

УДК: 31.084

КВАРКОВЫЕ ЗВЕЗДЫ МАЛЫХ МАСС ИЛИ КВАРКОВЫЕ БЕЛЫЕ КАРЛИКИ

Г.Б.АЛАВЕРДЯН, А.Р.АРУТЮНЯН, Ю.Л.ВАРТАНЯН

Поступила 11 августа 2000

Принята к печати 15 ноября 2000

Рассматривается уравнение состояния, которое в сверхплотном ядерном веществе приводит к фазовому переходу первого рода от нуклонного состояния к кварковому с параметром перехода $\lambda > 3/2$ ($\lambda = \rho_Q / (\rho_N + \rho_0/c^2)$). Расчет интегральных параметров сверхплотных звезд на основе этого уравнения состояния показывает, что на устойчивой ветви зависимости массы звезды от центрального давления ($dM/dP_c > 0$) в области малых масс после образования зубцеобразного излома ($M = 0.08 M_\odot$, $R = 200$ км), обусловленного рождением кварков, образуется также новый локальный максимум с $M_{\text{max}} = 0.082 M_\odot$ и $R = 1251$ км. Для такой звезды масса и радиус кваркового ядра оказываются равными соответственно $M_{\text{qj}} = 0.005 M_\odot$ и $R_{\text{qj}} = 1.7$ км. В рассматриваемой модели аккреция вещества может привести к двум последовательным переходам в нейтронную звезду с кварковым ядром с энерговыделением, похожим на взрыв сверхновых.

1. *Введение.* Гипотеза о возможности образования странного кваркового вещества в сверхплотном ядерном веществе, высказанная Виттенем [1], стимулировала многочисленные работы, посвященные как проблеме перехода к такому состоянию и построению реалистического уравнения состояния, так и применению различных вариантов уравнения состояния для изучения компактных объектов, содержащих странное кварковое вещество [2-11]. Оказалось, что в зависимости от реализуемых в природе значений квантовохромодинамических (КХД) констант могут существовать два типа существенно отличающихся друг от друга звездных конфигураций - так называемые странные звезды, целиком состоящие из странного кваркового вещества, и гибридные звезды, содержащие одновременно нейтронное и странное кварковое вещество. С целью изучения функциональной зависимости структурных и интегральных параметров звездных конфигураций от вида уравнения состояния сверхплотного вещества нами был рассмотрен широкий набор реалистических уравнений состояния, обеспечивающих сосуществование нейтронного вещества со странной кварковой материей. В области малых масс ($M/M_\odot \sim 0.08$) было обнаружено, что одно из этих уравнений состояния приводит к появлению дополнительного локального максимума на кривой зависимости массы звезды M от ее центрального давления P_c , что обуславливает возможность существования нового семейства устойчивых равновесных звездных конфигураций с довольно интересными отличительными особенностями. В

центре таких звезд имеется кварковое ядро, а радиус звезды может достигать значений порядка 1000 км, что делает их похожими на белые карлики.

В этой работе мы ограничимся изучением гибридных звезд в случае реализации именно такого уравнения состояния, сконцентрировав наше внимание на область малых масс. Результаты более подробного сравнительного анализа функциональной зависимости свойств звезды от выбора уравнения состояния во всем возможном интервале изменения центрального давления будут опубликованы позднее.

При рассмотрении фазового перехода к кварковому веществу мы предполагали, что имеет место обычный фазовый переход первого рода, и при некотором значении давления P_0 , соответствующем сосуществованию двух фаз, плотность энергии и концентрация барионов претерпевают скачок. Предложенная Гленденнингом [8] смешанная фаза кваркового и ядерного веществ предполагает, в отличие от обычного фазового перехода первого рода, непрерывное изменение давления и плотности в области появления кварковой фазы. Если смешанная фаза энергетически предпочтительнее, то вместо фазового перехода первого рода имеют место два фазовых перехода второго рода, соответственно при плотностях начала и конца смешанной фазы.

В работе [9] показано, что учет локальной поверхностной и кулоновской энергий, появляющихся вследствие образования кварковых и ядерных структур смешанной фазы, приводит к возможности энергетической невыгодности образования смешанной фазы. Так, если поверхностное натяжение между кварковым и ядерным веществом достаточно велико, то появление смешанной фазы энергетически невыгодно. Нейтронная звезда тогда будет иметь ядро из чистого кваркового вещества и кору из ядерного вещества. В этом случае имеет место фазовый переход первого рода и две фазы сосуществуют.

При малых и средних значениях поверхностного натяжения кварковых структур появляется возможность существования смешанной фазы, содержащей кварковые образования разных конфигураций в виде каплеобразных, стержнеобразных и пластинообразных структур [10].

Неопределенность в значении поверхностного натяжения странного кваркового вещества в настоящее время не позволяет однозначно выяснить, какой из вышеуказанных вариантов реализуется в действительности. Ниже мы рассматриваем случай, предполагающий такое поверхностное натяжение, которое приводит к фазовому переходу первого рода с возможностью сосуществования двух фаз.

2. *Уравнение состояния.* Плотность вещества внутри нейтронной звезды меняется в достаточно большом интервале значений от нескольких г/см³ в периферии (оболочке) до 10¹⁵ г/см³ в центре. В настоящее время отсутствует единая теория, обеспечивающая адекватное описание состояния такого вещества, с учетом образования всевозможных конститuentов во всем

интервале значений плотности. Поэтому при построении уравнения состояния вещества нейтронной звезды обычно для разных интервалов значений плотности используют разные уравнения состояния, обеспечивая, конечно, непрерывность при переходе из одной области в другую.

2.1. *Нуклонное вещество (NM)*. В данной работе мы использовали следующие уравнения состояния для значений плотности ниже нормальной ядерной плотности:

$$7.86 \text{ г/см}^3 < \rho < 1.15 \cdot 10^3 \text{ г/см}^3, \quad (\text{FMT} \quad [12]),$$

$$1.15 \cdot 10^3 \text{ г/см}^3 < \rho < 4.3 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3, \quad (\text{BPS} \quad [13]).$$

Начиная с плотности $\rho_{\text{н}} = 4.3 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$ из-за испарения нейтронов из ядер состав вещества меняется, образуется так называемая *Аел*-структура и состояние описывается уравнением

$$4.3 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3 < \rho < 2.21 \cdot 10^{13} \text{ г/см}^3, \quad (\text{BBP} \quad [14]).$$

В надъядерной области плотности было использовано протабулированное в работе [15] релятивистское уравнение состояния нейтронного вещества, рассчитанное с учетом двухчастичных корреляций на основе применения мезонно-обменного потенциала Бонна [16]. Это уравнение состояния обозначим через *WGW-Bonn*

$$3.56 \cdot 10^{13} \text{ г/см}^3 < \rho < 4.81 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3, \quad (\text{WGW-Bonn} \quad [15]).$$

Отметим, что при сшивании этого уравнения с уравнением состояния *BBP* из последнего была отброшена перекрывающаяся область плотностей $2.98 \cdot 10^{13} \text{ г/см}^3 < \rho < 1.58 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$.

Приведенные уравнения состояния, охватывающие в совокупности область плотностей $7.86 \text{ г/см}^3 < \rho < 4.81 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$, описывают вещество нейтронной звезды, имеющей нуклонную структуру.

Для исследования фазового перехода необходимо знать зависимость химического потенциала бариона μ_b от давления P , т.е. функцию $\mu_b^{(NM)}(P)$, или зависимость энергии на барион ε от плотности барионов $n - \varepsilon^{(NM)}(n)$. С этой целью к табулированным значениям величин P , ρ , n были добавлены значения величин

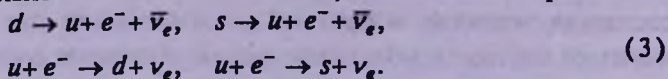
$$\mu_b^{(NM)}(P) = n \frac{\partial \rho c^2}{\partial n} - \rho c^2 = \frac{P + \rho c^2}{n}, \quad (1)$$

$$\varepsilon^{(NM)}(n) = \rho c^2 / n. \quad (2)$$

Для построения непрерывных функций $\mu_b^{(NM)}(P)$ и $\varepsilon^{(NM)}(n)$ нами была использована интерполяционная схема Эйткена [17].

2.2. *Странное кварковое вещество (QM)*. Для описания кварковой фазы была использована модель кваркового мешка, разработанная в Массачусетском технологическом институте (MIT) [18]. Кварковая фаза состоит из трех ароматов кварков u , d , s и электронов, находящихся в

равновесии относительно слабых взаимодействий, обеспечиваемых реакциями



Эти взаимопревращения приводят к следующим соотношениям между химическими потенциалами:

$$\mu_s = \mu_d = \mu_u + \mu_e. \quad (4)$$

Условие электронейтральности для кварк-электронной плазмы имеет вид

$$\frac{2}{3}n_u - \frac{1}{3}n_d - \frac{1}{3}n_s - n_e = 0. \quad (5)$$

Плотность числа частиц i -го сорта определяется формулой

$$n_i(\mu_i) = -\frac{\partial \Omega_i}{\partial \mu_i} \quad (i = u, d, s, e), \quad (6)$$

где Ω_i - термодинамический потенциал частиц i -го сорта. Нами было использовано выражение термодинамического потенциала Ω , приведенное в работах [2,4] в линейном приближении относительно постоянной кварк-глюонного взаимодействия $\alpha_c = g^2/4\pi$, где g - константа связи КХД. В этих работах массы u и d кварков приняты равными нулю, а масса странного кварка равна $m_s = 175$ МэВ.

Уравнения (4)-(6) позволяют выразить концентрации частиц n_i и термодинамические потенциалы Ω_i как функции от химического потенциала одного из ароматов кварков, скажем от $\mu_s = \mu_d = \mu$.

Давление в модели мешка MIT определяется выражением

$$P(\mu) = - \sum_{i=u,d,s,e} \Omega_i(\mu) - B, \quad (7)$$

где B - постоянная "мешка", характеризующая вакуумное давление и обеспечивающая конфайнмент.

В настоящей работе использованы следующие феноменологические параметры модели "мешка":

$$m_s = 175 \text{ МэВ}, \quad B = 55 \text{ МэВ/фм}^3, \quad \text{и} \quad \alpha_c = 0.5.$$

Плотность энергии кварк-электронной плазмы $\rho^{(QM)} c^2$ и барионная концентрация $n_B^{(QM)}$ определяются выражениями

$$\rho^{(QM)} c^2 = \sum_{i=u,d,s,e} (\Omega_i + \mu_i n_i) + B, \quad (8)$$

$$n_B^{(QM)} = \frac{1}{3} (n_u + n_d + n_s). \quad (9)$$

Так же, как и в случае нейтронного вещества, для странного кваркового вещества определяются барионный химический потенциал $\mu_B^{(QM)}$ и энергия, приходящаяся на барион - $\mathcal{E}^{(QM)}$.

$$\mu_B^{(QM)} = \frac{P + \rho^{(QM)} c^2}{n_B^{(QM)}}, \quad (10)$$

$$\mathcal{E}^{(QM)} = \rho^{(QM)} c^2 / n_B^{(QM)}. \quad (11)$$

2.3. *Фазовый переход первого рода.* В рассматриваемой нами модели имеет место фазовый переход первого рода. Условия Гиббса

$$p^{(NM)} = p^{(QM)} = P_0, \quad \mu_B^{(NM)} = \mu_B^{(QM)} \quad (12)$$

позволяют найти давление P_0 , плотности числа барионов n_N и n_Q , а также массовые плотности ρ_N и ρ_Q , характеризующие сосуществование двух фаз.

Параметры фазового перехода первого рода могут быть определены также стандартным построением Максвелла. Функциональная зависимость энергии на барион при фазовом переходе первого рода удовлетворяет аналогичным условиям Гиббса соотношениям

$$\frac{\partial \mathcal{E}^{(NM)}}{\partial (1/n_B^{(NM)})} = \frac{\partial \mathcal{E}^{(QM)}}{\partial (1/n_B^{(QM)})} = -P_0, \quad (13)$$

$$\mathcal{E}_Q - \mathcal{E}_N = P_0 \left(\frac{1}{n_N} - \frac{1}{n_Q} \right), \quad (14)$$

что соответствует общей касательной на графике зависимости энергии на барион $\mathcal{E}$ от $1/n$. На рис.1 приводится построение Максвелла, позволяющее определить параметры фазового перехода первого рода P_0 , n_N и n_Q .

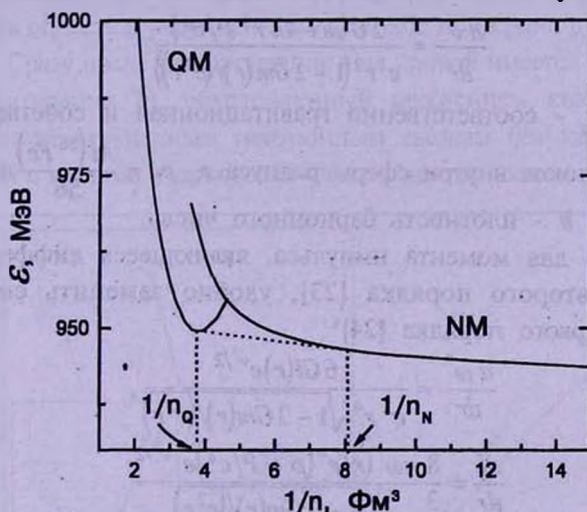


Рис.1. Построение Максвелла для фазового перехода нейтронного вещества (NM) к странному кварковому веществу (QM). $\mathcal{E}$ - энергия, приходящаяся на барион, n - плотность барионов.

Численные расчеты в рамках этой модели привели к следующим значениям характеристик фазового перехода первого рода: $P_0 = 0.76 \text{ МэВ/фм}^3$, $n_N = 0.12 \text{ фм}^{-3}$, $n_Q = 0.26 \text{ фм}^{-3}$, $\rho_N c^2 = 113.8 \text{ МэВ/фм}^3$, $\rho_Q c^2 = 250.5 \text{ МэВ/фм}^3$.

3. *Модели нейтронных звезд с ядрами из странного кваркового вещества (гибридные звезды).* 3.1. *Уравнения ТОВ и Хартла.* Для сферически-симметричных статических звезд пространственно-временная геометрия задается метрикой

$$ds^2 = e^{\nu(r)} c^2 dt^2 - e^{\lambda(r)} dr^2 - r^2 (d\vartheta^2 + \sin^2 \vartheta d\varphi^2). \quad (15)$$

Структурная функция $e^{\lambda(r)}$ определяется формулой

$$e^{\lambda(r)} = \left(1 - 2Gm(r)/(c^2 r)\right)^{-1},$$

где $m(r)$ - накопленная внутри сферы радиуса r масса. Метрическая функция $\nu(r)$ вне звезды удовлетворяет условию

$$e^{\nu(r)} = 1 - 2GM/(c^2 r), \quad r > R. \quad (16)$$

Уравнения Эйнштейна для статической звезды приводят к известным уравнениям Толмена-Оппенгеймера-Волкова [19-22]

$$\frac{dP}{dr} = - \frac{G(\rho + P/c^2)}{r^2 (1 - 2Gm(r)/(c^2 r))} (m + 4\pi r^3 P/c^2), \quad (17)$$

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \rho, \quad (18)$$

$$\frac{dm_0}{dr} = \frac{4\pi r^2 \rho_0}{\sqrt{1 - 2Gm(r)/(c^2 r)}}, \quad (19)$$

$$\frac{dm_p}{dr} = \frac{4\pi r^2 \rho}{\sqrt{1 - 2Gm(r)/(c^2 r)}}, \quad (20)$$

$$\frac{d\nu^*}{dr} = \frac{2G(m + 4\pi r^3 P/c^2)}{c^2 r^2 (1 - 2Gm(r)/(c^2 r))}. \quad (21)$$

Здесь m и m_p - соответственно гравитационная и собственная массы, а m_0 - масса покоя внутри сферы радиуса r , $\rho_0 = \frac{M(^{56}\text{Fe})}{56} n$ - плотность массы покоя, n - плотность барионного числа.

Уравнение для момента импульса, являющееся дифференциальным уравнением второго порядка [23], удобно заменить системой двух уравнений первого порядка [24]:

$$\frac{d\omega^*}{dr} = \frac{6Gl(r)e^{\nu^*/2}}{c^2 r^4 \sqrt{1 - 2Gm(r)/(c^2 r)}}, \quad (22)$$

$$\frac{dl}{dr} = \frac{8\pi\omega^*(r)r^4(\rho + P/c^2)e^{-\nu^*/2}}{3\sqrt{1 - 2Gm(r)/(c^2 r)}}. \quad (23)$$

Интегрирование начинается с центра звезды со следующими граничными условиями: $P = P_c$, $m(0) = 0$, $m_0(0) = 0$, $m_p(0) = 0$, $\nu^*(0) = 0$, $\omega^*(0) = \omega_0$, $l(0) = 0$, где ω_0 - произвольная постоянная.

Граница равновесной конфигурации определяется условием $P(R) = 0$, где R - координатный радиус звезды. Полная гравитационная масса M , полная масса покоя M_0 и полная собственная масса M_p определяются соответственно как $M = m(R)$, $M_0 = m_0(R)$ и $M_p = m_p(R)$.

Структурная функция $\nu(r)$ определяется выражением

* В работе [24] в уравнении (22) пропущен множитель 6.

$$\nu(r) = \nu^*(r) - \nu^*(R) + \ln[1 - 2Gm(r)/(c^2 r)]. \quad (24)$$

Функции $\omega^*(r)$ и $l(r)$ позволяют определить момент инерции звезды

$$I = \frac{l(R)}{\omega^*(R) \sqrt{1 - 2GM/(c^2 R)} e^{-\nu^*(R)/2} + \frac{2Gl(R)}{c^2 R^3}}. \quad (25)$$

Интегральные параметры сверхплотной звезды определяются численным интегрированием системы уравнений (17)-(23) для заданного уравнения состояния $\rho(P)$ и $\rho_0(P)$.

3.2. Результаты численного интегрирования. С использованием описанного выше уравнения состояния сверхплотного вещества с учетом возможности появления в результате фазового перехода первого рода странной кварковой материи были проинтегрированы уравнения ТОВ и Хартля.

Результаты расчета полной массы M , массы покоя M_0 и собственной массы M_p в зависимости от центрального давления P_c приведены на рис.2. Если в области максимальной массы (конфигурация d) эти кривые имеют обычный характер, то в области малых масс, где снова происходит потеря устойчивости - нарушается условие $dM/dP_c > 0$ (конфигурация a), - кривая имеет ряд особенностей, которые отсутствуют в случае других уравнений состояния. Эта область в укрупненном масштабе приведена в левом верхнем углу рисунка. Сразу после конфигурации a на кривой имеется зубцеобразный излом (конфигурация b), обусловленный рождением кварков. Участок (ab) соответствует стабильным нейтронным звездам без кваркового ядра. Конфигурации с малыми кварковыми ядрами неустойчивы - участок кривой

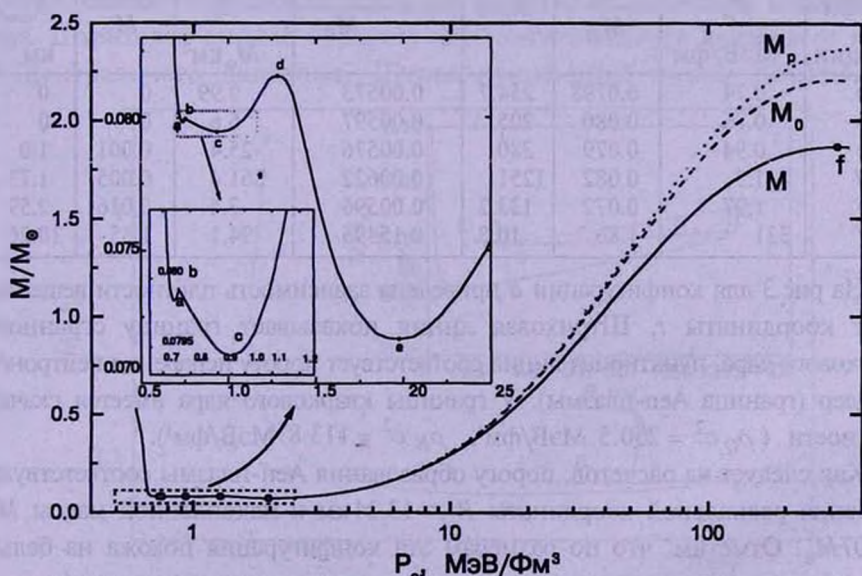


Рис.2. Зависимость полной массы M , массы покоя M_0 и собственной массы M_p от центрального давления. В левом верхнем углу в укрупненном масштабе показан ход зависимости $M(P_c)$ в области малых масс. Символами a, b, c, d, e, f обозначены критические конфигурации, a соответствует обычной нейтронной звезде с минимальной массой, b - порогу образования кваркового ядра.

(bc), где $dM/dP_c < 0$. Это согласуется с результатами работы [25], где было показано, что в случае выполнения условия

$$\lambda = \frac{\rho_0}{\rho_N + \rho_0/c^2} > 3/2 \quad (26)$$

конфигурации с ядром новой фазы малой массы являются неустойчивыми. В рассмотренном случае $\lambda = 2.19$, т.е. соответствует условию (26).

Обычно при выполнении условия (26) зубцеобразный излом abc имеет место не в области малых масс, а на восходящей ветви кривой $M(P_c)$, и после конфигурации c до конфигурации с максимальной массой f кривая имеет монотонно восходящий характер. В рассмотренном же случае сразу после этого излома опять в области малых масс образуется локальный максимум - конфигурация d , у которой радиус превосходит 1000 км, а масса хоть и слегка, но превосходит массу конфигурации b и равна $0.082M_\odot$. У этой конфигурации вместе с радиусом выделенный максимум имеет также момент инерции (см. табл.1 и рис.6).

В табл.1 представлены основные параметры критических конфигураций a, b, c, d, e, f . Здесь приведено также значение коэффициента упаковки α . Как видим, для всех критических конфигураций эта величина имеет положительный знак и по величине, кроме конфигурации f , того же порядка, что для белых карликов.

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ КРИТИЧЕСКИХ КОНФИГУРАЦИЙ

Конфи- гурации	P_c , МэВ/фм ³	$\frac{M}{M_\odot}$	R , км	$\alpha = \frac{M_0 - M}{M_0}$	I , $M_\odot \text{ км}^2$	$\frac{M_{\text{core}}}{M_\odot}$	R_{core} , км
a	0.74	0.0798	254.7	0.00573	9.99	0	0
b	0.76	0.080	205	0.00597	6.6	0	0
c	0.94	0.079	380	0.00576	25.4	0.001	1.0
d	1.3	0.082	1251	0.00622	861.4	0.005	1.73
e	1.97	0.072	133.2	0.00596	2.4	0.016	2.59
f	321	1.86	10.8	0.15495	94.1	1.85	10.26

На рис.3 для конфигурации d приведена зависимость плотности вещества ρ от координаты r . Штриховая линия показывает границу странного кваркового ядра, пунктирная линия соответствует порогу испарения нейтронов из ядер (граница Аеп-плазмы). У границы кваркового ядра имеется скачок плотности ($\rho_0 c^2 = 250.5$ МэВ/фм³, $\rho_N c^2 = 113.8$ МэВ/фм³).

Как следует из расчетов, порогу образования Аеп-плазмы соответствуют значения радиальной координаты $R_m = 13.24$ км и накопленной массы $M_m = 0.07M_\odot$. Отметим, что по размерам эта конфигурация похожа на белые карлики, но основная часть ее массы сосредоточена в Аеп-плазме.

На рис.4 показана зависимость массы звезды M от ее радиуса R . Символами a, b, c, d, e, f обозначены те же конфигурации, что и на

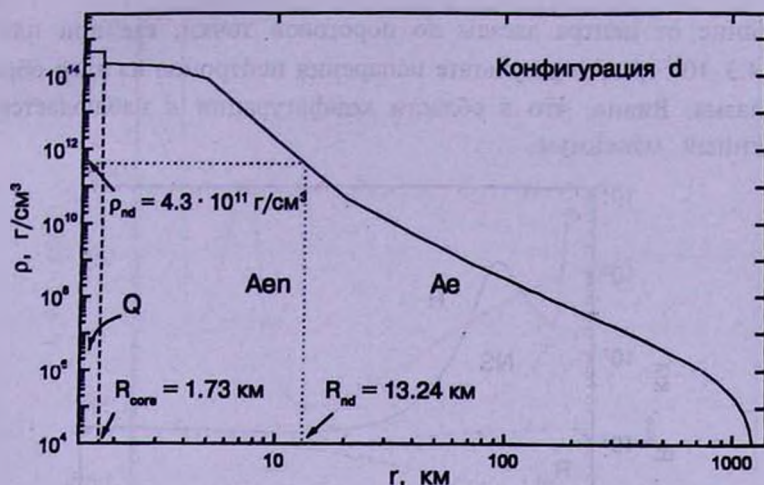


Рис.3. Плотность вещества ρ в зависимости от радиальной координаты r для конфигурации d (см. рис.2 и табл.1). Штриховая линия соответствует границе странного кваркового ядра, пунктирная - порогу образования при плотности $\rho_{nd} = 4.3 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$ Асп-плазмы.

рис.2. Из рис.4 видно, что звезды одинаковой массы, соответствующие двум ветвям (cd) и (ef), достаточно сильно отличаются друг от друга по радиусу. В то время, как звезды ветви (ef) имеют радиусы ~ 10 км, звезды ветви (cd) имеют довольно большие радиусы порядка 1000 км, что характерно для белых карликов.

На рис.5 показана зависимость радиуса звезды R и радиуса кваркового ядра R_{core} от центрального давления P_c . Пунктирной линией показана кривая, соответствующая нейтронным звездам, не имеющим кваркового ядра. Штриховой линией показана зависимость радиуса кваркового ядра от центрального давления. Штрих-пунктирная линия показывает

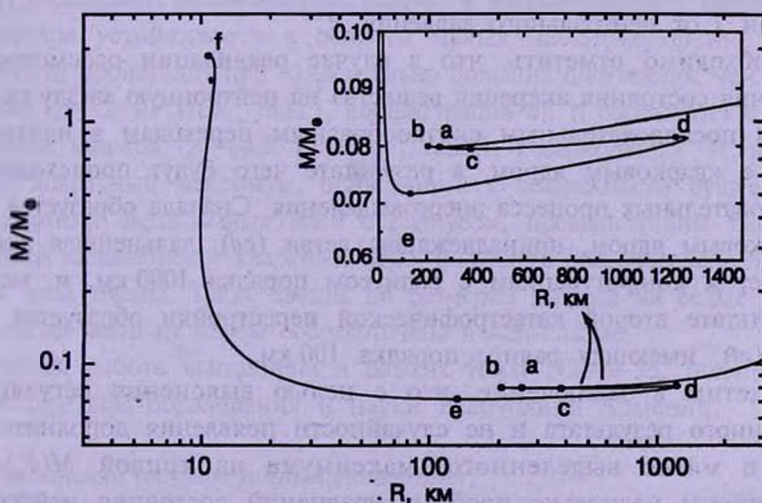


Рис.4. Зависимость массы M звезды от ее радиуса R . В правом верхнем углу в укрупненном масштабе показан ход зависимости $M(R)$ в области малых масс. a, b, c, d, e, f - те же конфигурации, что и на рис.2.

расстояние от центра звезды до пороговой точки, где при плотности $\rho_{nd} = 4.3 \cdot 10^{11}$ г/см³ в результате испарения нейтронов из ядер образуется Аеп-плазма. Видно, что в области конфигурации *d* наблюдается резко выделенный максимум.

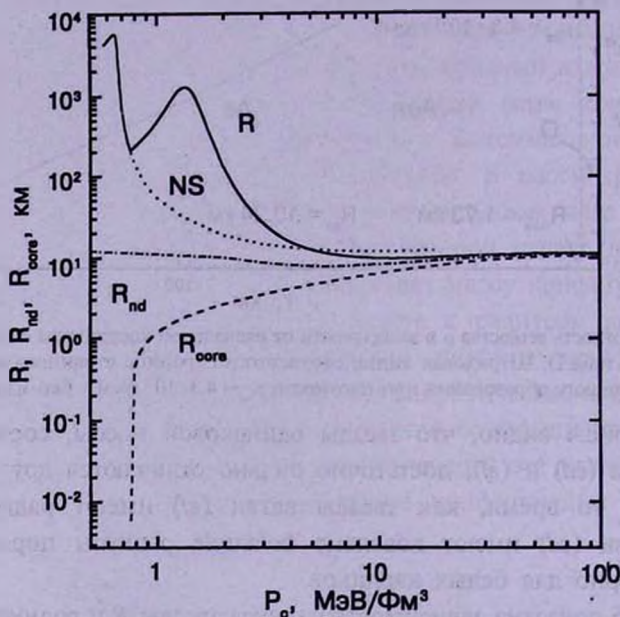


Рис.5. Зависимость радиуса звезды R от центрального давления P_c . Пунктирная линия соответствует обычным нейтронным звездам, не имеющим кваркового ядра. Штриховая линия показывает зависимость радиуса кваркового ядра R_{core} от P_c , а штрих-пунктирная линия - зависимость координаты R_{nd} соответствующей порогу образования Аеп-плазмы.

На рис.6 представлен график зависимости релятивистского момента инерции I от центрального давления P_c .

Необходимо отметить, что в случае реализации рассмотренного уравнения состояния аккреция вещества на нейтронную звезду приведет к двум последовательным скачкообразным переходам в нейтронную звезду с кварковым ядром, в результате чего будут происходить два последовательных процесса энергосвободения. Сначала образуется звезда с кварковым ядром, принадлежащая ветви (*cd*); дальнейшая аккреция приведет к конфигурациям с радиусом порядка 1000 км, и, наконец, в результате второй катастрофической перестройки образуется звезда ветви (*ef*), имеющая радиус порядка 100 км.

Отметим в заключение, что с целью выяснения регулярности полученного результата и не случайности появления дополнительного (хотя и мягко выделенного) максимума на кривой $M(P_c)$ были рассмотрены несколько пробных уравнений состояния нейтронного вещества, отличающихся от рассмотренного уравнения в области, близкой к порогу образования кварковой фазы. Исследования подтвердили

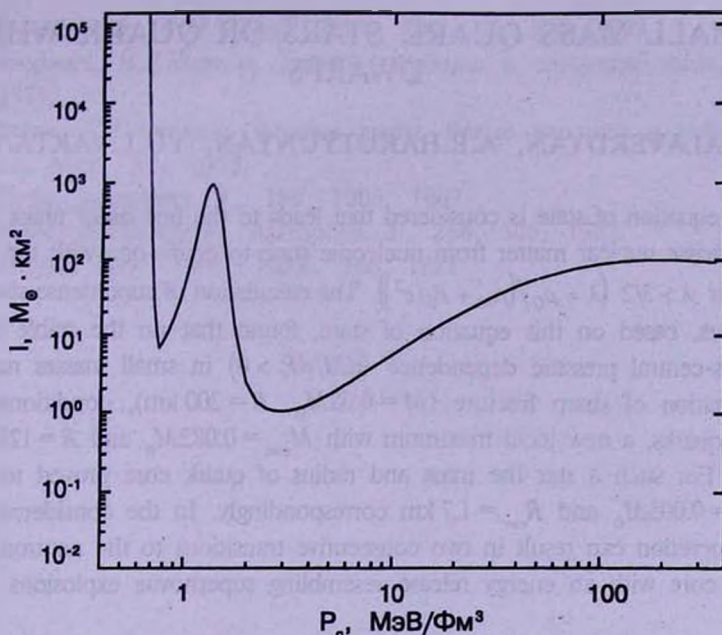


Рис.6. Релятивистский момент инерции I в зависимости от центрального давления.

регулярность результата и показали, что варьирование уравнения состояния в области $9 \cdot 10^{13} \text{ г/см}^3 < \rho < 1.8 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$ может приводить в некоторых случаях даже к усилению обнаруженной особенности кривой $M(P_c)$.

4. *Заключение.* Фазовый переход первого рода с параметром перехода $\lambda > 3/2$ в сверхплотном ядерном веществе от нуклонной компоненты к странному кварковому состоянию обычно приводит к возникновению на устойчивой ветви зависимости массы звезды от центрального давления (кривой $M(P_c)$) небольшого зубцеобразного излома. В рассматриваемой выше модели, где потеря устойчивости в области малых масс (нарушение условия $dM/dP_c > 0$) происходит при относительно больших плотностях, чем в других моделях ($\rho_c = 2 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$, табл.1, конфигурация *a*), и соседствует с порогом рождения кварков ($\rho_c = 4.5 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$, табл.1, конфигурация *b*), возникает новый локальный максимум, приводящий к возможности существования сверхплотных звезд малых масс с радиусом, превышающим тысячу км, имеющих километровое кварковое ядро, в котором сосредоточено лишь 6 % массы всей звезды. Такие звезды по размерам похожи на белые карлики, а основная часть их массы сосредоточена в Аеп-плазме.

Данная работа выполнена в рамках темы N2000-55, поддержанной Министерством образования и науки Республики Армения.

Ереванский государственный университет,
Армения

SMALL MASS QUARK STARS OR QUARK WHITE DWARFS

G.B.ALAVERDYAN, A.R.HARUTYUNYAN, YU.L.VARTANYAN

The equation of state is considered that leads to the first order phase transition in superdense nuclear matter from nucleonic state to quark one with the transition parameter $\lambda > 3/2$ ($\lambda = \rho_Q / (\rho_N + P_0/c^2)$). The calculation of superdense stars integral parameters, based on this equation of state, found that on the stable branch of star mass-central pressure dependence ($dM/dP_c > 0$) in small masses region after the formation of sharp fracture ($M = 0.08 M_\odot$, $R = 200$ km), conditioned by the birth of quarks, a new local maximum with $M_{\text{max}} = 0.082 M_\odot$ and $R = 1251$ km also appears. For such a star the mass and radius of quark core proved to be equal to $M_{\text{core}} = 0.005 M_\odot$ and $R_{\text{core}} = 1.7$ km correspondingly. In the considered model a matter accretion can result in two consecutive transitions to the neutron star with a quark core with an energy release resembling supernovae explosions.

ЛИТЕРАТУРА

1. E.Witten, Phys. Rev., D30, 272, 1984.
2. E.Farhi, R.L.Jaffe, Phys. Rev., D30, 2379, 1984.
3. C.Alcock, E.Farhi, A.Olinto, Astrophys. J., 310, 261, 1986.
4. P.Haensel, J.L.Zdunik, R.Schaeffer, Astron. Astrophys., 160, 121, 1986.
5. Г.Б.Алавердян, А.Р.Арутюнян, Ю.Л.Вартанян, А.К.Григорян, Докл. НАН РА, 95, 98, 1995.
6. Ю.Л.Вартанян, А.Р.Арутюнян, А.К.Григорян, Письма в Астрон. ж., 21, 136, 1995.
7. S.B.Khadkikar, A.Mashra, H.Mishra, Mod. Phys. Lett., 10, 2651, 1995.
8. N.K.Glendenning, Phys. Rev., D46, 1274, 1992.
9. H.Heiselberg, C.J.Pethick, E.F.Staubo, Phys. Rev. Lett., 70, 1355, 1993.
10. C.P.Lorenz, D.G.Ravenhall, C.J.Pethick, Phys. Rev. Lett., 70, 379, 1993.
11. H.Heiselberg, M.Hjorth-Jensen, nucl-th/ 9902033, 1999.
12. R.P.Feynman, N.Metropolis, E.Teller, Phys. Rev., 75, 1561, 1949.
13. G.Baym, C.Pethick, P.Sutherland, Astrophys. J., 170, 299, 1971.
14. G.Baym, H.A.Bethe, C.J.Pethick, Nucl. Phys., A175, 225, 1971.
15. F.Weber, N.K.Glendenning, M.K.Weigel, Astrophys. J., 373, 579, 1991.
16. R.Machleidt, K.Holinde, Ch.Elster, Phys. Rept., 149, 1, 1987.
17. Н.С.Бахвалов, Численные методы, Наука, М., 1975.
18. A.Chodos, R.L.Jaffe, K.Johnson et al., Phys. Rev., D9, 3471, 1974.
19. R.C.Tolman, Phys. Rev., 55, 364, 1939.

20. *J.R.Oppenheimer, G.M.Volkoff*, Phys. Rev., **55**, 374, 1939.
21. *Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков*, Теория тяготения и эволюция звезд, Наука, М., 1971.
22. *С.Шапиро, С.Тьюкалски*, Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды, Мир, М., 1985.
23. *J.V.Hartle*, Astrophys. J., **150**, 1005, 1967.
24. *P.Haensel, M.Proszynski*, Astrophys. J., **258**, 306, 1982.
25. *B.Kaempfer*, Phys. Lett., **101B**, 366, 1981.