

МАТЕРИЯ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД И БАРИОННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

© 2019 г. Л. Т. Имашева¹⁾, Д. Е. Ланской¹⁾, Т. Ю. Третьякова²⁾*

Поступила в редакцию 25.12.2018 г.; после доработки 25.12.2018 г.; принята к публикации 25.12.2018 г.

Характеристики материи нейтронных звезд до точки появления гиперонов рассчитаны с использованием потенциалов Скирма. Проанализированы условия появления Λ -гиперонов в материи и значения плотности в точке их возникновения для различных параметризаций нуклон-нуклонных и гиперон-нуклонных взаимодействий. Рассмотрена зависимость результатов от величины сил, зависящих от плотности, степени нелокальности, поведения энергии симметрии и несжимаемости ядерной материи.

DOI: 10.1134/S0044002719030097

1. ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о наличии гиперонов во внутренних областях нейтронных звезд (НЗ), обсуждаемый со времен работ [1, 2], приобрел особую актуальность после обнаружения [3–5] массивных (с массой около двух солнечных) НЗ. Известно, что появление гиперонов смягчает уравнение состояния материи НЗ. Мягкие уравнения состояния приводят к тому, что вещество тяжелой НЗ оказывается не в состоянии противостоять гравитационному сжатию. В результате максимальная масса НЗ для мягких уравнений состояния оказывается существенно меньше двух масс Солнца. В ряде теоретических работ были предложены различные пути устранения этого противоречия (например, [6–8]), однако общепринятого объяснения оно до сих пор не получило.

Исследования данного вопроса привели к осознанию значительных неопределенностей в расчете уравнения состояния материи НЗ. Во-первых, основной объем наших знаний о нуклонных системах получен из свойств атомных ядер — систем с центральной плотностью, не превышающей $\rho_0 \sim 0.17 \text{ фм}^{-3}$, близких к изоспиново-симметричным (N/Z не более 1.5). В теории НЗ приходится рассматривать материю с плотностью в несколько ρ_0 и числом нейтронов N , превосходящим число протонов Z во много раз. Одной из важнейших для материи НЗ характеристик является несжимаемость, однако до настоящего времени она не может быть

надежно определена даже для симметричных, а тем более для сильно нейтроноизбыточных систем. По-видимому, еще более важной характеристикой является энергия симметрии ядерной материи, значение которой достаточно хорошо известно при плотностях $\rho \sim \rho_0$. Поведение энергии симметрии при более высоких значениях плотности, вызывающее в последнее время значительный интерес не только в связи с проблематикой НЗ, но и с физикой столкновений релятивистских ядер, не установлено даже качественно [9].

Дальнейшие неопределенности связаны с включением гиперонов. Основным источником информации о гиперонных взаимодействиях являются данные о гиперядрах. К настоящему времени определена с хорошей точностью энергия связи Λ -гиперона в ядерной материи (28–30 МэВ), имеются, хотя и гораздо менее точные, данные, относящиеся к Σ - и Ξ -гиперонам [10]. В частности, эксперимент [11] указывает на Σ -ядерное отталкивание, что поставило под сомнение появление Σ -гиперонов в НЗ, считавшееся очевидным, например, в работе [12]. Отсутствие Σ -гиперонов способствует возникновению уже при не слишком больших плотностях более тяжелых Ξ -гиперонов. Однако все эти данные также относятся к $\rho \sim \rho_0$, а их экстраполяция в область более высоких плотностей нетривиальна.

Вопрос о роли энергии симметрии ядерной материи был по-новому поставлен в работе [13]. Авторы использовали большое количество различных параметризаций скирмовского типа уравнения состояния ядерной (нестранной) материи, уделяя особое внимание зависимости энергии симметрии от плотности, предсказываемой этими параметризациями. Некоторые параметризации дают монотонный рост энергии симметрии с плотностью, в

¹⁾Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, физический факультет, Россия.

²⁾Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Россия.

*E-mail: tretyakova@sinp.msu.ru

других же энергия симметрии достигает максимума при некотором значении $\rho > \rho_0$, а затем начинает убывать. Было показано, что в первом случае доли протонов и нейтронов в материи НЗ постепенно приближаются друг к другу в согласии с большим количеством предшествующих работ, но во втором случае протоны могут исчезнуть при больших плотностях, и материя становится чисто нейтронной.

В той же работе указано, что немонотонное поведение энергии симметрии (наличие максимума) может препятствовать появлению гиперонов, однако гиперон-нуклонное взаимодействие здесь не учитывалось вообще, принималась во внимание лишь масса Λ -гиперона.

Отметим, что немонотонное поведение энергии симметрии в последнее время находит некоторые подтверждения в анализе столкновений тяжелых ионов [9], хотя окончательные выводы здесь еще не сделаны.

В настоящей работе рассмотрены условия появления Λ -гиперонов в материи НЗ и их взаимосвязь с ядерным уравнением состояния. В отличие от работы [13] здесь в полном объеме используется имеющаяся информация о Λ -ядерном взаимодействии и проанализированы его свойства, влияющие на условия появления гиперонов.

2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СКИРМА И ЕГО ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ

Для расчета уравнения состояния материи НЗ, как состоящей только из нуклонов и лептонов, так и включающей гипероны, чаще всего используется релятивистская теория среднего поля — достаточно простой и мощный метод, позволяющий при сравнительно небольшом количестве свободных параметров описать многокомпонентные барионные системы. В настоящей работе мы применяем нерелятивистский подход, основанный на потенциалах Скирма, который также неоднократно использовался в исследованиях НЗ (например, [13–15]).

Метод, использующий скирмовский потенциал, имеет ряд недостатков по сравнению с релятивистскими теориями. Во-первых, при больших плотностях нерелятивистский подход приводит к нарушению причинности (superluminality). Во-вторых, для многокомпонентной системы он требует введения значительного числа параметров, многие из которых в настоящее время трудно определить феноменологически.

Однако для наших целей гибкость скирмовской параметризации взаимодействия в нуклонной материи оказывается наиболее существенной. Известно, что Λ -гипероны в большинстве расчетов возникают при сравнительно небольших, $(2-3)\rho_0$, плотностях, где релятивистские эффекты еще

не очень значительны. Поскольку мы исследуем лишь условия возникновения Λ -гиперонов, область больших плотностей нами не рассматривается. Мы также не рассматриваем другие (Σ и Ξ) гипероны, поэтому можем опираться на хорошо установленные свойства Λ -ядерного взаимодействия, параметризации которого имеют надежную феноменологическую основу.

Важным обстоятельством является то, что различные скирмовские параметризации могут давать как монотонную, так и немонотонную зависимость энергии симметрии от плотности. Отметим, что релятивистская теория среднего поля в своей наиболее распространенной версии ($\sigma\omega\rho$ -модель) однозначно предсказывает для энергии симметрии монотонное поведение.

Общая форма эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия Скирма хорошо известна [16]. Мы используем наборы параметров SkI3 [17] и SLy230a [14], которые можно считать реалистичными, а в качестве крайних случаев рассматриваем параметризацию SV [18], не содержащую зависимость от плотности, и чисто локальное взаимодействие T5 [19]. Особое внимание мы уделяем параметризации SkX [20], которая, в отличие от остальных, предсказывает немонотонную зависимость энергии симметрии ядерной материи от плотности. Некоторые характеристики ядерной материи, рассчитанные с указанными параметризациями, представлены в табл. 1.

Явное выражение для уравнения состояния ядерной материи в подходе с использованием сил Скирма приведено, например, в работе [14]. На рис. 1 показано уравнение состояния ядерной материи, рассчитанное с использованием набора параметров SLy230a при различных значениях заселенности протонов $Y_p = Z/(N + Z)$. Минимумы этих кривых соответствуют состоянию насыщения.

Параметры гиперон-нуклонного взаимодействия Скирма удобно выбрать в виде [22]:

$$a_0 = t_0^\Lambda (1 + x_0/2), \quad a_1 = \frac{1}{4} (t_1^\Lambda + t_2^\Lambda), \quad (1)$$

$$a_2 = \frac{1}{8} (3t_1^\Lambda - t_2^\Lambda), \quad a_3 = \frac{1}{4} t_3^\Lambda (1 + x_3/2),$$

где t_0^Λ , x_0 , t_1^Λ , t_2^Λ , t_3^Λ , x_3 и α — стандартные параметры потенциала Скирма. Энергия связи Λ -гиперонов в нуклонной материи D_Λ , являющаяся асимптотикой энергии связи гиперона в ядре B_Λ при массовом числе $A \rightarrow \infty$, при нулевой плотности гиперонов является химическим потенциалом Λ -гиперона с обратным знаком:

$$D_\Lambda = -a_0 \rho_N - a_1 \tau_N - \frac{3}{2} a_3 \rho_N^{1+\alpha}. \quad (2)$$

В (2) ρ_N и τ_N — плотность нуклонов и их кинетическая энергия в ядре [16]. В табл. 2 приведены

Таблица 1. Свойства симметричной ядерной материи для использованных параметризаций NN -взаимодействий (вычислены при $\rho = \rho_0$, где ρ_0 — плотность насыщения, E/A — энергия на нуклон, a_s — энергия симметрии, K — несжимаемость, m^*/m — эффективная масса нуклона)

	ρ_0 , фм $^{-3}$	$E/A(\rho_0)$, МэВ	$a_s(\rho_0)$, МэВ	$K(\rho_0)$, МэВ	m^*/m
SV [18]	0.1551	-16.048	32.824	305.675	0.383
SkI3 [17]	0.1577	-15.980	34.833	258.179	0.577
SLy230a [14]	0.1600	-15.988	31.986	229.874	0.697
SkO [21]	0.1604	-15.835	31.970	223.326	0.896
T5 [19]	0.1640	-15.997	37.004	201.681	1.000
SkX [20]	0.1554	-16.051	31.098	271.045	0.993

значения параметров используемых в данной работе ΛN -взаимодействий и значения $D_\Lambda(\rho_0)$, где ρ_0 — плотность насыщения. Параметризации YMR [23], SLL4' [24] и LYI [25], дающие наилучшее согласие с экспериментальными данными по Λ -гиперядрам, могут рассматриваться как реалистические. Мы также использовали полученные ранее наборы параметров потенциала Скирма: SKSH1 [26], не включающие в себя зависимость взаимодействия от плотности, YBZ2 [27] — с наиболее сильной зависимостью от плотности и YBZ6 [27] — с особо сильной нелокальностью. Эти параметризации также вполне удовлетворительно описывают экспериментальные данные.

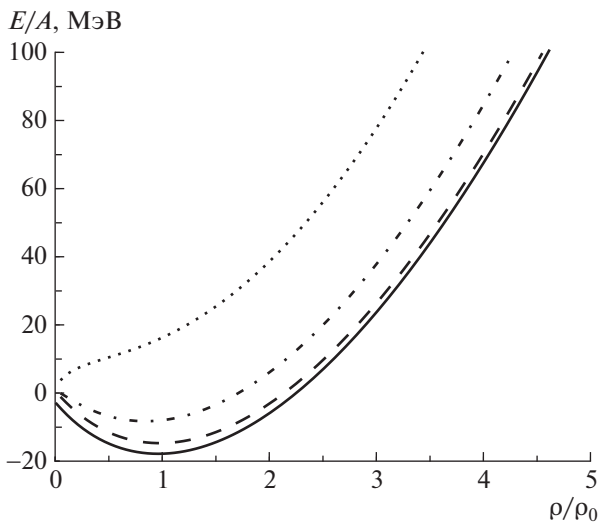


Рис. 1. Зависимость энергии на нуклон E/A ядерной материи от плотности ρ/ρ_0 для параметризации SLy230a при различных заселенностях протонов. Кривые: сплошная — заселенность $Y_p = 0.5$, штриховая — $Y_p = 0.4$, штрихпунктирная — $Y_p = 0.25$, точечная — $Y_p = 0$.

3. УСЛОВИЕ ПОЯВЛЕНИЯ ГИПЕРОНОВ

В рамках данного подхода можно рассчитать различные характеристики рассматриваемой системы как функции заселенности и плотности. В материи НЗ должны выполняться условия равновесия для химических потенциалов, что позволяет получить зависимость заселенности Y_p от плотности ρ из уравнений химического равновесия. Эти уравнения для материи, состоящей из нуклонов, электронов и мюонов имеют вид:

$$\begin{cases} \mu_n = \mu_p + \mu_e, \\ \mu_e = \mu_\mu, \end{cases} \quad (3)$$

где μ_i — химический потенциал частицы i . Для удобства мы определяем μ_i так, что химические потенциалы лептонов включают в себя энергию покоя, а барионов — не включают. На рис. 2 изображены примеры расчета химических потенциалов как функций плотности для параметризации SLy230a.

Введем D_Λ^{cr} как величину критической энергии гиперонов в нуклонной материи

$$D_\Lambda^{\text{cr}} = m_\Lambda - m_n - \mu_n(\rho). \quad (4)$$

Эта величина зависит только от свойств NN -взаимодействия. Гипероны появляются в материи, состоящей из нуклонов и лептонов, при плотности, для которой справедливо равенство

$$D_\Lambda^{\text{cr}} = D_\Lambda = -\mu_\Lambda. \quad (5)$$

На рис. 3 представлены зависимости $D_\Lambda^{\text{cr}}(\rho)$ (а) и энергии симметрии $a_s(\rho)$ (б) от плотности для различных параметризаций NN -взаимодействия. Заметна корреляция между этими двумя величинами — если энергия симметрии быстро растет с плотностью, то D_Λ^{cr} быстро уменьшается, и наоборот. В первом случае гипероны могут возникнуть раньше. Особого внимания заслуживает параметризация SkX, для которой поведение не только D_Λ^{cr} , но и энергия симметрии существенно отличается от других параметризаций.

Таблица 2. Параметры использованных ΛN -взаимодействий a_0, a_1, a_3, α и энергия Λ -гиперонов D_Λ в нуклонной материи при плотности насыщения ρ_0

	$a_0, \text{МэВ фм}^3$	$a_1, \text{МэВ фм}^5$	$a_3, \text{МэВ фм}^{3+3\alpha}$	α	$D_\Lambda(\rho_0), \text{МэВ}$
SKSH1 [26]	-176.5	2.075	0	-	27.5
YBZ2 [27]	-375.2	26.25	750	1	26.8
YBZ6 [27]	-352.3	45.00	500	1	29.4
YMR [23]	-1056	26.25	703	1/8	30.2
LYI [25]	-465.2	16.25	326	1/3	29.1
SLL4' [24]	-326.0	20.50	470	1	30.6

4. ТОЧКА ПОЯВЛЕНИЯ ГИПЕРОНОВ

На рис. 4 представлены зависимости D_Λ и D_Λ^{cr} от плотности для всех рассмотренных взаимодействий в нуклонной материи. Появление гиперонов происходит при плотности, соответствующей точке их пересечения. Порядок расположения графиков таков, что при переходе от рис. 4а к рис. 4е кривая D_Λ^{cr} сдвигается направо в область более высоких значений плотности. В случае первых двух NN -параметризаций, SV и SkI3, гипероны появляются уже при небольших плотностях для всех ΛN -взаимодействий. Для параметризаций SLy230a и SkO точка появления гиперонов лежит правее. Более того, для потенциала YBZ2 с сильной зависимостью от плотности кривые не пересекаются,

т.е. гипероны не возникают. Для потенциала T5 мы обнаружили уже два гиперон-нуклонных взаимодействия, для которых гипероны не появляются. Наконец, для потенциала SkX гипероны возникают в рассматриваемой области плотностей ядерной

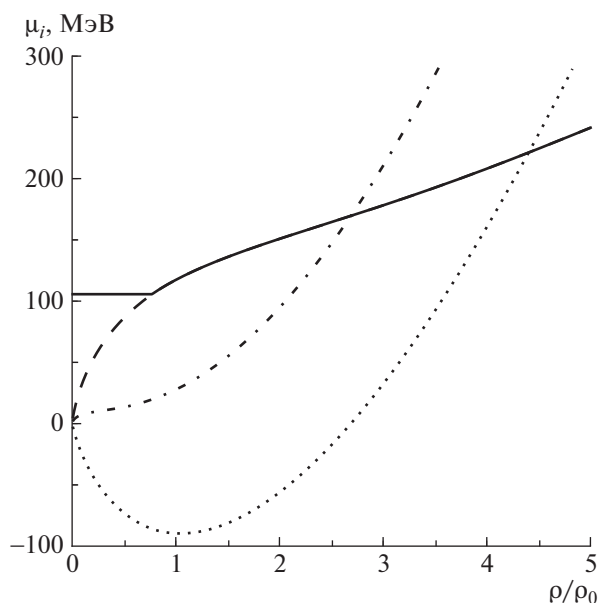


Рис. 2. Зависимость химического потенциала μ_i различных компонент материи от плотности ρ/ρ_0 для параметризации SLy230a при составе материи *прем*. Кривые: сплошная — химический потенциал мюонов μ_μ , штриховая — электронов μ_e , штрихпунктирная — нейтронов μ_n , точечная — протонов μ_p .

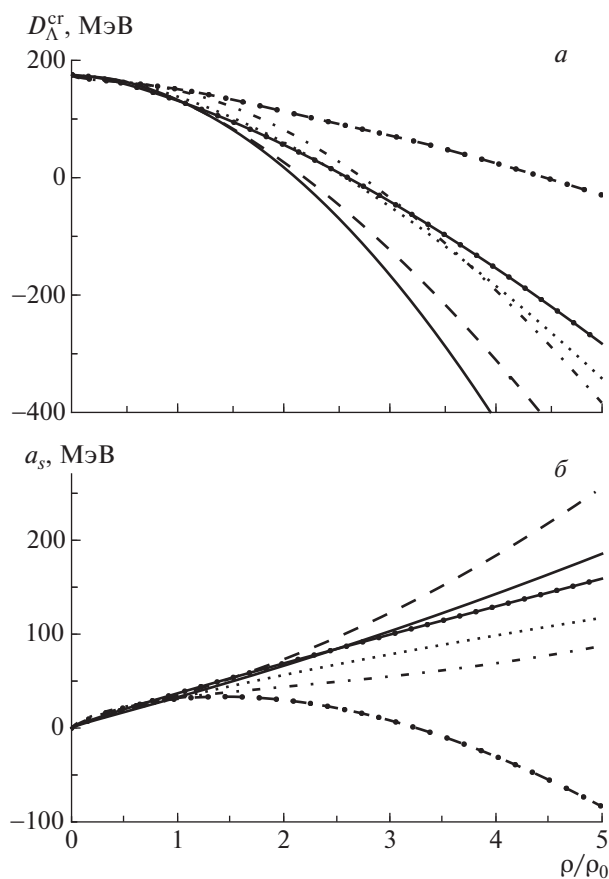


Рис. 3. Зависимость критического значения D_Λ^{cr} (а) и энергии симметрии a_s (б) от плотности ρ/ρ_0 для различных параметризаций NN -взаимодействия: сплошная кривая — параметризация SV, штриховая — SkI3, штрихпунктирная — SLy230a, точечная — SkO, сплошная с точками — T5, штриховая с точками — SkX.

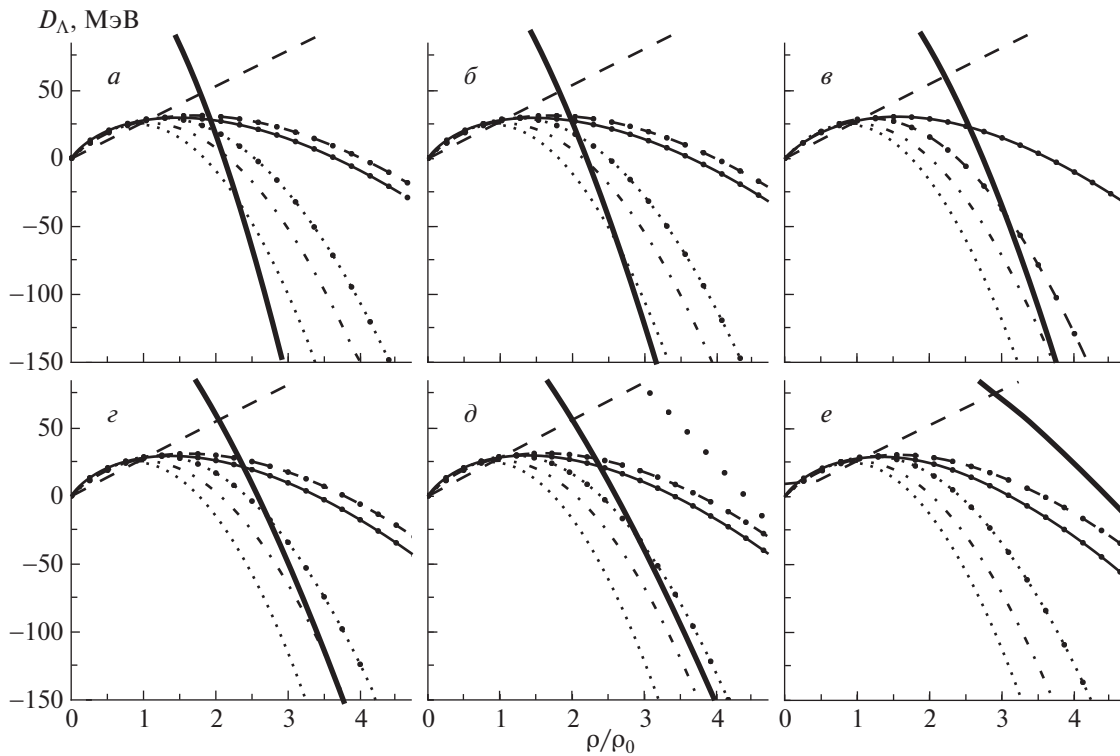


Рис. 4. Зависимости D_Λ и D_Λ^{cf} от плотности ρ/ρ_0 для всех используемых параметризаций NN -взаимодействия: SV (а), SkI3 (б), SLy230a (в), SkO (г), T5 (д), SkX (е). На всех панелях а–е изображены D_Λ^{cf} (сплошная жирная кривая) и энергии Λ -гиперонов D_Λ в нуклонной материи для различных параметризаций NN -взаимодействия: штриховая кривая — SKSH1, точечная — YBZ2, штрихпунктирная — YBZ6, сплошная с точками — YMR, штриховая с точками — LYI, точечная с жирными точками — SLL4.

материи, если только гиперон-нуклонное взаимодействие не зависит от плотности. В табл. 3 представлены значения плотности барионной материи в точке появления Λ -гиперонов при сочетании всех рассмотренных взаимодействий. Отметим, что при отсутствии зависимости от плотности либо в нуклон-нуклонном, либо в гиперон-нуклонном взаимодействии гипероны появляются всегда. В типичных случаях точка появления гиперонов лежит в диапазоне от $1.8\rho_0$ до $3.2\rho_0$, что соответству-

ет области применимости нашего подхода, хотя на рисунках для наглядности показан несколько более широкий интервал плотностей.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы проанализировали условия появления Λ -гиперонов в материи НЗ, обращая особое внимание на роль различных свойств как нуклон-нуклонного, так и гиперон-нуклонного взаимодействия. Появление гиперонов затруднено в случае сильной зависимости гиперон-нуклонного взаимодействия от плотности или его сильной нелокальности. Слабая зависимость нуклон-нуклонного и/или гиперон-нуклонного взаимодействия от плотности, наоборот, способствует появлению гиперонов при сравнительно малых плотностях. Немонотонность энергии симметрии ядерной материи как функции плотности — фактор, не благоприятствующий появлению гиперонов, однако при некоторых гиперон-нуклонных взаимодействиях они все же возникают. В то же время мы не обнаружили корреляции между точкой появления гиперонов и несжимаемостью ядерной материи.

Вопрос о том, присутствуют ли гипероны в материи нейтронных звезд, имеет большое значение

Таблица 3. Плотность ρ/ρ_0 появления Λ -гиперонов; столбцы соответствуют различным NN -параметризациям, строки — ΛN -взаимодействиям

	SV	SkI3	SLy230a	SkO	T5	SkX
SKSH1	1.8	1.8	2.2	2.0	2.0	2.9
YBZ2	2.2	2.5	—	—	—	—
YBZ6	2.0	2.1	3.6	3.2	—	—
YMR	1.9	2.0	2.6	2.4	2.4	—
LYI	1.9	2.0	2.6	2.3	2.3	6.5
SLL4'	2.0	2.1	3.0	2.7	2.9	—

с точки зрения факта существования массивных нейтронных звезд. Наша работа показывает, какие свойства взаимодействий необходимо установить более надежно для ответа на этот вопрос.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. B. A. Амбарцумян, Г. С. Саакян, *Астрон. журн.* **37**, 193 (1960).
2. A. G. W. Cameron, *Astrophys. J.* **130**, 884 (1959).
3. J. S. Clark, S. P. Goodwin, P. A. Crowther, L. Kaper, M. Fairbairn, N. Langer, and C. Brocksopp, *Astron. Astrophys.* **392**, 909 (2002).
4. P. C. C. Freire, S. M. Ransom, S. Bégin, I. H. Stairs, J. W. T. Hessels, L. H. Frey, and F. Camil, *Astrophys. J.* **675**, 670 (2008).
5. M. H. van Kerkwijk, R. Breton, and S. R. Kulkarni, *Astrophys. J.* **728**, 95 (2011).
6. S. Weissenborn, D. Chatterjee, and J. Schaffner-Bielich, *Phys. Rev. C* **85**, 065802 (2012).
7. Y. Yamamoto, T. Furumoto, N. Yasutake, and Th. A. Rijken, *Phys. Rev. C* **90**, 045805 (2014).
8. D. Lonardonì, A. Lovato, S. Gandolfi, and F. Pederiva, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 092301 (2015).
9. M. Baldo and G. F. Burgio, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **91**, 203 (2016).
10. A. Gal, E. V. Hungerford, and D. J. Millener, *Rev. Mod. Phys.* **88**, 035004 (2016).
11. P. K. Saha, H. Nuomi, D. Abe, S. Ajimura, K. Aoki, H. C. Bhang, K. Dobashi, T. Endo, Y. Fujii, T. Fukuda, H. C. Guo, O. Hashimoto, H. Hotchi, K. Imai, E. H. Kim, J. H. Kim, *et al.* *Phys. Rev. C* **70**, 044613 (2004).
12. N. K. Glendening, *Astrophys. J.* **293**, 470 (1985).
13. J. Rikowska Stone, J. C. Miller, R. Koncewicz, P. D. Stevenson, and M. R. Strayer, *Phys. Rev. C* **68**, 034324 (2003).
14. E. Chabanat, E. Bonche, E. Haensel, J. Meyer, and R. Shaeffer, *Nucl. Phys. A* **627**, 710 (1997).
15. Y. Lim, C. H. Hyun, K. Kwak, and C.-H. Lee, *Int. J. Mod. Phys. E* **24**, 1550100 (2015).
16. D. Vautherin and D. M. Brink, *Phys. Rev. C* **5**, 626 (1972).
17. P.-G. Reinhard and H. Flocard, *Nucl. Phys. A* **584**, 467 (1995).
18. M. Beiner, H. Flocard, N. van Giai, and P. Quenti, *Nucl. Phys. A* **238**, 29 (1975).
19. F. Tondeur, M. Brack, M. Farine, and J. M. Pearson, *Nucl. Phys. A* **420**, 297 (1984).
20. B. A. Brown, *Phys. Rev. C* **58**, 220 (1998).
21. P.-G. Reinhard, D. J. Dean, W. Nazarewicz, J. Dobaczewski, J. A. Maruhn, and M. R. Strayer, *Phys. Rev. C* **60**, 014316 (1999).
22. M. Rayet, *Nucl. Phys. A* **367**, 381 (1981).
23. Y. Yamamoto, T. Motoba, and Th. A. Rijken, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **185**, 72 (2010).
24. H.-J. Schulze and E. Hiyama, *Phys. Rev. C* **90**, 047301 (2014).
25. D. E. Lanskoj and Y. Yamamoto, *Phys. Rev. C* **55**, 2330 (1997).
26. F. Fernández, T. Lopez-Arias, and C. Prieto, *Z. Phys. A* **334**, 349 (1989).
27. Y. Yamamoto, H. Bando, and J. Zofka, *Prog. Theor. Phys.* **80**, 757 (1988).

NEUTRON STAR MATTER AND BARYONIC INTERACTIONS

L. T. Imasheva¹⁾, D. E. Lanskoj¹⁾, T. Yu. Tretyakova²⁾

¹⁾*Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Russia*

²⁾*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Russia*

Characteristics of neutron star matter up to the point of appearance of hyperons are calculated using the Skyrme potentials. The conditions for Λ -hyperon appearance in matter are considered, and the values of density at the point of hyperon appearance for different parametrizations of nucleon–nucleon and hyperon–nucleon interactions are calculated. The dependence of the results on the magnitude of the density-dependent forces, the non–locality degree, behavior of the symmetry energy and the incompressibility of nuclear matter is analyzed.