

Физика

УДК 539. 14:001.1

Ю. Л. ВАРТАНЯН, Г. С. АДЖЯН, Г. Б. АЛАВЕРДЯН

**ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ ПРОВЕРКИ
СУЩЕСТВОВАНИЯ СВЕРХПЛОТНЫХ ЯДЕР**

Показано, что если в природе существуют сверхплотные ядра, то предельная допустимая плотность в нейтронных звездах есть плотность, при которой начинается пионная конденсация. Обнаружение нейтронных звезд с массами, соответствующими плотности выше пионной конденсации, говорило бы об отсутствии сверхплотных ядер.

1. **Введение.** Одной из интереснейших проявлений пионной конденсации в ядерной материи [1—4] является возможность существования сверхплотных гигантских ядер [5, 6], в которых плотность приблизительно на порядок больше, чем в обычных ядрах. Подобные образования должны обладать целым рядом особенностей:

- 1) число барионов в них снизу ограничено весьма большим числом — $A_{\min} \approx 10^5$, а сверху — только самогравитацией ($A_{\max} \sim M_{\odot}/m_p$);
- 2) энергия связи на барион может достигать $100 \div 200$ Мев;
- 3) хотя электрический заряд адронов Z_A , приходящий на один барион ($\nu \equiv Z_A/A$), стремится к нулю, но по абсолютной величине Z_A весьма большое, в результате чего может происходить конденсация электронов и μ^- -мезонов. Такие гигантские ядра, за исключением весьма узкого их поверхностного слоя, будут электронейтральными [7]. Это последнее обстоятельство понижает порог A_{\min} .

Несмотря на всю привлекательность теории в настоящее время нет сколь-нибудь достоверных экспериментальных данных о существовании сверхплотных ядер. Так как одним из возможных каналов образования таких ядер могут служить экстремальные астрофизические процессы, наподобие взрыва сверхновых, то представляет интерес детальное исследование наблюдательных проявлений сверхплотных звезд при учете такой возможности.

Ситуация затрудняется еще тем обстоятельством, что теоретическое предсказание существования сверхплотных ядер не однозначно, а связано со значением недостаточно точно определяемого из теории сильных взаимодействий многих частиц параметра, о котором речь пойдет ниже. Поэтому любое косвенное подтверждение или опровержение существования сверхплотных ядер представляет большой интерес как для ядерной физики, так и астрофизики.

В настоящей работе делается попытка связать возможность существования сверхплотных ядер с наблюдательными значениями масс нейтронных звезд.

2. **Минимизация энергии и правило Максвелла.** Рассмотрим неограниченную ядерную материю, содержащую развитый пионный конденсат, электрический заряд которой нейтрализован вырожденными электронами и μ^- -мезонами. Именно таким будет состояние вещества

во внутренних областях гигантских сверхплотных ядер. В такой системе энергия, приходящая на барион, равна [8, 9]

$$\epsilon = \epsilon_B(n) + \epsilon_\pi(n, \nu) + n_e \epsilon_e / n + n_\mu \epsilon_\mu / n. \quad (1)$$

Здесь n , n_e , n_μ — соответственно плотности барионов, электронов и μ^- -мезонов, а ϵ_B , ϵ_e и ϵ_μ — средние энергии этих частиц. Для ϵ_B имеются расчеты согласно различным моделям взаимодействия между барионами. Для конкретности для этой величины примем модель Пандерипанде [10], т. е. энергию нейтронного газа с потенциалом взаимодействия Рейда. ϵ_e и ϵ_μ выражаются через концентрации e и μ известной формулой [11, 12]. В (1) $\epsilon_\pi(n, \nu)$ — энергия пионного конденсата, для которой при определенных допущениях можно получить аналитическое выражение [13, 6].

$$\epsilon_\pi = \alpha_\pi n (1 - 2\nu)^2 - 1,62f^2(1 - \gamma)n + \Delta/3, \quad (2)$$

где ν — электрический заряд адронной системы, приходящий на один барион; $\Delta = m_{N^*} - m_N$ — разность масс Δ -резонанса и нуклона; $\alpha_\pi = 1/2F^2$, $F = 1,35$ — константа распада пиона; $f = g_A/F$, $g_A = 1,36$ — аксиальная константа; γ учитывает вклад нуклонных корреляций. Здесь и в дальнейшем использована система единиц

$$m_\pi = \hbar = c = 1. \quad (3)$$

При определении констант g_A и γ имеется определенный произвол. Так, учет Δ -резонанса приводит к тому, что аксиальная константа g_A заменяется на $g_A(1 + S(n))$, где $S(n)$ — медленно меняющаяся от плотности положительная функция [14]. γ -фактор, который учитывает многочастичные нуклонные взаимодействия (нуклонные корреляции), был вычислен в [15] аналогично эффекту Лорентц-Лоренца в электродинамике, и его величина зависит от вида потенциала взаимодействия. Так, в случае, когда однопионный обменный потенциал выбран в виде δ -функции, $\gamma = 1/3$. При других более реалистичных моделях $\gamma = 0,4 \div 0,5$ [16]. Отметим, что требование существования минимума энергии приводит для γ к ограничению: $\gamma < 0,83$ [17].

Таким образом, эти два эффекта (учет Δ -резонанса — S -фактор и учет нуклонных корреляций — γ -фактор) действуют в разных направлениях на аксиальную константу g_A . Мы в дальнейшем введем обозначение $(g_A/F)^2(1 - \gamma) \equiv a$ и будем рассматривать значение энергии на нуклон (1) для различных значений постоянной a .

Минимизация (1) по n_e , n_μ и ν при дополнительном условии электронейтральности ($n\nu = n_e + n_\mu$) приводит к соотношению между химическими потенциалами $\mu_e = \mu_\mu = \mu_\pi$. Получается замкнутая система уравнений, решение которой дает $n_e(n)$, $n_\mu(n)$ и $\nu(n)$ [8]. Тогда из (1) имеем $\epsilon = \epsilon(n, a)$. Если $0,53 < a < 0,8$, то ϵ имеет минимум, причем $\epsilon_{\min} < 0$. Если же $a < 0,53$, то $\epsilon_{\min} > 0$. На рис. 1 приведена зависимость ϵ_{\min} и ρ_{\min} от значений постоянной a .

Остановимся подробно на тех моделях (на тех значениях постоянной a), для которых $\epsilon_{\min} < 0$. Именно такие модели приводят к возможности существования сверхплотных ядер. На рис. 2 показана кривая $\epsilon(n)$ для $a = 0,6$. Начальная восходящая часть кривой соответствует той области, где еще нет пионного конденсата и построена по данным [10]. После рождения пионного конденсата его отрицательная энергия приводит к спаду кривой $\epsilon(n)$. Хотя значение порога рождения пионного

конденсата (плотность ρ_κ) зависит от конкретных рассматриваемых моделей, но обычно [6] ориентировочно принимают, что ρ_κ порядка двух ядерных плотностей. При больших плотностях мощное отталкивание между нуклонами на весьма малых расстояниях приводит к новому росту $\epsilon(n)$ — образуется минимум.

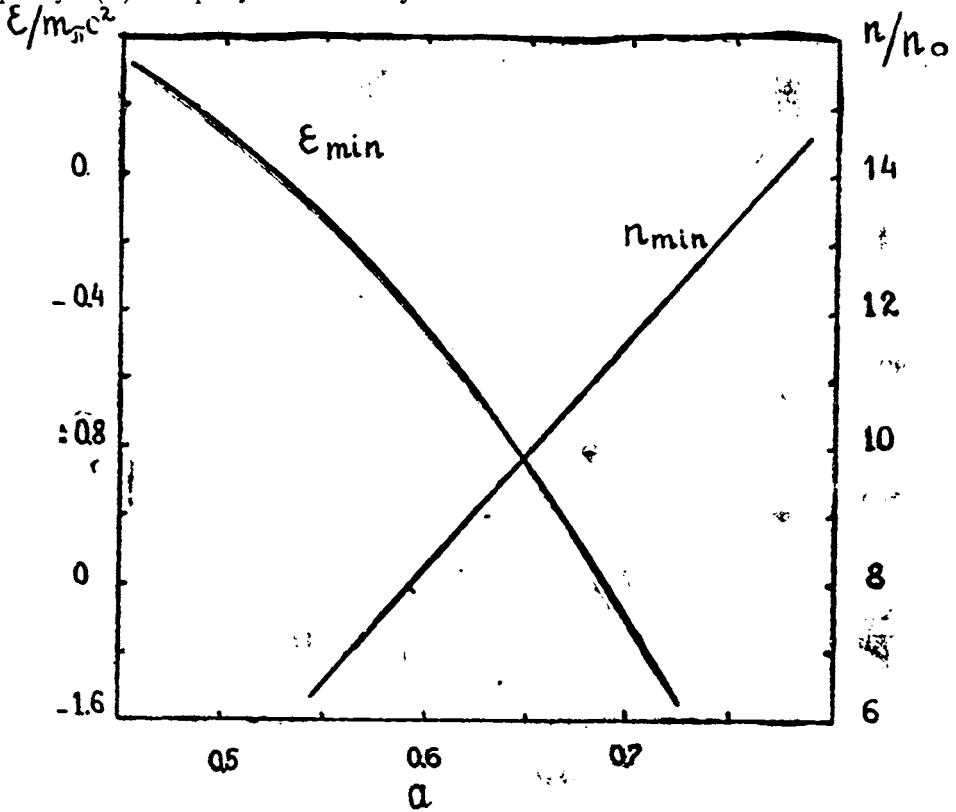


Рис. 1. Зависимость плотности n_{min} и значения энергии на барион ϵ_{min} в точке минимума от значения константы $a \equiv f^2(1-\gamma)$; $\rho_0 = 0.17\phi^{-3}$ — ядерная плотность.

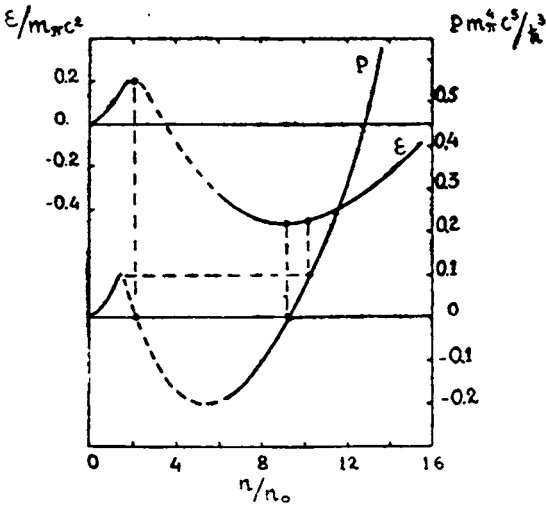


Рис. 2. Зависимость энергии на барион ϵ и давления P от плотности n для значения $a=0,6$; ρ_0 — ядерная плотность. Пунктирная часть кривых относится к области слабого пионного конденсата и является аппроксимацией. Начальные участки кривых (до точки максимума) относятся к нейтронному газу, взаимодействующему по потенциалу Рейда [10].

На кривой $\epsilon(n)$ пунктирная часть относится к области слабого пионного конденсата и является аппроксимацией (выражение энергии пионного конденсата (2) относится к развитому конденсату и эту область

не охватывает). Однако, как будет видно из дальнейшего изложения, незнание энергии пионного конденсата в этой области несущественно для приводимых здесь рассуждений.

Аналогичный вид будут иметь кривые $\epsilon(n)$, соответствующие другим значениям постоянной a . Восходящие ветви всех этих кривых (до рождения пионного конденсата) одинаковы. Отличие будет заключаться в местоположении и величине минимума.

Зная $\epsilon(n)$, можно вычислить уравнение состояния, т. е. зависимость давления от плотности барионов:

$$P(n) = n^2 \frac{\partial \epsilon}{\partial n}. \quad (4)$$

Наличие экстремальных точек на кривой $\epsilon(n)$ приводит к тому, что давление в зависимости от удельного объема $1/n$ имеет ван-дер-ваальсовский вид, откуда следует, что в такой среде должен происходить фазовый переход первого рода. В таких случаях используют правило равных площадей Максвелла, которое приводит при продвижении от больших плотностей к малым к скачку плотности с дальнейшим уменьшением давления и плотности до нуля. В тех случаях, когда под рукой имеются в зависимости от полного числа барионов n давление $P(n)$ и энергия на барион $\epsilon(n)$, можно модифицировать правило равных площадей. Для того чтобы было ясно, о чем идет речь, кратко приведен вывод правила Максвелла.

При фазовых переходах давление P и температура T должны оставаться постоянными, что следует из механического и термодинамического равновесия. Если теперь вспомнить, что из всех термодинамических потенциалов именно химический потенциал $\mu = \Phi(P, T, N)/N$ является функцией этих двух переменных:

$$\mu = \mu(P, T), \quad d\mu = -s dT + v dP, \quad (5)$$

(s и v — энтропия и объем на один барион), то отсюда следует, что при фазовых превращениях химический потенциал также остается постоянным:

$$\int_{n_1}^{n_2} d\mu = 0. \quad (6)$$

Подставляя $d\mu = v dP = \frac{1}{n} dP$ ($s=0$) и произведя интегрирование по частям, получим

$$P_0 \left(\frac{1}{n_2} - \frac{1}{n_1} \right) - \int_{n_1}^{n_2} P d \left(\frac{1}{n} \right) = 0, \quad (7)$$

откуда следует равенство площадей (см. рис. 3), т. е. на кривой типа ван-дер-ваальса фазовый переход будет происходить при таком $P_0 = \text{const}$, чтобы заштрихованные площади были равны.

Однако соотношение (7) можно видоизменить. Действительно, при $s=0$ $P d \left(\frac{1}{n} \right) = -d\epsilon$ и из (7) получим

$$\epsilon(n_2) - \epsilon(n_1) = P_0 \left(\frac{1}{n_1} - \frac{1}{n_2} \right). \quad (8)$$

Следовательно, вместо того, чтобы строить равные площади на кривых $P(n)$ и по ним определять фазовый переход (т. е. находить $P_0 = \text{const}$), на двух восходящих ветвях $P(n)$ можно найти два таких значения n_2 и n_1 ($n_2 > n_1$), в которых при равном давлении $P_1 = P_2 = P_0$ выполняется условие (8). При этом, естественно, необходимо, чтобы

$$\varepsilon(n_2) > \varepsilon(n_1). \quad (9)$$

Применим теперь правило Максвелла в виде условий (8) и (9) к ядерной материи с наличием пионного конденсата. Если для моделей с $a < 0,53$, для которых $\varepsilon_{\text{min}} > 0$ соотношения (8) и (9), легко находят давление перехода со скачком плотности от n_2 до n_1 , то при $a > 0,53$, когда $\varepsilon_{\text{min}} < 0$, ни для какого значения давления эти условия не выполняются. Это видно из рис. 1, где для $a = 0.6$ приведена зависимость $\varepsilon(n)$ и $P(n)$. Даже если выбрать значение давления P в точке, после которой начинается спад давления, то этому значению давления во второй фазе соответствует $\varepsilon(n_2)$, не только не удовлетворяющее (9), но более того $\varepsilon(n_2) < 0$.

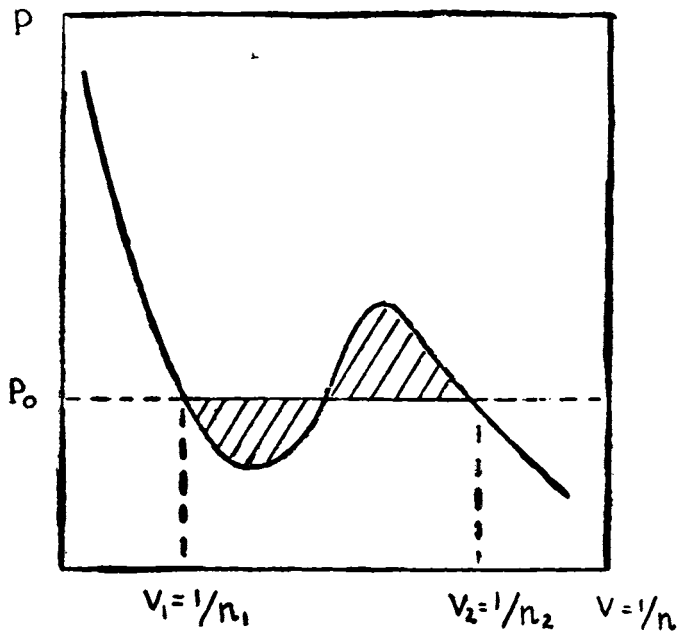


Рис. 3. Правило Максвелла.

Может показаться, что ситуация изменится для другого значения постоянной a , при которой хоть $\varepsilon_{\text{min}} < 0$, но яма менее глубокая, чем в рассмотренном случае. Для выяснения этого вопроса были вычислены значения $\varepsilon(n)$ и $P(n)$ для различных значений постоянной, начиная от значения n , при котором $\varepsilon(n) = \varepsilon_{\text{min}}$ и $P = 0$ (см. табл. 1). Данные приведены в системе единиц (3). Из работы [10] было найдено значение давления при $n = 2n_0$ ($n_0 = 0.17 \text{ Ф}^{-3}$) — ядерная плотность), которое в той же системе единиц равно $P_0 = 0.265$. Если условно эту точку принять за порог рождения пионного конденсата, т. е. за максимальное значение давления в первой фазе, то из табл. 1 видно, что для всех $a > 0.53$ (когда $\varepsilon_{\text{min}} < 0$) во второй фазе этому значению давления соответствует $\varepsilon < 0$. Для иллюстрации в той же таблице приведены значения $P(n)$ и $\varepsilon(n)$ для $a = 0.525$, когда $\varepsilon_{\text{min}} > 0$. В этом случае отмеченная

трудность снимается и из (8) можно найти давление перехода и плотности скачка p_1 и p_2 .

Таблица 1

Уравнение состояния, соответствующее различным значениям постоянной a

n/n_0	$a=0,6$		$a=0,55$		$a=0,535$		$a=0,525$	
	ϵ	P	ϵ	P	ϵ	P	ϵ	P
6.83							$7,25 \cdot 10^{-3}$	0
7.16					-0.046	0	$9,69 \cdot 10^{-3}$	0.191
7.66			-0.132	0	-0.043	0.329	$1,66 \cdot 10^{-2}$	0.548
9.32	-0,460	0	-0.098	1,621	0.011	2.11	0.083	2.430
11.18	0,422	2,467	0.013	4,798	0,143	5,497	0,230	5,964
12.35	-0,360	4,760	0.120	7,608	0,264	8,462	0,360	9,032
13.53	-0,269	7,778	0.257	11,19	0,415	12,22	0,520	12,90
15.29	-0,085	13,19	0.509	17,56	0.687	18,87	0,806	19,74

Примечание. Давление P и энергия на барион ϵ приведены в системе единиц (3)

Резюмируя, можно сказать, что в тех случаях, когда $\epsilon_{\min} < 0$, одновременное существование двух фаз, находящихся в термодинамическом равновесии, невозможно. Фазовый переход от газообразного состояния ядерно-нейтронной материи (вещество нейтронных звезд) к жидкому состоянию с пионным конденсатом (вещество сверхплотных ядер) происходит скачкообразно. После рождения пионного конденсата все вещество сжимается: происходит скачок плотности от двух ядерных до p_{\min} с выделением колоссальной энергии (в зависимости от величины ϵ_{\min}). В этом случае давление будет уменьшаться от высоких значений до нуля при p_{\min} . Если бы не было самогравитации, то ядерная плазма могла образовать связанные системы постоянной плотности p_{\min} любых размеров. По своей структуре они напоминали атомные ядра со скачком плотности на поверхности от p_{\min} до нуля. Однако, когда масса таких объектов порядка звездных, наличие самогравитации приводит к сжатию их внутренних областей, в которых плотности становятся больше p_{\min} и только на поверхности она будет такой, как при отсутствии гравитации.

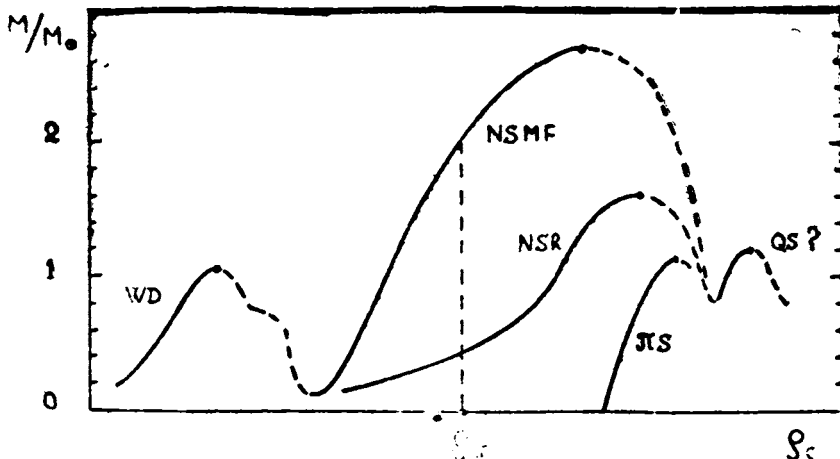


Рис. 4. Зависимость массы сверхплотных звезд от плотности в центре ρ_c . Пунктирные части кривых относятся к нестабильным конфигурациям. WD—белые карлики, NSMF—нейтронные звезды по модели взаимодействия среднего поля, NSR—по модели взаимодействия Рейда [23]; πS —пионные звезды [9], QS—кварковые звезды, которые, возможно, нестабильны [18]. ρ_{π} —порог рождения пионного конденсата.

3. **Масса нейтронных звезд и сверхплотные ядра.** Рассмотрим кривую зависимости массы сверхплотных звезд от центральной плотности (рис. 4) при изменении последней от значений, имеющих в недрах белых карликов до бесконечно больших (кривую $M(\rho_c)$). Обычно на ней выделяют две ветви устойчивых (т. е. реально существующих) звезд: а) белых карликов и б) нейтронных звезд. Правда, в последнее время часто говорится и о третьем семействе сверхплотных звезд — кварковых звездах (QS). Однако, по всей вероятности, эта ветвь не устойчива [18].

Наличие пионной конденсации в ядерной материи для кривой $M(\rho_c)$ может привести к двум альтернативам в зависимости от знака ϵ_{\min} : а) если $\epsilon_{\min} > 0$, то могут существовать слоистые нейтронные звезды. В их центральной области содержится ядерное вещество с пионным конденсатом, на границе которой плотность меняется скачкообразно от 0,56 до 0,076 Φ^{-3} , а наружный слой имеет состав вещества обычных нейтронных звезд [19, 20]. В этом случае, как и обычно, область существования нейтронных звезд сверху ограничена центральной плотностью ρ_{Lov} , соответствующей максимуму кривой $M(\rho_c)$ (точка Ландау-Оппенгеймер-Волкова). б) при $\epsilon_{\min} < 0$ образуется новая ветвь устойчивых ядероподобных сверхплотных тел, о чем говорилось в конце предыдущего параграфа, с рядом отличительных особенностей: 1) возможность существования сколь угодно малых масс ядерного вещества, 2) скачкообразное падение плотности на поверхности от сверхядерных значений до нуля, 3) весьма малая сжимаемость (при продвижении от поверхности к центру плотность увеличивается менее четырех раз). Следуя [9], назовем такие конфигурации пионными звездами (πS). Впервые такие тела, на основе одной из первых моделей пионного конденсата были рассмотрены в [19]. Для модели развитого конденсата с учетом Δ -резонанса и лептонной конденсации пионные звезды были подробно исследованы в [9]. Масса таких объектов ограничена сверху только эффектами ОТО. В табл. 2 для трех моделей уравнения состояния приведены основные характеристики пионных звезд для максимальной массы, а на рис. 5 приведена зависимость полной массы от массы покоя (полного числа барионов).

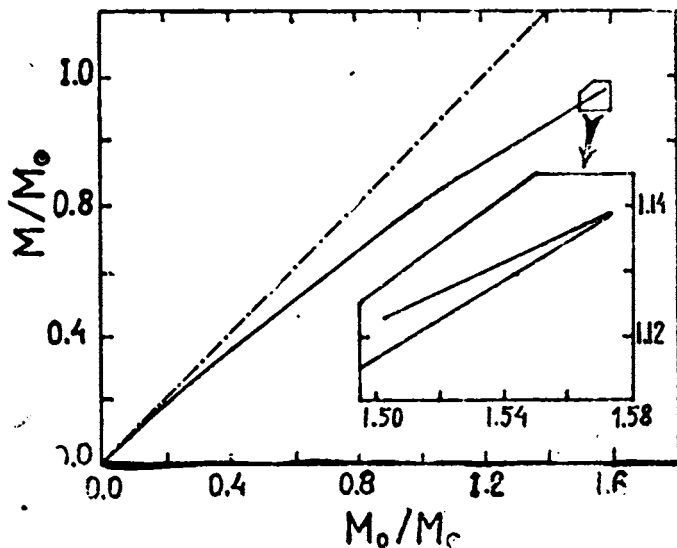


Рис. 5. Зависимость полной массы M от массы покоя $M_0 = m_n B$ (B — полное число барионов, m_n — масса нейтрона) пионных звезд. Пунктирная прямая соответствует $M = M_0$. В правом нижнем углу в укрупненном масштабе показана окрестность точки возврата, которая соответствует точке потери устойчивости.

Отметим здесь следующее обстоятельство. В этом случае (когда $\epsilon_{\text{min}} < 0$) предельная центральная плотность существования нейтронных звезд не ρ_{Lov} , а плотность рождения пионного конденсата, конечно, при условии, если $\rho_{\pi} < \rho_{\text{Lov}}$. Нами уже было отмечено, что ориентировочно ρ_{π} принимают равной двум ядерным плотностям ($\rho_{\pi} \approx 6 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$). Что же касается ρ_{Lov} , то его значение сильно зависит от вида взаимодействия между барионами. Так, в случае мягкого уравнения состояния с потенциалом Рейда $\rho_{\text{Lov}} = 6 \cdot 10^{15} \text{ г/см}^3$ [21], в то время как для жесткого уравнения состояния [22, 23] $\rho_{\text{Lov}} = 10^{15} \text{ г/см}^3$. Но если кривая $M(\rho_c)$ обрывается в точке ρ_{π} , то тогда не могут существовать нейтронные звезды больших масс. В первом случае (уравнение состояния Рейда) масса нейтронной звезды при плотности ρ_{π} $M(\rho_{\pi}) = 0.5 M_{\odot}$, а в случае жесткого уравнения состояния (модель среднего поля [23]) — $(M\rho_{\pi}) \approx 2M_{\odot}$ (см. рис. 4).

Таблица 2

Основные параметры пионных звезд для предельных конфигураций ($M = M_{\text{max}}$) для различных моделей пионного конденсата

Модель	ϵ_{min} (MeV)	ρ_c/ρ_0	ρ_s/ρ_0	M_{max}/M_{\odot}	R(KM)	E_B/M_{\odot}	$I/M_{\odot}\text{км}^2$	z_s	z_c
HSS	-20	21.18	6.29	1.290	5.38	0.42	27.6	0.841	3.36
a=0.65	-18.4	26.47	7.66	1.163	4.85	0.34	42.4	0.827	3.63
a=0.6	-64.2	29.41	9.32	1.155	4.70	0.43	43.4	0.906	4.12

Примечание: HSS—[14]; $a \equiv (g_A/F)^2 (1-\gamma)$ [5]; ϵ_{min} —энергия связи на барион при отсутствии гравитации (т. е. когда вещество находится в виде небольших кусков), $\rho_0 = 0.17\text{ф}^{-3}$ —ядерная плотность; ρ_c и ρ_s —плотность барионов в центре и на поверхности звезды; $E_B = (m_n B - M)$ —полная энергия связи звезды (B —полное число барионов, m_n —масса нейтрона), I —релятивистский момент инерции, выраженный в единицах $M_{\odot}\text{км}^2$ (т. е. деленный на $1.99 \cdot 10^{43} \text{ г}\cdot\text{см}^2$); z_s и z_c —красное смещение ($\Delta\lambda/\lambda$) соответственно для лучей с поверхности и центра звезды.

Отсюда становится очевидным, насколько важно точное значение из наблюдений массы нейтронных звезд, с одной стороны, а с другой—уточнение уравнения состояния ядерного вещества и порога рождения пионного конденсата.

Так, достоверное знание существования нейтронных звезд с массами между $M(\rho_{\pi})$ и $M(\rho_{\text{Lov}})$ будет означать, что пионная конденсация не приводит к $\epsilon_{\text{min}} < 0$, т. е. третья ветвь (пионные звезды) не существует. Этот факт представляет большой интерес и для ядерной физики, т. к. он будет означать, что не существуют сверхплотные ядра.

Если же окажется, что $\rho_{\pi} > \rho_{\text{Lov}}$, то существование нейтронных звезд большой массы не будет ставить ограничение на возможность существования сверхплотных ядер и пионных звезд.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мигдал А. Б., Фазовый переход в ядерном веществе и непарные ядерные силы.—ЖЭТФ, 1973, т. 63, с. 1993.
2. Sawyer R. F. Condensed π^- phase in neutron-star matter.—Phys. Rev. Lett., 1972, v. 29, p. 382.
3. Sawyer R. F., Scalapino D. J. Pion condensation in superdense nuclear matter.—Phys. Rev., 1973, v. D 7, p. 953.
4. Григорян Л. Ш., Саакян Г. С., О наличии π мезонов в тяжелых атомных ядрах.—Астрофизика, 1977, т. 13, с. 463; ДАН СССР, 1977, т. 237, с. 299.
5. Мигдал А. Б., Маркин О. А., Мишустин И. Н., Сорокин Г. А. Пионная конденсация и области устойчивости аномальных ядер.—ЖЭТФ, 1977, т. 72, с. 1247.
6. Мигдал А. Б. Фермионы и бозоны в сильных полях. М.: Наука, 1978.
7. Воскресенский Д. Н., Сорокин Г. А., Черноуцан А. И. Распределение заряда в аномальных ядрах.—Письма в ЖЭТФ, 1977, т. 25, с. 495.
8. Аджян Г. С., Арутюнян А. С., Вартанян Ю. Л. О возможности существования сверхплотных и сверхтяжелых ядер.—Уч. записки ЕГУ, 1982, т. 3, с. 78.
9. Вартанян Ю. Л., Аджян Г. С., Алавердян Г. Б. Пионные звезды.—Астрон. ж., 1984, т. 61, вып. 4, с. 677—685.
10. Pandharipande V. R. Hyperonic matter.—Nucl. Phys., 1971, v. A 178, p. 113.
11. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Теория тяготения и эволюция звезд. М.: Наука, 1971.
12. Саакян Г. С. Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс. М.: Наука, 1972.
13. Campbell D., Dashen R., Manassah J. Chiral symmetry and pion condensation.—Phys. Rev., 1975, v. D 12, p. 979, p. 1010.
14. Weise W., Brown G. E. Equation of state for neutron matter in the presence of a pion condensate.—Phys. Lett., 1975, v. 58 B, p. 300.
15. Ericson M., Ericson T. F. O. Optical properties of low-energy pions in nuclei.—Ann. Phys., 1963, v. 36, p. 323.
16. Bäckman S. O., Weise W. Calculation of the threshold for π^- condensation in neutron matter.—Phys. Lett., 1975, v. 55 B, p. 1.
17. Baym G., Campbell D., Dashen R., Manassah J. A simple model calculation of pion condensation in neutron matter.—Phys. Lett., 1975, v. 58 B, p. 304.
18. Anand J. D., Battacharjee P. P., Biswas S. N. Possible existence of quark stars.—J. Phys. A: Math. Gen., 1979, v. 12, p. L 347.
19. Hartle J. B., Sawyer R. F., Scalapino D. J. Pion condensed matter at high densities. Equation of state and stellar models.—Astrophys. J., 1975, v. 199, p. 471.
20. Maxwell O., Weise W. Properties of pion condensed Neutron Stars.—Phys. Lett. 1976, v. 62 B, p. 159.
21. Baym G., Pethick C., Sutherland P. The ground state of matter at high densities. Equation of state and stellar models.—Astrophys. J., 1971, v. 170, p. 299.
22. Pandharipande V. R., Smith R. A. A model neutron solid with π^0 condensate.—Nucl. Phys., 1975, v. A 237, p. 507.
23. Pandharipande V. R., Pines D., Smith R. A. Neutron star structure; Theory, observation, and speculation.—Astrophys. J., 1976, v. 208, p. 550

ՅՈՒ. Լ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Գ. Ս. ՀԱԶՅԱՆ, Գ. Բ. ԱՎԱԿԵՐԿՅԱՆ

ԳԵՐԽԻՏ ՄԻՋՈՒԿՆԵՐԻ ԳՈՅՈՒԹՅԱՆ ՍՏՈՒԳՄԱՆ ՄԻ
ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ա մ փ ո փ ո մ

Յուլյց է տրված, որ եթե բնության մեջ գոյություն ունեն գերխիտ միջուկներ, ապա նեյտրոնային աստղերում սահմանային խտությունը հավասար է պրոնային կոնդենսացիայի շեմային խտությանը: Վերջինիցս բարձր կենտրոնական խտություններով նեյտրոնային աստղերի հայտնաբերումը կխոսի գերխիտ միջուկների բացակայության մասին: