pairing properties of modified Skyrme interactions // *Physics Letters B*. — 1981. — Vol. 106, N° 5. — Pp. 379–382.
114. *Rashdan M.* A Skyrme parametrization based on nuclear matter BHF calculations // *Modern Physics Letters A*. — 2000. — Vol. 15, N° 20. — Pp. 1287–1299.
115. *Brown B. A., Shen G., Hillhouse G. C. et al.* Neutron skin deduced from antiprotonic atom data // *Physical Review C*. — 2007. — Vol. 76. — 034305.
116. *Cao L. G., Lombardo U., Shen C. W., Giai N. V.* From Brueckner approach to Skyrme-type energy density functional // *Phys. Rev. C*. — 2006. — Vol. 73. — 014313.
117. *Tondeur F., Brack M., Farine M., Pearson J.* Static nuclear properties and the parametrisation of Skyrme forces // *Nuclear Physics A*. — 1984. — Vol. 420, N° 2. — Pp. 297–319.
118. *Sun B., Bhattiprolu S., Lattimer J. M.* Compiled properties of nucleonic matter and nuclear and neutron star models from nonrelativistic and relativistic interactions // *Physical Review C*. — 2024. — Vol. 109, N° 5. — 055801.
119. *Schulze, H.-J., Hiyama E.* Skyrme force for light and heavy hypernuclei // *Physical Review C*. — 2014. — Vol. 90. — 047301.
120. *Schulze H.-J.* Skyrme forces for lambda and cascade hypernuclei // *AIP Conference Proceedings*. — 2019. — Vol. 2130, N° 1. — 020009.

121. *Minato F., Chiba S.* Fission barrier of actinide nuclei with double- Λ particles within the Skyrme–Hartree–Fock method // *Nuclear Physics A.* — 2011. — Vol. 856, № 1. — Pp. 55–67.
122. *Насакин А. И., Ланской Д. Е., Михеев С. А. и др.* Корреляции характеристик нейтронных звезд со свойствами нуклонных и гиперонных взаимодействий // *Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика. Астрономия.* — 2026. — Т. 81, № 2. — С. 2620201.
123. *Cohen J., Furnstahl R. J.* Hypernuclear currents in a relativistic mean-field theory // *Physical Review C.* — 1987. — Vol. 35. — Pp. 2231–2235.
124. *Glendenning N. K., Von-Eiff D., Haft M. et al.* Relativistic mean-field calculations of Λ and Σ hypernuclei // *Physical Review C.* — 1993. — Vol. 48. — Pp. 889–895.
125. *Mareš J., Jennings B. K.* Relativistic description of Λ , Σ , and Ξ hypernuclei // *Physical Review C.* — 1994. — Vol. 49. — Pp. 2472–2478.
126. *Keil C. M., Hofmann F., Lenske H.* Density dependent hadron field theory for hypernuclei // *Physical Review C.* — 2000. — Vol. 61. — 064309.
127. *Lu B.-N., Hiyama E., Sagawa H., Zhou S.-G.* Superdeformed Λ hypernuclei within relativistic mean field models // *Physical Review C.* — 2014. — Vol. 89. — 044307.
128. *Tanimura Y.* Clusterization and deformation of multi- Λ hypernuclei within a relativistic mean-field model // *Physical Review C.* — 2019. — Vol. 99. — 034324.
129. *Hashimoto O., Tamura H.* Spectroscopy of hypernuclei // *Progress in Particle and Nuclear Physics.* — 2006. — Vol. 57, № 2. — Pp. 564–653.
130. *Esser A., Nagao S., Schulz F. et al.* Observation of ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ Hyperhydrogen by Decay-Pion Spectroscopy in Electron Scattering // *Physical Review Letters.* — 2015. — Vol. 114. — 232501.
131. *Yamamoto T. O., Agnello M., Akazawa Y. et al.* Observation of Spin-Dependent Charge Symmetry Breaking in ΛN Interaction: Gamma-Ray Spectroscopy of ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ // *Physical Review Letters.* — 2015. — Vol. 115. — 222501.

132. *Abdallah M., Aboona B., Adam J. et al.* Measurement of ^4H and ^4He binding energy in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 3 \text{ GeV}$ // *Physics Letters B.* — 2022. — Vol. 834. — 137449.
133. *Lanskoy D. E., Mikheev S. A., Sidorov S. V., Tretyakova T. Y.* Hypernuclei and Neutron Stars with Charge Symmetry Breaking Hyperonic Potential // *Moscow University Physics Bulletin.* — 2023. — Vol. 78, № 5. — Pp. 623–633.
134. *Nagels M. M., Rijken T. A., Yamamoto Y.* Extended-soft-core baryon-baryon model ESC16. II. Hyperon-nucleon interactions // *Physical Review C.* — 2019. — Vol. 99. — 044003.
135. *Akaishi Y., Harada T., Shinmura S., Myint K. S.* Coherent $\Lambda - \Sigma$ Coupling in s -Shell Hypernuclei // *Phys. Rev. Lett.* — 2000. — Vol. 84. — Pp. 3539–3541.
136. *Ahn J. K., Akikawa H., Aoki S. et al.* Double- Λ hypernuclei observed in a hybrid emulsion experiment // *Physical Review C.* — 2013. — Vol. 88. — 014003.
137. *Minato F., Chiba S.* Fission barrier of actinide nuclei with double- particles within the Skyrme–Hartree–Fock method // *Nuclear Physics A.* — 2011. — Vol. 856, № 1. — Pp. 55–67.

Список рисунков

1.1	Экспериментальные ограничения на соотношения масса-радиус (с доверительным интервалом 68 %), полученные из анализа спокойного теплового излучения в системах двойных рентгеновских пульсаров (слева) и из анализа рентгеновских всплесков (справа) [41].	15
1.2	Структура типичной нейтронной звезды [56]	18
3.1	Уравнение состояния материи (слева) и зависимость массы нейтронных звёзд от радиуса (справа) для различных параметризаций NN -взаимодействия без гиперонов: SkI3 [103], SkM* [104], SkO [105], SkX [106], SLy230a [85], SLy4 [107]. Горизонтальные линии на правом рисунке соответствуют массе в 1.4 и $2 M_{\odot}$	37
3.2	Зависимость коэффициента приливной деформируемости от радиуса (слева) и от массы нейтронных звёзд справа) для различных параметризаций NN -взаимодействия без гиперонов. Точки на левом графике соответствуют массе в $1.4 M_{\odot}$, горизонтальные линии – ограничениям на Λ , полученным из анализа GW170817. Параметризации NN -взаимодействия соответствуют приведённым на рисунке 3.1.	38
3.3	Уравнение состояния материи (слева) и зависимость массы нейтронных звёзд от радиуса (справа) для различных параметризаций ΛN -взаимодействия. Параметризации NN - и $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия - SkI3 и S $\Lambda\Lambda$ 3' соответственно. Чёрные кривые соответствуют материи без гиперонов.	41
3.4	Зависимость массы нейтронной звезды от радиуса для различных случаев: без гиперонов (черный), с невзаимодействующими гиперонами (зеленый), с гиперонами, взаимодействующими с нуклонами, но не друг с другом (сплошная синяя линия), и с полным набором взаимодействий (точечная синяя линия).	42

- 3.5 Зависимость заселённостей Y_i ($i = n, p, e, \mu, \Lambda$) различных компонент нейтронной звезды от плотности 43
- 4.1 Зависимость массы нейтронных звёзд от радиуса для различных комбинаций потенциалов ΛN - и $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия. Параметризации NN -взаимодействия – SkI3 (слева) и SLy230a (справа). Параметризации $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия – S $\Lambda\Lambda$ 1' (штриховые линии), S $\Lambda\Lambda$ 2 (сплошные), S $\Lambda\Lambda$ 3'(пунктирные). Точка на правом рисунке соответствует максимальной массе для комбинации SLy230a+YBZ6+S $\Lambda\Lambda$ 2. 44
- 4.2 Зависимость от плотности величин D_Λ (определяется параметрами ΛN -взаимодействия) и $m_\Lambda - m_n - \mu_n$ (определяется параметрами NN -взаимодействия). Потенциалы, соответствующие кривым указаны на рисунке. 46
- 4.3 Зависимость коэффициента приливной деформируемости от радиуса для различных комбинаций потенциалов ΛN - и $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия. Параметризации NN -взаимодействия – SkI3 (слева) и SLy230a (справа). Параметризации $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия – S $\Lambda\Lambda$ 1' (штрихованная), S $\Lambda\Lambda$ 2 (сплошные), S $\Lambda\Lambda$ 3' (пунктир). 47
- 4.4 Зависимость плотности появления Λ -гиперонов от $K_\Lambda(3\rho_0)$, рассчитанная для различных потенциалов NN - и ΛN -взаимодействия. Нуклон-нуклонные потенциалы в правой части графиков, указаны в порядке (сверху вниз), соответствующем порядку кривых. ΛN -потенциалы (слева направо): YBZ2, YBZ6, YBZ1, SLL4', YBZ5, SKSH2, YMR, LYI, YBZ3. 48

- 4.5 Зависимость плотности появления Λ -гиперонов от $K_\Lambda(3\rho_0)$. В подходе Скирма (синие точки и линии) использованы нуклон-нуклонные взаимодействия SLy230a, SkI3, SkO в РТСП (чёрные точки и линии) – взаимодействия GM1, GM2, GM3 из работы [100]. Красные точки соответствуют расчётам с нуклонным взаимодействием GM1 и параметрами гиперонного взаимодействия, подогнанными под гиперядерные данные [123–128]. Цветные окружности указывают точки, в которых результаты расчётов в двух подходах практически совпадают. 51
- 4.6 Зависимость массы от радиуса для наборов параметров в модели Скирма (пунктир) и РТСП (сплошная линия), которые дают близкие значения для $\rho_N^{(\Lambda)}$ и $K_\Lambda(3\rho_0)$. Цвета кривых соответствуют цветам окружностей, отмеченных на рис. 4.5. . . . 52
- 4.7 Зависимость $\rho_N^{(\Lambda)}$ от $K_\Lambda(3\rho_0)$ (слева) и массы от радиуса (справа) для параметризации GM1. Цифрами обозначены кривые (справа) и точки (слева), рассчитанные для одних и тех же параметров. 53
- 4.8 Зависимость нуклонной плотности ρ_N от барионной ρ для различных потенциалов ΛN -взаимодействия: YBZ6 ($\gamma = 1$), SLL4' ($\gamma = 1$), YBZ2 ($\gamma = 1$), LYI ($\gamma = 1/3$), YMR ($\gamma = 1/8$). Параметризации NN и $\Lambda\Lambda$ -взаимодействий – SkI3 и S $\Lambda\Lambda$ 3' соответственно. 55
- 4.9 Заселённости нейтронов (штриховыми линией), протонов (пунктирными) и Λ -гиперонов (сплошными) для различных параметризаций ΛN -взаимодействия (потенциалы указаны на рисунке). Параметризации NN - и $\Lambda\Lambda$ -взаимодействий – SkI3 и S $\Lambda\Lambda$ 3', соответственно. 56
- 4.10 Вклады различных членов выражения (4.7) в зависимости от плотности для различных потенциалов ΛN -взаимодействия: YBZ6 ($\gamma = 1$), SLL4' ($\gamma = 1$), YBZ2 ($\gamma = 1$), LYI ($\gamma = 1/3$), YMR ($\gamma = 1/8$). Параметризации NN и $\Lambda\Lambda$ -взаимодействий – SkI3 и S $\Lambda\Lambda$ 3' соответственно. 57

- 4.11 Спектры гиперядра ${}_{\Lambda}^{208}\text{Pb}$, рассчитанные для наборов параметров с разными значениями γ , полученных при фиксировании $K_{\Lambda}(\rho_0)$ (слева) и $K_{\Lambda}(3\rho_0)$ (справа). Показаны энергии связи Λ -гиперона B_{Λ} в 1s-, 1p-, 1d-, 1f- и 1g-состояниях. Пунктирные линии показывают диапазоны значений B_{Λ} , полученные в эксперименте [80, 129]. 60
- 4.12 Зависимость массы нейтронной звезды от радиуса, рассчитанная для наборов параметров с разными значениями γ : 1 (красным), 0.5 (синим), 1.5 (зелёным). Штриховые кривые соответствуют расчётам с параметрами, полученными при фиксировании $K_{\Lambda}(\rho_0)$, пунктирные кривые - при фиксировании $K_{\Lambda}(3\rho_0)$. Параметризации NN - и $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия - SkI3 и S $\Lambda\Lambda$ 3', соответственно. 61
- 4.13 Зависимость массы нейтронных звёзд от радиуса, рассчитанная для трёхчастичных ΛNN -сил (штриховые линии) и ΛN -сил, пропорциональных нуклонной плотности (пунктирные). Сплошные кривые соответствуют расчётам без гиперонов. Параметризации NN -взаимодействия – SLy230a (красным) и SkI3 (синим). Параметризации ΛN - и $\Lambda\Lambda$ -взаимодействий – SLL4' и S $\Lambda\Lambda$ 3' соответственно. 64
- 4.14 Зависимость заселённостей нейтронов (синим), протонов (красным) и Λ -гиперонов (зелёным) от плотности, рассчитанная для трёхчастичных ΛNN -сил (пунктиром) и ΛN -сил, пропорциональных нуклонной плотности (сплошными). Параметризации NN -, ΛN - и $\Lambda\Lambda$ -взаимодействий – SLy230a, SLL4' и S $\Lambda\Lambda$ 3' соответственно. 65
- 4.15 Зависимость массы от радиуса для различных параметризаций CSB-взаимодействия. В качестве параметризаций NN и ΛN -взаимодействия использованы SLy4 и SLL4' соответственно. Чёрная кривая соответствует взаимодействию без CSB. 68
- 4.16 Зависимость вклада CSB-взаимодействия в химический потенциал Λ -гиперона от плотности для различных параметризаций CSB-взаимодействия. 69

- 5.1 Зависимость массы нейтронной звезды от радиуса для различных параметризаций Λ -взаимодействия: $S\Lambda\Lambda 1$ (синими точками), $S\Lambda\Lambda 1'$ (синяя сплошная), $S\Lambda\Lambda 2$ (красная пунктирная), $S\Lambda\Lambda 3$ (зелёная пунктирная), $S\Lambda\Lambda 3'$ (зелёная сплошная), NS (штриховая). Параметризации NN - и ΛN -взаимодействий — SkI3 и YBZ6, соответственно. 74

Список таблиц

1	Массы и радиусы нейтронных звёзд, полученные с помощью телескоп NICER	16
2	Коэффициенты корреляции Пирсона между свойствами ядерной материи ($E_0 = \varepsilon _{N=Z, \rho=\rho_0}$, несжимаемость K_∞ , энергия симметрии S и её производные (первая L , вторая K_{sym} и третья Q_{sym}) и эффективная масса нуклона m^*/m) и характеристиками нейтронных звёзд (максимальная масса M_{max} и соответствующие ей радиус $R(M_{max})$ и центральная плотность $\rho(M_{max})$), а также соответствующие характеристики для звёзд с наиболее распространённой массой в $1.4 M_\odot$ – радиус $R(1.4M_\odot)$, центральная плотность $\rho(1.4M_\odot)$ и число барионов $A(1.4M_\odot)$) [8].	39
3	Параметры параметризации SLL4* и её модифицированных версий с $\gamma = 0.5$ и $\gamma = 1.5$, полученные путём фиксирования $K_\Lambda(\rho_0)$ (верхние строки) и $K_\Lambda(3\rho_0)$ (нижние строки)	60
4	Значения параметров $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия для параметризаций без зависимости от плотности	72
5	Параметры потенциала NS для $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия в форме сил Скирма	73
6	Параметры ΛN -потенциалов (u_0 в МэВ фм ³ , u_1 и u_2 в МэВ фм ⁵ , u_3 в МэВ фм ^{3+3γ} , остальные параметры безразмерные).	99
7	Параметры $\Lambda\Lambda$ -потенциалов (λ_0 в МэВ · фм ³ , λ_1 в МэВ · фм ⁵)	99
8	Параметры NN -потенциалов (u_0 в МэВ фм ³ , u_1 и u_2 в МэВ фм ⁵ , u_3 в МэВ фм ^{3+3α} , остальные параметры безразмерные).	100
9	Параметры NN -взаимодействий (Массы и параметр A в МэВ, остальные параметры безразмерные).	101
10	Параметры ΛN -взаимодействий (безразмерные)	101

Приложение А

Параметры используемых потенциалов Скирма для NN -, ΛN - и $\Lambda\Lambda$ -взаимодействий.

Таблица 6 — Параметры ΛN -потенциалов (u_0 в МэВ фм³, u_1 и u_2 в МэВ фм⁵, u_3 в МэВ фм^{3+3\gamma}, остальные параметры безразмерные).

Модель	u_0	ξ_0	u_1	u_2	u_3	ξ_3	γ
YBZ1 [91]	-349.0	-0.108	67.61	37.39	2000	0	1
YBZ2 [91]	-391.8	-0.085	56.95	48.05	3000	0	1
YBZ3 [91]	-265.7	-0.216	92.17	12.83	0	0	1
YBZ5 [91]	-315.3	-0.109	23.14	-23.14	2000	0	1
YBZ6 [91]	-372.2	-0.107	100.4	79.6	2000	0	1
SLL4' [119]	-326	0	62	20	1880	0	1
SLL4* [120]	-322	0	55.01	7.99	1906.667	0	1
SKSH1 [92]	-176.5	0	-35.8	44.1	0	0	1
SKSH2 [92]	-290.0	0	21.7	-20.3	1850	0	1
YMR [94]	-1056.2	0	96.248	8.743	2811.2	0	1/8
LYI [89]	-476	-0.0452	42	23	1514.1	-0.280	1/3

Таблица 7 — Параметры $\Lambda\Lambda$ -потенциалов (λ_0 в МэВ · фм³, λ_1 в МэВ · фм⁵)

Модель	λ_0	λ_1
S $\Lambda\Lambda$ 1 [95]	-312.6	57.5
S $\Lambda\Lambda$ 1' [121]	-37.9	14.1
S $\Lambda\Lambda$ 2 [95]	-437.7	240.7
S $\Lambda\Lambda$ 3 [95]	-831.8	922.9
S $\Lambda\Lambda$ 3' [121]	-156.4	347.2

Таблица 8 — Параметры NN -потенциалов (u_0 в МэВ фм³, u_1 и u_2 в МэВ фм⁵, u_3 в МэВ фм^{3+3 α} , остальные параметры безразмерные).

Модель	t_0	t_1	t_2	t_3	α
	x_0	x_1	x_2	x_3	
KDE0v1 [110]	-2553.0843	411.6963	-419.8712	14603.6069	0.1673
	0.6483	-0.3472	-0.9268	0.9475	
LNS [116]	-2484.97	266.735	-337.135	14588.2	1/6
	0.06277	0.65845	-0.95382	-0.03413	
MSL0 [111]	-2118.06	395.196	-63.9531	12857.7	0.235879
	-0.0709496	-0.332282	1.3583	-0.228181	
NRAPR [112]	-2719.7	417.64	-66.687	15042	0.14416
	0.16154	-0.047986	0.02717	0.13611	
SGI [113]	-1603	515.9	84.5	8000	1/3
	-0.02	-0.5	-1.731	0.1381	
SGII [113]	-2645	340	-41.9	15595	1/6
	0.09	-0.0588	1.425	0.06044	
SkI3 [103]	-1762.88	561.608	-227.09	8106.2	0.25
	0.3083	-1.1722	-1.0907	1.2926	
SkM* [104]	-2645	410	-135	15595	1/6
	0.09	-	-	-	
SkO [105]	-2103.653	303.352	791.674	13553.252	0.25
	-0.210701	-2.810752	-1.461595	-0.429881	
SKRA [114]	-2895.4	405.5	-89.1	16660	0.1422
	0.08	-	0.2	-	
Skxs20 [115]	-2885.24	302.73	-323.42	18237.49	1/6
	0.13746	-0.25548	-0.60744	0.05428	
SkX [106]	-1445.32	246.867	-131.786	12103.86	0.5
	0.34	0.58	0.127	0.03	
SLy230a [85]	-2490.23	489.53	-566.58	13803	1/6
	1.1318	-0.8426	-1	1.9219	
SLy4 [107]	-2488.91	486.82	-546.39	13777	1/6
	0.834	-0.3438	-1	1.354	
T1 [117]	-1794	298	-298	12812	1/3
	0.154	-0.5	-0.5	0.089	
T3 [117]	-1791.8	298.5	-99.5	12794	1/3
	0.138	-1	1	0.075	

Приложение Б

Параметры используемых взаимодействий в РТСП.

Таблица 9 — Параметры NN -взаимодействий (Массы и параметр A в МэВ, остальные параметры безразмерные).

Модель	m_N	m_σ	m_ω	m_ρ		
	g_σ	g_ω	g_ρ	A	B	
GM1 [100]	939	550	782	770		
	9.57	10.596	8.1953	2425.744		−8.9767
GM2 [100]	939	550	782	770		
	8.43	8.7	8.5412	1956.649		67.0741
GM3 [100]	939	550	782	770		
	8.782	8.7	8.5412	5506.668		−14.3991

Таблица 10 — Параметры ΛN -взаимодействий (безразмерные)

Модель	x_σ	x_ω
[123]	0.4	0.4
[124]	0.464	0.481
[124]	0.6	0.653
[125]	0.621	0.667
[126]	0.49	0.512
[127]	0.58	0.62
[128]	0.618	0.66667
[128]	0.6236	0.66667