

УСТОЙЧИВОСТЬ СТРАННЫХ КАРЛИКОВ. I. СТАТИЧЕСКИЙ КРИТЕРИЙ УСТОЙЧИВОСТИ. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

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

Поступила 12 декабря 2008

Принята к печати 11 февраля 2009

Исследуется устойчивость странных карликов - сверхплотных звезд, у которых имеется небольшая кварковая сердцевина ($M_{0, \text{core}} / M_{\text{B}} < 0.017$) и протяженная кора, состоящая из атомных ядер и вырожденного электронного газа, где плотность может быть на два порядка выше предельной плотности белых карликов. Масса, полное число барионов, разл.г странных карликов при заданном уравнении состояния однозначно определяются: центральной плотностью энергии ρ_c и плотностью энергии коры у поверхности кварковой сердцевины ρ_{B} . Поэтому при исследовании устойчивости таких конфигураций необходимо рассматривать всю область изменений ρ_c и ρ_{B} . Этого можно достичь рассмотрением серий конфигураций с фиксированной массой покоя M_0 (полного числа барионов) кварковой сердцевины и различными значениями массы коры. В каждой серии ρ_{B} изменяется от значений, имеющихся в белых карликах до $\rho_{\text{B}} = 4.3 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$, при которой в коре рождаются свободные нейтроны. Согласно статическому критерию устойчивости в отдельной серии потеря устойчивости происходит в максимуме зависимости массы странного карлика от ρ_{B} .

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

1. **Введение.** В [1,2] была высказана гипотеза, что странная кварковая материя может находиться в более связанном состоянии, чем вещество в атомных ядрах. В [3] показано, что если принять за основу модель мешка [4], то кварковая материя, состоящая из примерно равного количества u , d , s кварков и обеспечивающих их электронейтральность небольшой добавки электронов, для определенных значений недостаточно точно известных феноменологических параметров модели (постоянной мешка B , постоянной кварк-глюонного взаимодействия α_s и массы странного кварка m_s) может приводить к случаю, когда приходящая на барион средняя энергия ϵ_b в зависимости от концентрации барионов n может иметь как положительный, так и отрицательный минимум, что в свою очередь приводит к двум альтернативным возможностям.

Если реализуется вариант уравнения состояния с $(\epsilon_b)_{\text{min}} > 0$, то при плотностях выше пороговой для рождения странной кварковой материи может происходить фазовый переход первого рода со скачком плотности. При этом в соответствии с условием Гиббса (или построением Максвелла) возможно фазовое равновесие между кварковым веществом и нуклонной

компонентой, т.е. имеет место одновременное сосуществование двух фаз. Модели, соответствующие такому уравнению состояния, имеют сердцевину, состоящую из странного кваркового вещества, и оболочку с составом вещества обычных нейтронных звезд. В [5] с целью изучения зависимости структурных и интегральных параметров звездных конфигураций от вида уравнения состояния сверхплотного вещества был рассмотрен широкий набор уравнений состояния, обеспечивающих сосуществование нейтронного вещества со странной кварковой материей. В частности, было показано, что некоторые из этих уравнений состояния приводят к появлению дополнительного локального максимума на кривой зависимости массы звезды M от центрального давления P_c в области малых масс ($M/M_\odot \approx 0.08$), что делает возможным существование нового семейства устойчивых равновесных сверхплотных звездных конфигураций с интересными отличительными особенностями [6]. В центре таких звезд имеется небольшая кварковая сердцевина ($M_{0\text{ core}}/M_\odot = 0.005$, $R_{\text{core}} = 1.7$ км), их радиус может достигать значений до 1000 км, что делает их похожими на белые карлики. Если в обычных белых карликах из-за нейтронизации атомных ядер плотность не может превосходить 10^9 г/см³, то в этих моделях в центральных областях, примыкающих к кварковой сердцевине, плотность лишь на порядок ниже ядерной и вещество состоит из вырожденных нейтронов, электронов и аномально тяжелых атомных ядер, сильно перегруженных нейтронами ("Aep"-вещество). В настоящей работе мы не рассматриваем модели, соответствующие случаю $(\epsilon_b)_{\text{min}} > 0$.

Если же реализуется второй альтернативный вариант уравнения состояния, когда $(\epsilon_b)_{\text{min}} < 0$, то одновременное сосуществование кварковой и нуклонной фаз невозможно. В этом случае кварковая материя может находиться в самосвязанном состоянии и, как следствие, возникает возможность существования самоудерживающихся космических тел, так называемых "странных звезд" - ss [3], которые могут существовать и при отсутствии гравитации. Последняя ограничивает максимальную массу таких конфигураций, которая, как и в случае нейтронных звезд, оказывается порядка $2 M_\odot$. В ряде работ [7,8] были рассчитаны модели странных звезд и проведен их разносторонний анализ. В частности, в [9], проводилось их сопоставление с наблюдательными данными и исследовалось их отличие от нейтронных звезд. Обзор исследований по странной кварковой материи и ее связи с компактными звездами приведен в [10].

У поверхности странной звезды концентрация электронов 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, образуя тонкий заряженный слой, где напряженность достигает $10^{17} + 10^{18}$ В/см, [7]. Это поле изолирует кору, состоящую из атомных ядер и вырожденного электронного газа

("Ac"-вещество), которое не находится в фазовом равновесии со странной кварковой материей и связано с кварковой сердцевинной 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 [7]. 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 $\rho_{\text{drip}} = 4.3 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$. Проблемы образования и структуры коры у странных звезд исследованы в [11,12]. В [13] для двух наборов параметров модели мешка, от которых зависят интегральные характеристики странной кварковой 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 $M_{0\text{core}}/M_{\odot} > 0.5$ толщина и масса коры пренебрежимо малы по сравнению с радиусом и массой звезды. Иная ситуация в области странных звезд с малой массой сердцевины ($M_{0\text{core}}/M_{\odot} < 0.02$). Для таких конфигураций кора сильно набухает, масса и радиус оказываются такими, как у белых карликов, 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* [13-15]. В [13,16] проведено сравнение массы и радиусов таких конфигураций с наблюдательными данными, полученными в рамках программы HIPPARCOS для белых карликов [17].

Настоящая работа, которая состоит из двух частей, посвящена исследованию устойчивости и наблюдательным проявлениям странных карликов. В первой части проведено обоснование применимости статического критерия устойчивости для странных карликов и постановка задачи. Основные результаты вычислений будут приведены во второй части [18].

2. Статический критерий устойчивости для странных карликов. Физический интерес представляют лишь устойчивые равновесные конфигурации сверхплотных звезд. Устойчивость белых карликов и нейтронных звезд обычно исследуется двумя способами: а) метод малых радиальных возмущений, развитый в ОТО Чандрасекаром [19,20] и б) статический критерий устойчивости, развитый Зельдовичем [21], который применим как в ОТО, так и в ньютоновском приближении. Метод Чандрасекара приводит к краевой задаче Штурма-Лиувилля. Эта сама по себе сложная задача еще более усложняется при наличии в веществе сверхплотной звезды фазового перехода, который приводит к третьему граничному условию.

Статический метод исследования устойчивости достаточно прост и

легко реализуем. Коротко напомним суть этого метода. Масса равновесных холодных белых карликов и нейтронных звезд M при заданном уравнении состояния является однозначной функцией от центральной плотности ρ_c . При этом максимум кривой $M(\rho_c)$ является точкой потери устойчивости равновесных конфигураций. Конфигурации, соответствующие восходящим ветвям $M(\rho_c)$ (область до точки Чандрасекара для белых карликов, и до точки Оппенгеймера-Волкова для нейтронных звезд) устойчивы, а на нисходящих ветвях - неустойчивы. Действительно, две конфигурации с одинаковым числом барионов бесконечно близкие к максимуму кривой $M(\rho_c)$ и расположенные от нее по разные стороны будут идентичны по своей структуре. Бесконечно малые радиальные колебания таких конфигураций переводят одну из них в другую. Время такого перехода бесконечно, так как эти конфигурации равновесны, т.е. частота колебания у максимума $M(\rho_c)$ равна нулю. Очевидно $\omega^2 = 0$ лежит на границе с $\omega^2 > 0$ (восходящая ветвь $M(\rho_c)$ - устойчивые конфигурации) и $\omega^2 < 0$ (нисходящая ветвь $M(\rho_c)$ - неустойчивые конфигурации).

Для использования этого метода в случае странных карликов необходимо выбрать серию таких конфигураций, для которых применим этот метод. Отметим как это сделать. Если область устойчивости нейтронных звезд по массе ограничена как сверху (точка Оппенгеймера-Волкова), так и снизу - минимальной массой, которая с учетом фазового перехода к странному кварковому состоянию порядка $0.08 M_\odot$ [5], то масса устойчивых странных звезд (ss) снизу не ограничена - для них кривая $M(\rho_c)$ стремится к нулю, когда центральная плотность ρ_c приравняется плотности самосвязанной кварковой материи без учета гравитации. Поверхность ss определяется радиусом, на котором давление приравняется нулю $P(R)=0$. При наличии же коры плотность, энергии коры и давление у поверхности кварковой сердцевин ρ_{tr} , P_r в зависимости от роста массы коры будут расти. Однако ρ_{tr} ограничена предельным значением $\rho_{tr} \leq \rho_{drip}$. При выбранных уравнениях состояния кварковой сердцевин и коры интегральные параметры странного карлика (масса, полное число барионов, радиус) однозначно определяются плотностью энергии ρ_c в центре кварковой сердцевин и значением плотности энергии ρ_{tr} ядерно-электронного вещества у границы кварковой сердцевин интегрированием релятивистских уравнений гидростатического равновесия Толмена-Оппенгеймера-Волкова (уравнений "TOV") [22,23].

Так как электростатическое поле у поверхности кваркового ядра препятствует проникновению вещества коры в кварковую сердцевину, то при малых радиальных колебаниях структура звезды остается неизменной. Поэтому статический критерий устойчивости применим к такой серии - на максимуме кривой зависимости массы от центральной плотности $M(\rho_c)$ (при фиксированном кварковом ядре) происходит потеря устойчивости.

Таким образом, в отличие от нейтронных звезд и белых карликов модели странных карликов зависят также от второго независимого параметра ρ_r . В [14,15] Гленденнинг и соавторы методом Чандрасекара вычислением квадрата частоты основной моды радиальных пульсаций исследовали границы области устойчивости странных карликов. При этом ρ_r было фиксировано, приравниванием его ρ_{drip} . Было показано, что модели sd , расположенные на кривой $M(\rho_c, \rho_r = \rho_{drip})$, находящиеся на ветви $dM/d\rho_c < 0$ устойчивы, а $dM/d\rho_c > 0$ неустойчивы. Однако полную информацию об устойчивости странных карликов можно получить лишь рассмотрением всей области изменений центральной плотности кварковой сердцевин ρ_c и переходной плотности ρ_r . Этого можно достичь рассмотрением серий конфигураций с фиксированной массой покоя (полного числа барионов) кварковой сердцевин и различными значениями массы коры, что позволяет для этих исследований применить свободный от громоздких математических вычислений статический критерий устойчивости. При этом становится возможным, в отличие от [14,15] получить более полную информацию о границах области устойчивости.

Как было отмечено выше, для моделей sd значения центральной плотности ρ_c и давления P_c при заданной массе покоя кварковой сердцевин однозначно связаны со значениями плотности и давления ρ_r и P_r ядерно-электронного вещества над кварковой сердцевин. Поэтому удобно за независимую переменную при рассмотрении моделей sd с фиксированной кварковой сердцевин брать не ρ_c , а ρ_r . Действительно, в то время, как ρ_r изменяется от 10^4 г/см³ до $4.3 \cdot 10^{11}$ г/см³, плотность в центре кварковой сердцевин меняется лишь в седьмом-восьмом знаке (см. табл.1 в [18]).

3. Постановка задачи. Основные характеристики странных карликов. Для исследования устойчивости странных карликов построим серии sd с различными фиксированными значениями полного числа барионов кварковой сердцевин N_{core} , выраженной в массовых единицах $M_{0core} = mN_{core}$ (M_0 -масса покоя), где $m = M(^{56}\text{Fe})/56$. Для этого проинтегрируем уравнение TOV с центра кварковой сердцевин для различных значений давления P_c в центре звезды со следующими граничными условиями:

1. В центре звезды $r=0$ давление $P=P_c$, плотность энергии $\rho=\rho_c$, полное число барионов $N(r)$ и масса $M(r)$ равны нулю.

2. На границе раздела кварковой сердцевин и коры $r=r_*$, $P(r_*=0) = P(r_*=0)$, $M_0(r_*) = M_{0core}$, $M(r) = M_{core}$. Значения плотности энергии кварковой сердцевин и коры при $r=r_*$ определяются по значению P_* из соответствующих уравнений состояний.

3. На поверхности sd $r=R$, $P(R)=0$, $\rho(R)=7.84$ г/см³, $M_0(R)=M_0$, $M(r)=M$, где R радиус, а M масса звезды.

Значения P_c выбираются так, чтобы переходная плотность коры изменилась от 10^4 г/см³ до $4.5 \cdot 10^{11}$ г/см³.

Для уравнения состояния кварковой сердцевины *sd* использовано уравнение состояния мешка [4] со следующими значениями параметров этой модели: для постоянной мешка $B = 60 \text{ МэВ/Фм}^3$, постоянной кварк-глюонного взаимодействия $\alpha_c = 0.05$, массы странного кварка $m_s = 175 \text{ МэВ}$ (модель 2 [13]), для которых $(e_b)_{min} = -28.6 \text{ МэВ}$, $n_{min} = n_s = 0.296 \text{ Фм}^{-3}$, где n_s - концентрация барионов на поверхности голый странной звезды. Для коры было использовано уравнение состояния Бейма-Петика-Сазерленда [24], сшитое с уравнением состояния Фейнмана-Метрополиса-Теллера [25]

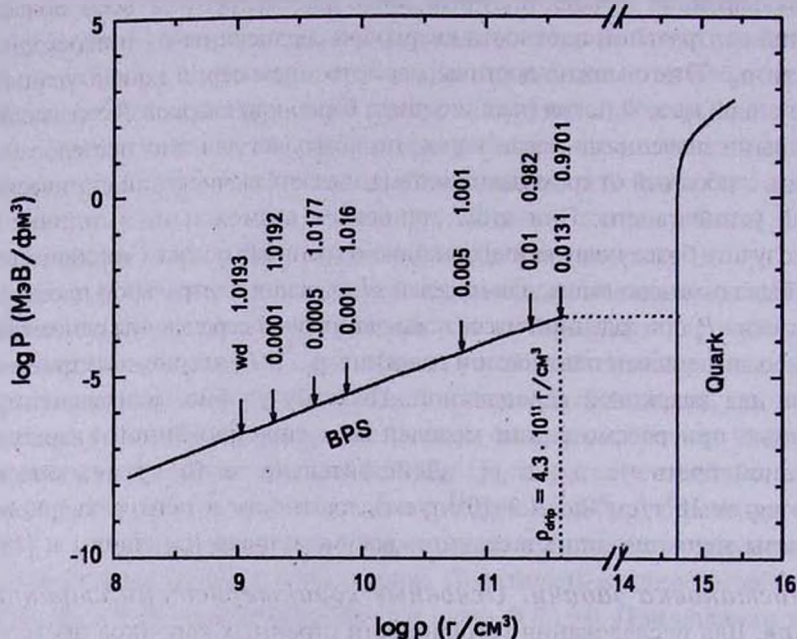


Рис.1. Зависимость давления от плотности энергии для кварковой сердцевины и ядерно-электронной коры. Объяснение обозначений в тексте.

при плотности $\rho = 10^4 \text{ г/см}^3$. На рис.1 приведена зависимость давления от плотности энергии для кварковой сердцевины и ядерно-электронной коры. Стрелками указаны значения давлений у поверхности кварковой сердцевины для конфигураций, у которых теряется устойчивость в случае различных кварковых сердцевин. У стрелок указаны значения массы покоя кварковой сердцевины ($M_{0 \text{ core}}/M_\odot$) и предельной массы соответствующего странного карлика ($M/M_\odot$), [18].

Основные интегральные параметры странных карликов были вычислены численным интегрированием уравнений "TOV". Радиус звезды $R(R)$ определяется условием равенства нулю давления $P(R) = 0$, масса $M = 4\pi \int_0^R \rho r^2 dr$, где полная плотность энергии $\rho = mn(1 + \epsilon_b/mc^2)$, n - концентрация барионов, ϵ_b - средняя энергия одного бариона, масса покоя

$M_0 = mN$, полное число барионов $N = 4\pi \int_0^R n e^{\lambda/2} r^2 dr$, где $\exp(\lambda)$ - радиальная компонента метрического тензора, гравитационное красное смещение с поверхности звезды $Z_s = (1 - 2GM/Rc^2)^{-1/2} - 1$.

Для фиксированного $M_{0\text{core}}$ расчет повторяется для новых значений давления и плотности энергии в центре, превышающих предыдущие. Понятно, что в точке перехода от кварковой сердцевины к ядерно-электронной коре давление и плотность коры также будут выше. При этом каждый раз необходимо проверять выполнимость условия $\rho_{tr} < \rho_{drip} = 4.3 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$.

Для устойчивых конфигураций sd с фиксированным $M_{0\text{core}}$ с увеличением ρ_c и P_c , а следовательно им соответствующих ρ_{tr} и P_r , масса растет и в максимуме кривой $M(\rho_c)$ происходит потеря устойчивости. Для серий, для которых ρ_{tr} приравнивается ρ_{drip} прежде, чем масса sd достигает своего максимального значения ($M(\rho_{drip}) < M_{max}$), предельной будет конфигурация с $M(\rho_{drip})$.

Данная работа выполнена в рамках темы №130, финансируемой Министерством образования и науки РА.

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

STABILITY OF STRANGE DWARFS I. STATIC CRITERIA FOR STABILITY. THE WAY OF PROBLEM

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

We study stability of strange dwarfs - superdense stars, which have a small quark core ($M_{0\text{core}}/M_\odot < 0.017$) and an extensive crust consisting of atomic nuclei and degenerate electron gas, where the density may be two orders of magnitude higher than that of white dwarfs. The mass, total number of baryons and radius of such configurations is determined unambiguously by the central energy density ρ_c and the energy density of crust ρ_{tr} near the surface of the quark core. Therefore for the investigation of stability of such configurations, it is necessary to consider the whole range of variation of ρ_c and ρ_{tr} . It may be achieved by considering the sequences of configurations with the fixed mass of rest M_0 (total number of baryons) of quark core and different values of crust mass. In each sequence ρ_{tr} changes from values in white dwarfs to $\rho_{drip} = 4.3 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$, at which in the crust free neutrons are produced. In accordance with the static criteria for stability the loss of stability in each

sequence occurs at the maximum of the dependence of the mass of the strange dwarfs on ρ_r .

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

ЛИТЕРАТУРА

1. A.R.Bodmer, Phys. Rev., D4, 160, 1971.
2. E.Witten, Phys. Rev., D30, 272, 1984.
3. E.Farhi, R.L.Jaffe, Phys. Rev., D30, 2379, 1984.
4. A.Chodos, R.L.Jaffe, K.Johnson, C.B.Thorne, V.F.Wiesskopf, Phys. Rev., D9, 3471, 1974.
5. Г.Б.Алавердян, А.Р.Арутюнян, Ю.Л.Вартанян, Астрофизика, 46, 445, 2003, 47. 65, 2004.
6. Г.Б.Алавердян, А.Р.Арутюнян, Ю.Л.Вартанян, Письма в Астрон. ж., 28, 29, 2002.
7. C.Aldcock, E.Farhi, A.Olinto, Astrophys. J., 310, 261, 1986.
8. P.Hansel, J.L.Zdunik, R.Shaeffer, Astron. Astrophys., 160, 121, 1986.
9. Ю.Л.Вартанян, А.Р.Арутюнян, А.К.Григорян, Астрофизика, 37, 499, 1994, Письма в Астрон. ж., 21, 136, 1995.
10. F.Weber, Prog. Part, Nucl., Phys., 54, 193-288, 2005.
11. J.Miralda-Escude, P.Hansel, B.Paczynski, Astrophys. J., 362, 572, 1990.
12. N.K.Glendenning, F.Weber, Astrophys. J., 400, 647, 1992.
13. Ю.Л.Вартанян, А.К.Григорян, Т.Р.Саркисян, Астрофизика, 47, 223, 2004.
14. N.K.Glendenning, Ch.Kettner, F.Weber, Phys. Rev., Lett., 74, 3519, 1995.
15. N.K.Glendenning, Ch.Kettner, F.Weber, Astrophys. J., 450, 253, 1995.
16. G.J.Mathews, L-S.Suh, B.O.Gorman et al., J. Phys., G32, 747-760, 2006.
17. J.L.Provencal, H.L.Slipman, E.Hog, P.Thejll, Astrophys. J., 494, 759, 1998, Astrophys. J., 568, 324, 2002.
18. Ю.Л.Вартанян, Г.С.Аджян, А.К.Григорян, Т.Р.Саркисян, Астрофизика, (в печати), 2009.
19. S.Chandrasekhar, Phys. Rev. Lett., 12, 114, 1964, Astrophys. J., 140, 417, 1964.
20. S.Chandrasekhar, Phys. Rev. Lett., 14, 241, 1966.
21. Я.Б.Зельдович, Вопросы космогонии, 9, 36, Изд. АН СССР, 1963.
22. R.C.Tolman, Phys. Rev., 55, 354, 1939.
23. J.R.Oppenheimer, G.M.Volkoff, Phys. Rev., 55, 374, 1939.
24. G.Baym, C.Pethick, P.Sutherland, Astrophys. J., 170, 299, 1971.
25. R.P.Feynman, N.Metropolis, E.Teller, Phys. Rev., 75, 469, 2001.