

## Появление гиперонов в материи нейтронных звёзд в подходе Скирма и в релятивистской теории среднего поля

С. А. Михеев<sup>1,2,\*</sup>, Д. Е. Ланской<sup>1</sup>, А. И. Насакин<sup>1,2</sup>, Т. Ю. Третьякова<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

<sup>2</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына,  
Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Поступила в редакцию 25.03.2026; подписана в печать 01.04.2026)

Важной характеристикой материи нейтронных звёзд является плотность, при которой становится энергетически выгодным образование гиперонов. В рамках двух теоретических подходов, нерелятивистской модели Скирма и релятивистской теории среднего поля, исследуется зависимость этой величины от характеристик гиперон-нуклонного взаимодействия. Показано, что плотность появления гиперонов сильно коррелирует со сжимающей способностью гиперон-нуклонного взаимодействия — величиной, характеризующей способность гиперона поляризовать (сжимать или расширять) нуклонный остов гиперядра.

PACS: 26.60.-c, 26.60.Kp, 13.75.Ev      УДК: 539.126.6

Ключевые слова: нейтронные звёзды, гиперонные взаимодействия.

### ВВЕДЕНИЕ

Исследование свойств барионных взаимодействий занимает важное место в ядерной физике. При этом на сегодняшний день гиперонные взаимодействия изучены заметно хуже, нежели нуклонные, ввиду меньшего количества экспериментальной информации. Поскольку материя нейтронных звёзд имеет плотность в несколько раз больше ядерной, но при этом может быть описана методами ядерной физики, эти объекты хорошо подходят для теоретического исследования свойств барионных взаимодействий.

Основными измеряемыми характеристиками нейтронных звёзд являются их массы и радиусы. Данные о радиусах в основном получены из спектроскопических измерений одиночных звёзд, тогда как массы наиболее точно измерены для двойных систем. Случаи, когда для одной и той же звезды определены и масса, и радиус, достаточно редки. С помощью телескопа NICER были получены, например, значения для одной из наиболее массивных нейтронных звёзд PSR J0740+6620 [1]:  $M = 2.072^{+0.067}_{-0.066} M_{\odot}$  ( $M_{\odot}$  — масса Солнца) и  $R = 12.39^{+1.30}_{-0.98}$  км, а также для изолированной звезды HESS J1731–3437 с малой массой  $M = 0.77^{+0.20}_{-0.17} M_{\odot}$  и  $R = 10.4^{+0.86}_{-0.78}$  км [2]. Помимо PSR J0740+6620 существуют и другие измерения, демонстрирующие, что масса нейтронной звезды может превосходить  $2M_{\odot}$ , к примеру, PSR J0952–0607 с массой  $M = 2.35 \pm 0.17 M_{\odot}$  [3] и PSR J0348+0432 с массой  $M = 2.01 \pm 0.04 M_{\odot}$  [4].

С массой нейтронных звёзд связана проблема под названием «hyperon puzzle», суть которой заключается

в следующем. В материи нейтронных звёзд при больших плотностях должны появляться гипероны. Однако их появление существенно смягчает уравнение состояния и уменьшает максимальную массу звезды, делая задачу воспроизведения наблюдательных данных весьма нетривиальной. Было предложено множество различных вариантов решения этой проблемы, таких как, например, существование кваркового ядра внутри звезды или зависимость вершинных констант взаимодействия от плотности (для обзора существующих методов решения см., например, [5, 6]). Однако ни один из этих вариантов не является общепринятым, и «hyperon puzzle» по сей день остаётся актуальной проблемой в физике нейтронных звёзд.

В свете вышесказанного интересно исследовать те характеристики, которые, с одной стороны, связаны с максимальной массой звезды, а с другой стороны, определяются свойствами гиперонного взаимодействия. В качестве такой характеристики мы рассматриваем плотность материи нейтронной звезды, при которой в ней появляются гипероны (далее плотность появления гиперонов). Эта величина, очевидно, должна сильно зависеть от свойств барионных взаимодействий. При этом, как было показано в работе [7], плотность появления гиперонов тесно взаимосвязана с максимальной массой нейтронной звезды: при определённом выборе нуклон-нуклонного взаимодействия гиперон-нуклонное взаимодействие с большей плотностью появления гиперонов соответствует большей максимальной массе звезды, поскольку эффект смягчения уравнения состояния, оказываемый гиперонами, становится меньше. В настоящей работе мы исследуем зависимость данной характеристики от свойств гиперонного взаимодействия, используя при этом две различные модели взаимодействия между частицами: модель, основанную на силах Скирма и релятивистскую теорию среднего поля.

\* mikheev.sa16@physics.msu.ru

## 1. СРАВНЕНИЕ ПОДХОДОВ

Подход с использованием сил Скирма представляет собой самосогласованную нерелятивистскую модель среднего поля, построенную с помощью  $\delta$ -сил. Помимо простых  $\delta$ -сил потенциал Скирма включает члены, зависящие от импульса, что позволяет эффективно учесть конечный радиус взаимодействия. Каждый тип взаимодействия между частицами ( $NN$ ,  $\Lambda N$ ,  $\Lambda\Lambda$  и т.д.) описывается с помощью отдельного потенциала, параметры которого подгоняются под экспериментальные данные о ядрах или гиперядрах, поэтому модель обладает большим количеством параметров. Потенциалы могут включать члены, описывающие взаимодействие в  $S$ - и  $P$ -волне, а также слагаемые, зависящие от плотности, которые описывают многочастичные эффекты.

В релятивистской теории среднего поля взаимодействие между барионами описывается через обмен мезонами. Модель включает в себя скалярное поле (обмен  $\sigma$ -мезоном), отвечающее за притяжение, и векторное поле ( $\omega$ -мезон), отвечающее за отталкивание. Через обмен  $\rho$ -мезоном описываются изоспиновые эффекты для барионов с ненулевым изоспином. Однопионный обмен запрещен законом сохранения четности в рамках приближения Хартри при нулевой температуре материи [8]. Зависимость от плотности обычно не присутствует в модели в явном виде, но лагранжиан модели может включать слагаемые с нелинейностью по скалярному полю, которые выполняют схожую роль. Количество параметров в релятивистской теории среднего поля пропорционально не числу типов взаимодействия, как в модели Скирма, а числу типов взаимодействующих барионов ( $N$ ,  $\Lambda$  и т.д.). Обе модели активно используются для описания как ядер и гиперядер, так и ядерной материи и материи нейтронных звезд.

В настоящей работе мы рассматриваем материю, состоящую из нуклонов, лептонов и  $\Lambda$ -гиперонов и находящуюся в состоянии химического равновесия (для определения химического равновесия см., например, [9]). В модели Скирма мы используем стандартные потенциалы  $NN$ -,  $\Lambda N$ - и  $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия, вид которых приведён в работах [7, 10–12]. В релятивистской теории среднего поля используется лагранжиан с нелинейностью по скалярному полю, приведённый в работе [9].

Условие появления гиперонов в материи нейтронной звезды можно записать следующим образом:

$$\mu_n + m_n = \mu_\Lambda + m_\Lambda, \quad (1)$$

где  $\mu_n, \mu_\Lambda$  — химические потенциалы, а  $m_n, m_\Lambda$  — массы нейтрона и  $\Lambda$ -гиперона. До появления гиперонов левая часть выражения (1) меньше правой. Плотность, при которой для нуклонной материи начинает выполняться равенство (1), и есть плотность появления гиперонов в материи.

В модели Скирма химический потенциал  $\Lambda$ -гиперона определяется параметрами  $\Lambda N$ -взаимодействия, подо-

бренными под гиперядерные данные. Различные наборы параметров дают различные плотности появления гиперонов. Отметим, что выбор  $NN$ -взаимодействия также влияет на плотность появления гиперонов, поскольку его параметры определяют химический потенциал нейтрона.

В теории релятивистского среднего поля взаимодействие для  $\Lambda$ -гиперона определяется фактически всего двумя параметрами:

$$\begin{aligned} x_\sigma &= g_{\sigma\Lambda\Lambda}/g_{\sigma NN}, \\ x_\omega &= g_{\omega\Lambda\Lambda}/g_{\omega NN}, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $g_{\sigma\Lambda\Lambda}$ ,  $g_{\sigma NN}$ ,  $g_{\omega\Lambda\Lambda}$  и  $g_{\omega NN}$  — вершинные константы взаимодействия барионов со скалярным ( $\sigma$ ) и векторным ( $\omega$ ) мезонными полями. Оба этих параметра входят в выражение для энергии связи  $\Lambda$ -гиперона в нуклонной материи:

$$D_\Lambda = x_\omega g_{\omega NN} \omega_0 - x_\sigma g_{\sigma NN} \sigma. \quad (3)$$

Поскольку значение  $D_\Lambda$  при нормальной ядерной плотности  $\rho_0$  хорошо известно из физики гиперядер ( $\approx 28$  МэВ) выражение (3) позволяет установить взаимосвязь между  $x_\sigma$  и  $x_\omega$  [13]. Варьируя значение  $x_\sigma$ , можно получить соответствующий набор значений  $x_\omega$  и рассчитать плотности появления гиперонов для каждого случая. Полученные таким образом параметры дают вполне приемлемое описание гиперядерных спектров [13].

Известны также наборы параметров, подогнанные непосредственно под гиперядерные данные [14–19]. Далее мы используем оба варианта получения параметров  $x_\sigma$  и  $x_\omega$  и рассматриваем, как они согласуются друг с другом.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ

Ранее в работе [20] нами было показано, что сильная корреляция наблюдается между плотностью появления гиперонов и сжимающей способностью гиперон-нуклонного взаимодействия. Последняя характеристика была введена в работе [21] и характеризует влияние гиперона на нуклонный остов гиперядра. Эта величина в симметричной ядерной материи определена следующим образом:

$$K_\Lambda(\rho_N) = 3\rho_N \frac{dD_\Lambda(\rho_N)}{d\rho_N}. \quad (4)$$

На рис. 1 изображена зависимость плотности появления гиперонов  $\rho_N^{(\Lambda)}$  от сжимающей способности гиперон-нуклонного взаимодействия, рассчитанной при плотности  $3\rho_0$ . Такой выбор обусловлен тем, что при схожих плотностях в материи нейтронных звезд появляются гипероны. Синим цветом на рис. 1 изображены точки, рассчитанные в подходе Скирма. Чёрным цветом — точки, рассчитанные в релятивистской

теории среднего поля, где параметр  $x_\sigma$  менялся произвольно, а параметр  $x_w$  рассчитывался из формулы (3). Точки, соединённые линиями, соответствуют одному и тому же  $NN$ -взаимодействию. Красные точки также соответствуют расчётам в релятивистской теории среднего поля, однако параметры  $x_\sigma$  и  $x_w$  в этом случае были получены в различных работах из данных о гиперядрах [14–19]. Можно видеть, что эти точки хорошо ложатся на кривую, для которой точки рассчитаны методом с варьированием  $x_\sigma$ , что говорит о релевантности обоих подходов.

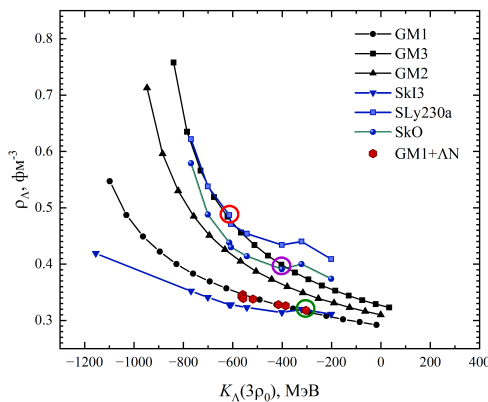


Рис. 1. Зависимость плотности появления гиперонов от сжимающей способности гиперон-нуклонного взаимодействия. В подходе Скирма (синие точки и линии) использованы нуклон-нуклонные взаимодействия SkI3, SLy230a, SkO из работ [22–24], в релятивистской модели среднего поля (чёрные точки и линии) — взаимодействия GM1, GM2, GM3 из работы [13]. Красные точки соответствуют нуклонному взаимодействию GM1 и гиперонным взаимодействиям из работ [14–19]. Цветными окружностями обозначены области, в которых значения, полученные в подходе Скирма и в релятивистской теории среднего поля, практически совпадают

Таким образом, как можно наблюдать на рис. 1, существует заметная корреляция между плотностью появления гиперонов и  $K_\Lambda(3\rho_0)$ . Отметим, что эта закономерность, равно как и аналогичная закономерность для плотности появления  $\Xi^-$ -гиперонов, уже отмечалась нами в работе [20] для потенциалов Скирма. Настоящая работа демонстрирует модельную независимость полученного результата, поскольку корреляция сохраняется как в модели Скирма, так и в релятивистской теории среднего поля.

Можно заметить, что некоторые точки, соответствующие расчётам в подходе Скирма, практически совпадают с точками, полученными в релятивистской теории среднего поля. На рис. 1 эти точки обведены цветными окружностями. Хотя такое совпадение и указывает на схожесть описания нуклон-нуклонного и гиперон-нуклонного взаимодействий в данных случаях, характеристики нейтронных звёзд для них могут заметно отличаться. В качестве примера рассмотрим

зависимость массы нейтронной звезды от радиуса для таких случаев, приведённую на рис. 2. Сплошные кривые соответствуют расчётам в релятивистской теории среднего поля, пунктирные — в подходе Скирма. Цвета кривых соответствуют окружностям на рис. 1.

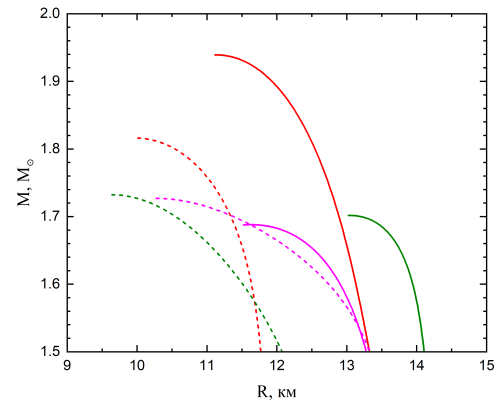


Рис. 2. Зависимость массы нейтронной звезды от радиуса для тех наборов параметров в модели Скирма (пунктир) и релятивистской теории среднего поля (сплошная линия), которые дают близкие значения для плотности появления гиперонов и  $K_\Lambda$ . Цвета кривых соответствуют цветам окружностей, отмеченных на рис. 1

Видно, что даже для тех наборов параметров, которые предсказывают схожие результаты для плотностей появления гиперонов, значения массы и радиуса могут значительно различаться. Это может определяться как различиями конкретных параметризаций, так и разностью подходов в целом. Так, например, в подходе Скирма, в отличие от релятивистской теории среднего поля, отдельно вводится потенциал для описания  $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия, который не влияет на плотность появления гиперонов, но заметно влияет на массу и радиус звезды.

И в том, и в другом подходе в рамках одного нуклон-нуклонного взаимодействия точки с большими значениями  $\rho_N^{(\Lambda)}$  и меньшими значениями  $K_\Lambda(3\rho_0)$ , как правило, соответствуют большей максимальной массе звезды. Важно отметить, что эта тенденция не распространяется на сравнение точек, рассчитанных для различных вариантов нуклон-нуклонного взаимодействия, поскольку его выбор также оказывает значительное влияние на характеристики звезды. Наиболее наглядно этот эффект проявляется в релятивистской теории среднего поля. На рис. 3 изображена кривая с рис. 1 (для  $NN$ -взаимодействия GM1) и зависимость массы от радиуса, рассчитанная для некоторых её точек.

Заметим, что для кривой под номером 3 на этом рисунке значение максимальной массы превышает две солнечных массы. Однако, как видно из левой части рис. 3, все точки, рассчитанные с использованием релялистических параметризаций, основанных на гиперя-

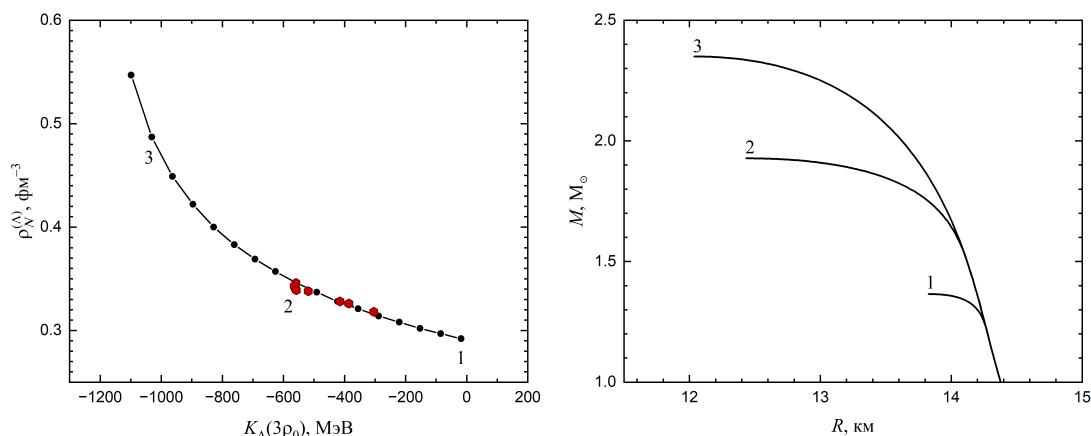


Рис. 3. Зависимость плотности появления гиперонов от сжимающей способности гиперон-нуклонного взаимодействия (слева) и массы нейтронной звезды от радиуса (справа). Нуклон-нуклонное взаимодействие — GM1. Цифрами обозначены точки на рисунке слева и кривые на рисунке справа, рассчитанные для одних и тех же наборов параметров

дерных данных (изображены красными точками), находятся сравнительно близко друг от друга. При этом в точке 3 результаты расчёта уже сильно отличаются от реалистических. В связи с этим не стоит рассматривать подобные параметризации в качестве решения «hyperon puzzle».

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Плотность, при которой в материи нейтронных звёзд появляются гипероны, может быть интересна для изучения взаимосвязи между характеристиками

нейтронных звёзд и свойствами гиперонных взаимодействий. В настоящей работе были рассмотрены корреляции между этой величиной и характеристиками гиперон-нуклонного взаимодействия. В подходе с использованием сил Скирма и в релятивистской теории среднего поля было показано, что плотность появления гиперонов хорошо коррелирует со сжимающей способностью гиперон-нуклонного взаимодействия  $K_\Lambda$ . Подтверждение этого результата в двух независимых подходах говорит о его физической природе.

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда № 24-22-00077.

- [1] Riley T.E., Watts A.L., Ray P.S. et al. // *Astrophys. J. Lett.* **918**. L27 (2021).
- [2] Doroshenko V., Suleimanov V., Puhhofer G., Santangelo A. // *Nature Astronomy*. **6**. 1444 (2021).
- [3] Romani R.W., Kandel D., Filippenko A.V. et al. // *Astrophys. J. Lett.* **934**. L17 (2022).
- [4] Antoniadis J., Freire P.C.C., Wex N. et al. // *Science*. **340**. 1233232 (2013).
- [5] Vidaña I. // *EPJ Web Conf.* **271**. 09001 (2022).
- [6] Sedrakian A., Li J.J., Weber F. // *Prog. Part. Nucl. Phys.* **131**. 104041 (2023).
- [7] Mikheev S., Lanskoj D., Nasakin A., Tretyakova T. // *Particles*. **6**. 847 (2023).
- [8] Serot B.D., Walecka J.D. // *Adv.Nucl.Phys.* **16**. 1 (1986).
- [9] Glendenning N.K. // *Astrophys. J.* **293**. 470 (1985).
- [10] Vautherin D., Brink D.M. // *Phys. Rev. C*. **5**. 626 (1972).
- [11] Rayet M. // *Nucl. Phys. A*. **367**. 381 (1981).
- [12] Lanskoj D.E. // *Phys. Rev. C*. **58**. 3351 (1998).
- [13] Glendenning N.K., Moszkowski S.A. // *Phys. Rev. Lett.* **67**. 2414 (1991).
- [14] Cohen J., Furnstahl R.J. // *Phys. Rev. C*. **35**. 2231 (1987).
- [15] Glendenning N.K., Von-Eiff D., Haft M. et al. // *Phys. Rev. C*. **48**. 889 (1993).
- [16] Mares J., Jennings B.K. // *Phys. Rev. C*. **49**. 2472 (1994).
- [17] Ma Zhong-yu, Speth J., Krewald S. et al. // *Nucl. Phys. A*. **608**. 305 (1996).
- [18] Lu B.N., Hiyama E., Sagawa H., Zhou S.-G. // *Phys. Rev. C*. **89**. 044307 (2014).
- [19] Tanimura Y. // *Phys. Rev. C*. **99**. 034324 (2019).
- [20] Насакин А.И., Ланской Д.Е., Михеев С.А., Третьякова Т.Ю. // *Физика элементарных частиц и атомного ядра*. **56**, 3. 1583 (2025).
- [21] Ланской Д.Е., Третьякова Т.Ю. // *Ядерная физика*. **49**. 401 (1989).
- [22] Reinhard P., Flocard H. // *Nucl. Phys. A*. **584**, 3. 467 (1995).
- [23] Chabanat E., Bonche P., Haensel P., Meyer J., Schaeffer R. // *Nucl. Phys. A*. **627**. 710 (1997).
- [24] Reinhard P.-G., Dean D.J., Nazarewicz W., Dobaczewski J., Maruhn J.A., Strayer M.R. // *Phys. Rev. C*. **60**. 014316 (1999).

## Hyperon appearance in neutron star matter within Skyrme approach and relativistic mean field theory

S. A. Mikheev<sup>1,2a</sup>, D. E. Lansko<sup>1</sup>, A. I. Nasakin<sup>1,2</sup>, T. Y. Tretyakova<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia*

<sup>2</sup>*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University  
Moscow 119991, Russia*

*E-mail: <sup>a</sup>semenmihey@gmail.com*

Density at which the appearance of hyperons becomes energetically favorable is an important property of neutron star matter. Within two theoretical approaches, namely the nonrelativistic Skyrme model and relativistic mean field theory, we study how this characteristic depends on the properties of the hyperon–nucleon interaction. We show that the density of hyperon appearance strongly correlates with the contracting power of the hyperon–nucleon interaction, a quantity that characterizes the ability of a hyperon to polarize (compress or expand) the nucleonic core of a hypernucleus.

PACS: 26.60.-c, 26.60.Kp, 13.75.Ev.

*Keywords:* neutron stars, hyperonic interactions.

*Received 25 March 2026.*

### Сведения об авторах

1. Михеев Семён Алексеевич — аспирант; тел.: (495) 939-56-31, e-mail: mikheev.sa16@physics.msu.ru.
2. Ланской Дмитрий Евгеньевич — канд. физ.-мат. наук, доцент физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова; тел.: (495) 939-56-31, e-mail: lansko@sinp.msu.ru.
3. Насакин Артур Игоревич — аспирант; тел.: (495) 939-56-31, e-mail: nasakin.ai18@physics.msu..
4. Третьякова Татьяна Юрьевна — канд. физ.-мат. наук, доцент физического факультета МГУ ; тел.: (495) 939-56-31, e-mail: tretyakova@sinp.msu.ru.