

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

«ПРИЛИВНАЯ ДЕФОРМИРУЕМОСТЬ В НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ  
С ПОТЕНЦИАЛАМИ СКИРМА»

Выполнил студент  
413 группы  
Насакин Артур Игоревич

\_\_\_\_\_

Научный руководитель:  
к.ф.-м.н. Третьякова Т. Ю.

\_\_\_\_\_

Научный консультант:  
к.ф.-м.н., доцент, Ланской Д.Е.

\_\_\_\_\_

Допущен к защите  
Зав. кафедрой \_\_\_\_\_

МОСКВА

2022

# Оглавление

Введение . . . . .	2
1. Что нам известно? . . . . .	3
1.1. Масса и радиус нейтронной звезды . . . . .	3
1.2. Событие GW170817 . . . . .	5
2. Описание модели . . . . .	8
2.1. Потенциал Скирма . . . . .	8
2.2. Равновесная бесконечная ядерная материя . . . . .	9
2.3. Нейтронные звезды . . . . .	12
2.4. Приливная деформируемость . . . . .	12
3. Результаты . . . . .	14
3.1. Нуклонная материя . . . . .	14
3.2. Материя с учетом $\Lambda$ -гиперонов . . . . .	17
Выводы . . . . .	22
Список использованных источников . . . . .	23

## ВВЕДЕНИЕ

Нейтронные звезды – один из немногих космических объектов, которые были предсказаны теоретически до их открытия наблюдателями. Впервые идея о существовании звезд с увеличенной плотностью была высказана Л.Д.Ландау еще до открытия нейтрона [1].

Однако найдена первая такая звезда была только в 1967 году аспиранткой Энтони Хьюиша - Джоселин Белл. Она обнаружила объект, излучающий регулярные радиоимпульсы, это явление было объяснено узкой направленностью радиолуча от быстро вращающегося космического объекта. Проблема заключалась в том, что любая обычная звезда разрушилась бы под действием центробежной силы при такой скорости вращения. На роль подобного объекта подходили только нейтронные звезды.

Наше понимание нейтронных звезд кардинально изменилось с 1966 г., когда не было известно ни одной нейтронной звезды, и дискуссия состояла из полностью теоретического подхода к сжатым плотным звездам. Наиболее существенные изменения произошли в последнее десятилетие, когда обнаружение и точно синхронизированные наблюдения пульсаров происходили с все более высокой частотой. Рентгеновские и гамма-телескопы нового поколения предоставили высококачественные наборы данных, а большой объем теоретических работ по свойствам излучения нейтронных звезд позволил в последнее время значительно улучшить нашу способность моделировать эти экстремальные объекты и интерпретировать их наблюдения [2].

Конечной целью данной работы является наложение ограничений на уравнения состояния ядерной материи при экстремальных плотностях и проведение их отбора на основе данных ограничений.

## 1. Что нам известно?

### 1.1. Масса и радиус нейтронной звезды

На данный момент мы знаем массы для  $\sim 35$  нейтронных звезд, охватывающие диапазон от 1,17 до 2,0  $M_{\odot}$ , и радиусы более десятка звезд в диапазоне 10–11,5 км. Сочетание самой большой из известных масс нейтронных звезд с существующими измерениями радиуса уже накладывает существенные ограничения на уравнение состояния холодной плотной материи вплоть до плотностей, в 5-10 раз превышающих ядерную плотность [2].

подавляющее большинство точных измерений массы нейтронных звезд было выполнено с использованием радионаблюдений вращающихся пульсаров. В настоящее время в Галактике известно более 2500 пульсаров, значительное число которых можно характеризовать как радиопульсары, но также некоторые из них наблюдаются в рентгеновских лучах, а все большее количество обнаруживается в гамма-лучах.

Около 90% радиопульсаров являются изолированными. Их массы не могут быть измерены, потому что все современные методы определения массы НЗ основаны на точном отслеживании орбитальных движений по времени прихода наблюдаемых пульсаций. Около 250 пульсаров находятся в бинарных системах (три из них в многокомпонентных системах).

До недавнего времени, распределение известных масс пульсаров задавалось распределением Гаусса с средним значением и шириной  $(1.35 \pm 0.04)M_{\odot}$ , и большинство теоретических расчетов также давали максимальную массу НЗ  $\sim 1.4M_{\odot}$ . Однако сейчас получены убедительные доказательства существования двойных систем нейтронных звезд с массами около  $2M_{\odot}$  и более [21]. По этой причине в настоящее время

в качестве ограничения по массе устанавливается минимальное значение предсказываемой максимальной массы НЗ в  $2M_{\odot}$ .

Измерения радиуса нейтронных звезд значительно продвинулись за последнее десятилетие, и был использован ряд различных методов. Большинство методов основано на обнаружении теплового излучения с поверхности звезды, либо измерения ее кажущегося углового размера, либо определение влияния искривления пространства-времени нейтронной звезды на ее излучение [2].

Несмотря на разнообразие способов, количество нейтронных звезд, у которых известны одновременно и масса, и радиус, крайне мало. Поэтому основные экспериментальные ограничения, налагаемые на массу и радиус НЗ, вытекают из анализа закономерностей в существующих данных.

Примеры экспериментальных данных можно видеть на рисунках 1 и 2. Области на рисунках обозначают ограничения на радиус и массу, полученные из различных измерений, серые кривые показывают теоретически полученные зависимости масс НЗ, соответствующие нескольким репрезентативным уравнениям состояния [2]. Для соответствия ограничениям хотя бы одна точка кривой должна попасть в выделенную область. Как можно заметить, проводить отбор исходя из подобных ограничений проблематично. По этой причине долгое время единственной проверяемой характеристикой была максимальная масса нейтронной звезды. В 2017 году был измерен гравитационный сигнал от слияния нейтронных звезд, что позволило определить экспериментальное значение новой характеристики – приливной деформируемости [3].

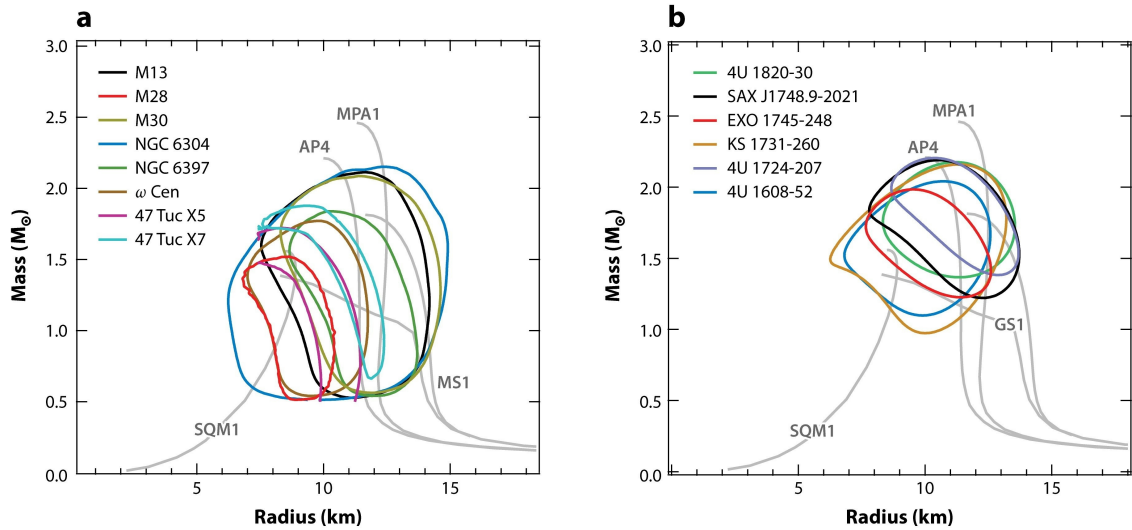


Рис. 1: Комбинированные ограничения по массе и радиусу нейтронной звезды, полученные из наблюдений всех нейтронных звезд малой массы в двойных системах(а), всех нейтронных звезд с термоядерными вспышками(б) [2]. Серые кривые соответствуют модельным зависимостям массы НЗ от радиуса.

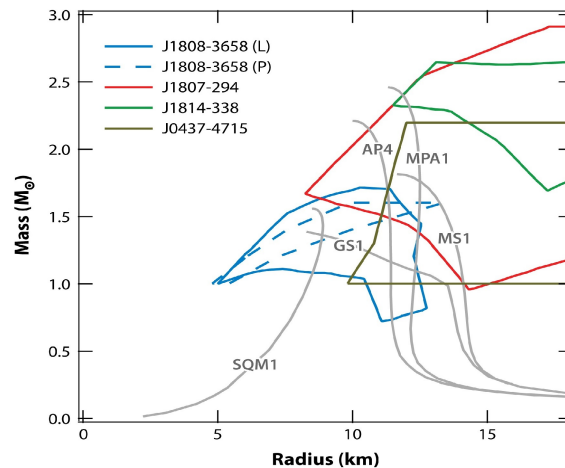


Рис. 2: Ограничения на радиусы и массы, полученные из анализа осциллограмм от аккреционных и вращающихся миллисекундных пульсаров [2].

## 1.2. Событие GW170817

GW170817 — первый зарегистрированный гравитационно-волновой всплеск, произошедший в результате слияния двух нейтронных звезд. Зарегистрирован 17 августа 2017г. всеми тремя лазерно-интерферометрическими гравитационно-волновыми детекторами сети LIGO-Virgo [3–6].

На рисунке 3 представлены результаты моделирования слияния нейтронных звезд: звезды быстро вращаются друг вокруг друга и сближаются (1 кв.), происходит контакт поверхностей (2 кв.), процесс продолжается слиянием ядер двух звезд (3 и 4 кв.) и образованием единого компактного объекта (5 и 6 кв.) [3].

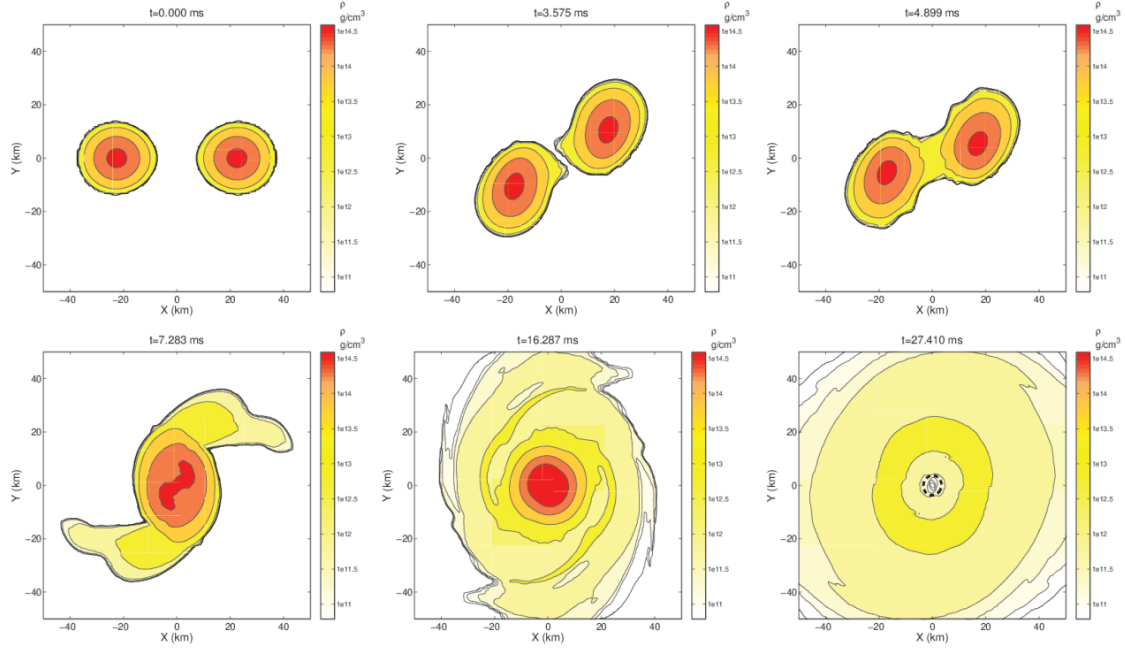


Рис. 3: Контуры изоплотности для эволюции системы двух нейтронных звезд [3].

Такая система испускает гравитационные волны как до и во время слияния, так и после. Из данного гравитационного сигнала ученые из коллаборации LIGO- Virgo извлекли усредненные характеристики наблюдаемой системы нейтронных звезд :

$$M_{chirp} = 1.186_{-0.001}^{+0.001} M_{\odot} \quad (1.1)$$

$$\bar{\Lambda} \leq 900, \quad (1.2)$$

где  $M_{chirp}$  и  $\bar{\Lambda}$  - усредненные характеристики системы, которые определяются через индивидуальные характеристики звезд  $m_i$  и  $\Lambda_i$ , как

$$M_{chirp} = \frac{(m_1 m_2)^{3/5}}{(m_1 + m_2)^{1/5}} \quad (1.3)$$

$$\bar{\Lambda} = \frac{16}{13} \frac{(m_1 + 12m_2)m_1^4 \Lambda_1 + (m_2 + 12m_1)m_2^4 \Lambda_2}{(m_1 + m_2)^5} \quad (1.4)$$

Из предположения, что одна из участвовавших в слиянии НЗ имела массу  $1.4M_{\odot}$ , были получены следующие ограничения на ее характеристики [4–6]:

$$\Lambda = 70 - 580 \quad (1.5)$$

$$R = 10.5 - 13.3 \text{ км.} \quad (1.6)$$

Именно данные ограничения вкупе с ограничением на максимальную предсказываемую массу НЗ в  $2M_{\odot}$  будут использоваться в этой работе для отбора уравнения состояния.



## 2. Описание модели

### 2.1. Потенциал Скирма

В модели Скирма потенциал нуклон-нуклонного взаимодействия вводится [7] как

$$\begin{aligned}
V_{NN}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) &= t_0(1 + x_0 P_\sigma) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \\
&+ \frac{1}{2} t_1(1 + x_1 P_\sigma) \left[ \vec{P}'^2 \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) + \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \vec{P}^2 \right] \\
&+ t_2(1 + x_2 P_\sigma) \vec{P}' \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \vec{P} \\
&+ \frac{1}{6} t_3(1 + x_3 P_\sigma) \left[ \rho_N \left( \frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2}{2} \right) \right]^\alpha \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \\
&= v_0 + v_1 + v_2 + v_3
\end{aligned} \tag{2.1}$$

где  $\vec{P} = \frac{1}{2i}(\nabla_1 - \nabla_2)$ ,  $\vec{P}'$  - комплексно сопряженный к  $\vec{P}$  оператор,  $P_\sigma = \frac{1}{2}(1 + \sigma_1 \sigma_2)$ ,  $\vec{\sigma} = \vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2$ ,  $\rho_N$  - барионная плотность. Слагаемое  $v_0$  отвечает центральным силам,  $v_1$  и  $v_2$  - нелокальные члены,  $v_3$  - член, зависящий от плотности.

Данный потенциал можно обобщен на случай гиперон-нуклонного и гиперон-гиперонного взаимодействий [7]

$$\begin{aligned}
V_{\Lambda N}(\vec{r}_\Lambda, \vec{r}_N) &= u_0(1 + y_0 P_\sigma) \delta(\vec{r}_\Lambda - \vec{r}_N) \\
&+ \frac{1}{2} u_1 \left[ \vec{P}'^2 \delta(\vec{r}_\Lambda - \vec{r}_N) + \delta(\vec{r}_\Lambda - \vec{r}_N) \vec{P}^2 \right] \\
&+ u_2 \vec{P}' \delta(\vec{r}_\Lambda - \vec{r}_N) \vec{P} \\
&+ \frac{3}{8} u_3(1 + y_3 P_\sigma) \left[ \rho_N \left( \frac{\vec{r}_\Lambda + \vec{r}_N}{2} \right) \right]^\gamma \delta(\vec{r}_\Lambda - \vec{r}_N),
\end{aligned} \tag{2.2}$$

$$\begin{aligned}
V_{\Lambda\Lambda}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) &= \lambda_0 \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \\
&+ \frac{1}{2} \lambda_1 \left[ \vec{P}'^2 \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) + \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \vec{P}^2 \right].
\end{aligned} \tag{2.3}$$

В вышеописанных потенциалах параметры  $t_i, x_i, u_i, y_i, \lambda_i, \alpha, \gamma$  являются феноменологическими коэффициентами, получающиеся путем подгонки под основные состояния конечных ядер.

Данные потенциалы включают также спин-орбитальный член, однако его вклад в конечное уравнение состояния ядерной материи в рассматриваемом случае равен 0, и потому в данной работе он не рассматривается.

Плотность энергии в приближении Хартри-Фока можно получить [7], как

$$E = \langle \psi | H | \psi \rangle = \int \varepsilon dV = \int (\varepsilon_{NN} + \varepsilon_{N\Lambda} + \varepsilon_{\Lambda\Lambda}) dV \quad (2.4)$$

$$H = \sum_{i=N,\Lambda} T_i + \frac{1}{2} \sum_{i,j=N,\Lambda} V_{ij}, \quad (2.5)$$

где  $T_i$  — кинетическая энергия,  $\varepsilon$  — плотность энергии, включающая вклад взаимодействия барионов и кинетическую энергию.

## 2.2. Равновесная бесконечная ядерная материя

В данной работе рассматривается бесконечная материя, состоящая из нуклонов, мюонов, электронов и  $\Lambda$ -гиперонов, находящаяся в состоянии химического равновесия. Важными характеристиками ядерной материи являются заселенности составляющих ее частиц ( $Y_i$ ).  $Y_i$  — это отношения числа выбранных частиц к общему числу барионов. В данной работе будут использоваться протонная, нейтронная, электронная, мюонная и гиперонная заселенности ( $i = p, n, e, \mu, \Lambda$ ). Данная материя характеризуется следующими процессами.

$$p + e^- \rightarrow n + \nu_e$$

$$p + e^- \rightarrow \Lambda + \nu_e$$

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

$$\Lambda \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

Это дает нам систему уравнений на химические потенциалы:

$$\begin{cases} \mu_p + \mu_e = \mu_n \\ \mu_\mu = \mu_e \\ \mu_n + m_n = \mu_\Lambda + m_\Lambda \end{cases} \quad (2.6)$$

где химические потенциалы барионов рассчитываются, как

$$\mu_i = \frac{\partial \varepsilon}{\partial n_i}, \quad (2.7)$$

а химические потенциалы лептонов

$$\mu_e = \sqrt{m_e^2 + (3\pi Y_e n)^{2/3}} \quad (2.8)$$

$$\mu_\mu = \sqrt{m_\mu^2 + (3\pi Y_\mu n)^{2/3}} \quad (2.9)$$

где  $n = n_p + n_n + n_\Lambda = \rho_N$  - барионная плотность. В данной работе рассматривается холодная безнейтринная материя нейтронной звезды, где  $\mu_\nu$  равен нулю, и потому в системе (2.6) отсутствует.

Учитывая барионный состав материи, а также закон сохранения электрического заряда, получим следующие связи между заселенностями различных частиц

$$Y_p + Y_n + Y_\Lambda = 1 \quad (2.10)$$

$$Y_e + Y_\mu = Y_p. \quad (2.11)$$

Таким образом фиксируя барионную плотность получим три независимых переменных ( $Y_p, Y_e, Y_\Lambda$ ) и две переменных, выражающихся через них ( $Y_\mu, Y_n$ ). Данная замена преобразует систему (2.6) в систему трех уравнений с тремя неизвестными:

$$\begin{cases} \mu_p(Y_p, Y_\Lambda) + \mu_e(Y_e) = \mu_n(Y_p, Y_\Lambda) \\ \mu_\mu(Y_p, Y_e) = \mu_e(Y_e) \\ \mu_n(Y_p, Y_\Lambda) + m_n = \mu_\Lambda(Y_p, Y_\Lambda) + m_\Lambda. \end{cases} \quad (2.12)$$

Численно решая данную систему для различных значений плотности, получим зависимости  $Y_p(n), Y_e(n), Y_\Lambda(n)$ , подставляя данные зависимости в выражение для плотности энергии получим следующую зависимость от

плотности:

$$\varepsilon(n) = \varepsilon(n, Y_p(n), Y_\Lambda(n), Y_e(n)). \quad (2.13)$$

Введем энергию на барион

$$\epsilon = \frac{\varepsilon}{n}, \quad (2.14)$$

тогда давление рассчитывается как

$$p = n^2 \frac{d\epsilon}{dn}, \quad (2.15)$$

а выражение для полной плотности энергии, включающей энергии покоя барионов и вклад лептонов, имеет вид

$$\varepsilon_{full} = n\epsilon + n_n m_n c^2 + n_p m_p c^2 + n_\Lambda m_\Lambda c^2 + \epsilon_e(n_e) + \epsilon_\mu(n_\mu), \quad (2.16)$$

где  $\epsilon_e$  и  $\epsilon_\mu$  — энергетические плотности электронов и мюонов, соответственно. Их можно получить следующим образом. Число состояний для свободных электронов в единице объема определяется максимальным импульсом  $k_F$ :

$$dn = \frac{d^3k}{(2\pi\hbar)^3} = \frac{4\pi k^2 dk}{(2\pi\hbar)^3} \quad (2.17)$$

$$n_e = \frac{8\pi}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^{k_F} k^2 dk = \frac{k_F^3}{3\pi^2\hbar^3} \quad (2.18)$$

Дополнительная двойка в числителе появляется за счет того, что на каждом энергетическом уровне электрон имеет два возможных направления спина. Из предыдущего выражения (2.18) получим значение для импульса Ферми:

$$k_F = \hbar \sqrt[3]{3\pi^2 n_e} \quad (2.19)$$

Тогда плотность энергии электронов определяется, как

$$\epsilon_e(n_e) = \frac{8\pi}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^{k_F(n_e)} \sqrt{k^2 c^2 + m_e^2 c^4} k^2 dk \quad (2.20)$$

и аналогично для мюонов

$$\epsilon_\mu(n_\mu) = \frac{8\pi}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^{k_F(n_\mu)} \sqrt{k^2 c^2 + m_\mu^2 c^4} k^2 dk \quad (2.21)$$

Результатом (2.15) и (2.16) с учетом (2.17 - 2.21) являются зависимости

$\epsilon_{full}(n)$  и  $p(n)$ , что дает нам необходимую для дальнейших расчетов численную зависимость  $\epsilon_{full}(p)$ .

### 2.3. Нейтронные звезды

В данной работе рассматриваются невращающиеся сферически симметричные равновесные нейтронные звезды. Для расчета их характеристик численно решается система уравнений Толмана-Оппенгеймера-Волкова [8–10]:

$$\frac{dp(r)}{dr} = -\frac{\epsilon(r)m(r)}{r^2} \left(1 + \frac{p(r)}{\epsilon(r)}\right) \left(1 + \frac{4\pi r^3 p(r)}{m(r)}\right) \left(1 - \frac{2m(r)}{r}\right)^{-1} \quad (2.22)$$

$$\frac{dm(r)}{dr} = 4\pi\epsilon(r)r^2 \quad (2.23)$$

где  $p(r)$  — давление на расстоянии  $r$  от центра звезды,  $\epsilon(r) \equiv \epsilon_{full}(p(r))$  — плотность энергии на том же расстоянии,  $m(r)$  — масса, заключенная в сферу радиусом  $r$  с центром в центре звезды. Здесь и далее используется система единиц  $G = c = 1$ .

### 2.4. Приливная деформируемость

Приливная деформируемость нейтронной звезды — величина, характеризующая насколько изменится форма звезды под действием внешних гравитационных сил. В данной работе рассматриваются только квадрупольные возмущения. Коэффициент приливной деформируемости определяется как коэффициент пропорциональности между внешним приливым полем  $\epsilon_{ij}$  и квадрупольным моментом самой звезды  $Q_{ij}$  [9, 10]:

$$Q_{ij} = -\lambda\epsilon_{ij}. \quad (2.24)$$

Однако приливные деформации удобнее описывать с помощью безразмерного коэффициента:

$$\Lambda = \frac{\lambda}{M^5}, \quad (2.25)$$

где  $M$  — масса нейтронной звезды.

Данный коэффициент может быть выражен через приливное число

Лава  $k_2$  и параметр компактности  $C \equiv M/R$  ( $R$  — радиус нейтронной звезды), как

$$\Lambda = \frac{2}{3}k_2C^{-5}. \quad (2.26)$$

Приливное число Лава вычисляется из следующего выражения

$$\begin{aligned} k_2 = & \frac{8}{5}C^5(1 - 2C)^2[2 - y_R + 2C(y_R - 1)] \\ & \times \{2C[6 - 3y_R + 3C(5y_R - 8)] \\ & + 4C^3[13 - 11y_R + C(3y_R - 2) + 2C^2(1 + y_R)] \\ & + 3(1 - 2C^2)^2[2 - y_R + 2C(y_R - 1)] \ln(1 - 2C)\}^{-1}, \end{aligned} \quad (2.27)$$

где величина  $y_R \equiv y(R)$  может быть получена путем решения следующего дифференциального уравнения:

$$r \frac{dy(r)}{dr} + y(r)^2 + y(r)F(r) + r^2Q(r) = 0, \quad (2.28)$$

где

$$\begin{aligned} F(r) &= \frac{r - 4\pi r^3[\varepsilon(r) - p(r)]}{r - 2m(r)}, \\ Q(r) &= \frac{4\pi r[5\varepsilon(r) + 9p(r) + \frac{\varepsilon(r)+p(r)}{\partial p(r)/\partial \varepsilon(r)} - \frac{6}{4\pi r^2}]}{r - 2m(r)}. \end{aligned} \quad (2.29)$$

Для выбранного уравнения состояния  $\varepsilon(p)$  уравнение (2.28) решается параллельно с уравнениями Толмана-Оппенгеймера-Волкова (2.22)(2.23), с граничными условиями  $y(0) = 2$ ,  $p(0) = p_c$ ,  $m(0) = 0$ .

### 3. Результаты

#### 3.1. Нуклонная материя

Для рассмотрения нейтронных звезд состоящих только из нуклонов и лептонов, будем использовать набор рекомендуемых [14] параметризаций Скирма для нуклон-нуклонного взаимодействия, приведенный в таблице 1.

Таблица 1: Параметры используемых параметризаций Скирма для нуклон-нуклонного взаимодействия. Коэффициенты  $t_0$  (МэВ фм<sup>3</sup>),  $t_{1,2}$  (МэВ фм<sup>5</sup>),  $t_3$  (МэВ фм<sup>3+3 $\alpha$</sup> ) и безразмерные коэффициенты  $x_i$ ,  $\alpha$ .

	Sly230a [11]	Sly4 [12]	SkM* [13]	SkI3 [14]	SkO [14]	SkX [15]
$t_0$	-2490.23	-2488.91	-2645.00	-1762.9	-2103.7	-1445.3
$t_1$	489.53	486.82	410.00	561.6	303.4	246.9
$t_2$	-566.59	-546.39	-135.00	-227.1	791.7	-131.8
$t_3$	13803.0	13777.0	15595.00	8106	13553	12103.9
$x_0$	1.1318	0.834	0.09	0.31	-0.21	0.34
$x_1$	-0.8426	-0.344	0.00	-1.17	-2.81	0.58
$x_2$	-1.0	-1.000	0.00	-1.09	-1.46	0.127
$x_3$	1.9219	1.354	0.00	1.29	-0.43	0.03
$\alpha$	1/6	1/6	1/6	1/4	1/4	1/2

На рисунке 4 показана зависимость массы нейтронной звезды от ее радиуса, а также отмечены ограничения, по которым будет проводиться отбор уравнений состояния:  $2M_{\odot}$  для отбора по максимальной предсказываемой массе и  $1.4M_{\odot}$  для отбора по коэффициенту приливной деформируемости (ограничения (1.5) и (1.6) накладываются на звезды с массой  $1.4M_{\odot}$ ). Как можно видеть, ограничению по максимальной массе не соответствуют две параметризации: SkX и SkM\*. Это уже позволяет провести отбор среди рассматриваемых уравнений состояния.

На рисунке 5 представлена зависимость коэффициента приливной

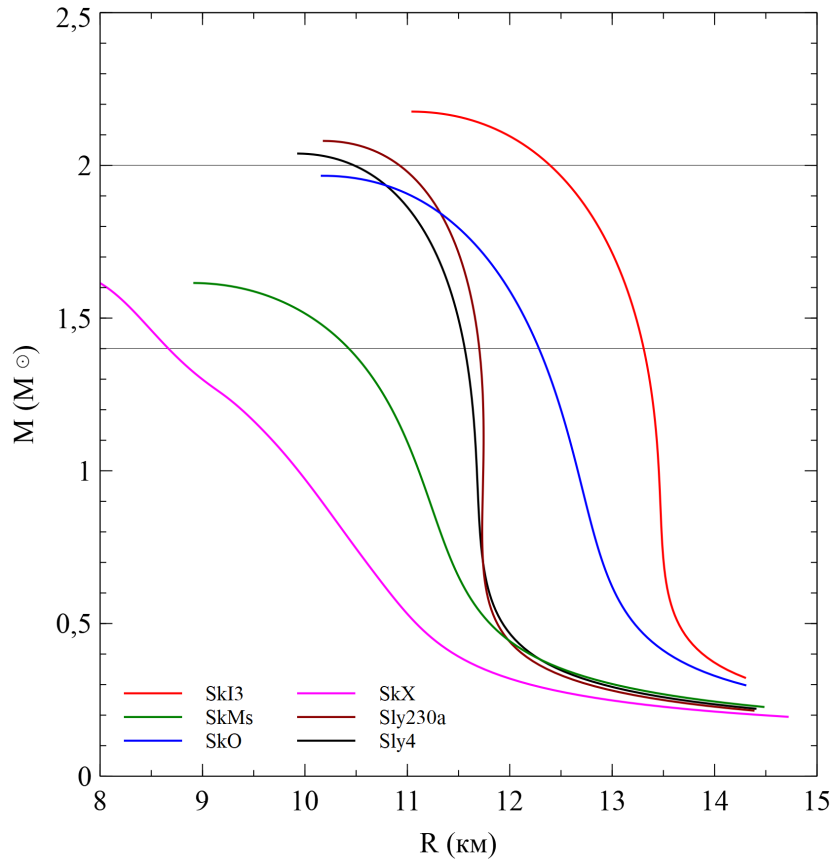


Рис. 4: Зависимость массы нейтронной звезды от радиуса для различных параметризаций нуклон-нуклонных сил.

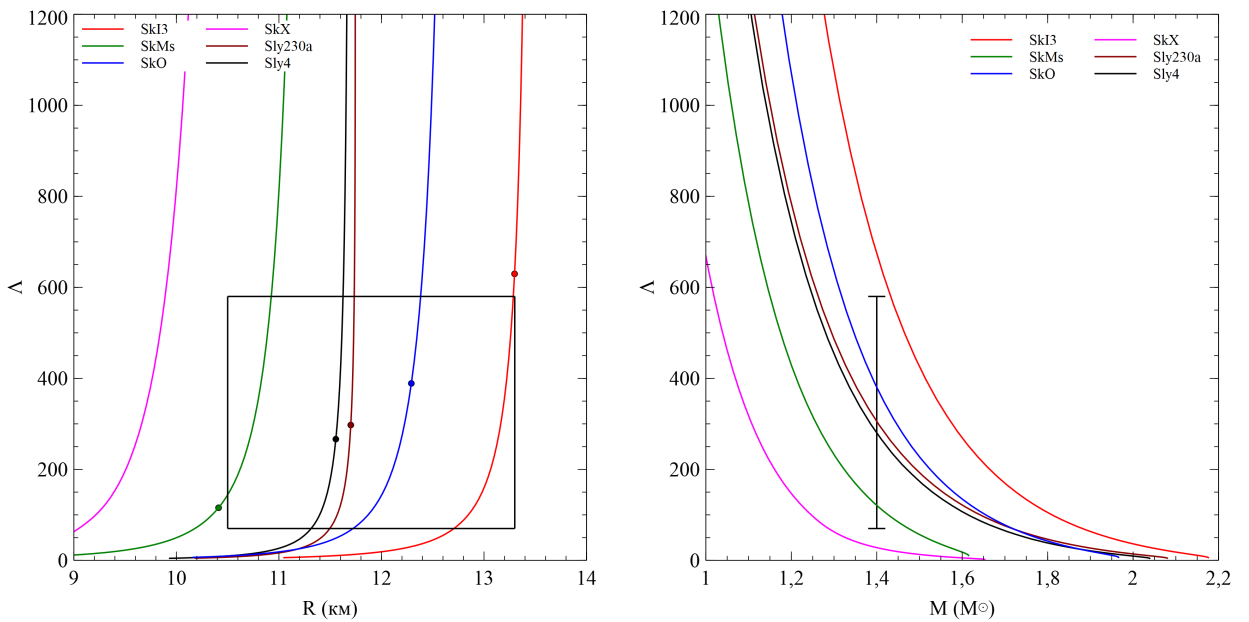


Рис. 5: Зависимость коэффициента приливной деформируемости нейтронной звезды от радиуса (а) и массы (б) для различных параметризаций нуклон-нуклонных сил.



деформируемости от радиуса и массы соответственно, а также нанесены ранее обсуждавшиеся экспериментальные ограничения:

$$\Lambda = 70 - 580$$

$$R = 10.5 - 13.3 \text{ км}$$

для звезд массой  $1.4M_{\odot}$ . Для рисунка 5(б) они представляют интервал через который должна пройти кривая, а для рисунка 5(а) — область в которую должна попасть точка кривой, соответствующая звезде массой  $1.4M_{\odot}$ .

Отбор по коэффициенту приливной деформируемости дает отличные от отбора по максимальной массе результаты. Так параметризация SkI3, дающая наибольшую массу из всех рассматриваемых уравнений состояния, не соответствует критериям отбора, и в то же время SkO, давшая массу меньше чем  $2M_{\odot}$ , отлично удовлетворяет ограничениям. Параметризации Sly4 и Sly230a также проходят отбор по коэффициенту приливной деформируемости, что делает их лучшими из рассматриваемых.

Основные из обсуждаемых выше характеристик нейтронных звезд собраны в таблице 2.

Таблица 2: Характеристики нейтронных звезд для различных параметризаций Скирма. Для нейтронной звезды с массой  $1.4M_{\odot}$  приведены радиус  $R_{1.4}$  (км) и коэффициент приливной деформируемости  $\Lambda_{1.4}$ , указаны максимальная предсказываемая масса нейтронной звезды  $M_{max}(M_{\odot})$  и радиус при котором эта масса достигается  $R_{max}$  (км).

Skyrme	$R_{1.4}$	$\Lambda_{1.4}$	$M_{max}$	$R_{max}$
SkI3	13.3	708	2.18	11.0
SkM*	10.4	116	1.61	8.9
SkO	12.3	389	1.97	10.2
SkX	8.7	27	1.65	7.6
Sly4	11.6	266	2.04	9.9
Sly230a	11.7	297	2.08	10.1

Для исследования влияния введения в рассмотрение  $\Lambda$ -гиперонов на уравнения состояния и предсказываемые ими параметры, а, значит,

и результаты отбора, выберем две параметризации, удовлетворяющие условию максимальной массы, одна из которых соответствует ограничениям по коэффициенту приливной деформируемости, а вторая - нет. Это SkI3, дающая наибольшую массу, и Sly230a, прошедшая оба отбора.

### 3.2. Материя с учетом $\Lambda$ -гиперонов

Для учета наличия гиперонов в нейтронной звезде будем использовать параметризации Скирма для  $\Lambda N$  (параметры взаимодействий приведены в таблицах 3 и 4) и  $\Lambda\Lambda$  (таблица 5) взаимодействий. Для SLL4s приведенные параметры связаны со стандартными как

$$a_0 = u_0(1 + y_0/2) \quad (3.1)$$

$$a_1 = (u_1 + u_2)/4 \quad (3.2)$$

$$a_2 = (3u_1 - u_2)/8 \quad (3.3)$$

$$a_3 = u_3/4. \quad (3.4)$$

Таблица 3: Параметры используемых взаимодействий Скирма для нуклон-гиперонного взаимодействия. Коэффициенты  $u_0$  (МэВ фм<sup>3</sup>),  $u_{1,2}$  (МэВ фм<sup>5</sup>),  $u_3$  (МэВ фм<sup>3+3 $\gamma$</sup> ) и безразмерные коэффициенты  $y_i$ ,  $\gamma$ .

Skyrme	$u_0$	$y_0$	$u_1$	$u_2$	$u_3$	$y_3$	$\gamma$
LYI [16]	-476.0	-0.0452	42.0	23.0	1514.1	-0.280	1/3
YBZ6 [18]	-372.2	-0.107	100.4	79.60	2000	0	1/3

Таблица 4: Параметры для параметризации SLL4s [17]

$a_0$	$a_1$	$a_2$	$a_3$	$\gamma$
-326.0	20.50	20.75	705.0	1

Для параметризаций SkI3 и Sly230a построены зависимости с учетом  $\Lambda N$  и  $\Lambda\Lambda$  взаимодействий. На рисунке 6 показана зависимость массы НЗ от радиуса для различных параметризаций  $\Lambda N$  и  $\Lambda\Lambda$  сил

Таблица 5: Параметры используемых параметризаций Скирма для  $\Lambda\Lambda$  взаимодействия. Коэффициенты  $\lambda_0$  (МэВ фм<sup>3</sup>),  $\lambda_2$  (МэВ фм<sup>5</sup>).

	$S\Lambda\Lambda1s$ [19]	$S\Lambda\Lambda2$ [20]	$S\Lambda\Lambda3s$ [19]
$\lambda_0$	-37.9	-437.7	-156.4
$\lambda_1$	14.1	240.7	347.2

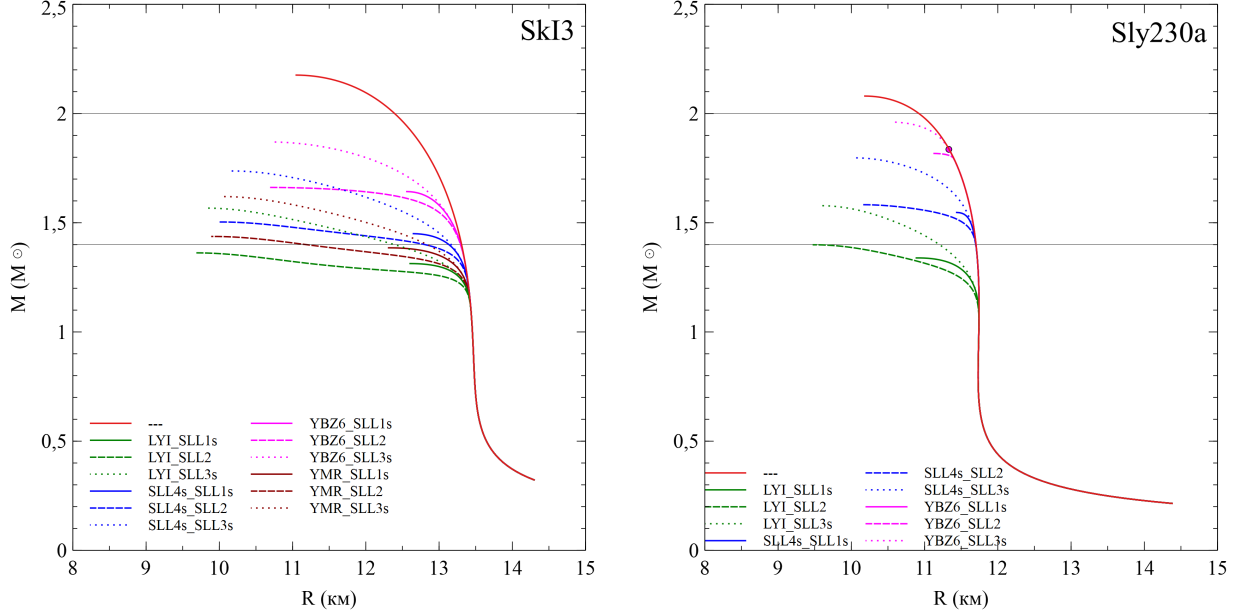


Рис. 6: Зависимость массы нейтронной звезды от радиуса для параметризаций SkI3(а) и Sly230a(б) с различными параметризациями  $\Lambda N$  и  $\Lambda\Lambda$  сил.

и отмечены массы в  $2M_{\odot}$  (используется для отбора по максимальной массе)  $1.4M_{\odot}$  (используется для отбора по приливной деформируемости), на рисунке 6(б) точкой отмечен конец кривой для параметризации  $\Lambda N$  взаимодействия YBZ6 и  $\Lambda\Lambda$  сил SLL1s, визуально неотличимой от остальных. Можно видеть, что в целом введение в рассмотрение  $\Lambda$  гиперонов смягчает исходное уравнение состояния, что выражается в понижении предсказываемой максимальной массы нейтронной звезды. Это так называемый hyperon puzzle, заключающийся в том, что с одной стороны, при высоких плотностях должны появляться гипероны, а с другой стороны, их присутствие приводит к тому, что расчетная максимальная масса звезды несовместима с измеренными массами нейтронных звезд [21]. Таким образом, даже для параметризации SkI3, предсказывавшей

наибольшую массу нейтронной звезды в случае чисто нуклонной материи, все получившиеся с учетом появления  $\Lambda$ -гиперонов уравнения состояния дают максимальную массу меньше, чем  $2M_{\odot}$ , а некоторые даже меньше, чем  $1.4M_{\odot}$  (комбинации параметризаций  $\Lambda N$  и  $\Lambda\Lambda$  сил YMR и SLL1s, LYI и SLL1s, LYI и SLL2), из-за чего они автоматически выбывают из отбора по коэффициенту приливной деформируемости. Однако стоит отметить, что параметризация  $\Lambda\Lambda$  взаимодействия SLL3s ужесточает уравнение состояния по сравнению с другими  $\Lambda\Lambda$  параметризациями, что позволяет для комбинации YBZ6\_SLL3s приблизиться к искомой массе в  $2M_{\odot}$ , а для Sly230a (рисунок 6 (б)) даже практически достичь ее. Так же в целом параметризации в комбинации с Sly230a дают большую максимальную массу по сравнению с комбинациями с SkI3, несмотря на то, что изначально для нуклонной материи SkI3 дает большую массу. Это связано, в частности, с тем, что гипероны в случае с Sly230a появляются позже, чем в случае с SkI3.

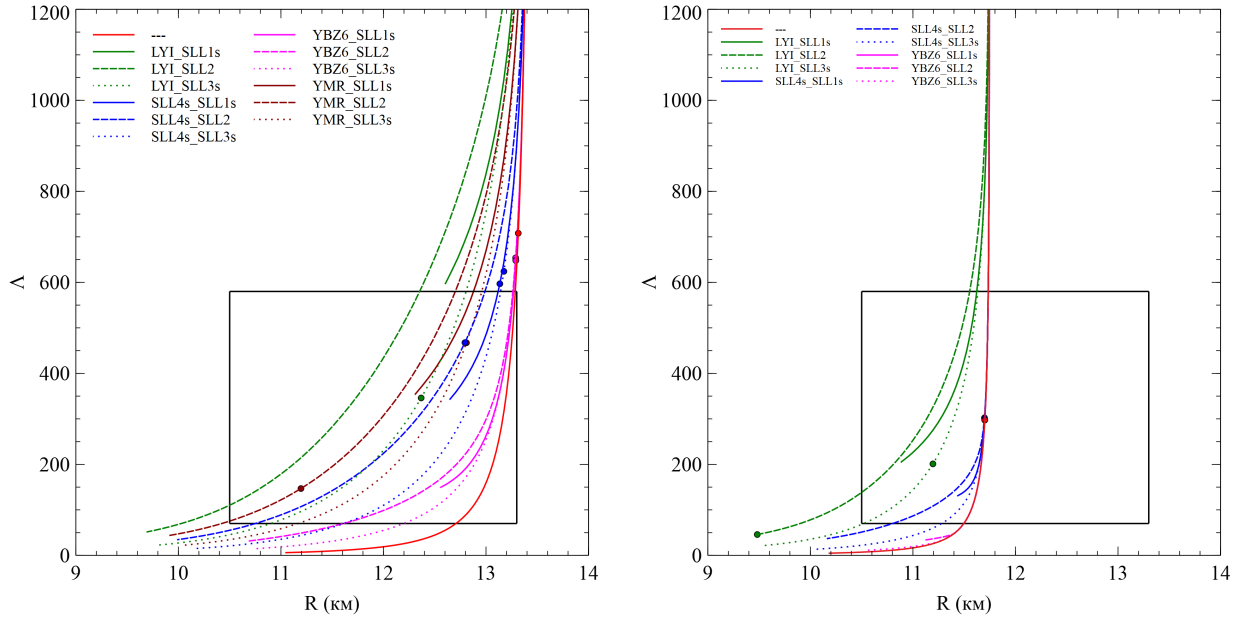


Рис. 7: Зависимость коэффициента приливной деформируемости нейтронной звезды от радиуса для параметризаций SkI3(a) и Sly230a(б) с различными параметризациями  $\Lambda N$  и  $\Lambda\Lambda$  сил.

На рисунках 7 и 8 показана зависимость коэффициента приливной деформируемости от радиуса и массы НЗ соответственно, а также нанесены экспериментальные ограничения. Введение гиперонов позволило

некоторым комбинациям параметризаций  $\Lambda N$  и  $\Lambda\Lambda$  сил (LYI\_S $\Lambda\Lambda$ 3s, SLL4s\_S $\Lambda\Lambda$ 2, YMR\_S $\Lambda\Lambda$ 2) с NN взаимодействием SkI3, изначально не прошедшим отбор, удовлетворить экспериментальным ограничениям на величину приливной деформируемости  $\Lambda$ , и наоборот, комбинации LYI\_S $\Lambda\Lambda$ 1s, LYI\_S $\Lambda\Lambda$ 2s с Sly230a, удовлетворявшей накладываемым ограничениям по  $\Lambda$  в случае нуклонной материи, не проходят отбор.

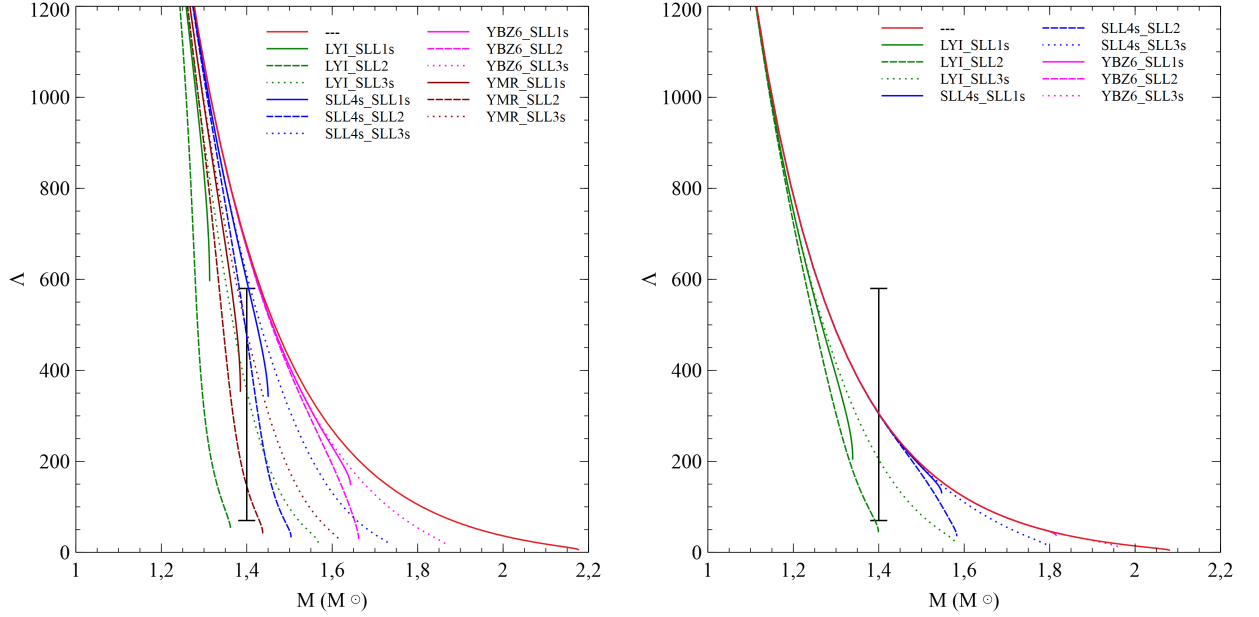


Рис. 8: Зависимость коэффициента приливной деформируемости нейтронной звезды от массы для параметризаций SkI3(a) и Sly230a(б) с различными параметризациями  $\Lambda N$  и  $\Lambda\Lambda$  сил.

Также стоит отметить, что для нуклон-нуклонных сил SkI3, комбинации параметризаций гиперон-нуклонных и гиперон-гиперонных взаимодействий, лучше всего удовлетворяющие условиям по коэффициенту приливной деформируемости, хуже всех соответствуют ограничениям по максимальной массе (ниже них лежат только параметризации, дающие максимальную массу меньше  $1.4M_{\odot}$ , а, значит, изначально в отборе не участвующие). Для комбинаций с Sly230a ситуация отличается - почти все комбинации параметризаций  $\Lambda N$  и  $\Lambda\Lambda$  сил проходят отбор, в том числе и комбинация YBZ6\_S $\Lambda\Lambda$ 3s, дающая максимальную массу нейтронной звезды близкую к  $2M_{\odot}$ , что делает ее лучшей из рассматриваемых.

Таблица 6: Характеристики нейтронных звезд для различных параметризаций  $\Lambda N$  и  $\Lambda\Lambda$  сил для выбранных параметризаций NN взаимодействия. Для нейтронной звезды с массой  $1.4M_{\odot}$  приведены радиус  $R_{1.4}$  (км) и коэффициент приливной деформируемости  $\Lambda_{1.4}$ , указаны предсказываемая максимальная масса нейтронной звезды  $M_{max}(M_{\odot})$  и радиус при котором эта масса достигается  $R_{max}$  (км).

$\Lambda N$	$\Lambda\Lambda$	SkI3				Sly230a			
		$R_{1.4}$	$\Lambda_{1.4}$	$M_{max}$	$R_{max}$	$R_{1.4}$	$\Lambda_{1.4}$	$M_{max}$	$R_{max}$
LYI	S $\Lambda\Lambda$ 1s	-	-	1.31	12.6	-	-	1.34	10.9
LYI	S $\Lambda\Lambda$ 2	-	-	1.36	9.7	9.5	46	1.40	9.5
LYI	S $\Lambda\Lambda$ 3s	12.4	346	1.58	9.8	11.2	201	1.58	9.6
SLL4s	S $\Lambda\Lambda$ 1s	13.1	597	1.45	12.6	11.7	300	1.55	11.4
SLL4s	S $\Lambda\Lambda$ 2	12.8	468	1.50	10.0	11.7	302	1.58	10.2
SLL4s	S $\Lambda\Lambda$ 3s	13.1	624	1.74	10.2	11.7	301	1.80	10.0
YBZ6	S $\Lambda\Lambda$ 1s	13.3	648	1.64	12.6	11.7	297	1.84	11.3
YBZ6	S $\Lambda\Lambda$ 2	13.3	654	1.66	10.7	11.7	297	1.82	11.1
YBZ6	S $\Lambda\Lambda$ 3s	13.3	649	1.87	10.7	11.7	297	1.96	10.5

Основные обсуждаемые характеристики нейтронных звезд с учетом наличия гиперонов продемонстрированы в таблице 6.

## ВЫВОДЫ

1) В подходе с использованием взаимодействия Скирма исследована зависимость характеристик нейтронных звезд от выбора параметризаций нуклон-нуклонных и гиперонных взаимодействий.

2) Благодаря появлению экспериментальной оценки величины приливной деформируемости повысилась селективность по отношению к уравнениям состояния материи нейтронных звезд, определяющимися гиперонными взаимодействиями. Из набора рассматриваемых уравнений состояния выделены две несовпадающие группы, удовлетворяющие ограничениям по массе НЗ и ограничениям по коэффициенту приливной деформируемости, соответственно.

3) Для материи НЗ с учетом вклада  $\Lambda$ -гиперонов найдена комбинация параметризаций нуклонных и гиперонных взаимодействий принадлежащая обоим группам (Sly230a\_YBZ6\_S $\Lambda\Lambda$ 3s) удовлетворяющая ограничениям по приливной деформируемости и дающая максимальную массу нейтронной звезды близкую к  $2M_{\odot}$ . Данный результат нельзя считать решением hyperon puzzle из-за несовершенства модели (рассмотрен вклад только  $\Lambda$ -гиперонов, описание  $\Lambda\Lambda$  взаимодействия основано на скудных экспериментальных данных), но можно считать гипотетическим направлением поиска решения: использование NN взаимодействий, удовлетворяющих ограничению по приливной деформируемости, и таких, что гипероны возникают лишь при сравнительно больших плотностях.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Ландау Л.Д., Собрание трудов, в 2 т. Т. 1./Под ред. Е.М. Лифшица - М.:ФИЗМАТЛИТ, 2008. С. 103.
2. F. Özel, P. Feryal Masses, Radii, and the Equation of State of Neutron Stars // *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 54 401-440 (2016)
3. Luca Baiotti // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 109, 103714 (2019)
4. B. Abbott et al. (LIGO Scientific and Virgo Collaboration) // *Phys. Rev. Lett.* 119, 161101 (2017)
5. B. Abbott et al. (LIGO Scientific and Virgo Collaboration) // *Phys. Rev. Lett.* 121, 161101 (2018)
6. B. Abbott et al. (LIGO Scientific and Virgo Collaboration) // *Phys. Rev. X* 9(1), 011001 (2019)
7. L. Mornas // *Eur. Phys. J. A* 24, 293–312 (2005)
8. Шапиро С. Л., Тьюколски С. А. Чёрные дыры, белые карлики и нейтронные звёзды / Пер. с англ. под ред. Я. А. Смородинского. — М.: Мир, 1985. — Т. 1–2.
9. P.G. Krastev and Bao-An Li // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 46, 074001 (2019).
10. Tuhin Malik et al. // *Phys. Rev. C* 98, 035804 (2018)
11. E. Chabanat et al // *Nucl. Phys. A* 627, 710-746 (1997)
12. E. Chabanat et al // *Nucl. Phys. A* 635, 231-256 (1998)
13. J. Bartel et al // *Nucl. Phys. A* 386, 79 (1982)



14. J. Rikovska Stone et al. // Phys. Rev. C 68, 034324 (2003)
15. B. A. Brown // Phys. Rev. C 58, 220 (1998).
16. D. E. Lanskoy, Y. Yamamoto // Phys. Rev. C 55, 2330 (1997)
17. H.-J. Schulze, E. Hiyama // Phys. Rev. C 90, 047301 (2014)
18. Y. Yamamoto, H. Bando, J. Zofka // Prog. Theor. Phys. 80(5), 757 (1988)
19. F. Minato, S. Chiba // Nucl. Phys. A 856, 55-67 (2011)
20. D. E. Lanskoy // Phys. Rev. C 58(6), 3351 (1998)
21. A. Gal, E. V. Hungerford, D. J. Millener // Rev. Mod. Phys. 88, 035004 (2016)