

НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ С МАКСИМАЛЬНОЙ МАССОЙ — КЛЮЧ К ФИЗИКЕ СВЕРХПЛОТНОГО ВЕЩЕСТВА

© 2023 г. Д. Д. Офенгейм^{1,2*}, П. С. Штернин², Ц. Пирани¹

¹Еврейский университет г. Иерусалима, Иерусалим, Израиль

²Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 18.09.2023 г.

После доработки 13.10.2023 г.; принята к публикации 20.10.2023 г.

Предложена универсальная аппроксимация уравнения состояния сверхплотного вещества в недрах нейтронных звезд. Она содержит всего два параметра — давление и плотность в центре максимально массивной нейтронной звезды. Применимость этой аппроксимации подтверждена на широком наборе самых разных уравнений состояния, включающих как барионные, так и гибридные типы моделей. В совокупности с недавно обнаруженными корреляциями внутренних (плотность, давление и скорость звука в центре) и внешних (масса, радиус) свойств максимально массивной нейтронной звезды эта аппроксимация оказывается эффективным инструментом для определения уравнения состояния сверхплотного вещества с помощью астрофизических наблюдений.

Ключевые слова: нейтронные звезды, сверхплотная материя, уравнение состояния.

DOI: 10.31857/S0320010823100054, **EDN:** MTLFPQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Определение уравнения состояния сверхплотного вещества — одна из центральных задач астрофизики нейтронных звезд (НЗ) (Хэнсель и др., 2007). Естественным подходом к решению этой задачи является получение наблюдательных ограничений на физические характеристики НЗ, такие как масса M , радиус R , момент инерции I и т.п., и сравнение этих ограничений с предсказаниями теории строения НЗ (Латтимер, 2021). На этом пути, как правило, задаются определенной микрофизической моделью, позволяющей рассчитать уравнение состояния, и, сравнивая результаты моделирования структуры НЗ с наблюдениями, ограничивают параметры исходной модели.

Однако свойства вещества при плотностях, существенно превышающих плотность ядерной материи ($\rho_0 = 2.8 \times 10^{14}$ г/см³), практически невозможно исследовать в земных лабораториях. При построении моделей такого вещества приходится опираться на экстраполяции различных методов и подходов, зарекомендовавших себя при менее экстремальных условиях. Такого рода экстраполяции основываются на самых разных представлениях о микрофизике сверхплотной ядерной материи. Как следствие, на “астрофизическом рынке” представлено огромное количество различных уравнений

состояния, на первый взгляд совершенно не похожих друг на друга (см. далее раздел 2).

В этой связи представляет интерес выявление универсальных соотношений между параметрами НЗ, которые слабо зависят от конкретных микрофизических моделей (см., например, Латтимер, Пракаш, 2001; Бейгер, Хэнсель, 2002; Яги, Юнес, 2013а,б; Жанг, Яги, 2020; Офенгейм, 2020; Цаи и др., 2023). Такие соотношения призваны единым образом описать сочетания характеристик НЗ, встречающиеся в рамках различных подходов к моделированию сверхплотного вещества. Их удобно использовать для интерпретации наблюдений: ограничения на возможные сочетания параметров звезд получаются модельно-независимыми. Разработку данного подхода и посвящена настоящая работа.

Многие наблюдаемые свойства НЗ (M , R и т.п.) определяются решением задачи гидростатического равновесия звезды, т.е. системы уравнений Толмана—Оппенгеймера—Волкова (Толман, 1939; Оппенгеймер, Волков, 1939). Для замыкания этой системы необходимо также задать связь между давлением и плотностью, $P = P(\rho)$. Она полностью определяется уравнением состояния (Хэнсель и др., 2007) и взаимно однозначно соответствует кривой $M - R$ НЗ (Линдблом, 1992). То есть, если каким-то образом точно определить соотношение $M - R$, задача отыскания уравнения

*Электронный адрес: ddofengeim@gmail.com

состояния $P(\rho)$ также окажется решена. В реальности нам доступны лишь измерения массы и радиусы отдельных НЗ, причем с конечной точностью, что существенно усложняет ситуацию.

Каким бы ни было уравнение состояния, кривая $M - R$ всегда будет иметь глобальный максимум M_{TOV} по оси масс (Шапиро, Тьюколски, 1985). Впрочем, свойства максимально массивной НЗ (ММНЗ) индивидуальны для каждой модели уравнения состояния. Если она предсказывает M_{TOV} меньше, чем масса какой-либо из наблюдаемых НЗ, то такая модель неверна. Поэтому любое обнаружение достаточно массивной НЗ накладывает существенные ограничения на уравнение состояния.

Величина M_{TOV} задает естественный масштаб масс НЗ в рамках данного уравнения состояния. Аналогичной характеристикой выступает радиус ММНЗ R_{TOV} , плотность в ее центре ρ_{TOV} и соответствующее давление P_{TOV} . Заметим, что ρ_{TOV} и P_{TOV} (для истинного, реализующегося в природе уравнения состояния) — это максимально возможные плотность и давление вещества в стационарных объектах современной Вселенной. Также в дальнейшем нам понадобится скорость звука в центре ММНЗ $c_{s\text{TOV}}$.

В работе Офенгейма (2020) было показано, что среди величин, характеризующих ММНЗ (M_{TOV} , R_{TOV} , ρ_{TOV} , P_{TOV} , $c_{s\text{TOV}}$), независимыми являются только две. Это подтверждалось на примере 50-ти уравнений состояния нуклонного и гиперонного составов. Недавно возможное объяснение такому обстоятельству было дано в работе Цай и др. (2023) на основе пертурбативного анализа безразмерных уравнений Толмана—Оппенгеймера—Волкова.

В настоящей работе существование корреляций между этими величинами подтверждено на расширенной выборке из 162 уравнений состояния, включающих и нуклонные, и гиперонные, и гибридные модели (т.е. с кварковым внутренним ядром), а также предложены новые компактные аппроксимационные формулы для описания данных корреляций.

Также нам удалось построить универсальную аппроксимацию зависимостей $P(\rho)$ при $\rho \gtrsim 3\rho_0$, опирающуюся всего на два параметра — ρ_{TOV} и P_{TOV} . С учетом взаимно однозначного соответствия пар чисел ρ_{TOV} , P_{TOV} и M_{TOV} , R_{TOV} это дает модельно-независимый способ прямой конвертации наблюдательных ограничений на свойства ММНЗ в ограничения на уравнение состояния сверхплотного вещества при плотностях, труднее всего доступных для лабораторных исследований.

2. ЗООПАРК УРАВНЕНИЙ СОСТОЯНИЯ

В настоящей работе рассмотрены 162 различные модели уравнения состояния НЗ. Среди них 97 имеют нуклонный состав, 32 допускают появление в недрах НЗ гиперонов и Δ -изобаров (но не свободных кварков), и еще 33 предсказывают наличие внутреннего кваркового ядра. Основными источниками уравнений состояния служат база данных CompOSE¹ (Тюпель и др., 2015), коллекция моделей из работы Рид и др. (2009) и набор моделей, использованных ранее в статье Офенгейма (2020). Полный список использованных уравнений состояния с указанием источников и основных свойств приведен в Дополнительных материалах². Рассмотренные модели основаны на самых разных подходах к моделированию ядерных взаимодействий и микрофизики сверхплотного вещества. Есть и архаичные модели вырожденного свободного нейтронного и *пре*-газа; и модели, основанные на эффективных функционалах плотности энергии, в том числе, сугубо феноменологических (семейства PAL, PAPAL, BGN), нерелятивистских типа Скирма (SLy, BSk, SkI и т.д.) или Гогни (D1M*) и др., многочисленных релятивистских функционалах среднего поля; и модели, полученные из микроскопических потенциалов взаимодействия барионов с применением многочастичных методов (APR, WFF, BBB); а также некоторые другие. Среди гибридных уравнений состояния представлены как те, в которых между адронным и кварковым веществом происходит фазовый переход I рода (например, CMF, VQCD), так и те, где между этими фазами происходит кварк-адронный кроссовер (QHC).

На рис. 1 показано, как эта выборка моделей распределена по M_{TOV} (рис. 1а), по $c_{s\text{TOV}}$ (рис. 1б) и по отношению радиуса $R_{1.4}$ “канонической” НЗ с массой $1.4 M_{\odot}$ к радиусу максимально массивной звезды R_{TOV} (рис. 1в). Отметим, что все 162 уравнения состояния удовлетворяют условию $R_{\text{TOV}} < R_{1.4}$.

Реалистичные уравнения состояния, по-видимому, должны удовлетворять критерию причинности $c_{s\text{TOV}} < c$, где c — скорость света в вакууме (Хэнсель и др., 2007), и описывать современные наблюдения массивных радиопульсаров (Деморест и др., 2010; Антониадис и др., 2013; Фонсека и др., 2021). Около трети уравнений состояния из нашей выборки нарушают второе условие, и около 10% — первое. Мы, однако, считаем важным включать в рассмотрение как реалистичные, так и нереалистичные модели, чтобы всесторонне исследовать

¹ <https://compose.obspm.fr>.

² Статья содержит дополнительные материалы, доступные онлайн по адресу <https://doi.org/10.31857/S0320010823100054>

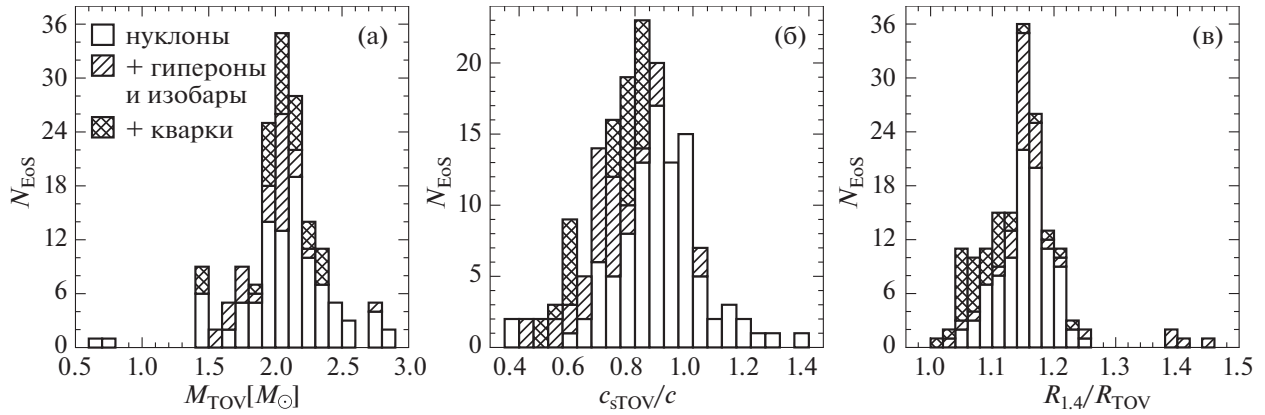


Рис. 1. Распределения использованного набора уравнений состояния: (а) — по максимальной массе НЗ, (б) — по скорости звука в центре такой звезды, (в) — по отношению $R_{1.4}/R_{\text{TOV}}$. Различные штриховки соответствуют различным типам моделей (нуклонным, гиперонным, гибридным).

универсальность обнаруженных корреляций и полученных подгонок.

Отметим, что скорость звука не всегда является монотонной функцией плотности (особенно для не чисто нуклонных моделей), а $c_{s\text{TOV}}$ — не обязательно наибольшая возможная скорость звука в звезде. Однако оказывается, что более строгое условие, $c_s < c$ во всем объеме звезды, нарушается тем же количеством уравнений состояния, что и условие $c_{s\text{TOV}} < c$.

3. КОРРЕЛЯЦИИ СВОЙСТВ ММНЗ

Между величинами M_{TOV} , R_{TOV} , ρ_{TOV} , P_{TOV} и $c_{s\text{TOV}}$, вычисленными для различных моделей, существуют сильные корреляции (Оффенгейм, 2020; Цай и др., 2023), для которых в настоящей работе предложены новые подгоночные формулы:

$$M_{\text{TOV}} = \frac{\rho_{\text{TOV}} \mathcal{R}^3}{f_M(P_{\text{TOV}}, \rho_{\text{TOV}})}, \quad (1a)$$

$$R_{\text{TOV}} = \frac{\mathcal{R}}{f_R(P_{\text{TOV}}, \rho_{\text{TOV}})}, \quad (1б)$$

$$c_{s\text{TOV}} = \sqrt{G\rho_{\text{TOV}}} \mathcal{R} \frac{f_c(P_{\text{TOV}}, \rho_{\text{TOV}})}{f_R(P_{\text{TOV}}, \rho_{\text{TOV}})}. \quad (1в)$$

Эти формулы отличаются от предложенных Оффенгеймом (2020) и Цай и др. (2023) и основаны на размерном анализе. Ключом к их получению служит введение характерного “джинсовского” масштаба радиуса

$$\mathcal{R} = \sqrt{\frac{P_{\text{TOV}}}{G\rho_{\text{TOV}}^2}} \quad (1г)$$

и соответствующего ему масштаба массы $\rho_{\text{TOV}} \mathcal{R}^3$. Безразмерные подгоночные функции f_M , f_R и f_c имеют единый вид

$$f_i = c_i \left(\frac{P_{\text{TOV}}}{\rho_{\text{TOV}} c^2} \right)^{p_i} \left(\frac{\rho_{\text{TOV}}}{\rho_0} \right)^{q_i} + d_i, \quad (1д)$$

где оптимальные значения параметров c_i , d_i , p_i и q_i даны в табл. 1. Рисунок 2 наглядно демонстрирует точность полученных аппроксимаций. Видно, что корреляции для M_{TOV} и R_{TOV} с P_{TOV} , ρ_{TOV} выполняются с хорошей точностью, тогда как аппроксимационная формула для $c_{s\text{TOV}}$ демонстрирует больший разброс.

Среди 162 моделей есть две, существенно выбивающиеся из этих корреляций. Это модели JJ(VQCD)soft и JJ(VQCD)intermediate, для которых центр ММНЗ приходится на начало области фазового перехода I рода. В этом случае максимум кривой $M - R$ оказывается негладким, что влияет на выполнение корреляции $M_{\text{TOV}}(\rho_{\text{TOV}}, P_{\text{TOV}})$. На нижних панелях рис. 2 эти модели не изображены. Во всех остальных случаях, когда максимум

Таблица 1. Параметры аппроксимаций (1). В последних столбцах указаны среднеквадратичная (grms) и наибольшая (max) ошибки аппроксимации. Модели-выбросы JJ(VQCD)soft и JJ(VQCD)intermediate не включены в подсчет ошибок

i	p_i	q_i	c_i	d_i	grms	max
M	1.41	0.0177	5.86	0.273	0.86%	5.4%
R	0.518	−0.0755	2.74	−0.0741	2.0%	9.3%
c	0.76	−0.016	3.27	0.19	4.9%	22%

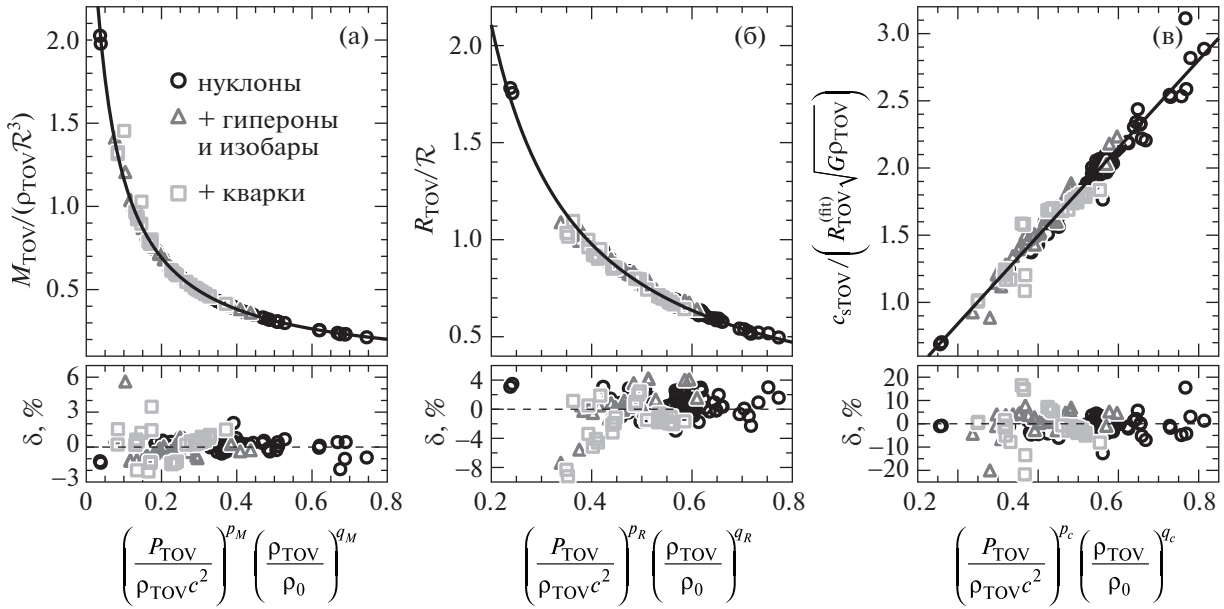


Рис. 2. Корреляции свойств ММНЗ для различных уравнений состояния. Символы соответствуют моделям (○ — нуклонным, △ — с гиперонами и изобарами, □ — гибридным), сплошные кривые — аппроксимациям (1). Величина R определена формулой (1г), $R_{\text{TOV}}^{(\text{fit})}$ соответствует формуле (1б). Степени p_i и q_i , $i = M, R, c$, указаны в табл. 1. Нижние панели показывают относительные ошибки подгонок.

кривой $M - R$ гладок, существенных отклонений от корреляций (1) не наблюдается.

4. УНИВЕРСАЛЬНАЯ АППРОКСИМАЦИЯ $P(\rho)$

Если построить зависимости $P(\rho)$ в безразмерных переменных $P/P_{\text{TOV}} - \rho/\rho_{\text{TOV}}$, то для всех 162 моделей их поведение окажется очень похожим, особенно при приближении к центру ММНЗ. Оказывается, что при $\rho > 3\rho_0$ хорошо работает универсальная аппроксимация вида

$$P = P_{\text{TOV}} g_P \left(\rho/\rho_{\text{TOV}}, c_{s\text{TOV}}^{(\text{fit})}/c, \gamma_{\text{max}}^{(\text{fit})} \right), \quad (2a)$$

где $c_{s\text{TOV}}^{(\text{fit})}$ определяется уравнением (1в), величина $\gamma_{\text{max}}^{(\text{fit})} = \left(c_{s\text{TOV}}^{(\text{fit})} \right)^2 \rho_{\text{TOV}}/P_{\text{TOV}}$ играет роль адиабатического индекса³ в центре ММНЗ, а функция g_P имеет вид

$$g_P(x, \zeta, \gamma) = x^{\gamma - a_0 - a_1 \zeta} \left[1 + (a_0 + a_1 \zeta)(1 - x) + (b_0 + b_1 \zeta)(1 - x)^p \right]^{-1} \quad (2б)$$

³ Следует предупредить, что $\gamma_{\text{max}}^{(\text{fit})}$ может сильно отличаться от реального значения адиабатического индекса в точке $\rho = \rho_{\text{TOV}}$. Хотя ошибка подгонки (1в) для $c_{s\text{TOV}}$, как правило, не катастрофична, при возведении в квадрат она возрастает более чем вдвое и в худших случаях превышает 50%.

с параметрами $a_0 = -0.6268$, $a_1 = -0.1294$, $b_0 = -0.5588$, $b_1 = 1.023$ и $p = 2.494$.

В среднем ошибка аппроксимации (2) не превышает нескольких процентов. На рис. 3 приведены три характерных примера для нуклонного, гиперонного и гибридного уравнений состояния. Видно, что лучше всего подгонка работает при высоких плотностях, хуже всего — при низких. На рис. 4 изображены распределения среднеквадратичных и наибольших отклонений от аппроксимации (2) при $\rho > 3\rho_0$ для рассмотренной выборки уравнений состояния (см. также таблицу в Дополнительных материалах). Для нуклонных моделей даже наибольшая ошибка не превышает 10%, для моделей с фазовыми переходами (к гиперонному или кварковому веществу) она может быть существенно выше. Около 10 уравнений состояния дают максимальную ошибку более 30–60%, однако для большинства из них среднеквадратичное отклонение все равно составляет $\lesssim 10\%$. Это — проявление неоднородности ошибки подгонки (2), уже продемонстрированной на рис. 3: среднеквадратичное отклонение доминировано большими плотностями, где подгонка работает хорошо, а наибольшая ошибка, наоборот, характеризует качество подгонки при малых плотностях. Лишь одна модель, RSGMT(QMC700), дает большую, $\sim 20\%$, среднеквадратичную ошибку, т.е. неудовлетворительно описывается подгонкой при любых плотностях. Однако она отличается экстремальными значениями

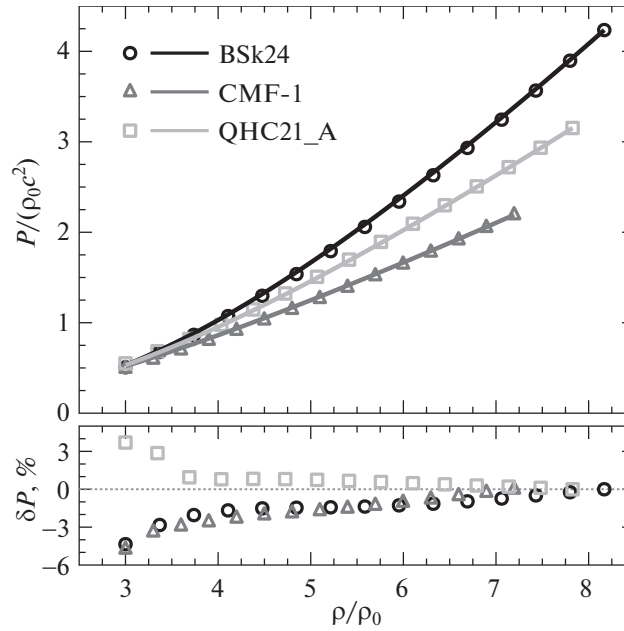


Рис. 3. Характерные примеры применения аппроксимации (2) (линии) к нуклонному (BSk24), гиперонному (CMF-1) и гибричному (QHC21_A) уравнениям состояния (символы). Каждая кривая изображена в области $3\rho_0 \leq \rho \leq \rho_{\text{TOV}}$. Нижняя панель показывает относительную ошибку аппроксимации.

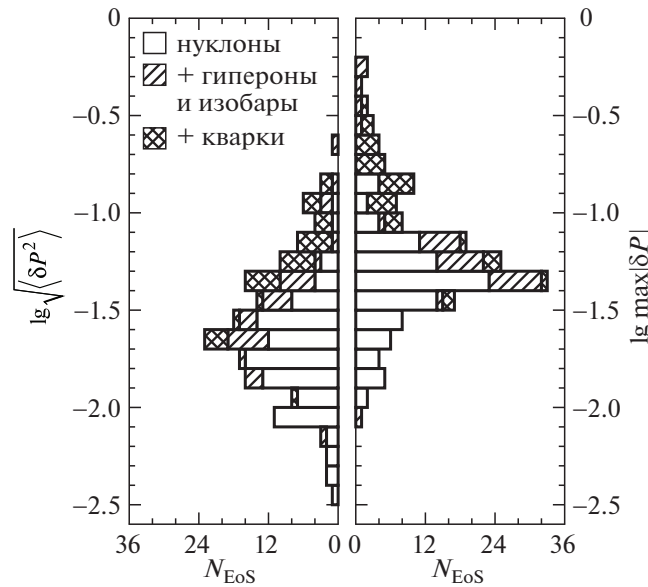


Рис. 4. Распределение относительных ошибок аппроксимации (2) на всей выборке уравнений состояния.

ями даже тех свойств, что подлежат лабораторной проверке, и представляется нереалистичной.

5. ПРИМЕНЕНИЕ К НАБЛЮДАТЕЛЬНЫМ ОГРАНИЧЕНИЯМ НА ММНЗ

Продemonстрируем, как построенные универсальные корреляции помогают накладывать модельно-независимые ограничения на уравнение

состояния сверхплотного вещества по данным наблюдений.

На рис. 5а символами показано положение ММНЗ на плоскости $M - R$ для всех рассмотренных уравнений состояния (т.е. каждый символ — это точка $(R_{\text{TOV}}, M_{\text{TOV}})$). Различные типы символов отвечают различным типам уравнений состояния (нуклонные, гиперонные, гибридные). При этом пустыми символами указаны “сверхсветовые”

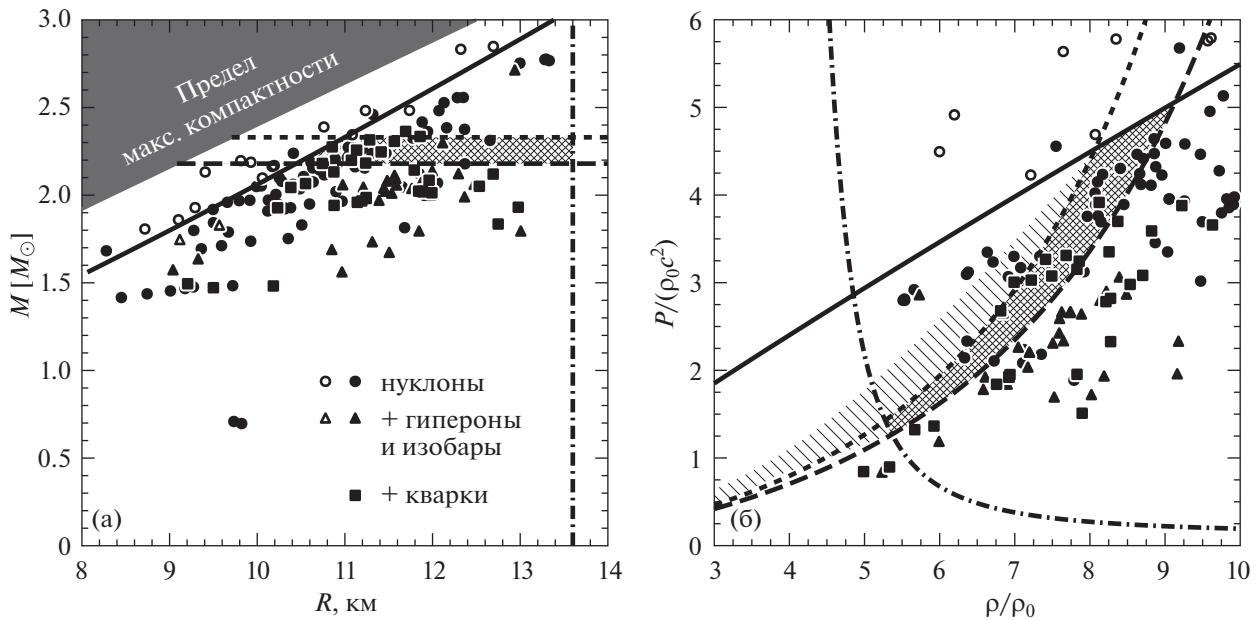


Рис. 5. Положение ММНЗ на плоскостях $M - R$ (а) и $P - \rho$ (б). Сплошными символами изображены субсветовые модели уравнения состояния ($c_{s\text{TOV}} < c$), пустыми — сверхсветовые ($c_{s\text{TOV}} \geq c$). Сплошные линии изображают границы $c_{s\text{TOV}} = c$, полученные с помощью аппроксимаций (1). Длинными штрихами показано условие $M_{\text{TOV}} > 2.19 M_{\odot}$ (Кандел, Романи 2023), короткими — $M_{\text{TOV}} < 2.33 M_{\odot}$ (Реццолла и др., 2018). Штрихпунктиром изображено условие $R_{\text{TOV}} < R_{1.4} < 13.6$ км (Аннала и др., 2018). Области, удовлетворяющие всем этим ограничениям, отмечены двойной ортогональной штриховкой. Одинарная штриховка на рисунке (б) показывает область, занимаемую кривыми $P(\rho)$, чьи точки $(\rho_{\text{TOV}}, P_{\text{TOV}})$ находятся в дважды штрихованном регионе. Для удобства восприятия выбран масштаб, при котором часть моделей оказывается за пределами рисунка (б).

модели, для которых $c_{s\text{TOV}} \geq c$. Тонированная область в верхнем левом углу показывает так называемое ограничение максимальной компактности для возможных значений масс и радиусов НЗ (см., например, Латтимер, Пракаш, 2016). Рисунок 5б изображает то же самое, но на плоскости $P - \rho$ (каждый символ — точка $(\rho_{\text{TOV}}, P_{\text{TOV}})$), только для удобства восприятия выбран масштаб, при котором часть моделей оказывается за пределами рисунка.

В литературе имеются различные ограничения на M_{TOV} разной степени надежности. Максимальная масса должна быть ограничена снизу наблюдениями наиболее массивных НЗ. В качестве примера такого ограничения мы выбрали условие из работы Кандела и Романи (2023): $M_{\text{TOV}} > 2.19 M_{\odot}$ на уровне значимости 2σ . Оно основано на измерениях масс пульсаров в двойных системах. Это ограничение показано на рис. 5а длинными штрихами. Кроме того, Реццоллой и др. (2018) на основе анализа события слияния нейтронных звезд GW170817 (Эббот и др., 2017) предложено ограничение сверху на массу ММНЗ: $M_{\text{TOV}} < 2.33 M_{\odot}$ на уровне значимости 2σ . Оно показано на рис. 5а короткими штрихами. Повторим, что мы используем эти ограничения в иллюстративном порядке, а анализ их систематических неопределенностей выходит за рамки данной статьи.

Прямое ограничение радиуса ММНЗ из наблюдений затруднительно. Мы прибегнем к следующим соображениям. Как показано на рис. 1в, для всех 162 уравнений состояния R_{TOV} оказывается меньше радиуса “канонической” звезды $R_{1.4}$ с $M = 1.4 M_{\odot}$. Получить ограничения на радиусы НЗ средней массы проще ввиду их большей доступности для различных методов наблюдений (см., например, Дегенаар, Сулейманов, 2018). Мы воспользуемся результатами анализа гравитационно-волнового события GW170817 из работы Аннала и др. (2018), в которой на 90%-м уровне значимости получено $R_{1.4} < 13.6$ км. Мы ставим такое же условие на R_{TOV} , что изображено на рис. 5а штрихпунктирной линией.

Эти три ограничения можно отобразить на плоскость $P - \rho$, рассматривая подгонки (1а) и (1б) как уравнения относительно ρ_{TOV} и P_{TOV} . Их решения изображены на рис. 5б линиями тех же стилей, что и соответствующие ограничения на рис. 5а.

Наконец, реалистичные уравнения состояния должны удовлетворять теоретическому условию $c_{s\text{TOV}} < c$. С помощью формул (1) эта граница построена на обеих панелях рис. 5 в виде сплошных линий. Истинная ММНЗ должна располагаться

ниже этих границ. Заметим, что ввиду приближенного характера аппроксимаций, небольшое количество сверхсветовых моделей (пустые символы) попадает ниже, а субсветовых (заполненные символы) — выше сплошных линий. Эту погрешность, равно как и погрешности переноса наблюдательных ограничений с M_{TOV} и R_{TOV} на P_{TOV} и ρ_{TOV} , необходимо учитывать при тщательном анализе, но в нашей демонстрации мы ей пренебрегаем.

Совокупность перечисленных ограничений приводит к допустимым областям (M_{TOV} , R_{TOV}) и (P_{TOV} , ρ_{TOV}), показанным на рис. 5 двойной ортогональной штриховкой. Если с помощью аппроксимации (2) из каждой точки этой области провести кривую в область меньших плотностей, то совокупность этих кривых займет область, показанную на рис. 5б одинарной штриховкой. Так выглядит ограничение на уравнение состояния, которое дает предлагаемый в этой работе метод. Оно выглядит как минимум не менее строгим, чем ограничения, предложенные в других недавних работах (Раай-макерс и др., 2021; Жанг и др., 2023), но носит исключительно иллюстративный характер. Более тщательный анализ требует учета погрешностей аппроксимаций (1) и (2) и анализа систематических неопределенностей использованных наблюдательных ограничений.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе развит метод определения уравнения состояния сверхплотного вещества по свойствам ММНЗ, предложенный ранее Офенгеймом (2020). Обнаруженные в той работе корреляции между величинами M_{TOV} , R_{TOV} , P_{TOV} , ρ_{TOV} и c_{TOV} подтверждены на значительно более широком наборе уравнений состояния, на этот раз включающем как барионные, так и гибридные модели. Для аппроксимации этих корреляций предложены новые формулы (1), основанные на идее размерного анализа.

Кроме того, показано, что зависимости $P(\rho)$ для самых разных моделей уравнения состояния могут быть описаны единой аппроксимацией (2), имеющей всего два параметра — давление P_{TOV} и плотность ρ_{TOV} в центре ММНЗ. Эта подгонка имеет низкую точность при низких плотностях $\rho \lesssim 3\rho_0$, но зато хорошо работает в более плотной области, представляющей наибольший интерес.

Применяя формулы (1) к ряду теоретических и наблюдательных ограничений на свойства ММНЗ, мы существенно ограничиваем возможные значения M_{TOV} , R_{TOV} , P_{TOV} и ρ_{TOV} . С помощью формулы (2) ограничения на последнюю пару величин конвертированы в ограничения на все уравнение состояния в области $\rho \gtrsim 3\rho_0$.

Природа исследуемых здесь универсальных свойств остается неясной. В работе Офенгейма (2020) существование корреляций между свойствами ММНЗ трактовалось как косвенное подтверждение выявленной Линдбломом (2010) приближенной 2-параметричности реалистичных уравнений состояния. Обнаруженная в данной работе универсальность кривых $P(\rho)$, на первый взгляд, прямо распространяет линдбловскую находку на практически все существующие модели и предлагает в качестве двух параметров пару величин P_{TOV} и ρ_{TOV} (либо, с учетом корреляций (1), M_{TOV} и R_{TOV}). Однако линдбловское 2-параметрическое описание имело “якорную” точку на границе коры и ядра, т.е. при плотности $\sim 0.5\rho_0$, в то время как формула (2) работает, начиная с $3\rho_0$. Поэтому используемая в настоящей работе 2-параметричность уравнений состояния несколько отличается от той, что обнаружил Линдблом в 2010 г. Кроме того, и линдбловская, и предложенная здесь параметризации кривых $P(\rho)$ являются исключительно феноменологическими и не имеют под собой микроскопического обоснования. Наконец, в работе Цай и др. (2023) предложено объяснение корреляций свойств ММНЗ, вообще не опирающееся на свойства уравнения состояния. Так что, возможно, корреляции (1) и аппроксимации (2) являются “плодами с разных деревьев”.

Настоящая работа имеет три естественных направления развития. Во-первых, можно попытаться распространить аппроксимацию кривых $P(\rho)$ на область $\rho < 3\rho_0$. Для этого, возможно, потребуются увеличить число независимых параметров в подгоночной формуле. Во-вторых, в силу взаимно однозначного соответствия кривых $P(\rho)$ и $M - R$ (Линдблом, 1992) множество последних также должно описываться малым числом вещественных параметров. Соответственно, можно попытаться предложить универсальную аппроксимацию кривых $M - R$. Она будет полезна практически во всех исследованиях, связанных с наблюдательными ограничениями на массы и радиусы НЗ. В-третьих, следует определить, какое из объяснений корреляций свойств ММНЗ — Офенгейма (2020), Цай и др. (2023) или какое-то третье — является верным. Безотносительно отмеченных открытых вопросов, мы ожидаем, что представленный здесь метод окажется действенным инструментом для ограничения уравнения состояния сверхплотного вещества.

Работа П.С. Штернина выполнена при поддержке РНФ (грант № 19-12-00133-П). Работа Д.Д. Офенгейма и Ц. Пирана выполнена при поддержке Европейского исследовательского совета (Advanced ERC grant MultiJets).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аннала и др. (E. Annala, T. Gorda, A. Kurkela, and A. Vuorinen), Phys. Rev. Lett. **120**, 172703 (2018).
2. Антониадис и др. (J. Antoniadis, P.C.C. Freire, N. Wex, Th.M. Tauris, R.S. Lynch, M.H. van Kerkwijk, M. Kramer, C. Bassa, et al.), Science **340**, 448 (2013).
3. Бейгер, Хэнсель (M. Bejger and P. Haensel), Astron. Astrophys. **396**, 917 (2002).
4. Гусаков и др. (M.E. Gusakov, P. Haensel, and E.M. Kantor), MNRAS **439**, 318 (2014).
5. Гусаков и др. (M.E. Gusakov, A.D. Kaminker, D.G. Yakovlev, and O.Y. Gnedin), MNRAS **363**, 555 (2005).
6. Дегенаар, Сулейманов (N. Degenaar and V.F. Suleimanov), *The Physics and Astrophysics of Neutron Stars* (Ed. L. Rezzolla, P. Pizochero, D.I. Jones, N. Rea, I. Vidaña, Cham: Springer, 2018), с. 185.
7. Деморест и др. (P.B. Demorest, T. Pennucci, S.M. Ransom, M.S.E. Roberts, and J.W.T. Hessels), Nature **467**, 1081 (2010).
8. Езел, Фрейре (F. Özel and P. Freire), Ann. Rev. Astron. Astrophys. **54**, 401 (2016).
9. Жанг, Яги (N. Jiang and K. Yagi), Phys. Rev. D **101**, 124006 (2020).
10. Жанг и др. (J.-L. Jiang, C. Ecker, and L. Rezzolla), Astrophys. J. **949**, 11 (2023).
11. Каминкер и др. (A.D. Kaminker, A.A. Kaurov, A.Y. Potekhin, and D.G. Yakovlev), MNRAS **442**, 3484 (2014).
12. Кандел, Романи (D. Kandel and R.W. Romani), Astrophys. J. **942**, 6 (2023).
13. Латтимер, Пракаш (J.M. Lattimer and M. Prakash), Astrophys. J. **550**, 426 (2001).
14. Латтимер, Пракаш (J.M. Lattimer and M. Prakash), Phys. Rep. **621**, 127 (2016).
15. Латтимер (J. Lattimer), Ann. Rev. Astron. Astrophys. **71**, 433 (2021).
16. Линдблом (L. Lindblom), Astrophys. J. **398**, 569 (1992).
17. Линдблом (L. Lindblom), Phys. Rev. D **82**, 103011 (2010).
18. Оппенгеймер, Волков (J.R. Oppenheimer and G.M. Volkoff), Phys. Rev. **55**, 374 (1939).
19. Офенгейм и др. (D.D. Ofengeim, M.E. Gusakov, P. Haensel, and M. Fortin), Phys. Rev. D **100**, 103017 (2019).
20. Офенгейм (D.D. Ofengeim), Phys. Rev. D **101**, 103029 (2020).
21. Пирсон и др. (J.M. Pearson, N. Chamel, A.Y. Potekhin, A.F. Fantina, C. Ducoin, A.K. Dutta, and S. Goriely), MNRAS **481**, 2994 (2018).
22. Потехин и др. (A.Y. Potekhin, A.F. Fantina, N. Chamel, J.M. Pearson, and S. Goriely), Astron. Astrophys. **560**, A48 (2013).
23. Рааймакерс и др. (G. Raaijmakers, S.K. Greif, K. Hebeler, T. Hinderer, S. Nissanke, A. Schwenk, T.E. Riley, A.L. Watts, J.M. Lattimer, and W.C.G. Ho), Astrophys. J. **918**, L29 (2021).
24. Решолла и др. (L. Rezzolla, E.R. Most, and L.R. Weih), Astrophys. J. **852**, L25 (2018).
25. Рид и др. (J.S. Read, B.D. Lackey, B.J. Owen, and J.L. Friedman), Phys. Rev. D **79**, 124032 (2009).
26. Толман (R.C. Tolman), Phys. Rev. **55**, 364 (1939).
27. Тюпель и др. (S. Typel, M. Oertel, and T. Klähn), Phys. Particl. Nucl. **46**, 633 (2015).
28. Фонсека и др. (E. Fonseca, H.T. Cromartie, T.T. Pennucci, P.S. Ray, A.Yu. Kirichenko, S.M. Ransom, P.B. Demorest, I.H. Stairs, et al.), Astrophys. J. **915**, L12 (2021).
29. Хэнсель и др. (P. Haensel, A.Y. Potekhin, and D.G. Yakovlev), *Neutron Stars 1: Equation of State and Structure* (New York: Springer, 2007).
30. Цай и др. (B.-J. Cai, B.-A. Li, and Z. Zhang), Astrophys. J. **952**, 147 (2023).
31. Шапиро С., Тьюколски С., *Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды* (М.: Мир, 1985).
32. Эббот и др. (B.P. Abbott, R. Abbott, T.D. Abbott, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, et al.), Astrophys. J. **848**, L12 (2017).
33. Яковлев и др. (D.G. Yakovlev, W.C.G. Ho, P.S. Shternin, C.O. Heinke, and A.Y. Potekhin), MNRAS **411**, 1977 (2011).
34. Яги, Юнес (K. Yagi and N. Yunes), Science **341**, 365 (2013a).
35. Яги, Юнес (K. Yagi and N. Yunes), Phys. Rev. D **88**, 023009 (2013b).