

К 100-летию со дня рождения
академика В.А.Амбарцумяна

СВЕРХПЛОТНЫЕ ЗВЕЗДЫ, СОДЕРЖАЩИЕ СТРАННЫЕ БАРИОНЫ

Ю.Л.ВАРТАНЯН

Поступила 20 ноября 2009

Статья имеет обзорный характер и посвящена столетию В.А.Амбарцумяна. Автор, который является одним из первых учеников В.А.Амбарцумяна и Г.С.Саакяна по сверхплотной космогонии, приводит результаты своих первых исследований, выполненных совместно с Г.С.Саакяном и опубликованных сразу после основополагающих работ своих учителей, которые дополняли эти исследования. Приводятся также результаты исследований автора, выполненные с соавторами, относящиеся к сверхплотным звездам, содержащим странные кварки.

Ключевые слова: *странные звезды: странные карлики.устойчивость*

1. *Введение.* В научном наследии В.А.Амбарцумяна особое место занимают идеи, связанные со сверхплотной космогонией. На основе теоретического анализа наблюдений звездных ассоциаций и бурных процессов, происходящих в ядрах галактик, Амбарцумян выдвинул гипотезу о дозвездной материи [1-4]. В отличие от общепринятой точки зрения, согласно которой звезды формируются в результате конденсации диффузной материи, эта гипотеза исходила из представления о существовании массивных тел - протозвезд, неизвестной природы, в результате распада которых формируются звезды в ассоциациях. В [1-4] делался вывод, что массивные протозвезды должны были обладать очень высокой плотностью материи.

В начале шестидесятых годов прошлого столетия были опубликованы исследования В.А.Амбарцумяна и Г.С.Саакяна [5-7], посвященные физике нейтронных звезд, в которых вещество находится при плотностях порядка и выше ядерной. В то время пульсары еще не были обнаружены и нейтронным звездам были посвящены всего несколько работ Ландау [8], Бааде и Цвики [9], Оппенгеймера и Волкова [10], опубликованные в тридцатых годах того же столетия. Такие звезды рассматривались как гипотетические модели теоретической физики, в которых в отличие от обычных звезд гравитации противодействует не тепловое давление, а обусловленная принципом Паули квантовая упругость нейтронов и небольшого числа протонов и электронов. Так как в слабых взаимодействиях

странность не сохраняется, Амбарцумян и Саакян заметили, что при сверхядерных плотностях с увеличением импульса Ферми нейтронов, протонов и электронов, энергетически выгоднее в центральных областях нейтронных звезд стабилизация также тяжелых барионов - гиперонов. Стабилизация гиперонов заинтересовала Амбарцумяна прежде всего в энергетическом аспекте, так как последние на триста электронных масс тяжелее нуклонов. Поэтому при переходе от плотного состояния к разряженному, которое предполагалось в его космогонической схеме, тяжелые барионы могли служить мощным источником выделения энергии. В пределах общепринятых законов физики эти надежды не оправдались, так как гипероны стабилизируются лишь в сильном гравитационном поле и поэтому не могли быть источником выделения энергии. Кроме того, наличие шварцшильдовской сингулярности в общей теории относительности приводило к ограничению средней плотности массивных гипотетических протозвезд, которая не могла быть выше $\bar{\rho} = 2 \cdot 10^{16} \text{ г/см}^3 (M_{\odot}/M)^2$. Несмотря на такое несоответствие основных положений космогонической гипотезы Амбарцумяна с теоретическими выкладками исследования по барионным звездам Амбарцумяна и Саакяна [5-7] после более чем двадцатилетнего перерыва возродили интерес к физике нейтронных звезд, которая после открытия пульсаров в 1968г. стала одной из актуальных направлений не только теоретической физики и астрофизики, но и наблюдательной астрономии. Конечно, этому прежде всего способствовали новейшие достижения ядерной физики и физики элементарных частиц во второй половине прошлого столетия. Экстремальные физические условия, существующие в нейтронных звездах, делали их естественными лабораториями для проверки различных теоретических моделей физики элементарных частиц при сверхвысоких энергиях, которые невозможно осуществить в земных условиях.

В данной статье автор, который является одним из первых учеников В.А.Амбарцумяна и Г.С.Саакяна по физике нейтронных звезд, приводит результаты своих первых исследований в этом направлении, выполненных в соавторстве с Саакяном [11,12], которые были опубликованы сразу после выхода [5-7] и во многом дополняли эти работы, а также результаты своих работ, выполненные в последние годы в соавторстве, посвященные сверхплотным звездам, содержащим странные кварки. Такой выбор ни в коем случае не умаляет значения, полученных другими исследователями результатов, а служит лишь данью автора памяти своих учителей и преследует цель подчеркнуть их большие заслуги в становлении физики сверхплотных звезд.

2. *Основные уравнения. Гиперонные конфигурации.* Для нахождения основных параметров сферически-симметрических сверхплотных звезд, необходимо проинтегрировать релятивистские уравнения звездного равновесия (уравнения Толмена-Оппенгеймера-Волкова, "TOV") [10,13], дополненные уравнениями для определения релятивистского момента инерции [14,15]. Следуя [16], запишем эти уравнения в следующем виде

$$dP/dr = -0.5 r_g m \rho r^{-2} (1 + P/\rho) (1 + br^3 P/m) / (1 - r_g m/r), \quad (1)$$

$$dm/dr = b \rho r^2, \quad (2)$$

$$dm_0/dr = b \rho_0 r^2 / (1 - r_g m/r)^{1/2}, \quad (3)$$

$$dm_p/dr = b \rho r^2 / (1 - r_g m/r)^{1/2}, \quad (4)$$

$$d v^* / dr = r_g m r^{-2} (1 + br^3 P/m) / (1 - r_g m/r), \quad (5)$$

$$d \omega / dr = 3 r_g r^{-4} e^{v^*/2} / (1 - r_g m/r)^{1/2}, \quad (6)$$

$$dl/dr = 2/3 b \omega \rho r^4 (1 + P/\rho) e^{-v^*/2} / (1 - r_g m/r)^{1/2}. \quad (7)$$

Здесь P - давление, ρ - плотность полной энергии, ρ_0 - плотность массы покоя, $m(r)$ - накопленная в сфере радиуса r масса, $m(R) \equiv M$, где M - полная масса звезды, R - ее радиус, который определяется из условия $P(R) = 0$. При этом $M_0 \equiv m_0(R) = m^* B$, где B - полное число барионов в звезде. $M_p \equiv m_p(R)$ - собственная масса. Через эту величину в ньютоновском пределе определяется как гравитационная энергия E_G

$$\left(E_G = M - M_p, E_G = (G/c^2) \int_0^M m(r) dm/r \right), \text{ так и полная внутренняя энергия } E_{in} \left(E_{in} = M_p - M_0, E_{in} = (1/c^2) \int_0^R n \epsilon dV \right).$$

Для статического сферически-симметрического гравитационного поля, для которого выписаны уравнения (1)-(7), метрика имеет вид $ds^2 = e^{v(r)} dt^2 - e^{\lambda(r)} dr^2 - r^2 (d\vartheta^2 + \sin^2 \vartheta d\varphi^2)$. Радиальная компонента метрического тензора $e^{\lambda(r)}$ определяется через накопленную массу $m(r)$ соотношением $e^{\lambda(r)} = (1 - r_g m/r)^{-1}$, а временная компонента $e^{v(r)}$ связана с v^* , определяемым (5), соотношением

$$e^{v(r)} = (1 - r_g M/R) e^{v^*(r) - v^*(R)}. \quad (8)$$

Через $e^{v(r)}$ можно вычислить гравитационное красное смещение с поверхности звезды $Z = \Delta\lambda/\lambda = e^{-v(R)/2} - 1$. Истинный радиус определяется выражением $R^* = \int_0^R e^{\lambda(r)/2} dr$.

Уравнения (6) и (7) служат для определения релятивистского момента инерции $I = I(R)/\Omega$ [14,15], где

$$\Omega = \omega(R) e^{-v^*(R)/2} (1 - r_g M/R)^{1/2} + r_g I(R)/R. \quad (9)$$

Плотность массы покоя $\rho_0 = m^* c^2 n$, $m^* = M(\text{Fe}^{56}/56)$, где $M(\text{Fe}^{56})$ - масса ядра железа, а n - полная концентрация барионов (число барионов в единице объема). Давление P и плотность энергии ρ связаны уравнением состояния, которое обычно задается в параметрическом виде в зависимости от n

$$P = n^2 d \mathcal{E}(n) / dn, \quad (10)$$

$$\rho = \rho_0 (1 + \mathcal{E}(n) / m^* c^2), \quad (11)$$

где $\mathcal{E}(n)$ - средняя энергия, приходящая на барион. При вычислении P , ρ и ρ_0 удобно пользоваться системой единиц

$$m_\pi = \hbar = c = 1, \quad (12)$$

где m_π - масса π мезона, \hbar - постоянная Планка, деленная на 2π , c - скорость света.

В (1)-(7) P , ρ и ρ_0 выражены в системе единиц (12), m , m_0 , m_p - в солнечных массах M_\odot , r - в км, момент инерции I в $M_\odot \text{ км}^2$ (т.е. в единицах $1.989 \cdot 10^{43} \text{ г см}^2$). Коэффициент $r_g = 2GM_\odot/c^2 = 2.949 \text{ км}$ - гравитационный радиус Солнца. Возникновение этого коэффициента в (1)-(7) очевидно и не требует отдельных объяснений. Коэффициент $b = 5.546 \cdot 10^{-4}$ и обусловлен следующим. Рассмотрим для примера множитель выражения (1), который содержит этот коэффициент: $1 + br^3 P/m$. Если пользоваться системой CGS, то имеем $1 + 4\pi r^3 P/mc^2$. Следовательно $b = 4\pi r_n^3 P_n/M_n c^2$, где r_n , P_n и M_n - переводные коэффициенты от CGS к используемой системе единиц. Подставляя значения переводных коэффициентов $r_n = 10^5$, $M_n = 1.989 \cdot 10^{33}$, $P_n = m_\pi c^2 / \lambda_\pi^3 = 7.9 \cdot 10^{34}$ ($\lambda_\pi = \hbar/m_\pi c$) в выражение b , получим: $b = 5.546 \cdot 10^{-4}$. Аналогично можно объяснить возникновение этого коэффициента в остальных уравнениях системы (1)-(7).

Интегрирование начинается с центра конфигурации при $r=0$, где в качестве начального условия задается значение давления $P(0)$ и из уравнения состояния ему соответствующие значения $\rho(0)$ и $\rho_0(0)$, а также условия $m(0) = m_0(0) = m_p(0) = v^*(0) = I(0) = 0$. Значение $\omega(0)$ задается произвольно, например $\omega(0) = 1$. Интегрирование заканчивается при $r=R$, когда

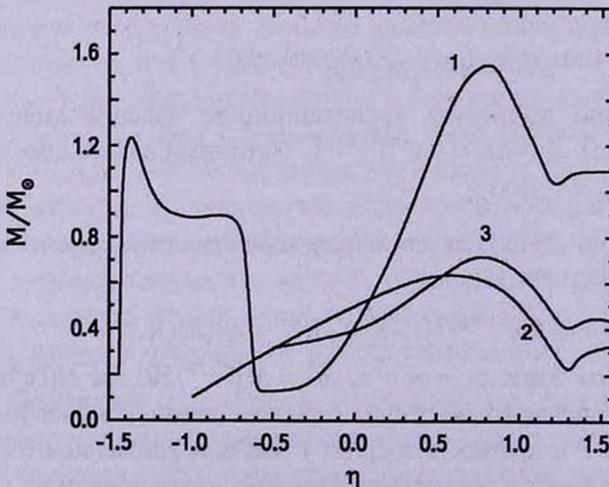


Рис.1. Зависимость массы барионных конфигураций от плотности в центре ρ_c , $\eta = \text{arctg} \log(\rho_c/\rho_n)$, ρ_n - ядерная плотность. Кривая 1 относится к конфигурациям, содержащим гипероны с учетом ядерного взаимодействия [12], кривая 2 - к гиперонным конфигурациям без учета взаимодействия [6], кривая 3 - к идеальному газу нейтронов [10].

$P(R) = 0$. В результате интегрирования основных уравнений (1)-(7) становится возможным найти в зависимости от плотности (или давления) в центре интегральные параметры сверхплотных звезд: массу M , массу покоя M_0 (или полное число барионов B , $M_0 = m^* B$), собственную массу M_p , координатный радиус R , истинный радиус R^* , момент инерции I , а также ход изменения функций $P(r)$, $\rho(r)$, $n(r)$, $m(r)$, $B(r)$, $\lambda(r)$ и $v(r)$.

В упомянутых исследованиях барионных звезд Амбарцумяна и Саакяна [5-7] детально была рассмотрена модель идеального газа - не учитывалось взаимодействие между барионами. В этой модели максимальная масса оказывалась $0.63 M_\odot$, т.е. ниже аналогичной величины для нейтронных звезд, равной $0.71 M_\odot$ [10] (см. рис.1). Кроме того, в модели идеального газа гипероны в основном стабилизируются при плотностях выше плотности в центре конфигурации с максимальной массой, что означало их отсутствие в недрах устойчивых барионных звезд. Поэтому Г.С.Саакян и автор данной статьи в исследованиях [11,12] рассмотрели как повлияет на эти результаты учет взаимодействия между барионами. Из-за трудностей теории сильного взаимодействия этот учет был осуществлен модельной экстраполяцией экспериментальных данных в уравнении состояния. Было показано [11], что учет взаимодействия понижал пороги стабилизации гиперонов, делая их ниже центральной плотности конфигурации с максимальной массой.

Для исследования возможных эволюционных путей образования, устойчивости, наблюдательных проявлений сверхплотных звезд, существенно исследование зависимости массы и других интегральных параметров (радиус, полное число барионов, энергия связи, момент инерции) от центральной плотности (или центрального давления) при изменении последней от значений, имеющих в белых карликах, до бесконечно больших значений. Впервые такое исследование для идеального газа было проведено в [17], а для взаимодействующих барионов в [12]. На рис.1 по результатам [12] приведена зависимость массы от центральной плотности - кривая 1. Данные, относящиеся к белым карликам, взяты из [18]. Кривая 2 относится к модели идеального газа барионов [6], а кривая 3 - идеального газа нейтронов [10]. Чтобы охватить весь диапазон плотностей (включая бесконечно большую плотность в центре) по оси абсцисс отложена не плотность в центре ρ_c , а параметр $\eta = \arctg \log(\rho_c/\rho_n)$, где ρ_n - ядерная плотность. Из этого рисунка видно, что учет взаимодействия в два с половиной раза увеличивает максимальную массу устойчивых барионных звезд, по сравнению с моделью идеального газа: $M_{max} = 1.56 M_\odot$. Это обусловлено тем, что уже при плотностях, слегка превышающих ядерную, между барионами действуют мощные силы отталкивания, которые складываются с градиентом давления, что приводит к увеличению массы конфигураций. В области же плотностей ниже ядерной, силы взаимодействия

имеют характер притяжения - они вычитываются из градиента давления, поэтому здесь масса оказывается ниже, чем в модели идеального газа.

Ограниченность массы устойчивых холодных сверхплотных конфигураций, в которых гравитационное притяжение уравнивается упругостью вырожденных электронов и барионов, как показал Ландау [8] еще до проведения для таких конфигураций численных расчетов, связана с релятивизацией электронов в области белых карликов и барионов - в области барионных звезд. Конфигурации, расположенные на восходящей ветви $M(\rho_c)$ в области белых карликов и первой восходящей ветви в области барионных звезд - устойчивы. Расчеты [12,19] показали, что устойчивые барионные звезды в области $0.6 \leq (M/M_\odot) \leq 1.56$ содержат гиперонное ядро, в котором сконцентрирована большая часть их массы. Из рис.1 видно, что кривая $M(\rho_c)$ в области неустойчивости, т.е. за первым максимумом, имеет также целый ряд экстремальных точек. В [20] исследованием решений уравнений Эйнштейна было показано, что при стремлении центральной плотности к бесконечности кривая $M(\rho_c)$ должна испытывать затухающие осцилляционные колебания.

Как уже было отмечено выше, в результате интегрирования основных уравнений (1)-(7) становится возможным вычислить полное число барионов B для различных конфигураций в зависимости от плотности энергии в центре ρ_c . Покажем, что экстремальные точки кривых $B(\rho_c)$ и $M(\rho_c)$ совпадают. Для этого рассмотрим изменение общей массы барионной конфигурации при добавлении к ней в некоторой точке r бесконечно малой массы [12]. Пусть плотность в этой точке такова, что могут существовать все возможные виды элементарных частиц. Изменение массы барионной звезды при этом будет

$$c^2 dM = \left(\sum_k E_k^{(0)} dn_k^{(0)} + \sum_k E_k^{(+)} dn_k^{(+)} + \sum_k E_k^{(-)} dn_k^{(-)} + \sum_l E_l dn_l \right) e^{v(r)/2}, \quad (13)$$

где $E_k^{(0)}$, $E_k^{(+)}$, $E_k^{(-)}$ - граничные энергии Ферми для k -го сорта нейтральных, положительных и отрицательных барионов, $dn_k^{(0)}$, $dn_k^{(+)}$, $dn_k^{(-)}$ - соответственно числа этих частиц, в присоединенной массе, E_l и dn_l - то же для лептонов. Воспользовавшись условием термодинамического равновесия в каждой точке звезды

$$E_k^{(0)} = E_n, \quad E_k^{(+)} = E_n - E_l, \quad E_k^{(-)} = E_n + E_l, \quad E_l = E_e, \quad (14)$$

где E_n и E_e - граничные энергии Ферми нейтронов и электронов, и учитывая условие электронейтральности, соотношение (13) сведется к виду

$$dM = (1/c^2) E_n e^{v(r)/2} dB, \quad (15)$$

где dB - полное число барионов в массе dM . Из условия термодинамического равновесия вдоль радиуса звезды имеем

$$E_n(r)e^{v(r)/2} = E_n(r_n)e^{v(r_n)/2} = m_n c^2 e^{v(r_n)/2}, \quad (16)$$

где r_n - радиус исчезновения нейтронов. Подставляя (16) в (15), получим

$$(dM/dB) = m_n e^{v(r_n)/2} = \text{const}, \quad (17)$$

откуда следует, что $M(\rho_c)$ и $B(\rho_c)$ имеют одни и те же экстремумы.

Для исследования устойчивости барионных конфигураций весьма наглядной является рассмотрение предложенной Амбарцумяном и Саакяном [6] зависимости массы от полного числа барионов, выраженной в массовых единицах ($M_0 = m^* B$). На рис.2 приведена эта зависимость по данным [12] для барионных конфигураций с учетом в уравнении состояния

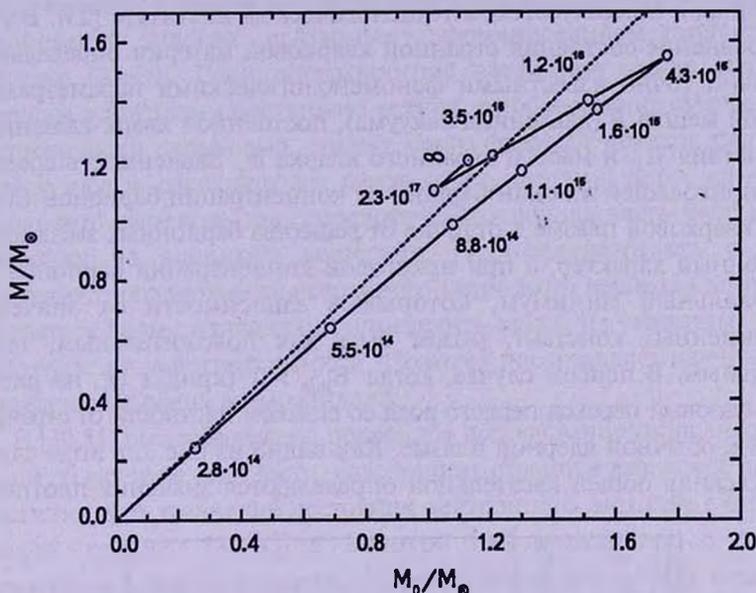


Рис.2. Зависимость массы M барионных конфигураций от полного числа барионов B ($M_0 = m^* B$) [12]. Рядом с кружочками указаны значения плотности в центре соответствующих конфигураций в г/см^3 .

взаимодействия барионов. Эта кривая при больших плотностях многозначна, т.е. одному и тому же значению B соответствуют два, а в некоторых областях и более, значения массы. Стабильными являются конфигурации, расположенные на нижней ветви. Переход от нижней ветви к верхней совершается не плавно, а через точки возврата [21]. Это непосредственно следует из (17). Действительно, так как $v < 0$, то производная dM/dB ограничена для всех значений B . Точки возврата кривой $M(B)$ соответствуют экстремальным значениям $M(\rho_c)$.

На рис.2 пунктиром показана линия $M_0 = m^* B$. Как видно из рисунка имеются неустойчивые конфигурации, для которых $M > M_0$. Такие конфигурации энергетически неустойчивы относительно разлета вещества

на бесконечность. Однако спонтанный уход бариона на бесконечность невозможен, так как сумма гравитационного и химического потенциалов для каждой частицы меньше $m_n c^2$.

3. *Нейтронные звезды со странным кварковым ядром.* Новый интерес к сверхплотным звездам, состоящим из имеющих странность вырожденных барионов, возник в начале восьмидесятых годов прошлого столетия в связи с кварковой структурой адронов. В [22-24] было показано, что при сверхядерных плотностях странная кварковая фаза энергетически выгоднее по сравнению с обычной ядерной материей. Одной из общепринятых моделей удержания кварков является модель мешка, разработанная в Массачусетском технологическом институте [25]. В этой модели уравнение состояния странной кварковой материи определяется недостаточно точно известными феноменологическими параметрами - постоянной мешка B (давлением вакуума), постоянной кварк-глюонного взаимодействия α_c и массой странного кварка m_s . Зависимость средней энергии, приходящей на один барион, от концентрации барионов $\mathcal{E}(n)$ в странной кварковой плазме в отличие от вещества барионных звезд имеет не монотонный характер, а при некоторой концентрации барионов n_{min} имеет локальный минимум, который в зависимости от значений вышеприведенных констант, может быть как положительным, так и отрицательным. В первом случае, когда $\mathcal{E}_{min} > 0$ (кривая Q_1 , на рис.3), возможен фазовый переход первого рода со скачком плотности от странной кварковой к обычной ядерной плазме. Как видно из рис.3, в этом случае точками касания общей касательной определяются значения плотности

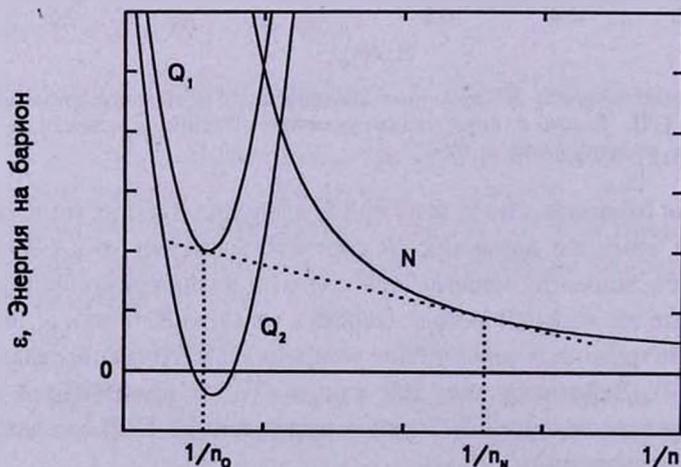


Рис.3. Зависимость приходящей на барион средней энергии \mathcal{E} от удельного объема $1/n$ для нейтронно-ядерного (кривая N) и странного кваркового (кривые Q_1 и Q_2) веществ. Пунктирная касательная показывает фазовый переход от нейтронно-ядерного вещества к кварковому, n_0 и n_N - соответствующие концентрации барионов при фазовом переходе.

барионов n_N и n_Q при фазовом переходе. При осуществлении в природе этого набора констант странное кварковое вещество может существовать лишь в центральных областях нейтронных звезд. Такие нейтронные звезды принято называть гибридными звездами. В этой связи необходимо отметить возможность существования "смешанной фазы", в которой после появления кварков при непрерывном изменении плотности возникают кварковые образования разных конфигураций в виде каплеобразных, стержнеобразных и пластинообразных структур [26]. Образование "смешанной фазы" кваркового и ядерного вещества может быть энергетически предпочтительнее, чем фазовый переход первого рода от нуклонного состояния к кварковому, в зависимости от величины локальной поверхностной и кулоновской энергии, связанных с формированием вышеотмеченных структур [27-29]. Если поверхностное натяжение между кварковым и ядерным веществами достаточно велико, то образование смешанной фазы энергетически невыгодно - имеет место фазовый переход первого рода. В этом случае сверхплотная звезда будет иметь ядро из странного кваркового вещества, где сосредоточена основная часть массы звезды, и оболочку из ядерного вещества. Неопределенность в значении поверхностного натяжения странного кваркового вещества не позволяет в настоящее время однозначно определить какой из указанных вариантов реализуется в действительности. Поэтому представляет научный интерес исследование обеих возможностей.

В [30,31] было проведено подробное исследование гибридных конфигураций со скачком плотности, содержащих странное кварковое ядро. Путем сочетания трех уравнений состояния нейтронного вещества с относительно низкой, средней [32-35] и высокой [36] жесткостью с различными вариантами кварковой плазмы, рассмотренными в рамках модели мешка [25], построен широкий набор реалистических уравнений состояния с кварковым фазовым переходом. Показано, что такой переход осуществляется лишь для кварковых уравнений состояния с относительно низкой жесткостью (из рассмотренных - для трех с наименьшими значениями \mathcal{E}_{min}). Для этих вариантов уравнений состояния интегрированием основных уравнений (1)-(7) найдены интегральные параметры сверхплотных звезд со скачком плотности от нейтронного вещества к кварковому. В этом случае удобно рассматривать для каждого уравнения состояния зависимость интегральных параметров не от центральной плотности ρ_c , а от непрерывного параметра - давления в центре P_c , что и сделано в [31]. Для таких конфигураций вид кривой зависимости массы от центрального давления (кривая $M(P_c)$) определяется значениями релятивистского параметра скачка плотности λ [37,38]

$$\lambda = \rho_Q / (\rho_N + P_0). \quad (18)$$

Здесь ρ_N и ρ_Q - плотности энергии нуклонной и кварковой фаз,

соответствующие фазовому переходу, P_0 - давление перехода. При $\lambda < 3/2$ началу образования кваркового ядра в центре гибридной звезды соответствует излом на кривой $M(P_c)$ без изменения знака производной. В случае же $\lambda > 3/2$ излом характеризуется локальным зубцеобразным максимумом на восходящей ветви $M(P_c)$, т.е. у порога образования ядра кварковой фазы появляется нисходящая ветвь, все конфигурации которой нестабильны (так называемая нестабильность конфигураций с ядром малых масс). В отличие от [15] в нашем случае [31] этот излом перемещается в область малых масс. Из четырех уравнений состояния с $\lambda > 3/2$ только в одном, у которого наибольшее из рассмотренных давление перехода, на кривой $M(P_c)$ имеется лишь такой излом. В двух случаях, которые получаются при фазовом переходе от кваркового уравнения состояния с наименьшей жесткостью к нейтронным состояниям с низшей и средней жесткостью [32-35], на устойчивой ветви зависимости массы от центрального давления ($dM/dP_c > 0$) в области малых масс после образования зубцеобразного максимума, обусловленного рождением кварков, образуется также новый локальный максимум с $M_{max} = 0.082 M_\odot$ и $R = 1250$ км. Для такой гибридной конфигурации масса и радиус кваркового ядра соответственно равны $M_{core} = 0.005 M_\odot$, $R_{core} = 1.7$ км [39]. В этой модели аккреция вещества может привести к двум последовательным переходам в нейтронную звезду с кварковым ядром с энерговыделением похожим на взрыв сверхновой.

Наконец рассмотрим четвертый случай - переход от кваркового уравнения

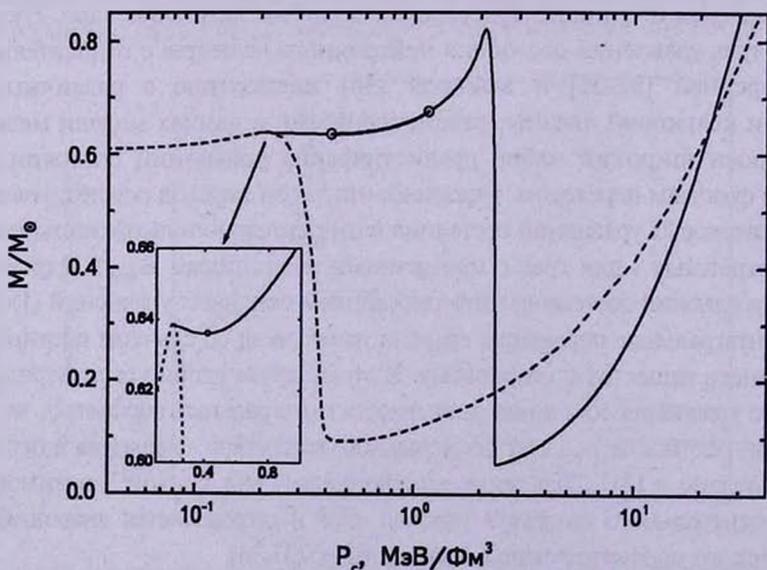


Рис.4. Зависимость массы нейтронных (пунктирная кривая [40]) и гибридных (сплошная кривая [31], уравнение состояния 3а) звезд от центрального давления. На сплошной кривой для конфигураций между кружочками с ростом массы радиус уменьшается.

состояния с наименьшей из рассмотренных жесткостью к нейтронному состоянию с наивысшей жесткостью [36], для которого $\lambda = 5.11$. Это уравнение состояния нейтронного вещества на кривой зависимости массы от центральной плотности (а также центрального давления) между устойчивой ветвью белых карликов (точка Чандрасекара) и нейтронных звезд (точка Оппенгеймера-Волкова) образует небольшой максимум [40] (пунктирная кривая на рис.4). В [41] было показано, что такие конфигурации неустойчивы, так как для них квадрат частоты радиальных пульсаций основной моды $\omega_0^2 < 0$. При наличии фазового перехода к странному кварковому состоянию этот максимум совпадает с вышеотмеченным зубцеобразным максимумом (рис.4). Для конфигураций этой ветви, также как и для неустойчивых конфигураций, с ростом центральной плотности растет не только масса, но и радиус ($dM/d\rho_c > 0$, $dR/d\rho_c > 0$). Отметим, что для этого уравнения состояния в область средних масс перемещается также следующий за зубцеобразным максимумом локальный максимум, на восходящей ветви которого для первых пяти конфигураций с ростом массы радиус, как и для устойчивых конфигураций, уменьшается. На рис.4 эта область отмечена кружочками и выделена. Однако такое поведение нарушается не в максимуме, а чуть раньше. Поэтому представляет интерес отдельное исследование устойчивости конфигураций этой ветви.

4. *Странные звезды и странные карлики.* Особый интерес представляет случай, когда средняя энергия кварковой плазмы, приходящая на один барион \mathcal{E} , при определенной концентрации барионов $n = n_{min}$ имеет отрицательный минимум ($\mathcal{E}(n_{min}) < 0$). В этом случае, как следует из рис.3 (кривая Q_2), не возможен фазовый переход от кваркового состояния к ядерному. Кварковая материя может находиться в самосвязанном состоянии и, как следствие, возникает возможность существования самоудерживающихся космических тел, так называемых "странных звезд" - ss [42], которые могут существовать и при отсутствии гравитации. Последняя ограничивает максимальную массу таких конфигураций, которая, как и в случае нейтронных звезд, оказывается порядка $2M_\odot$. У поверхности ss концентрация электронов n_e на несколько порядков ниже концентрации кварков, и, так как электроны удерживаются только электростатическим полем, они могут частично покинуть кварковую поверхность странной звезды ($l \sim n_e^{-1/3}$) на сотни ферми, образуя тонкий заряженный слой, где напряженность достигает $10^{17} + 10^{18}$ В/см [43]. Это поле изолирует кору ss, состоящую из атомных ядер и вырожденных электронов ("Ае"-вещество), которая не находится в фазовом равновесии со странной кварковой материей и связана с кварковой сердцевиной лишь гравитацией. Так как не имеющие электрического заряда свободные нейтроны могут беспрепятственно проходить через электростатический барьер и

поглощаться странной кварковой материей, то максимальная плотность коры ограничена плотностью вылета нейтронов из ядер $\rho_{drip} = 4.3 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$. В [44] исследовались модели странных звезд с корой на всем интервале изменения центральной плотности звезды. Было показано, что для ss , у которых $M > 0.1 M_{\odot}$, кора не вносит существенный вклад в интегральные параметры звезды. В случае же странных звезд с массой кварковой сердцевин $M_{core} < 0.02 M_{\odot}$ кора сильно набухает, масса и радиус таких конфигураций оказываются такими, как у белых карликов [45,46], от которых они отличаются тем, что имеют сердцевину в виде небольшой по размерам и массе странной звезды и кору, где плотность энергии у поверхности кварковой сердцевин ρ_{th} может быть на два порядка выше, чем предельная плотность энергии белых карликов. Такие модели принято называть странными карликами - sd . Отметим, что модели sd могут существовать лишь в случае, когда энергетически не выгодно возникновение "смешанной фазы" кваркового и ядерного вещества, о которой говорилось в разделе 3, так как в противном случае электрическое поле у поверхности странной звезды оказывается незначительным [47].

Физический интерес представляют лишь устойчивые равновесные конфигурации сверхплотных звезд. В отличие от нейтронных звезд масса устойчивых странных звезд без коры снизу не ограничена. Для них кривая $M(\rho_c)$ (M - масса звезды) стремится к нулю, когда центральная плотность ρ_c приравнивается плотности самосвязанной кварковой материи без учета гравитации. Если поверхность ss без коры определяется радиусом, на котором давление приравнивается нулю, то при наличии коры плотность энергии ρ_{tr} и давление P_{tr} у поверхности кварковой сердцевин в зависимости от массы коры будут расти. При выбранных уравнениях состояния кварковой сердцевин и коры масса, радиус, полное число барионов странного карлика однозначно определяются полным числом барионов кварковой сердцевин B_{core} и значением плотности энергии ρ_{tr} ядерно-электронного вещества у границы кварковой сердцевин. В случае sd каждая кварковая сердцевина становится основой отдельного семейства странных карликов. Поэтому при исследовании устойчивости странных карликов необходимо исследовать всю область изменений полного числа барионов кварковой сердцевин ($M_{core} = m^* B_{core}$) и переходной плотности ρ_{tr} . Этого можно достичь рассмотрением серий конфигураций с фиксированным значениям M_{core} и различным значениям массы коры, или что то же самое - различными значениями ρ_{tr} . Такая зависимость изображена на рис.5 по данным [48].

Обычно устойчивость белых карликов и нейтронных звезд исследуется двумя способами: а) метод малых радиальных возмущений, развитый в ОТО Чандрасекаром [49] и б) статический критерий устойчивости, развитый Зельдовичем [50] и обобщенным в [51]. Метод Чандрасекара приводит к

краевой задаче Штурма-Лиувилля. Эта сама по себе сложная задача еще более усложняется при наличии в сверхплотном веществе скачка плотности, который приводит к третьему граничному условию. Статический метод исследования устойчивости достаточно прост и легко реализуем. Именно этим способом в [47] исследовалась устойчивость sd . На рис.5 для различных значений M_{core} , выраженных в солнечных массах, приведены зависимости массы и радиуса странных карликов от ρ_{tr} (кривые $M(\rho_{tr})$ и $R(\rho_{tr})$). Для сравнения приведены аналогичные данные и для обычных белых карликов (wd). Кривые продолжены до $\rho_{tr} = \rho_{drip}$. Если для wd , как видно из этого рисунка, эти зависимости на всем интервале изменения центральной плотности ρ_c имеют плавный характер, то для sd при увеличении ρ_{tr} до значений близких к предельному в случае белых карликов, масса и радиус sd определяются в основном кварковой сердцевиной - кривые $M(\rho_{tr})$ и $R(\rho_{tr})$ горизонтальны (рис.5). И далее в весьма узком интервале изменения ρ_{tr} масса растет и в максимуме $M(\rho_{tr})$, согласно статическому критерию устойчивости, происходит потеря устойчивости [50,51]. Кривая $R(\rho_{tr})$ имеет иглообразный максимум при малых массах и далее до точки потери устойчивости с ростом ρ_{tr} радиус уменьшается.

Отдельно рассмотрим конфигурации sd для различных кварковых сердцевинок, когда $\rho_{tr} = \rho_{drip}$. Значения их масс можно сравнить на рис.5, если восстановить вертикаль $\rho_{tr} = \rho_{drip}$. Все серии разобьем на две группы.

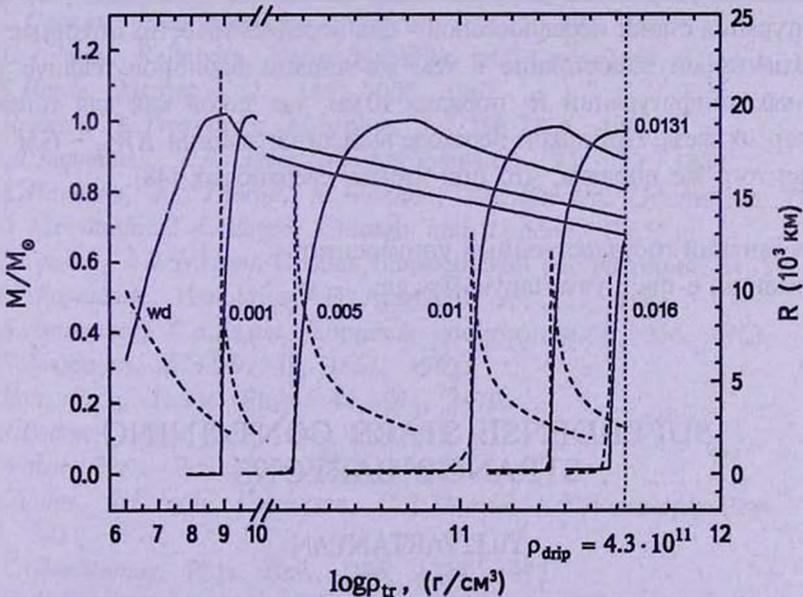


Рис.5. Зависимость массы M (сплошные кривые) и радиуса R (пунктирные кривые) странных карликов от плотности энергии коры ρ_{tr} над кварковой сердцевиной. У кривых указаны соответствующие значения полного числа барионов фиксированных кварковых сердцевинок B_{core} , выраженные в солнечных массах ($m' B_{core} / M_{\odot}$) [48].

К первой отнесем конфигурации с $M_{core}/M_{\odot} < 0.0131$, для которых масса sd оказывается меньше предельной массы данной серии ($M(\rho_{drip}) < M_{max}$). Такие конфигурации неустойчивы. Для них на кривой $M(\rho_c, \rho_{tr} = \rho_{drip})$ $dM/d\rho_c > 0$ (участок cd рис.1 [44]). Для таких неустойчивых конфигураций $\omega_0^2 < 0$ [45]. Однако отсюда не следует, что такие кварковые сердцевинки не могут образовать устойчивые sd . Как следует из рис.5 в этом случае каждая кварковая сердцевина может образовать серию устойчивых sd , для которых предельное значение ρ_{tr} меньше ρ_{drip} .

Для второй группы $M_{core}/M_{\odot} > 0.0131$ и ρ_{tr} достигает своего максимального значения ρ_{drip} прежде, чем масса sd достигает M_{max} ($M(\rho_{drip}) < M_{max}$). Для них на кривой $M(\rho_c, \rho_{tr} = \rho_{drip})$ имеем $dM/d\rho_c < 0$ (участок bc рис.1 [44]). Для таких моделей $\omega_0^2 > 0$ [45,46], откуда делается вывод, что они устойчивы. Однако так как для этих конфигураций $\rho_{tr} = \rho_{drip}$, то все они, несмотря на наличие условия $\omega_0^2 > 0$, находятся на пределе устойчивости, т.е. аналогичны конфигурациям с $\omega_0^2 = 0$ первой группы. Так, если при фиксированной кварковой сердцевине чуть увеличить, например, в результате аккреции или радиальных пульсаций массу коры, то ρ_{tr} станет больше ρ_{drip} . В результате у поверхности кварковой сердцевинки рождаются нейтроны, которые перейдут в кварковую сердцевину, увеличив его массу (полное число барионов). Так как в рассматриваемом случае вместе с условием $dM/d\rho_c < 0$ имеет место также $dM_{core}/d\rho_c > 0$, то кварковая сердцевина большей массы может в равновесии удерживать кору меньшей массы, чем начальная [44]. Такая конфигурация станет неравновесной - она перейдет на ветвь странных звезд с тонкой корой в состояние с тем же числом барионов. Радиус таких конечных конфигураций R_x порядка 10 км, т.е. такой как для типичных нейтронных звезд. При таком переходе выделится энергия $\Delta W_G \sim GM^2/R_x$, которая того же порядка, что при взрыве сверхновых [48].

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

SUPERDENSE STARS CONTAINING STRANGE BARYONS

Yu.L.VARTANYAN

This article is a review which is dedicated to centenary of V.A.Ambartsumian. The author, being one of the first learners of V.A.Ambartsumian and G.S.Sahakyan on superdense cosmogony, represents the results of his first

research which he has done together with G.S.Sahakyan and published just after his teachers basic work supplemented by them. The results of research on superdense stars containing strange quarks carried out with coauthors, are also presented.

Key words: *strange stars:strange dwarfs:stability*

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Амбарцумян, Эволюция звезд и астрофизика, Ереван, АН АрмССР, 1947.
2. В.А.Амбарцумян, Астрон. ж., 26, 3, 1949.
3. В.А.Амбарцумян, Сообщение Бюраканской обсерватории, 15, 3, 1954.
4. V.A.Ambartsumian, XI Solvay Conference, p.241, 1958.
5. В.А.Амбарцумян, Г.С.Саакян, Астрон. ж., 37, 193, 1960.
6. В.А.Амбарцумян, Г.С.Саакян, Астрон. ж., 38, 785, 1961.
7. В.А.Амбарцумян, Г.С.Саакян, Астрон. ж., 38, 1016, 1961.
8. L.Landau, Phys. Zs., Sowjetunion, 1, 285, 1932.
9. W.Baade, F.Zwicky, Proc. Nat. Acad. Sci, 20, 259, 1934.
10. J.R.Oppenheimer, G.M.Volkoff, Phys. Rev., 55, 374, 1939.
11. G.S.Sahakian, Yu.L.Vartanian, Nuovo Cimento, 30, 82, 1963.
12. Г.С.Саакян, Ю.Л.Вартанян, Астрон. ж., 41, 193, 1964.
13. R.C.Tolman, Relativity, Thermodynamics and Cosmology, Oxford, 1934.
14. J.B.Hartle, Astrophys. J., 150, 1005, 1967.
15. P.Haensel, M.Proszynski, Astrophys. J., 258, 306, 1982.
16. Ю.Л.Вартанян, Г.Б.Алавердян, Астрофизика, 31, 111, 1989.
17. В.К.Harrison, K.S.Thorne, M.Wakano, J.A.Wheeler, Gravitation Theory and Gravitational Collapse, Chicago and London, 1965.
18. Г.С.Саакян, Э.В.Чубарян, Сообщ. Бюраканской обсерватории, 34, 99, 1963.
19. Ю.Л.Вартанян, Известия АН АрмССР, 16, 137, 1963.
20. Н.А.Дмитриев, С.А.Холин, Вопросы космогонии, 9, 254, 1963.
21. Я.Б.Зельдович, ЖЭТФ, 42, 1667, 1962.
22. N.Itoh, Prog. Theor. Phys., 44, 291, 1970.
23. A.R.Bodmer, Phys. Rev., D4, 1601, 1971.
24. E.Witten, Phys. Rev., D30, 272, 1984.
25. A.Chodos, R.L.Jaffe, K.Johnson, C.B.Thorne, V.F.Weisskopf, Phys. Rev., D9, 3471, 1974.
26. N.K.Glendenning, Phys. Rev., D46, 1274, 1992.
27. H.Heiselberg, C.J.Pethick, E.F.Staubo, Phys. Rev. Lett., 70, 1355, 1993.
28. C.P.Lorenz, D.G.Ravenhall, C.J.Pethick, Phys. Rev. Lett., 70, 379, 1993.
29. H.Heiselberg, M.Hjorth-Jensen, nucl.-th/9902033, 1999.
30. Г.Б.Алавердян, А.Р.Арутюнян, Ю.Л.Вартанян, Астрофизика, 46, 445, 2003.

31. Г.Б.Алавердян, А.Р.Арутюнян, Ю.Л.Вартанян, *Астрофизика*, 47, 65, 2004.
32. F.Weber, N.K.Glendenning, M.K.Weigel, *Astrophys. J.*, 373, 579, 1991.
33. R.Machleidt, K.Holinde, Ch.Elster, *Phys. Rep.*, 149, 1, 1987.
34. K.Holinde, K.Erkelenz, R.Alzetta, *Nucl. Phys.*, A194, 161, 1972, *Nucl. Phys.*, A198, 598, 1972.
35. P.Poschenrieder, M.K.Weigel, *Phys. Lett.*, B200, 231, 1988, *Phys. Rev.*, C38, 471, 1988.
36. R.C.Malone, M.V.Johnson, H.A.Bethe, *Astrophys. J.*, 199, 741, 1975.
37. M.J.Lighthill, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 110, 339, 1950.
38. З.Ф.Сеидов, *Астрон. ж.*, 15, 347, 1971.
39. Г.Б.Алавердян, А.Р.Арутюнян, Ю.Л.Вартанян, *Астрофизика*, 44, 323, 2001, *Письма в Астрон. ж.*, 28, 29, 2002.
40. G.Bayt, C.Pethick, P.Sutherland, *Astrophys. J.*, 170, 209, 1971.
41. G.Chanmugan, *Astrophys. J.*, 217, 799, 1977.
42. E.Farhi, R.L.Jaffe, *Phys. Rev.*, D30, 2379, 1984.
43. C.Alcock, E.Farhi, A.Olinto, *Astrophys. J.*, 310, 261, 1986.
44. Ю.Л.Вартанян, А.К.Григорян, Т.Р.Саркисян, *Астрофизика*, 47, 223, 2004.
45. N.K.Glendenning, Ch.Kettner, F.Weber, *Phys. Rev. Lett.*, 74, 3519, 1995.
46. N.K.Glendenning, Ch.Kettner, F.Weber, *Astrophys. J.*, 450, 253, 1995.
47. P.Jaikumar, S.Reddy, A.W.Steiner, *Phys. Rev. Lett.*, 96, 041101, 2006.
48. Ю.Л.Вартанян, Г.С.Аджян, А.К.Григорян, Т.Р.Саркисян, *Астрофизика*, 52, 325, 482, 2009.
49. S.Chandrasekhar, *Phys. Rev. Lett.*, 12, 114, 1964, *Astrophys. J.*, 140, 417, 1964.
50. Я.Б.Зельдович, *Вопросы космологии*, 9, 36, Изд АН СССР, 1963.
51. G.S.Bisnovatty-Kogan, *Astron. Astrophys.*, 31, 3910, 1974.