АСТРОФИЗИКА

ТОМ 55 ФЕВРАЛЬ, 2012 ВЫПУСК 1

ДОЛИНА УСТОЙЧИВОСТИ СТРАННЫХ КАРЛИКОВ

Ю.Л.ВАРТАНЯН, Г.С.АДЖЯН, А.К.ГРИГОРЯН, Т.Р.САРКИСЯН

Поступила 16 сентября 2011
Принята к печати 23 ноября 2011

Исследуется устойчивость странных карликов - сверхплотных звезд, имеющих небольшую самоудерживающую сердцевину ($M_{core} < 0.02\, M_{\odot}$), содержащую странное кварковое вещество, и протяженную кору из атомных ядер и вырожденного электронного газа. Масса и радиус таких звезд того же порядка, что у обычных белых карликов. Показано, что при исследовании их устойчивости необходимо рассматривать зависимость массы от двух переменных, в качестве которых удобно выбрать массу покоя (полное число барионов) кварковой сердцевины и плотность энергии коры у поверхности кварковой сердцевины ρ_{s}. Определена область изменения этих величин, на которой странные карлики устойчивы. Эта область названа долиной устойчивости странных карликов. Проведено сравнение массы и радиуса теоретических моделей странных карликов с данными наблюдений, полученными по программе HIPPARCOS, определен наивероятный кандидат в странные карлики.

Ключевые слова: *звезды:странные карлики:сверхплотные звезды*

1. *Введение*. Странная кварковая материя может находиться в более связанном состоянии, чем вещество в атомных ядрах [1,2]. Если для кварков воспользоваться уравнением состояния кваркового мешка, разработанным в [3], то для определенных значений феноменологических параметров модели может возникнуть случай, когда приходящая на барион средняя энергия ε_b при некоторой концентрации барионов $n = n_{min}$ имеет отрицательный минимум ($\varepsilon_b(n_{min}) < 0$). В этом случае кварковая материя может находиться в самосвязанном состоянии и как следствие возникает возможность существования самоудерживающих космических тел, так называемых "странных звезд" - *ss* [4], которые могут существовать и при отсутствии гравитации. Последняя ограничивает максимальную массу таких конфигураций, которая как и в случае нейтронных звезд оказывается порядка $2\, M_{\odot}$. Исследование *ss* проведено в [5-10]. Обзор исследований по странной кварковой материи и ее связи с компактными звездами приведен у Вебера [11].

У поверхности странной звезды 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 на сотни ферми ($l \sim n_e^{-1/3}$), образуя тонкий заряженный слой, где напряженность достигает $10^{17} \div 10^{18}$ В/см [5]. Это поле изолирует кору, состоящую из атомных ядер и вырожденного элек-

тронного газа ("Ae" вещество), которая не находится в термодинамическом равновесии со странной кварковой материей и связана с кварковой сердцевиной лишь гравитацией. Странная звезда может приобрести кору во время своего образования или за счет аккреции вещества. Вероятность туннельного перехода атомных ядер настолько мала, что кора и кварковая сердцевина могут сосуществовать бесконечное время. Так как не имеющие электрический заряд свободные нейтроны могут беспрепятственно проходить через электростатический барьер и поглощаться странной кварковой материей, то максимальная плотность коры ограничена плотностью вылета нейтронов из ядер ρ_{drip}. Численное значение ρ_{tr} зависит от модели уравнения состояния вещества коры. В [12,13] были рассмотрены проблемы образования и структуры коры у странных звезд. В [14] для двух наборов параметров модели мешка, от которых зависят интегральные характеристики странной кварквой сердцевины, и трех значений граничной плотности коры были исследованы модели странных звезд с корой на всем интервале изменения центральной плотности звезды. Было показано, что для странных звезд с массой кварковой сердцевины $M_{core}/M_{\odot} > 0.5$ толщина и масса коры пренебрежимо малы по сравнению с радиусом и массой звезды. Иная ситуация в области странных звезд с малой массой сердцевины ($M_{core}/M_{\odot} < 0.02$). Для таких конфигураций кора сильно набухает, масса и радиус оказываются такими, как у белых карликов - *wd*, от которых они отличаются тем, что имеют сердцевину в виде небольшой по размерам и массе странной звезды и кору, где плотность может быть на два порядка выше, чем предельная плотность белых карликов. Такие модели принято называть странными карликами - *sd* [15a,b].

Остановимся на двух обстоятельствах, которые могут быть существенны для образования странных карликов. Во-первых, следуя [16], рассмотрим сверхпроводимость в странной кварковой материи. В [17,18] было показано, что странная кварковая плазма при высоких плотностях может находиться в состоянии цветной сверхпроводимости CFL с равным количеством *u*, *d*, *s* кварков. Однако при относительно низких плотностях вероятнее образование двухцветной сверхпроводимости 2SL, которая весьма схожа по своим свойствам с моделью мешка [11]. Кроме того, даже в модели CFL термодинамический потенциал кварков дается выражением $\Omega = \Omega_{free} - B_{eff}$, где Ω_{free} - термодинамический потенциал неспаренных кварков, а B_{eff} аддитивно выражается через постоянную мешка B и μ^2, где μ - средний химический потенциал кварков [19]. Если для этой величины принять некоторое среднее значение, то можно рассматривать B_{eff} как постоянную во всей области изменения плотности. С таким упрощением учет эффекта сверхпроводимости приводит к замене постоянной мешка B на B_{eff}, что в свою очередь изменяет структурные параметры странной звезды на несколько

процентов. Если даже для всего объема *ss* для сверхпроводящей кварковой плазмы принять модель CFL, которая сама по себе электронейтральна, то как было показано в [20] за счет поверхностного эффекта [21] узкий поверхностный слой странной кварковой материи приобретает положительный заряд, т.е. создается условие для образования коры, состоящей из вырожденных электронов и атомных ядер. Таким образом, учет кварковой сверхпроводимости не может исключить возможность наличия у странных звезд коры с составом вещества белых карликов.

Второе обстоятельство, на котором хотелось отдельно остановиться, связано с возможностью существования так называемой "смешанной фазы", когда при плотности выше порога возникновения кварков при непрерывном изменении плотности образуются кварковые конфигурации в виде каплеобразных, стержнеобразных и пластинообразных образований [22]. Смешанная фаза кваркового и ядерного вещества может быть энергетически предпочтительнее в зависимости от величины локальной поверхностной и кулоновской энергии, связанных с формированием вышеотмеченных образований [23-25]. Если поверхностное натяжение между кварками и ядерным веществом достаточно велико, то образование смешанной фазы энергетически невыгодно - имеет место фазовый переход первого рода со скачком плотности (если $\varepsilon_b(n_{min}) > 0$) или образование *ss* (когда $\varepsilon_b(n_{min}) < 0$). Модели странных карликов *sd* могут образоваться лишь в случае, когда энергетически невыгодно возникновение "смешанной фазы", так как в противном случае электрическое поле у поверхности странной звезды оказывается незначительным [26].

Настоящая работа посвящена исследованию устойчивости и наблюдательным проявлениям странных карликов.

2. *Долина устойчивости странных карликов.* Физический интерес представляют лишь устойчивые равновесные конфигурации сверхплотных звезд. Гленденнинг и др. [15] исследовали устойчивость странных карликов *sd* методом малых радиальных возмущений, развитым в ОТО Чандрасекаром [27,28]. Рассматривалась зависимость массы M от центральной плотности энергии кваркового ядра ρ_c для серии *sd*, для которой плотность энергии ядерно-электронной коры у поверхности кварковой сердцевины ρ_{tr} приравнена своему предельному значению - кривая $M(\rho_c, \rho_{tr} = \rho_{drip})$. Было показано, что в отличие от обычных белых карликов и нейтронных звезд конфигурации *sd*, для которых $dM/d\rho_c < 0$, имеют $\omega_0^2 > 0$ (ω_0 - частота основной моды радиальных пульсаций), т.е. устойчивы, а конфигурации с $dM/d\rho_c > 0$ имеют $\omega_0^2 < 0$, т.е. неустойчивы.

Однако в этом нет ничего удивительного, так как полную информацию об устойчивости *sd* можно получить лишь рассмотрением всей области изменения ρ_c и ρ_{tr}, т.е. необходимо рассматривать функциональную

поверхность - масса *sd* в зависимости от этих переменных $M(\rho_c, \rho_{tr})$. Причем в качестве независимых переменных удобно брать не ρ_c и ρ_{tr}, а u и ρ_{tr}, где u - полное число барионов N_{core} кварковой сердцевины *sd*, выраженное в массах Солнца: $u = mN_{core}/M_\odot$, где $m = M(^{56}\mathrm{Fe})/56$, $N_{core} = 4\pi\int_0^{R_0} ne^{\lambda/2} r^2 dr$, где n - концентрация барионов, R_0 - радиус кварковой сердцевины, $\exp(\lambda)$ -радиальная компонента метрического тензора. Действительно, в отличие от нейтронных звезд, кривая $M(\rho_c)$ в случае голых (без коры) странных звезд снизу не ограничена - она стремится к нулю, когда центральная плотность ρ_c приравнивается плотности самосвязанной кварковой материи без учета гравитации. Поверхность не имеющей коры *ss*, как обычно, определяется радиусом, на котором давление приравнено нулю: $P(R_{ss}) = 0$. В случае же странных карликов, когда над поверхностью малой кварковой сердцевины ($u \le 0.02\, M_\odot$) имеется протяженная ядерно-электронная кора, плотность энергии ρ_{tr} и давление P_{tr} у поверхности фиксированной кварковой средцевины в зависимости от роста массы коры будут расти. В используемой для кварковой сердцевины модели мешка весьма медленно растет и плотность энергии в центре кварковой сердцевины. Как было отмечено выше рост ρ_{tr} ограничен предельным значением: $\rho_{tr} \le \rho_{drip}$.

Каждая малая кварковая сердцевина становится основой семейства *sd* с различной массой коры. Поэтому при исследовании устойчивости странных

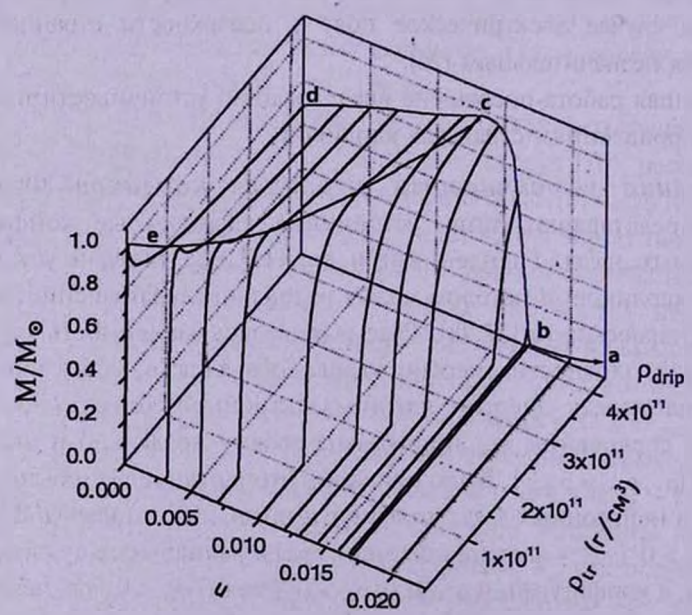

Рис.1. Зависимость массы M странных карликов от параметров u и ρ_{tr} (объяснения в тексте). Передняя часть поверхности $M(u, \rho_{tr})$, ограниченная сверху кривой *ecba* - долина устойчивости странных карликов.

карликов необходимо исследовать устойчивость таких отдельных семейств [29]. При этом становится возможным использовать свободный от громоздких математических выкладок, присущих методу Чандрасекара, развитый Зельдовичем [30] и обобщеный Бисноватым-Коганом [31] статический критерий устойчивости. Так как электростатическое поле у поверхности кварковой сердцевины препятствует проникновению вещества коры в кварковую сердцевину, то при малых радиальных колебаниях масса как коры, так и сердцевины неизменны. Поэтому статический критерий устойчивости применим к таким сериям. На максимуме кривых зависимости массы *sd* от ρ_{tr} при фиксированном значении параметра *u* (кривые $M_u(\rho_{tr})$) происходит потеря устойчивости *sd*.

Таким образом, в отличие от нейтронных звезд и белых карликов модели устойчивых странных карликов в пространстве M, u, ρ_{tr} заполняют часть поверхности $M(u, \rho_{tr})$, ограниченную сверху кривой, соединяющей точки максимумов кривых $M_u(\rho_{tr})$ (см. рис.1). Назовем эту область поверхности $M(u, \rho_{tr})$ долиной устойчивости странных карликов.

3. *Результаты вычислений*. При выбранных уравнениях состояния кварковой сердцевины и коры интегральные параметры *sd* (масса, полное число барионов, радиус) однозначно определяются плотностью энергии ρ_c в центре кварковой сердцевины и значением плотности энергии ρ_{tr} ядерно-электронного вещества у границы кварковой сердцевины интегрированием релятивистских уравнений гидростатического равновесия Толмена-Оппенгеймера-Волкова, уравнений "TOV" [32,33]. Для уравнения состояния кварковой сердцевины использовано уравнение состояния мешка со следующими значениями параметров этой модели: для постоянной мешка $B = 60$ МеВ/Фм^3, постоянной кварк-глюонного взаимодействия $\alpha_c = 0.05$, массы странного кварка $m_s = 175$ МеВ (модель 2, [14]), для которых $\varepsilon_b(n_{min}) = -28.6$ МеВ, $n_{min} = n_s = 0.296$ Фм$^{-3}$, n_s - концентрация барионов на поверхности голой странной звезды. Для коры было использовано уравнение состояния Бейма-Петика-Сазерленда [34], сшитое с уравнением состояния Фейнмана-Метрополиса-Теллера [35] при плотности $\rho = 10^4$ г/см^3. Для этого уравнения состояния $\rho_{drip} = 4.3 \cdot 10^{11}$ г/см^3.

Как было отмечено выше для моделей *sd* центральная плотность ρ_c и давление P_c однозначно связаны с плотностью энергии ρ_{tr} и давлением P_{tr} ядерно-электронного вещества над поверхностью кварковой сердцевины. Поэтому удобно за независимую переменную при рассмотрении моделей *sd* с фиксированным значением параметра *u* брать не ρ_c, а ρ_{tr}. Действительно, в то время как ρ_{tr} изменяется от 10^4 г/см^3 до $4.3 \cdot 10^{11}$ г/см^3, плотность в центре ρ_c увеличивается весьма незначительно.

Исследовались многочисленные серии странных карликов с фиксированными значениями параметра *u*, для которых $10^{-4} \le u \le 0.1$. Некоторые

результаты вычислений для характерных серий приведены на рис.1, где в пространстве M, u, ρ_{tr} (M - масса странного карлика), на поверхности $M = M(u, \rho_{tr})$ приведены кривые $M_u(\rho_{tr})$ - зависимость массы от ρ_{tr}, при $u = \text{const}$, которые продолжены до пересечения с координатной плоскостью $\rho_{tr} = \rho_{drip}$. С увеличением ρ_{tr} в отдельных сериях масса растет и при M_{max} происходит потеря устойчивости. Для серии с $u = 0.013$ масса *sd* достигает M_{max} при $\rho_{tr} = \rho_{drip}$ (точка *c* на рис.1). Для серий странных карликов с $u > 0.013$ кривые пересекаются с плоскостью $\rho_{tr} = \rho_{drip}$, когда масса еще не достигла максимального значения (участок *bc* на рис.1). Для серий, пересекающих плоскость $\rho_{tr} = \rho_{drip}$ на участке *ab*, где $u \geq 0.02$, кривые $M_u(\rho_{tr})$ имеют горизонтальный вид, т.е. для них масса коры незначительна по сравнению с массой кварковой сердцевины: $M/M_{\odot} \approx u$.

Участки отдельных кривых $M_u(\rho_{tr})$, относящиеся к устойчивым конфигурациям странных карликов, в пространстве M, u, ρ_{tr} на седлообразной поверхности $M = M(u, \rho_{tr})$ заполняют долину устойчивости странных карликов. Эта область ограничена кривыми *ec* (максимумы отдельных серий) и *cb* - передняя часть поверхности на рис.1. Часть этой седлообразной поверхности, которая относится к неустойчивым конфигурациям и образуется отрезками кривых $M_u(\rho_{tr})$ после точек максимума, пересекает плоскость $\rho_{tr} = \rho_{drip}$ по кривой *dc*, где $\partial M/\partial u$, а следовательно и $\partial M/\partial \rho_c$ больше нуля. Такие неустойчивые конфигурации естественно имеют $\omega_0^2 < 0$ (результат Гленденнинга и др. [15]). Но это не означает, что кварковые сердцевины отдельных серий участка *dc* не могут образовать конфигурации устойчивых *sd*.

В плоскости $\rho_{tr} = \rho_{drip}$ на кривой *bc* расположены конфигурации странных карликов, для которых массы отдельных серий $M_u(\rho_{tr})$ не достигли максимальных значений и поэтому для них $\omega_0^2 > 0$. И безосновательно удивление Гленденнинга и др. [15], что это имеет место, когда при переходе от одной серии к другой на кривой *bc* $\partial M/\partial u$, а следовательно $\partial M/\partial \rho_c$, меньше нуля. Аналогичные результаты получатся при пересечении поверхности $M(u, \rho_{tr})$ плоскостями параллельными $\rho_{tr} = \rho_{drip}$ с меньшими значениями ρ_{tr}, что для двух таких значений проделано Гленденнингом и др. в [15 b].

Вартаняном и др. [29] было замечено, что хотя для *sd* на участке *bc* $\omega_0^2 > 0$, наличие для них условия $\rho_{tr} = \rho_{drip}$ делает их аналогичными конфигурациям серий с $u < 0.013$, для которых масса максимальна и $\omega_0^2 = 0$ (конфигурации, расположенные на кривой *ec*, рис.1). Так, если у этих конфигураций чуть увеличить плотность коры (например, в результате радиальных пульсаций), то ρ_{tr} станет больше ρ_{drip} и у поверхности кварковой сердцевины родятся свободные нейтроны, которые перейдут в кварковую сердцевину, увеличив его массу (полное число барионов). Так как в рассматриваемом случае на участке *cb* $\partial M/\partial u < 0$, то новая кварковая

сердцевина бóльшей массы не может образовать *sd* с начальным барионным числом. Поэтому такая конфигурация станет неравновесной. Она перейдет на ветвь странных звезд *ss* в состояние с тем же полным числом барионов, но с тонкой ядерно-электронной корой (продолжение ветви *ab*, рис.1). Радиус таких конфигураций R_{ss} порядка 10 км, т.е. такой, как у типичных нейтронных звезд. При таком переходе выделится энергия $\Delta W_G \sim GM^2/R_{ss}$, которая того же порядка, что при взрыве сверхновых. Ошибочность вывода об устойчивости странных карликов с $\omega_0^2 > 0$ и $\rho_{ir} = \rho_{drip}$ состоит в том, что метод Чандрасекара применим, когда при пульсациях с веществом звезды не происходят необратимые процессы. При переходе нейтронов в кварковую сердцевину это условие нарушается. Такие конфигурации находятся на грани потери устойчивости. В этом случае для каждой фиксированной кварковой сердцевины с $u \geq 0.013$ удаленность *sd* от критического состояния ("запас" устойчивости) тем больше, чем больше разность $\rho_{drip} - \rho_{ir} > 0$.

Если для обычных белых карликов зависимость массы устойчивых конфигураций от центральной плотности (кривая $M(\rho_c)$) на всем интервале изменения ρ_c имеет плавный характер, то для странных карликов, как следует из рис.1, кривые $M_u(\rho_{ir})$ имеют пикообразный вид. На большом участке изменения ρ_{ir} масса коры незначительна, и лишь в узком интервале изменения ρ_{ir} происходит крутое увеличение массы до максимального значения, где происходит потеря устойчивости. При этом при увеличении

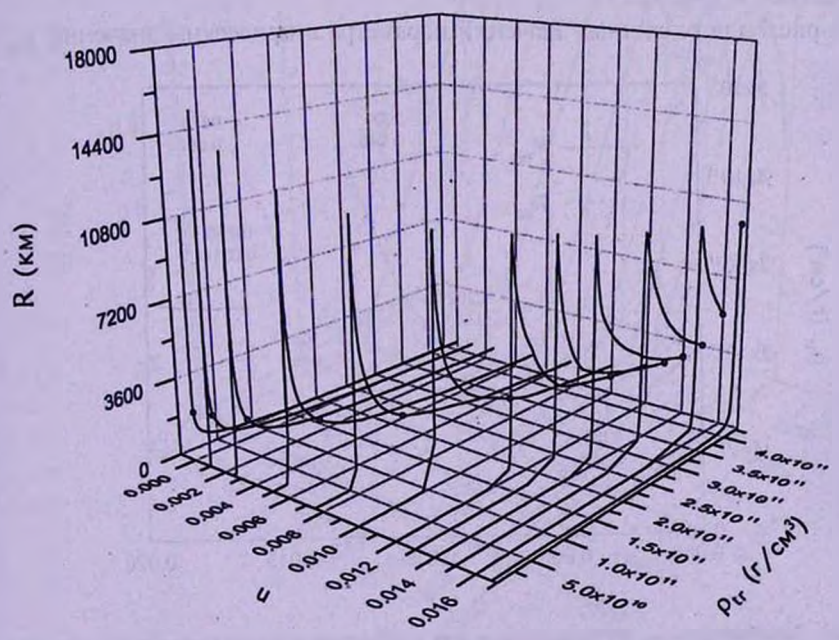

Рис.2. Зависимость радиуса R странных карликов от параметров u и ρ_{ir}. Точками отмечены конфигурации, у которых теряется устойчивость.

u от 10^{-4} до 10^{-2} предельная масса sd уменьшается на два-три процента, в то время как ρ_{tr}, при котором происходит потеря устойчивости, увеличивается от $1.9 \cdot 10^9$ г/см^3 для $u = 10^{-4}$ до $2.3 \cdot 10^{11}$ г/см^3 для $u = 10^{-2}$.

На рис.2 в пространстве R, u, ρ_{tr} (R - радиус странного карлика) на поверхности $R(u, \rho_{tr})$ приведены кривые $R_u(\rho_{tr})$ - зависимости радиусов sd от ρ_{tr} при фиксированной кварковой сердцевине, на которых точками отмечены конфигурации, для которых теряется устойчивость. Эти кривые аналогичны зависимости радиусов обычных белых карликов от центральной плотности $R(\rho_c)$. Так, в случае малых масс для отдельных серий с увеличением ρ_{tr} рост массы sd сопровождается ростом радиуса, который достигает своего максимального значения R_{max} при некотором значении ρ_{tr}, когда конфигурация устойчива, и далее до потери устойчивости с ростом массы радиусы конфигураций данной серии уменьшаются. С увеличением значений параметра u R_{max} уменьшается от 23000 км для $u = 10^{-4}$ до 13058 км для $u = 10^{-2}$. В связи с определением радиуса sd отметим следущее. Уравнение состояния "Ae" вещества задается в табулированном виде [34]. При интегрировании уравнений TOV для промежуточных табличным значениям точек эти данные апроксимируются. В отличие от массы странных карликов их радиус более чувствителен от способа этой апроксимации. Здесь выбран такой способ апроксимации, который для конфигураций, неимеющих кварковую сердцевину, т.е. для обычных белых карликов для радиуса приводит к значениям, имеющимся в [34,39].

На рис.3 для различных значений параметра u приведены значения ρ_{tr} -

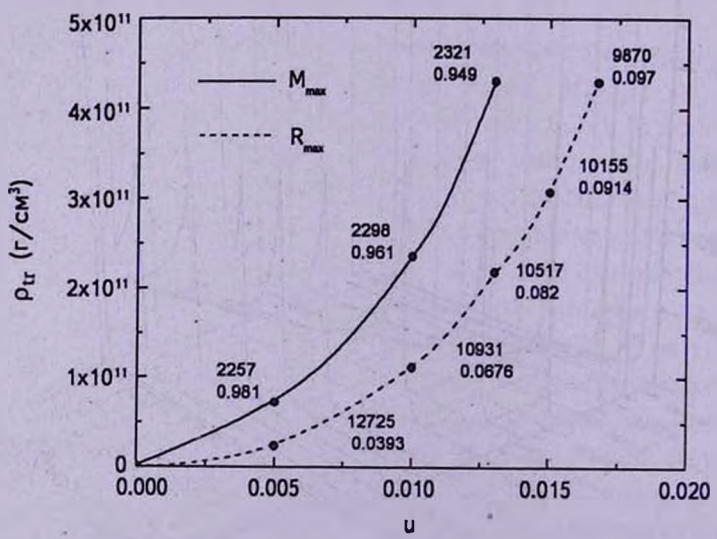

Рис.3. Зависимость ρ_{tr} от параметра u для конфигураций с максимальным радиусом R_{max} (пунктирная кривая) и с максимальной массой M_{max} (сплошная кривая). Для характерных конфигураций приведены значения радиуса в км (верхняя строка) и масса в солнечных массах.

кривые $\rho_{tr}(u)$ для конфигураций с максимальной массой, при которых происходит потеря устойчивости (сплошная кривая), и для конфигураций с максимальным радиусом (пунктирная кривая). На этих кривых для характерных конфигураций приведены значения радиусов, выраженные в километрах (верхняя строка) и значения масс *sd*, выраженные в солнечных массах.

На рис.4 в пространстве M, R, u на поверхности $M(R, u)$ для различных серий странных карликов с фиксированными кварковыми сердцевинами приведены зависимости массы от радиуса - кривые $M_u(R)$. Кривые для различных серий продолжены до конфигураций, у которых $\rho_{tr} = \rho_{drip}$ (см. рис.1). До максимального значения массы конфигурации устойчивы. На отдельных сериях точками отмечены конфигурации, у которых теряется устойчивость. Для серий с $u \le 0.001$ кривые $M_u(R)$ весьма близки друг другу, а также к аналогичной зависимости для обычных белых карликов. Из этого рисунка видно, что если в области средних масс ($0.5 \le M/M_\odot \le 0.8$) эти кривые близки, то в области малых масс ($M/M_\odot \le 0.2$) радиусы *sd* с относительно большой кварковой сердцевиной ($u \ge 0.013$) почти дважды меньше, чем в случае белых карликов с той же массой. Обнаружение при наблюдениях таких объектов было бы подтверждением существования

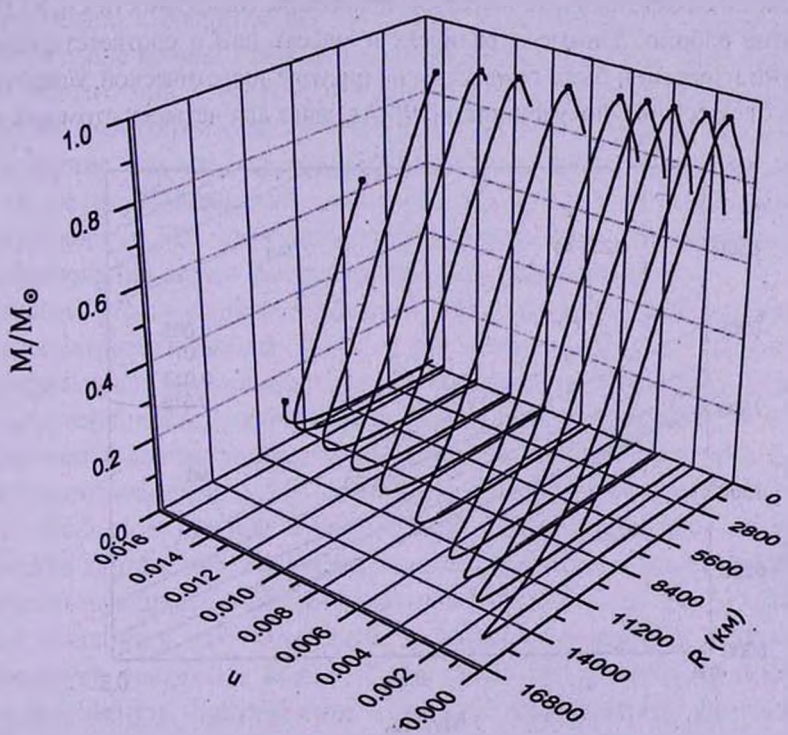

Рис.4. Зависимость массы M от радиуса R странных карликов для различных значений u. Отдельные серии продолжены до конфигураций с $\rho_{tr} = \rho_{drip}$. Точками отмечены конфигурации, у которых теряется устойчивость.

странных карликов. К сожалению данные наблюдений относятся к средним массам (см. следующий раздел), в области малых масс нет таких данных. В этой связи отметим, что при рассмотрении теоретических моделей горячих конфигураций с малыми массами, у которых большие радиусы, необходимо учесть, что толщина невырожденных слоев может доходить до 15% радиуса.

4. *Сравнение с наблюдениями*. Выше мы использовали обозначения: *ss* - для странных звезд, *sd* -для странных карликов и *wd* - для теоретических моделей белых карликов, состоящих из атомных ядер и вырожденного газа электронов ("Ae" вещество), впервые рассмотренных Чандрасекаром [36] и в дальнейшем уточненных многими исследователями. Сохраняя эти обозначения, введем обозначение *owd* - для наблюденных белых карликов. Важную роль в определении и уточнении радиусов и масс *owd* сыграл спутник Европейского космического агенства HIPPARCOS. В [37,38], анализируя результаты Hipparcos были уточнены массы и радиусы двадцати двух *owd* в интервале масс $0.4 \div 1.0\ M_{\odot}$. Массы определены с относительной точностью у *owd*, которые входят в состав визуальных двойных систем, или у которых гравитационное красное смещение и параллакс определены достаточно точно. Точность определения радиусов *owd* зависит от точности измерения их светимости, параллакса и эффективной температуры атмосферы (подробности см. в [37,38].

В этих работах данные о радиусах и массах *owd* с соответствующими ошибками измерений были приведены на рисунке теоретической зависимости радиуса от массы *wd*, полученной в [39] отдельно для четырех атомных ядер:

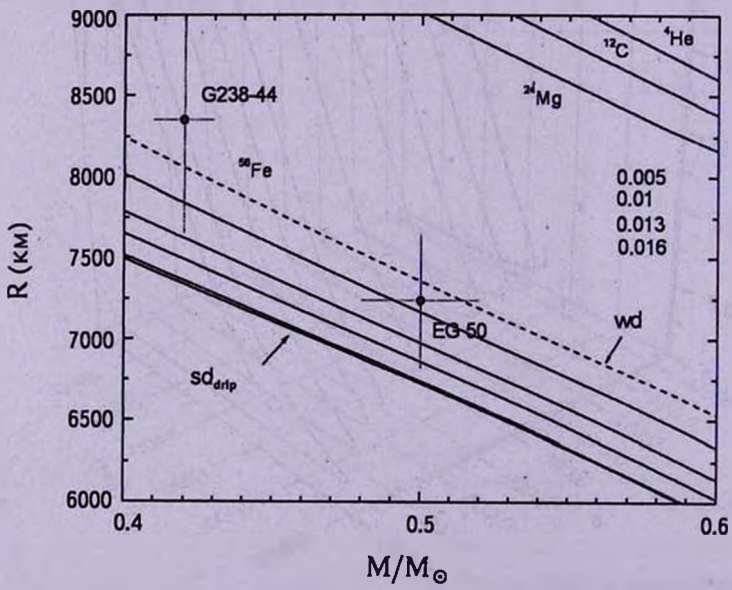

Рис.5. Зависимость радиуса *R* от массы *M* для белых (*wd*) и странных (*sd*) карликов. Кривые ^{4}He, ^{12}C, ^{24}Mg и ^{56}Fe относятся к *wd* и построены по данным [39]. Остальные объяснения в тексте.

^{4}He, ^{12}C, ^{24}Mg, ^{56}Fe которые приведены на рис.5. Если для первых трех ядер $Z/A = 1/2$ и кривые $R(M)$ весьма близки, то в случае ^{56}Fe $Z/A = 0.46$ и эта кривая значительно ниже - при одной и той же массе радиус *wd* наименьший. Отметим, что кривая $R(M)$ для ^{56}Fe в рассматриваемой области масс совпадает с аналогичной зависимостью для *wd*, полученной по уравнению состояния [34], используемой в данной работе. Эта зависимость на рис.5 изображена пунктирной кривой.

Для этого уравнения состояния Вартанян и др. [14] данные для *owd* сравнили с кривой $R(M)$ для странных карликов, имеющих $\rho_{tr} = \rho_{drip}$. Было показано, что три *owd*: EG-50, G238-44 и Procyon B весьма близки к этой кривой и поэтому могли быть кандидатами в странные карлики. Отметим, что Procyon B в этом списке был приведен ошибочно, так как в этой работе для него не было учтено уточнение в массе, приведенное в [38].

Более детально та же проблема была рассмотрена в работе [16], в которой рассматривалась серия *sd* с $\rho_{tr} = \rho_{drip}$ для коры, содержащей ядра ^{12}C для двух различных уравнений состояния кварковой сердцевины. Показано, что последние незначительно влияют на расположение кривой $R(M)$. Как и следовало ожидать кварковая сердцевина при той же массе звезды уменьшает его радиус. Кривая $R(M)$ для *sd* значительно понижается по отношению к аналогичной кривой *wd*, содержащей ^{12}C, но при этом находится выше кривой $R(M)$ для *wd*, содержащей ядра ^{56}Fe. Было показано, что из общего числа двадцати двух *owd* восемь могут быть странными карликами, имеющими кору, состоящую из ^{12}C. Однако такая идентификация не однозначна, так как в случае ядер ^{56}Fe кривая $R(M)$ для *wd* расположена ниже и не исключено, что некоторые из возможных кандидатов *sd*, имеющих кору из ^{12}C, могут быть *wd*, содержащие ^{56}Fe, хотя эволюционный путь образования таких конфигураций маловероятен [16].

Отметим, что для полноты сравнения необходимо для различных атомных ядер рассматривать кривые $R(M)$ не для одной серии *sd* с $\rho_{tr} = \rho_{drip}$, а такие кривые для характерных фиксированных значений параметра u из долины устойчивости, вычисленных для этих элементов. Особый интерес представляет такое рассмотрение для ядер ^{56}Fe, так как ниже кривой $R(M)$ для *wd* этого элемента могут находиться только конфигурации *sd*.

На рис.5 под кривой $R(M)$ для *wd*, содержащей ^{56}Fe, на основе результатов данной работы приведены кривые $R(M)$ для серий устойчивых *sd*, соответствующие значениям параметра $u = 0.005$, 0.01, 0.013, 0.016. Чем больше значение u, тем ниже соответствующая кривая. Последняя серия соответствует предельно большой кварковой сердцевине, при которой может возникнуть протяженная кора, т.е. образоваться *sd*. Здесь же приведена зависимость $R(M)$ для серии *sd* с $\rho_{tr} = \rho_{drip}$.

Таким образом, на рис.5 под кривой $R(M)$ для железных *wd* образуется предельная полоса, на которой могут расположиться только *sd*. Если среди

owd окажутся кандидаты, массы и радиусы которых со своими ошибками измерений будут находиться ниже кривой $R(M)$ для *wd*, состоящих из ^{56}Fe, то такие *owd* можно отождествить со странными карликами. В этой связи весьма актуально уточнение границ этой области. Так, учет вращения может увеличить радиус звезды и сдвинуть рассматриваемую область в сторону больших радиусов. Как было отмечено выше [16], в рассматриваемой области масс вряд ли существенным может оказаться изменение уравнения состояния для кварковой сердцевины.

Среди отмеченных *owd* лишь EG-50, весьма близок к удовлетворению указанного требования. Еще один кандидат G238-44, который также был отмечен в [14] и имеет относительно малую неточность в определении массы, близок к указанной зоне. Их данные приведены ниже и на рис.5.

	$M/M_\odot$	$R/R_\odot$
EG50	0.50 ± 0.020	0.01040 ± 0.0006
G238-44	0.420 ± 0.010	0.01200 ± 0.0010

5. *Заключение*. Для получения полной информации об устойчивости странных карликов рассмотрена зависимость массы M таких конфигураций от параметра u ($u = M_{core}/M_\odot$, M_{core} - масса покоя (полное число барионов) кварковой сердцевины, содержащей странные кварки) и плотности энергии ядерно-электронной коры у поверхности кварковой сердцевины ρ_{tr}. При этом становится возможным применить свободный от громоздких математических выкладок статический критерий устойчивости.

На поверхности $M(u, \rho_{tr})$ определена область изменения u и ρ_{tr}, в которой странные карлики устойчивы - долина их устойчивости. С этой целью для отдельных серий с u=const рассмотрена зависимость массы от ρ_{tr} - кривые $M_u(\rho_{tr})$. С увеличением ρ_{tr} масса растет и при *Mmax* происходит потеря устойчивости. Для серий с $u > 0.013$ кривые $M_u(\rho_{tr})$ пересекаются с плоскостью $\rho_{tr} = \rho_{drip} = 4.3 \cdot 10^{11}$ г/см^3, у которой в ядерно-электронной плазме рождаются свободные нейтроны, когда масса еще не достигла максимального значения. Для таких предельных конфигураций хотя основная частота радиальных пульсаций $\omega_0^2 > 0$, но они находятся на грани потери устойчивости. Их переход на устойчивую ветвь странных звезд, радиус которых порядка десяти километров, сопроводится выделением такой же энергии, как при взрыве сверхновых.

На диаграмме зависимости радиуса от массы странных карликов определена предельная область устойчивых странных карликов. Сравнением с наблюденными данными белых карликов, полученными спутником Европейского космического агенства HIPPARCOS, определен среди них наивероятный кандидат в странные карлики EG-50.

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

THE STABILITY VALLEY OF STRANGE DWARFS

Yu.L.VARTANYAN, G.S.HAJYAN, A.K.GRIGORYAN, T.R.SARKISYAN

It is studied the stability of strange dwarfs - superdense stars, which have a small self-retaining core ($M_{core} < 0.02\,M_{\odot}$) containing strange quark matter and extensive crust consisting of atomic nuclei and degenerate electron gas. The mass and radius of such stars are of the same order as for usual white dwarfs. It is shown that in investigating their stability it is necessary to consider the dependence of the mass of such configurations on two variables. It is handy to select as such variables the rest mass (total number of baryons) of strange quark core and the energy density of crust ρ_{tr} at the surface of the quark core. It is determined the whole range of variation of these quantities at which strange dwarfs are stable. This region is named the stability valley of strange dwarfs. A comparison of the mass and radius of theoretical models of strange dwarfs with observational data obtained by the program HIPPARCOS is made, the most probable candidate for strange dwarfs is determined.

Key words: *stars:strange dwarfs:superdense stars*

ЛИТЕРАТУРА

1. *A.R.Bodmer*, Phys. Rev., **D4**, 160, 1971.
2. *E.Witten*, Phys. Rev., **D30**, 272, 1984.
3. *A.Chodos*, *R.L.Jaffe*, *K.Johnson*, *C.B.Thorne*, *V.F.Wiesskopf*, Phys. Rev., **D9**, 3471, 1974.
4. *E.Farhi*, *R.L.Jaffe*, Phys. Rev., **D30**, 2379, 1984.
5. *C.Alcock*, *E.Farhi*, *A.Olinto*, Astrophys. J., **310**, 261, 1986.
6. *P.Hansel*, *J.L.Zdunik*, *R.Shaeffer*, Astron. Astrophys., **160**, 121, 1986.
7. *Л.А.Кондратюк*, *М.И.Криворученко*, *Б.В.Мартемьянов*, Письма в Астрон. ж., **16**, 954, 1990.
8. *F.Weber*, *N.K.Glendenning*, *M.K.Weigel*, Astrophys. J., **373**, 579, 1991.
9. *F.Weber*, *N.K.Glendenning*, LBL-33066, 1992.
10. *Ю.Л.Вартанян*, *А.Р.Арутюнян*, *А.К.Григорян*, Астрофизика, **37**, 499, 1994, Письма в Астрон. ж., **21**, 136, 1995.
11. *F.Weber*, Prog. Part Nucl. Phys., **54**, 193, 2005.
12. *J.Miraldo-Escude*, *P.Hansel*, *B.Paczynski*, Astrophys. J., **362**, 572, 1990.
13. *N.K.Glendenning*, *F.Weber*, Astrophys J., **400**, 647, 1992.
14. *Ю.Л.Вартанян*, *А.К.Григорян*, *Т.Р.Саркисян*, Астрофизика, **47**, 223, 2004.
15. *N.K.Glendenning*, *Ch.Kettner*, *F.Weber*, Phys. Rev. Lett., **74**, 3519, 1995a,

Astrophys, J., 450, 253, 1995b.
16. *G.J.Mathews, L.S.Suh, B.O.Gorman et al.*, J. Phys., G32, 747, 2006.
17. *M.Alford, K.Rajagopal, F.Wilczek*, Nuc. Phys B, 537, 433, 1999.
18. *K.Rajagopal, F.Wilczek*, Phys. Rev. Lett., 86, 3492, 2001.
19. *G.Lugones, J.E.Horvath*, Astron. Astrophys., 149, 239, 2003.
20. *V.V.Usov*, Phys. Rev., D70, 067301, 2004.
21. *J.Madsen*, Phys. Rev. Lett., 87, 172003, 2001.
22. *N.K.Glendenning*, Phys. Rev., D46, 1274, 1992.
23. *H.Heiselberg, C.J.Pethick, E.F.Staubo*, Phys. Rev. Lett., 70, 1355, 1993.
24. *C.P.Lorenz, D.G.Revenhall, C.J.Pethick*, Phys. Rev. Lett., 70, 379, 1993.
25. *H.Heiselberg, M.Hjorth-Jensen*, nucl.-th/9902033, 1999.
26. *P.Jaikumar, S.Reddy, A.W.Steiner*, Phys. Rev. Lett., 96, 041101, 2006.
27. *S.Chandrasekhar*, Phys. Rev. Lett., 12, 114, 1964a, Astrophys. J., 140, 417, 1964b.
28. *S.Chandrasekhar*, Phys. Rev. Lett., 14, 241, 1966.
29. *Ю.Л.Вартанян, Г.С.Аджян, А.К.Григорян, Т.Р.Саркисян*, Астрофизика, 52, 325, 2009; 52, 481, 2009.
30. *Я.Б.Зельдович*, Вопросы космогонии, 9, 36, Изд. АН СССР, 1963.
31. *G.S.Bisnovatiy-Kogan*, Astron. Astrophys., 31, 3910, 1974.
32. *R.C.Tolmen*, Phys. Rev., 55, 354, 1939.
33. *J.R.Oppenheimer, G.M.Volkoff*, Phys. Rev., 55, 374, 1939.
34. *G.Baym, C.Pethick, P.Sutherland*, Astrophys. J., 170, 299, 1971.
35. *R.P.Feynman, N.Metropolis, E.Teller*, Phys. Rev., 75, 1561, 1949.
36. *S.Chandrasekhar*, Stellar struct, Chicago, 1939.
37. *J.L.Provencal, H.L.Shipman, E.Hog, P.Thejll*, Astrophys. J., 494, 759, 1998.
38. *J.L.Provencal, H.L.Shipman, D.Koester, F.Wesemael, P.Berg*, Astrophys. J., 568, 324, 2002.
39. *T.Hamada, F.E.Salpeter*, Astrophys. J., 134, 683, 1961.