

МАКСИМАЛЬНАЯ МАССА СТРАННЫХ ЗВЕЗД И ПУЛЬСАРЫ С НАИБОЛЕЕ ТОЧНО ИЗМЕРЕННЫМИ МАССАМИ

Ю.Л.ВАРТАНЯН, А.К.ГРИГОРЯН, А.А.ШАГИНЯН

Поступила 22 декабря 2014

Принята к печати 10 апреля 2015

Исследуется странная кварковая материя (SQM), для которой использована модель мешка, в которой переход к состоянию SQM происходит при плотности энергии, не превышающей удвоенную плотность в атомных ядрах. Поэтому на кривой зависимости массы M равновесных сверхплотных конфигураций от центральной плотности энергии ρ_c (кривая $M(\rho_c)$) нейтронные звезды малой массы и конфигурации, состоящие из SQM, образуют одно семейство. Рассматриваемая модель мешка зависит от трех постоянных: давления вакуума B , постоянной кварк-глюонного взаимодействия α_c , массы странного кварка m_s . Определены наборы значений этих постоянных, использование которых в уравнении состояния SQM приводит к максимальной массе равновесных кварковых конфигураций M_{max} , которые больше недавно точно определенной массы двойного радиопульсара PSR J 0348+0432, равной $2.01M_\odot$. Для таких конфигураций вычислены в зависимости от центральной плотности энергии ρ_c значения массы, радиуса, полного числа барионов, красного смещения с поверхности странной звезды. Для каждой серии с $M_{max} > 2.01M_\odot$ вычислены также значения перечисленных интегральных параметров для сверхплотных конфигураций с массами 2.01, 1.97 и 1.44 солнечных масс, которые из наблюдений определены с большой точностью. При этом оказывается, что, согласно полученным уравнениям состояния, все три пульсара, с наиболее точно измеренными массами, могут быть возможными кандидатами странных звезд.

Ключевые слова: *странные звезды: двойные пульсары: кварковая материя*

1. *Введение. Постановка задачи.* Для исследования возможных эволюционных путей образования, устойчивости, наблюдательных проявлений сверхплотных звезд, важно рассмотрение зависимости их массы M и других интегральных параметров (радиуса, полного числа барионов, энергии связи, момента инерции) от центральной плотности энергии ρ_c (или центрального давления P).

Еще до проведения для таких звезд численных расчетов Ландау [1] показал, что для устойчивых холодных сверхплотных конфигураций, в которых гравитация уравновешивается энергией вырожденных фермионов, масса ограничена, т.е. зависимость $M(\rho_c)$ имеет максимум. Это последнее обстоятельство обусловлено релятивизацией электронов в случае белых карликов и барионов - в случае барионных звезд. Значение максимальной массы и соответствующей ей центральной плотности энергии, а также структурные характеристики сверхплотных звезд зависят от вида уравнения

состояния вещества в весьма широкой области плотностей. При сверхъядерных плотностях выше порога рождения кварков определяющим в уравнении состояния становятся кварковые степени свободы.

Из-за трудностей теории сильных взаимодействий описание как нуклонного, так и кваркового вещества имеет модельный характер. В настоящее время невозможно однозначно выбрать определенную модель уравнения состояния. В качестве критерия для такого выбора должно служить сравнение результатов теоретических расчетов интегральных параметров сверхплотных звезд с наблюдательными данными пульсаров, точность которых, к сожалению, пока недостаточна. Наиболее точно определенной до недавнего времени считалась масса двойного радиопульсара PSR 1913 ÷ 16, $M = (1.442 \pm 0.003)M_{\odot}$ [2]. В последние годы было сообщено о новом точном измерении массы двух двойных радиопульсаров с массами весьма близкими к двум солнечным массам: PSR J1614 ÷ 2230, $M/M_{\odot} = 1.97 \pm 0.04$ [3] и PSR J0348 ÷ 0432, $M/M_{\odot} = 2.01 \pm 0.04$ [4]. Эти открытия ставят определенные ограничения на уравнения состояния барионного сверхплотного вещества.

Действительно, возможность наличия при сверхъядерных плотностях кварковых конфигураций делает актуальным рассмотрение вопроса: такие конфигурации на диаграмме $M(\rho_c)$ составляют следующее по плотности за нейтронными звездами отдельное самостоятельное семейство, или с последними составляют одно семейство. В этой связи необходимо отдельно рассмотреть соответствующее максимальной массе M_{max} значение центральной плотности энергии ρ_c . Обычно в сверхплотных звездах плотность энергии ρ выражается через приходящую на барион среднюю энергию ϵ и концентрацию барионов n (число барионов в единице объема) формулой

$$\rho = (m_0 c^2 + \epsilon(n))n, \quad (1)$$

где m_0 приравнивают или массе нейтрона m_n , или, как сделано в настоящей работе, $M(\text{Fe}^{56})/56$. В многочисленных исследованиях, ссылки на которые можно найти в обзорных статьях и монографиях по физике сверхплотных звезд, для значения ρ_c соответствующему M_{max} в случае нуклонно-гиперонных конфигураций (сверхплотных звезд, не содержащих кварки, которые условно будем называть нейтронными звездами) были получены значения на порядок и более превосходящие ядерную плотность. Лишь наиболее жесткие уравнения состояния барионного вещества [5,6] при плотностях, сравнимых с ядерной, могут воспроизвести массы, близкие одной солнечной. С другой стороны, если для кварковой материи воспользоваться разработанной в Массачусетском технологическом институте (MIT) моделью мешка [7], которая характеризуется весьма малой сжимаемостью, то переход к странной кварковой фазе происходит при концентрации барионов $n_{min} < 2n_0$, где $n_0 = 0.15 \text{ фм}^{-3}$ - ядерная концентрация (см. табл.1), т.е. при плотностях значительно ниже значения ρ_c для M_{max} нейтронных звезд.

Поэтому в пределах модели мешка нейтронные звезды и кварковые конфигурации на диаграмме $M(\rho_c)$ составляют одно семейство [8], и те уравнения состояния, которые приводят к $M_{max} < 2.01M_\odot$, в свете [4], не могут осуществляться в природе.

Таблица 1

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ КОНФИГУРАЦИЙ МАКСИМАЛЬНЫХ МАСС, А ТАКЖЕ С $\dot{M}/M_\odot = 2.01, 1.97$ И 1.44 , СООТВЕТСТВУЮЩИЕ УРАВНЕНИЯМ СОСТОЯНИЯ С $\alpha_c = 0.5, \alpha_c = 0.6$

m_s МэВ	B МэВ/фм ³	ϵ_{min} МэВ	n_{min}/n_0	$\rho_s/10^{15}$ г/см ³	M_{max}/M_\odot M/M_\odot	M_0/M_\odot	M_p/M_\odot	$\rho_c/10^{15}$ г/см ³	z_s	R км
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
$\alpha_c = 0.5$										
150	35	-81.5	1.24	0.281	2.336	3.062	2.959	1.42	0.462	12.95
					2.01	2.563	2.382	0.649	0.335	13.49
					1.97	2.491	2.312	0.622	0.323	13.46
					1.44	1.752	1.609	0.453	0.225	12.61
	40	-55.9	1.37	0.319	2.198	2.798	2.787	1.62	0.463	12.16
					2.01	2.522	2.429	0.852	0.369	12.72
					1.97	2.447	2.351	0.797	0.354	12.71
	45	-32.5	1.49	0.357	1.44	1.766	1.673	0.547	0.247	12.10
					2.084	2.584	2.641	1.79	0.464	11.52
					2.01	2.478	2.474	1.16	0.409	11.96
48	-19.5	1.56	0.38	1.97	2.415	2.399	1.05	0.391	12.01	
				1.44	1.734	1.689	0.64	0.264	11.59	
				2.023	2.473	2.567	1.92	0.465	11.17	
51	-6.95	1.63	0.402	2.01	2.456	2.519	1.57	0.444	11.39	
				1.97	2.394	2.431	1.29	0.416	11.57	
				1.44	1.689	1.671	0.69	0.269	11.29	
200	35	-60.3	1.25	0.289	1.968	2.374	2.496	2.02	0.465	10.86
					2.235	2.847	2.823	1.52	0.452	12.54
					2.01	2.518	2.411	0.764	0.351	13.14
					1.97	2.473	2.363	0.735	0.342	13.14
	40	-34.9	1.37	0.329	1.44	1.731	1.632	0.495	0.233	12.43
					2.105	2.607	2.661	1.73	0.453	11.78
					2.01	2.472	2.457	1.06	0.391	12.29
	44	-16.3	1.48	0.361	1.97	2.413	2.388	0.972	0.375	12.33
					1.44	1.735	1.686	0.599	0.255	11.89
					2.017	2.449	2.549	1.86	0.454	11.28
	45	-11.8	1.51	0.369	2.01	2.436	2.514	1.59	0.438	11.47
					1.97	2.384	2.434	1.31	0.412	11.66
1.44					1.665	1.653	0.667	0.262	11.42	
47	-3.09	1.55	0.385	1.997	2.413	2.524	1.90	0.454	11.17	
				1.97	2.372	2.442	1.43	0.422	11.48	
				1.44	1.658	1.654	0.688	0.264	11.32	
				1.959	2.345	2.477	2.00	0.456	10.93	

Таблица 1 (Окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
$\alpha_c = 0.6$										
150	35	-64.1	1.22	0.282	2.337	3.002	2.961	1.41	0.463	12.94
					2.01	2.537	2.409	0.663	0.339	13.48
					1.97	2.471	2.342	0.635	0.328	13.45
					1.44	1.711	1.603	0.454	0.225	12.58
	40	-38.1	1.34	0.32	2.200	2.745	2.790	1.61	0.464	12.15
					2.01	2.471	2.428	0.851	0.369	12.71
					1.97	2.397	2.349	0.797	0.354	12.7
					1.44	1.726	1.669	0.547	0.247	12.08
	45	-14.3	1.46	0.358	2.086	2.536	2.647	1.81	0.466	11.5
					2.01	2.430	2.475	1.16	0.409	11.95
1.97					2.367	2.400	1.05	0.391	12.01	
1.44					1.697	1.687	0.640	0.263	11.58	
50	7.58	1.58	0.396	1.989	2.362	2.523	1.98	0.466	10.96	
				1.97	2.334	2.458	1.55	0.439	11.23	
				1.44	1.649	1.681	0.732	0.276	11.12	
52	15.9	1.63	0.411	1.953	2.300	2.478	2.05	0.466	10.77	
200	35	-43.8	1.23	0.292	2.231	2.789	2.817	1.52	0.452	12.51
					2.01	2.498	2.439	0.793	0.358	13.09
					1.97	2.413	2.349	0.736	0.342	13.08
					1.44	1.723	1.655	0.504	0.237	12.42
	40	-18.1	1.36	0.332	2.103	2.558	2.658	1.72	0.454	11.76
					2.01	2.420	2.449	1.06	0.391	12.25
					1.97	2.361	2.381	0.972	0.375	12.29
					1.44	1.691	1.674	0.601	0.254	11.84
	44	0.74	1.46	0.364	2.016	2.404	2.551	1.89	0.456	11.25
					2.01	2.394	2.517	1.61	0.441	11.43
					1.97	2.338	2.430	1.31	0.412	11.64
					1.44	1.634	1.652	0.672	0.262	11.39
45	5.25	1.49	0.372	1.996	2.369	2.526	1.92	0.456	11.14	
				1.97	2.332	2.447	1.45	0.425	11.44	
				1.44	1.628	1.655	0.693	0.265	11.29	
47	14.1	1.54	0.388	1.959	2.303	2.478	1.99	0.457	10.92	

В настоящей работе для кваркового вещества принята модель мешка [7], которая зависит от трех феноменологических постоянных: постоянной мешка V (давления вакуума), постоянной кварк-глюонного взаимодействия α_c и массы странного кварка m_s . Определены наборы значений этих постоянных, использование которых в уравнении состояния странного кваркового вещества приводят к максимальной массе равновесных конфигураций, которая больше массы PSR J0348+0432: $M_{max} > 2.01M_{\odot}$. Для таких конфигураций вычислены также в зависимости от центральной плотности энергии ρ_c значения массы, радиуса, полного числа барионов, красного смещения z

поверхности сверхплотной звезды. Для каждой серии с $M_{max} > 2.01 M_{\odot}$ вычислены также значения перечисленных интегральных параметров для сверхплотных конфигураций с массами $M/M_{\odot} = 2.01, 1.97$ и 1.44 .

2. *Переход к странной кварковой материи. Уравнение состояния.* В [9-11] было показано, что состоящая из u, d, s кварков странная кварковая материя SQM даже при нулевом давлении может быть энергетически предпочтительнее, чем состоящая из u, d кварков нестранная кварковая материя NQM и вещество в атомных ядрах N . Виттен показал [11], что без учета взаимодействия между кварками (модель идеального газа) отношение химических потенциалов на барион ультрарелятивистских SQM и NQM при одном и том же давлении равно 0.89. Это для SQM при нулевом давлении приводит к энергии на барион на 84.4 МэВ меньше массы нейтрона. Эта разница при учете массы странного кварка ($m_s c^2 = 200$ МэВ), оставаясь значительной, уменьшается и доходит до 30.4 МэВ. Однако при нулевом давлении из-за отсутствия странных кварков состояние SQM вакантно-барионное вещество находится в нуклонном (ядерном) состоянии N , которое энергетически выгоднее, чем NQM. При некотором критическом давлении $P = P_0$ химический потенциал нейтрона приравнивается химическому потенциалу на барион в NQM: $\mu(N) = \mu(NQM)$, и при $P > P_0$ имеет место $\mu(NQM) < \mu(N)$. Происходит освобождение u, d кварков из нуклонов, т.е. переход от N к NQM состоянию. Но так как отношение химических потенциалов SQM и NQM равно 0.89, то вследствие слабого взаимодействия происходит фазовый переход от NQM к SQM, или в результате - переход от N к SQM.

В [12] показано, что если для кварков принять модель мешка [7], то состоящая из примерно равного количества u, d, s кварков и обеспечивающих их электронейтральность небольшой добавки электронов странная кварковая материя для определенных значений постоянных мешка (B, α_c, m_s) может приводить к случаю, когда приходящая на барион средняя энергия ϵ в зависимости от удельного объема барионов ($1/n$) может иметь как положительный, так и отрицательный локальный минимум (рис. 1), что в свою очередь приводит к двум альтернативным возможностям.

В случае, когда $\epsilon_{min} > 0$, при плотностях кварков больших n_{min} может происходить фазовый переход первого рода со скачком плотности. При этом в соответствии с условием Гиббса (или построением Максвелла) возможно фазовое равновесие между странной кварковой и нуклонно-гиперонной (ядерной) материями, т.е. имеет место одновременное сосуществование двух фаз. Сверхплотные звезды, соответствующие такому уравнению состояния, принято называть гибридными звездами. Такие звезды с $M \geq M_{\odot}$ имеют состоящее из SQM центральное ядро, где сосредоточено более 90% всей массы, и оболочку с составом вещества

нейтронных звезд.

В [13] было проведено подробное исследование гибридных конфигураций. Путем сочетания трех уравнений состояния нуклонно-гиперонного (ядерного) вещества с различными вариантами уравнений состояния SQM

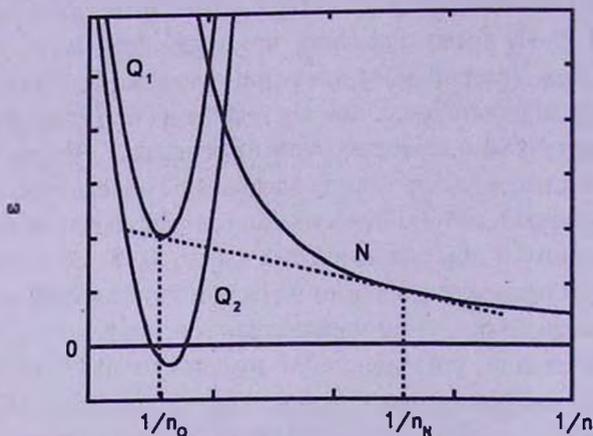


Рис.1. Зависимость приходящей на барион средней энергии ε от удельного объема $1/n$ для нуклонно-ядерного (кривая N) и странного кваркового (кривые Q_1 и Q_2) веществ. Пунктирная касательная показывает фазовый переход от нуклонно-ядерного вещества к кварковому, n_Q и n_N - соответствующие концентрации барионов при фазовом переходе.

найден набор уравнений состояний с фазовым переходом, для которых интегрированием релятивистских уравнений звездного равновесия определены их интегральные параметры и ряд характерных особенностей. Показано, что во всех обеспечивающих такой фазовый переход уравнениях состояния в кварковой фазе в точке перехода концентрация барионов n_Q (см. рис.1) лишь на несколько процентов превосходит значение n_{min} . Однако для всех рассмотренных уравнений состояний максимальная масса гибридных звезд оказалась меньше $2.01M_{\odot}$. В следующем разделе настоящей работы рассмотрены наборы постоянных мешка, которые для гибридных звезд приводят к $M_{max} \geq 2.01M_{\odot}$ (табл.1, $\alpha_c = 0.6$). Детальное рассмотрение уравнений состояния, приводящих для гибридных звезд к $M_{max} \geq 2.01M_{\odot}$, и их влияние на выявленные в [13] характерные особенности таких конфигураций, требует отдельного рассмотрения.

Особый интерес представляет второй альтернативный вариант уравнения состояния, когда $\varepsilon(n_{min}) < 0$. Как следует из рис.1 в этом случае не возможно построение Максвелла, т.е. не возможен фазовый переход от нуклонно-ядерного к кварковому состоянию. Кварковая материя может находиться в самосвязанном состоянии и, как следствие, возникает возможность существования самоудерживающихся, так называемых, "странных звезд" - ss [14,15]. Такие звезды могут существовать и при

отсутствии гравитации. Последняя ограничивает максимальную массу таких конфигураций, которая, как и в случае нейтронных звезд, оказывается порядка $2M_{\odot}$. В [16,17] были рассмотрены модели странных звезд и проведен их разносторонний анализ. Обзор исследований по SQM и ее связи с сверхплотными звездами приведен в [18].

Следуя [12], для SQM приведем вкратце формализм уравнения состояния в случае модели "мешка". В этой модели странная кварковая материя состоит из вырожденного ферми-газа u, d, s кварков и электронов. Предполагается, что кварки и глюоны заключены в области пространства, называемой "мешком", где удерживаются определяемым постоянной мешка B -вакуумным давлением. Состояние SQM характеризуется также постоянной кварк-глюонного взаимодействия α_c и массой странного кварка m_s . Массами u, d кварков и электронов из-за их малости пренебрегаем. Из условий β равновесия между кварками имеем

$$\mu_d = \mu_u + \mu_e; \quad \mu_d = \mu_s \equiv \mu, \tag{2}$$

где μ_i ($i = u, d, s, e$) химические потенциалы u, d, s кварков и электронов. Соотношения (2) необходимо дополнить условием электронейтральности

$$\frac{2}{3}n_u - \frac{1}{3}n_d - \frac{1}{3}n_s - n_e = 0, \tag{3}$$

где $n_i(\mu_i) = -\partial\Omega_i/\partial\mu_i$ - концентрации соответствующих составляющих. Здесь Ω_i - полученные в линейном приближении по α_c термодинамические потенциалы [12], определяющие свойства SQM. Эти величины зависят от α_c и μ_i , а в случае Ω_s также от m_s и ρ_R - точки перенормировки для массы странного кварка, для которой выбирается значение 313 МэВ [12]. Соотношения (2) и (3) позволяют получить в зависимости от единственного независимого параметра μ для SQM основные термодинамические величины - давление P , плотность энергии ρ , концентрацию барионов n и химический потенциал барионов μ_Q .

$$P(\mu) = -\sum_i \Omega_i(\mu) - B, \tag{4}$$

$$\rho = \sum (\Omega_i + \mu_i n_i) + B, \tag{5}$$

$$n = \frac{1}{3}(n_u + n_d + n_s), \tag{6}$$

$$\mu_Q(P) = (\rho(P) + P)/n(P). \tag{7}$$

3. Результаты вычислений. Основные параметры сферически-симметрических статических сверхплотных звезд определяются численным интегрированием системы релятивистских уравнений звездного равновесия - уравнений TOV [19,20]. Здесь мы не будем приводить эти уравнения. Укажем лишь, что использованный нами их компактный вид приведен в

[21]. В зависимости от значения центральной плотности энергии ρ_c рассчитаны значения радиуса звезды R ($P(R)=0$, P - давление), гравитационной массы M ($M = (4\pi/c^2) \int_0^R \rho r^2 dr$), массы покоя M_0 ($M_0 = 4\pi m_0 \int_0^R nr^2 \exp(\lambda/2) dr$), собственной массы M_p ($M_p = (4\pi/c^2) \int_0^R \rho r^2 \exp(\lambda/2) dr$) и красного смещения с поверхности звезды z_s ($z_s = (1 - 2GM/c^2 R)^{-1/2} - 1$). Здесь ρ - плотность энергии, n - концентрация барионов, $\exp(\lambda)$ - радиальная компонента метрического тензора [19,20].

Как было отмечено в разделе 2 для SQM в случае модели мешка заданием значений феноменологических постоянных (B , α_c , m) в зависимости от единственного независимого параметра μ (химического потенциала странного кварка) определяются основные термодинамические величины: концентрация барионов n , средняя энергия на барион ϵ , давление P и плотность энергии ρ . При расчетах удобно за независимую переменную принять концентрацию барионов. Для заданной тройки параметров мешка прежде всего определяется зависимость $\epsilon(n)$ и определяются значения n_{min} и $\epsilon_{min} = \epsilon(n_{min})$, при которых давление $P=0$. Значениями n_{min} и ϵ_{min} для данного уравнения состояния SQM (выбранной тройки параметров мешка) согласно (1) определяется значение плотности энергии ρ_s на поверхности странной звезды ss, если $\epsilon_{min} < 0$, или на поверхности кварковой сердцевины гибридных звезд, если $\epsilon_{min} > 0$. Для каждого уравнения состояния интегрированием уравнений TOV найдена зависимость массы равновесных устойчивых конфигураций от значения центральной плотности энергии ρ_c - кривые $M(\rho_c)$. Для каждой серии определены максимальные значения массы M_{max} , где теряется устойчивость [22,23]. Для уравнений состояний с $M_{max}/M_\odot > 2.01$, кроме интегральных параметров конфигураций с M_{max} , определены также интегральные параметры конфигураций с массами $M/M_\odot = 1.44$, 1.97 и 2.01. Если в дальнейшем для этих конфигураций с большой точностью, кроме массы, удастся определить из наблюдений также другой интегральный параметр (например, радиус или красное смещение), то сопоставлением с результатами теоретических вычислений можно будет выбрать осуществляемый в природе вид уравнения состояния.

Вычисления были проведены для значений $\alpha_c = 0.05$, 0.5 и 0.6 и массы странного кварка $m_s c^2 = 150 + 200$ МэВ, которые порядка разности масс Λ° гиперона и нуклона. Такие значения массы странного кварка больше значения массы токового странного кварка, равного 95 МэВ [24,25], имеющем место при асимптотической свободе, когда размеры пространства локализации отдельного кварка меньше 10^{-14} см, при котором становится возможным пренебречь взаимодействием токовых кварков с физическим вакуумом, содержащим кварк-антикварковый конденсат. Это взаимодействие

и приводит к увеличению массы токового (голого) кварка.

Результаты вычислений приведены в табл.1 и на рис.2 и 3. Для каждого уравнения состояния в таблице приведены значения B , n_{min} , ϵ_{min} и плотности на поверхности ρ_s в единицах 10^{15} г/см^3 . Значениями n_{min} и ρ_s для выбранного уравнения состояния определяются концентрация барионов и плотность энергии при переходе к SQM.

Из табл.1 и рис.2 видно, что из трех параметров мешка (B , α_c , m_s)

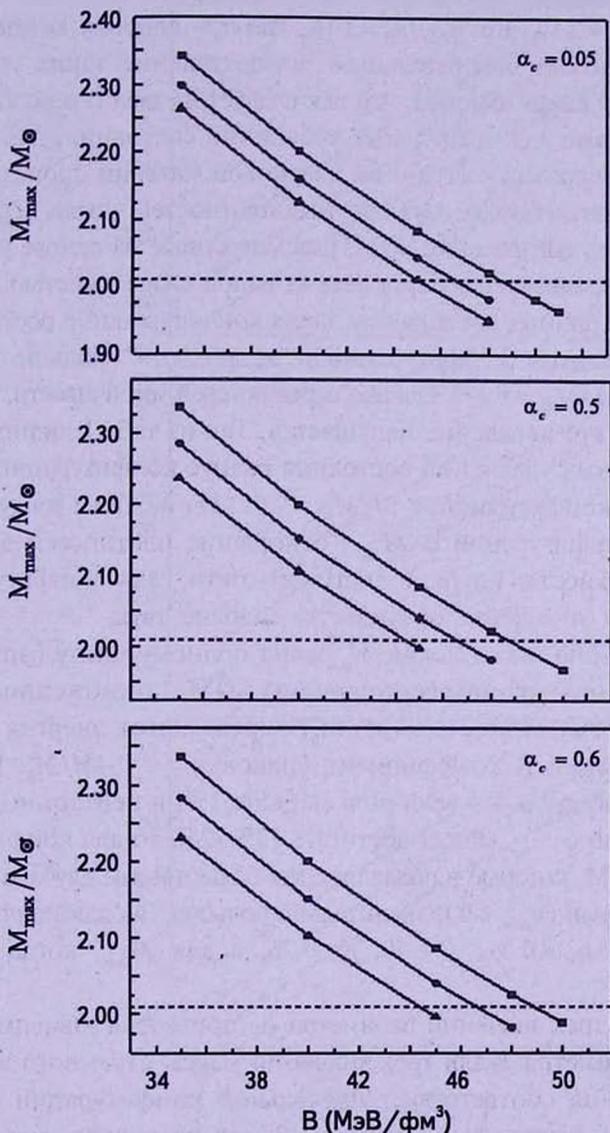


Рис.2. Зависимость максимальной массы равновесных конфигураций от значения параметра B для различных значений массы странного кварка m_s и параметра α_c . Пунктирная линия соответствует конфигурации с $M / M_{\odot} = 2.01$. На рисунке приняты следующие обозначения \blacksquare - $m_s = 150$ МэВ, \bullet - $m_s = 175$ МэВ, \blacktriangle - $m_s = 200$ МэВ.

определяющим для значения максимальной массы является параметр B , с увеличением которого M_{max} уменьшается и при некотором критическом значении B_0 приводит к массе, меньше $2.01M_\odot$. Осуществляются только те уравнения состояния, для которых $B \leq B_0$.

Отметим, что хотя при уменьшении значения B максимальная масса растет, но при этом переход к SQM происходит при плотностях, слегка превышающих ядерную. Так при $B = 30$ МэВ/фм³ ($m_s = 150$ МэВ, $\alpha_c = 0.05$) имеем $M_{max}/M_\odot = 2.52$, но $n_{min}/n_0 = 1.16$, где n_0 - ядерная концентрация барионов. Это делает сомнительным осуществление таких уравнений состояния. В этой связи отметим, что как следует из табл.1, в используемой модели мешка даже для предельных уравнений состояния, для которых $M_{max}/M_\odot \approx 2.01$, переход к странной кварковой материи происходит при плотностях, не достигающих двух ядерных плотностей, когда $n_{min}/n_0 \leq 1.7$.

Конфигурации, содержащие SQM, рассмотренные на основе уравнения состояния мешка, характеризуются весьма малой сжимаемостью. Поэтому в отличие от нейтронных звезд радиус таких конфигураций с ростом массы также растет (радиусы конфигураций с $M/M_\odot = 1.97$ больше радиусов конфигураций с $M/M_\odot = 1.44$). Однако перед потерей устойчивости, благодаря эффектам ОТО, это поведение нарушается. Так из табл.1 видно, что для всех рассмотренных уравнений состояния радиус конфигураций с M_{max} меньше радиуса конфигураций с $M/M_\odot = 2.01$. Из таблицы следует также, что если для конфигураций с M_{max} отношение плотностей энергии в центре к поверхности (ρ_c/ρ_s) достигает пяти, для конфигураций с $M/M_\odot = 1.44$ это отношение оказывается меньше двух.

По определению масса покоя M_0 равна полному числу барионов N_b равновесных конфигураций, состоящих из SQM, помноженному на m_0 : $M_0 = m_0 N_b$. Поэтому разностью $(M - M_0)$ определяется энергия связи E_b таких конфигураций и коэффициент упаковки $f = 1 - M/M_0$. Если для обычных атомных ядер эта величина меньше 1%, в нейтронных звездах для конфигураций с M_{max} может достигать 12% [26], то для конфигураций, состоящих из SQM, которые в подавляющем большинстве случаев являются странными звездами ($\varepsilon_{min} < 0$), значительно больше. Так для конфигурации с M_{max} в случае $\alpha_c = 0.05$, $B = 40$, $f = 0.26$, а для M_{max} , когда $\alpha_c = 0.6$, $B = 40$, $f = 0.2$.

На рис.2 для трех значений параметра α_c приведена зависимость M_{max} от значения параметра B для трех значений массы странного кварка m_s . Пунктирная линия соответствует предельной конфигурации с массой $M_{max}/M_\odot = 2.01$ и определяет значение B_0 для различных значений m_s . Напомним, что осуществляются лишь те уравнения состояния, для которых $B \leq B_0$.

На рис.3 приведены аналогичные кривые, определяющие зависимость

ϵ_{min} от значения параметра B . На кривых крестиками отмечены значения ϵ_{min} , соответствующие B_0 . Эти значения обозначим $(\epsilon_{min})_0$. Осуществляются только те уравнения состояния, для которых $\epsilon_{min} < (\epsilon_{min})_0$. Из табл.1 и рис.2 и 3 замечаем, что B_0 весьма слабо зависит от α_c и незначительно уменьшается с увеличением значения массы странного кварка, оставаясь в интервале $44 < B_0 < 49$.

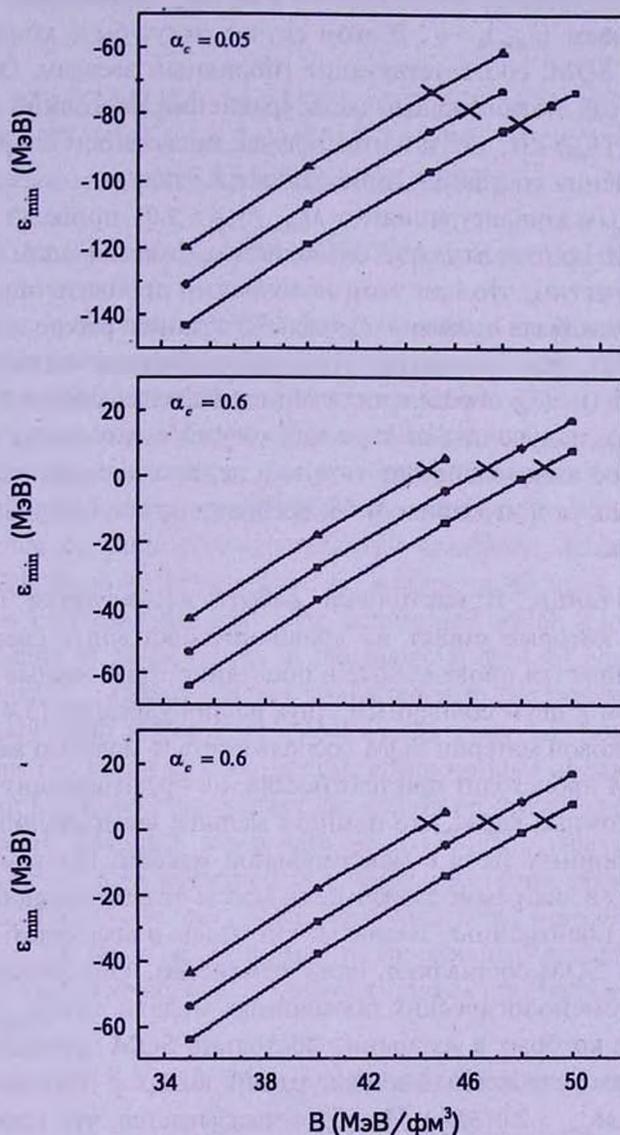


Рис.3. Зависимость минимального значения средней энергии на барион ϵ_{min} от значения параметра B для уравнений состояния, приводящих к $M_{max}/M_{\odot} \geq 2.01$ для различных значений массы странного кварка m_s и параметра α_c . Крестиками отмечены предельно допустимые значения ϵ_{min} . Обозначения те же, что и на рис.2.

Вычисления показывают, что в случае $\alpha_c \leq 0.5$ имеем $(\epsilon_{min})_0 < 0$. Все такие уравнения состояния, основные параметры которых приведены в таблице (см. также рис.3), определяют конфигурации странных звезд (*ss*).

В таблице приведены также данные для $\alpha_c = 0.6$. Показано, что и в этом случае имеются уравнения состояния, приводящие к конфигурациям странных звезд ($\epsilon_{min} < 0$). Однако здесь в предельном случае, когда значение B увеличиваясь приближается к B_0 (M_{max} уменьшаясь стремится к $2.01M_\odot$), имеем $(\epsilon_{min})_0 > 0$. В этом случае могут быть конфигурации, состоящие из SQM, соответствующие гибридным звездам. Однако, как следует из рис.3, подавляющая часть уравнений состояний и в случае $\alpha_c = 0.6$ имеет $\epsilon_{min} < 0$, т.е. и в этом случае также в основном осуществляются уравнения состояния, приводящие к странным звездам.

К гибридным конфигурациям с $M_{max}/M_\odot > 2.01$ приведут уравнения состояния SQM, соответствующие значениям α_c , изменяющим в интервале $0.6 < \alpha_c < 1$. Отметим, что при этом необходимо проявить определенную осторожность, как было отмечено в разделе 2, в данной работе использованы результаты [12], где основные термодинамические величины SQM (соотношения (4) - (7)) определяются термодинамическими потенциалами Ω_i ($i = u, d, s$), полученными в рамках теории возмущения, в которой кварк-глюонное взаимодействие учтено в первом порядке по константе разложения ($2\alpha_c/\pi$), что приводит к требованию значительной малости этой величины.

4. Заключение. В настоящей работе исследуются возможные ограничения, которые ставят на уравнение состояния сверхплотного барионного вещества проведенные в последние годы точные измерения массы, близкой к двум солнечным, двух радиопульсаров [3,4]. Если для странной кварковой материи SQM воспользоваться моделью мешка [7], то переход к SQM происходит при плотностях, не превышающих удвоенную плотность в атомных ядрах, что намного меньше центральной плотности энергии нейтронных звезд с максимальной массой. Поэтому в рамках модели мешка на диаграмме зависимости массы от центральной плотности (кривая $M(\rho_c)$) нейтронные звезды малой массы и сверхплотные звезды, состоящие из SQM, составляют одно семейство. Определены наборы значений феноменологических постоянных модели мешка (B, α_c, m), использование которых в уравнении состояния SQM приводит к максимальным массам равновесных конфигураций, которые больше массы PSR J 0348 + 0432 ($M_{max} > 2.01M_\odot$). При этом оказывается, что если для константы кварк-глюонного взаимодействия α_c ограничиться значениями $\alpha_c < 0.6$, то согласно полученным уравнениям состояния, все три пульсара с наиболее точно измеренными массами ($M/M_\odot = 1.44, 1.97, 2.01$) могут

быть возможными кандидатами странных звезд.

Выражаем благодарность Г.Б.Алавердянцу за обсуждения.

Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: yuvartanyan@ysu.am

THE MAXIMUM MASSES OF STRANGE STARS AND PULSARS WITH MORE EXACTLY MEASURED MASSES

Yu.L.VARTANYAN, A.K.GRIGORYAN, H.A.SHAHINYAN

The strange quark matter (SQM) has been studied for which the bag model was used, where the transition to SQM state occurs at the density of energy which does not twice exceed the density in atomic nuclei. That is why on the curve of dependence of mass M of equilibrium superdense configurations on central density of energy ρ_c ($M(\rho_c)$ curve) the neutron stars with small mass and configuration consisted of SQM form one family. The concerned bag model depends on three phenomenological constants: vacuum pressure B , constant of quark-gluon interactions α_c , strange quark mass m_s . The groups of the values of these constants were determined which application in the equation of state of SQM results in the maximal mass of equilibrium quark configurations M_{max} , that are bigger compared with the precisely determined mass of binary radio pulsar PSR J0348+0432 equal to $2.01M_\odot$. For such configurations the values of mass, radius, entire number of baryons as well as red shift from the strange star surface depending on central energy density ρ_c were calculated. For each series with $M_{max} > 2.01M_\odot$, the values of listed integral parameters were calculated as well for super-dense configurations with 2.01, 1.97 and 1.44 sun masses, which were determined from observations with high precision. In this case, according to the obtained equations of state all three pulsars with more accurately measured masses may be possible candidates for strange stars.

Key words: *strange stars: binary pulsars: quark matter*

ЛИТЕРАТУРА

1. *L.D.Landau*, Phys. Z., USSR, 1, 285, 1932.
2. *J.H.Taylor, J.M.Weisberg*, Astrophys. J., 345, 434, 1989.
3. *P.Demorest, T.Pennucci, S.M.Ransom, M.S.E.Roberts, J.W.T.Hessels*, Nature, 467, 1081, 2010.
4. *R.S.Lynch et al.*, Astrophys. J., 763, 81, 2013; *J.Antoniadis et al.*, Science, 340, no 6131, 2013.
5. *B.D.Serot*, Phys. Lett., B86, 146, 1979.
6. *V.R.Pandharipande, D.Pines, R.A.Smith*, Astrophys. J., 208, 550, 1976.
7. *A.Chodos, R.L.Jaffe, K.Johnson, C.B.Thorn, V.F.Weisskopf*, Phys. Rev., D9, 3471, 1974.
8. *Ю.Л.Вартанян, А.Р.Арутюнян, А.К.Григорян*, Астрофизика, 37, 499, 1994, (Astrophysics, 37, 271, 1994). Письма в Астрон. ж., 21, 136, 1995.
9. *A.R.Bodmer*, Phys. Rev., D4, 1601, 1971.
10. *H.Terazawa*, JNS-Report-336JNS, University of Tokyo, 1979.
11. *E.Witten*, Phys. Rev., D30, 272, 1984.
12. *E.Farhi, R.L.Jaffe*, Phys. Rev., D30, 2379, 1984.
13. *Г.Б.Алавердян, А.Р.Арутюнян, Ю.Л.Вартанян*, Астрофизика, 46, 455, 2003; 47, 65, 2004, (Astrophysics, 46, 361, 2003; 47, 52, 2004).
14. *C.Alcock, A.Olinto*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 38, 161, 1988.
15. *O.G.Benvenuto, J.E.Horvarth*, Phys. Rev. Lett., 63, 716, 1989.
16. *C.Alcock, E.Farhi, A.Olinto*, Astrophys. J., 310, 261, 1986.
17. *P.Hansel, J.L.Zdunik, R.Shaeffer*, Astron. Astrophys., 160, 12, 1986.
18. *F.Weber*, Prog. Part. Nucl. Phys., 54, 193-228, 2005.
19. *R.C.Tolman*, Phys. Rev., 55, 364, 1939.
20. *J.R.Oppenheimer, G.M.Volkoff*, Phys. Rev., 55, 374, 1939.
21. *Ю.Л.Вартанян*, Астрофизика, 53, 25, 2010, (Astrophysics, 53, 18, 2010).
22. *Я.Б.Зельдович*, Вопросы космологии, Изд. АН СССР, 9, 36, 1963.
23. *G.S.Bisnovatyi-Kogan*, Astron. Astrophys., 31, 3910, 1974.
24. *Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, Н.П.Юдин*, Частицы и атомные ядра, ЛКИ, 2007.
25. *K.A.Olivia et al.*, (Particle Data Group) Chinese Phys., C38, 9, 2014.
26. *Г.С.Саакян, Ю.Л.Вартанян*, Астрон. ж., 41, 193, 1964.