А С Т Р О Ф И З И К А

ТОМ 58 МАЙ, 2015 ВЫПУСК 2

ГОРЯЧИЕ СТРАННЫЕ ЗВЕЗДЫ. III. УСТОЙЧИВОСТЬ

Г.С.АДЖЯН, А.Г.АЛАВЕРДЯН

Поступила 12 января 2015
Принята к печати 10 апреля 2015

Исследована устойчивость горячих странных звезд (HSS). Показано, что для определения устойчивости этих звезд можно использовать статический критерий устойчивости. Также показано, что на кривых масса-центральная плотность изотермических серий HSS устойчивость теряется после максимума массы. Эти две точки настолько близки, что в первом приближении точку максимума можно считать точкой потери устойчивости изотермической серии HSS.

Ключевые слова: *звезды: кварковые звезды: горячие странные звезды: устойчивость*

1. *Введение.* В первой [1] и второй [2] частях нашей работы определены уравнение состояния горячего странного кваркого вещества (EOS HSQM) и равновесные состояния горячих странных звезд (HSS). Расчеты проведены на основе теории мешка MIT холодного странного кваркового вещества [3]. В настоящей работе статическим критерием устойчивости определена устойчивость этих звезд.

Интегральные параметры и внутренняя структура HSS однозначно определяются двумя параметрами. В качестве этих параметров выберем центральную плотность $\rho_c = \varepsilon/c^2$ (ε - плотность энергии, c - скорость света) и центральную температуру T_c. Физические величины в центре звезды будем обозначать индексом c. Вместо T_c можно также выбрать энтропию на один барионный заряд S_{bc}. В частности в [2] определена масса HSS в зависимости от ρ_c и T_c: $M = M_T(\rho_c, T_c)$. Как было отмечено в [2] относительное расположение кривых $M = M_T(\rho_c, T_c = \mathrm{const})$ для различных T_c существенно отличается от результатов [4]. В предлагаемой работе численные расчеты проведены для следующих значений феноменологических параметров теории мешка MIT:

1. константа кварк-глюонного взаимодействия $\alpha_c = 0$,
2. параметр мешка $B = 70$ МэВ/Ф^3,
3. масса странного кварка $m_s = 150$ МэВ.

Здесь формулы в основном написаны в системе единиц, где скорость света c, постоянные Планка $\hbar$ и Больцмана k равны единице ($c = 1$, $\hbar = 1$, $k = 1$).

2. *Энтропия HSQM.* Система уравнений термодинамического равновесия HSQM приведена и решена в [1]. HSQM содержит почти в равном количестве u, d, s кварки и на $3 \div 7$ порядка меньше лептонов (электронов и позитронов) [1]. Энтропия такого вещества равна сумме энтропии кварков S_q и энтропии лептонов S_l. В HSS Ферми энергии кварков порядка $350 \div 500$ МэВ, а Ферми энергии лептонов - $10 \div 20$ МэВ. Для рассмотренных нами значений температур ($T < 100$ МэВ) кварки квазивырождены и для них справедлива формула [5]

$$S_q = \sum_{i=u,d,s} T\mu_{oi}^2 \sqrt{1 - m_i^2/\mu_{oi}^2}, \tag{1}$$

где μ_{oi} -химический потенциал i-того типа кварка при $T=0$. Энтропия лептонов в общем случае равна [5]

$$S_l = S_{e^-} + S_{e^+} = \sum_{i=e^-,e^+} \int_0^\infty \left[f_i \ln f_i + (1-f_i)\ln(1-f_i)\right] p^2 dp, \tag{2}$$

где $f_i = 1/(1+\exp(\varepsilon - \mu_i)/T)$ - функция распределения Ферми. Лептоны ультрарелятивистские, поэтому в (2) импульс p и энергия ε связаны соотношением $\varepsilon = p$.

Концентрацию барионного заряда представим в виде

$$n = \frac{1}{\pi^2}\mu_0^3. \tag{3}$$

В приближении $m_s = 0$ все кварки имеют одинаковые химические потенциалы: $\mu_{ou} = \mu_{od} = \mu_{os}$, которые при концентрации барионного заряда n совпадают с μ_0. Энтропия HSQM на один барионный заряд S_b будет

$$S_b = \frac{S}{n} = \frac{S_q + S_l}{n}. \tag{4}$$

3. *Изотермические и изоэнтропические серии HSS.* Вырожденное вещество имеет высокую теплопроводность. Поэтому HSS являются изотермическими звездами. В сильном гравитационном поле условие изотермичности имеет вид

$$T(r)\sqrt{g_{00}} = \text{const}, \tag{5}$$

где r - радиальная координата, g_{00} - временная метрическая компонента. Чтобы избежать недоразумений, уточним терминологию. HSS с распределением температуры по (5) назовем изотермическими HSS. Если энтропия на один барионный заряд в звезде везде одна и та же, то такие звезды называются изоэнтропическими звездами.

Последовательность изотермических HSS с фиксированным значением центральной температуры и с различными центральными плотностями назовем изотермической серией. А последовательность изоэнтропических HSS с одинаковыми энтропиями на один барионный заряд с различными центральными плотностями назовем изоэнтропической серией. У обычных звезд изоэнтропическое состояние реализуется в конвективных зонах [6]. Вырожденное вещество обладает огромной теплопроводностью, что препятствует образованию конвекции в сверхплотных звездах. Конвекции препятствует также наличие своеобразного кристаллического состояния в этих звездах.

Высокая теплопроводность SQM обеспечивает изотермичность HSS, у которых распределение температуры диктуется законом (5), а распределение энтропии распределениями температуры и концентрации кварков. Понятно, что изотермическое распределение температуры (5) HSS будет одновременно и изоэнтропическим лишь при определенной зависимости энтропии от температуры и концентрации частиц. Покажем, что в приближении $m_s = 0$ они совпадают. В [2] показано, что в этом приближении в HSS распределения $T = T(r)$ и $P = P(r)$ (P - давление) связаны соотношением

$$T(r) = T_c\left(\frac{P(r)+B}{P_c+B}\right)^{1/4}, \tag{6}$$

которое следует из уравнения поля для g_{00} и (5). Так как при $m_s = 0$ электроны отсутствуют, то (см. (19) [1])

$$P = \frac{3}{4\pi^2}\mu_0^4\left[1+\frac{2\pi^2}{3}\left(\frac{T}{\mu_0}\right)^2\right] - B. \tag{7}$$

Из (1)-(7) получим

$$S_b(r)\left[1+2S_b(r)/27\pi^2\right]^{-1/2} = S_b(0)\left[1+2S_b(0)/27\pi^2\right]^{-1/2},$$

откуда следует, что $S_b(r) = S_b(0) \equiv S_{bc}$, т.е., действительно, в приближении $m_s = 0$, HSS является одновременно и изотермической и изоэнтропической звездой. Учет наличия массы у странного кварка ($m_s \approx 150$ МэВ) изменяет вид уравнения состояния (7), что приводит в HSS к расхождению этих двух распределений. Для определения этого расхождения нами построены изотермические и изоэнтропические HSS с одинаковыми барионными зарядами N и центральными температурами. Численные расчеты показывают, что это расхождение больше у массивных HSS. В маломассивных HSS гравитационное поле существенной роли не играет. Поэтому в них распределение вещества близко к однородному, при котором температура и энтропия на барион по всей звезде постоянны. Степень расхождения изотермического распределения энтропии $S_b(r)$ в HSS от изоэнтропического можно описать функцией $S_b(m)/S_{bc} - 1$ (m - накопленная масса в сфере с радиусом r). На рис.1 эта функция приведена для двух изотермических HSS с барионными числами $N = \{1;2\}\cdot 10^{57}$ и с центральными температурами $T_c = \{30, 50, 70\}$ МэВ. Массы этих звезд приблизительно равны $0.9M_\odot$ и

$1.6 M_{\odot}$, соответственно. Из рис.1 видно, что в первой звезде максимальное расхождение меньше 2%, а во второй- 4%. В [2] распределение температуры изотермических HSS определено по (6). Чтобы избежать лишних неточностей, в настоящей работе в (5) g_{00} определено совместным решением уравнений поля и равновесия звезды (см. [2]).

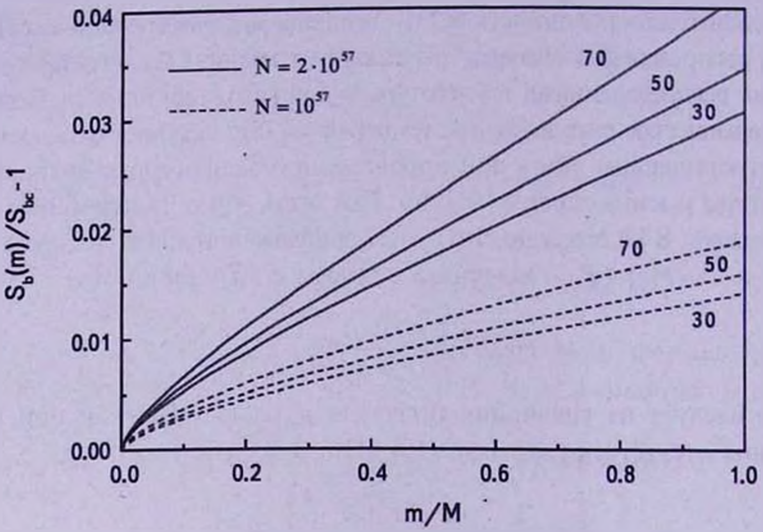

Рис.1. Зависимость относительного отклонения энтропии на один барионный заряд $S_b(m)/S_{bc}$-1 от накопленной массы m в изотермических HSS с барионными числами $N = \{1;\ 2\} \cdot 10^{57}$. У кривых указаны значения центральной температуры в МэВ-х.

Вывод: Изотермическое распределение температуры (5) очень близко к изоэнтропическому. Поэтому для определения устойчивости HSS можно построить изоэнтропические серии HSS и применить статический критерий устойчивости.

4. *Статический критерий устойчивости*. Статический критерий устойчивости для холодных вырожденных конфигураций был предложен Зельдовичем [7]. Согласно этому критерию на экстремумах кривой масса-центральная плотность ($M = M(\rho_c)$) статических холодных конфигураций одна из мод радиальных колебаний теряет устойчивость. Причем конфигурации на этой кривой до первого максимума устойчивы, т.е. в этой точке квадрат частоты радиальных колебаний основной моды переходит через ноль. В случае горячих звезд роль кривой $M = M(\rho_c)$ играет зависимость масса - центральная плотность изоэнтропических серий: $M = M_S(\rho_c, S_b = \text{const})$ [5,8]. Условие $(\partial M/\partial \rho_c)_{S_b=\text{const}} > 0$ является обязательным для устойчивости. Для горячих белых карликов этот критерий впервые применен в [9]. Однако следует отметить, что в белых карликах, за исключением тонкого наружного слоя, температура почти постоянна

[6]. Поэтому распределение энтропии при изменении плотности в белых карликах от значения $10^7 \div 10^9$ г/см^3 (в центре звезды) до $10^2 \div 10^3$ г/см^3 (в точке вырождения) существенно неизоэнтропично.

Численным интегрированием уравнений равновесия, массы и барионного заряда (см. [2]) нами построены изоэнтропические и изотермические серии HSS. Как следовало ожидать, точки максимумов кривых $M = M_S(\rho_c, S_b = \text{const})$ и $N = N_S(\rho_c, S_b = \text{const})$ изоэнтропических серий совпадают. В отличие от этого на кривых $M = M_T(\rho_c, T_c = \text{const})$ (изотермические серии) барионное число звезды достигает своего максимума после максимума массы. В [2] показано, что на плоскости масса-центральная плотность все HSS с $T_c < 100$ МэВ находятся в узкой полосе, ограниченной снизу кривой $M = M(\rho_c, T_c = 0)$, а сверху - кривой $M = M_T(\rho_c, T_c = 100\,\text{МэВ})$. В этой полосе находятся все изотермические серии HSS с $T_c < 100$ МэВ. У HSS изоэнтропических серий центральная температура тем выше, чем больше центральная плотность (при постоянной энтропии на один барионный заряд HSQM температура растет с увеличением плотности, см. (1) и (3)). Если у изоэнтропической серии HSS до максимума массы центральная температура не превышает 100 МэВ, то, по крайней мере, устойчивые HSS этой серии находятся в вышеупомянутой области. В противном случае серия выходит из этой области до достижения своего максимума массы. Так как область между кривыми $M = M(\rho_c, T_c = 0)$ и $M = M_T(\rho_c, T_c = 100\,\text{МэВ})$ узкая, то максимумы кривых $M = M_S(\rho_c, S_b = \text{const})$

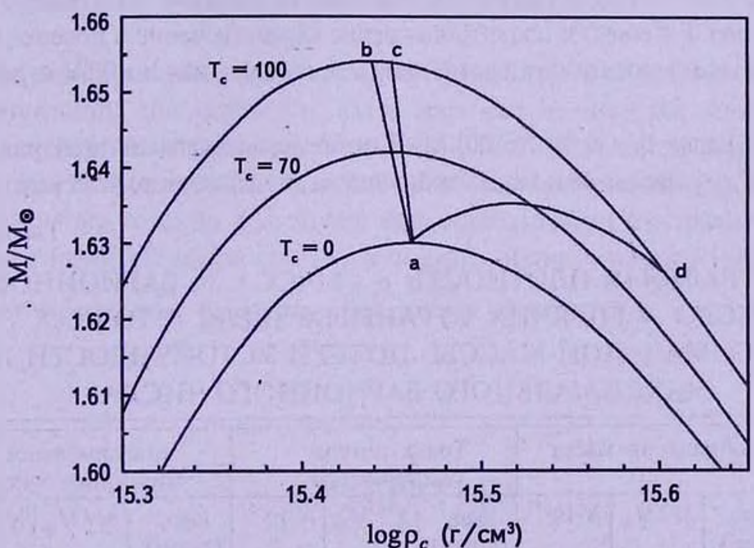

Рис.2. Зависимость масса-центральная плотность ($M = M_T(\rho_c, T_c = \text{const})$) холодных и горячих странных звезд. У кривых указаны значения центральной температуры в МэВ-х. Показана только область максимальных масс. На кривых *ab* и *ad*, соответственно масса и барионное число каждой серии максимальны. На кривой *ac* происходит потеря устойчивости серии.

при условии $T_c < 100$ МэВ локализованы у максимума холодной серии (рис.2). Для определения устойчивости HSS с центральными значениями плотности ρ_c и температуры T_c определяется масса "соседней" HSS с центральной плотностью $\rho_c + \delta\rho_c$ ($\delta\rho_c > 0$ и $\delta\rho_c/\rho_c \ll 1$) и с центральной температурой $T_c + \delta T_c$ ($S_b(\rho_c, T_c) = S_b(\rho_c + \delta\rho_c, T_c + \delta T_c)$). Так как эти две HSS находятся на одной и той же изоэнтропической кривой $M = M_S(\rho_c, S_b = \text{const})$, то первая звезда устойчива, если

$$M_T(\rho_c, T_c) \le M_T(\rho_c + \delta\rho_c, T_c + \delta T_c). \qquad (8)$$

На рис.2 в области максимальных масс показана зависимость $M = M_T(\rho_c, T_c = \text{const})$ для трех значений центральной температуры: $T_c = \{0; 70; 100\}$ МэВ. Кривые *ab* и *ad* проходят через максимумы массы и барионного числа N изотермических серий соответственно, а кривая *ac* соответствует точкам потери устойчивости на этих сериях. Как видно из рис.2 точки максимумов массы и потери устойчивости изотермических серий очень близки. В отличие от этого, точки максимумов массы и барионного числа более удалены друг от друга, особенно при высоких температурах. Это можно объяснить тем, что давление HSQM при фиксированной плотности энергиии ($\varepsilon = \rho c^2$) слабо зависит от температуры, а при фиксированной концентрации барионного заряда зависит сильно.

Не следует путать максимумы барионных чисел HSS изотермических и изоэнтропических серий. В трехмерном пространстве (M, ρ_c, T_c) на поверхности $M = M(\rho_c, T_c)$ изотермические серии (сечение этой поверхности с плоскостью T_c=const) и изоэнтропические серии (сечение с поверхностью $S_b(\rho_c, T_c) = \text{const}$) достигают своих максимальных значений N в разных точках.

В табл.1 для $T_c = \{0; 50; 70; 100\}$ МэВ приведены значения центральной плотности ρ_c, массы M и барионного числа N для изотермических серий

Таблица 1

ЦЕНТРАЛЬНАЯ ПЛОТНОСТЬ ρ_c, МАССА M, БАРИОННОЕ ЧИСЛО N ГОРЯЧИХ СТРАННЫХ ЗВЕЗД В ТОЧКАХ МАКСИМАЛЬНОЙ МАССЫ, ПОТЕРИ УСТОЙЧИВОСТИ И МАКСИМАЛЬНОГО БАРИОННОГО ЧИСЛА

T_c Мэв	Максимальная масса			Точка потери устойчивости			Максимальное барионное число		
	$\log\rho_c$ (г/см^3)	$M/M_\odot$	$N \cdot 10^{-57}$	$\log\rho_c$ (г/см^3)	$M/M_\odot$	$N \cdot 10^{-57}$	$\log\rho_c$ (г/см^3)	$M/M_\odot$	$N \cdot 10^{-57}$
0	15.4613	1.630	2.347	15.4613	1.630	2.347	15.4613	1.630	2.347
50	15.4559	1.636	2.229	15.4592	1.6359	2.230	15.4935	1.634	2.332
70	15.4509	1.642	2.119	15.4566	1.6418	2.130	15.5272	1.635	2.129
100	15.4395	1.655	1.889	15.4507	1.654	1.895	15.6124	1.624	1.934

в точках максимальной массы, потери устойчивости и максимального барионного числа.

5. *Вывод*. Точки максимумов массы и потери устойчивости изотермических серий HSS настолько близки, что в первом приближении точки максимумов этих кривых можно считать точками потери устойчивости.

В [2] отмечалось, что температура HSS ограничена, с одной стороны, требованием самосвязанности HSQM на поверхности звезды, а с другой стороны - требованием отрицательности дефекта массы звезды. Так как значение $B = 70$ МэВ/Ф^3 дает более связанное состояние HSQM, поэтому в отличие от [2], где использовано значение $B = 80$ МэВ/Ф^3, в настоящей работе принято это значение. Вопросы дефекта массы HSS, определение устойчивости по этому дефекту и вопросы самосвязанности будут рассмотрены в нашей следующей работе.

Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: gevorg.hajyan@gmail.com

HOT STRANGE STARS III. STABILITY

G.S.HAJYAN, A.G.ALAVERDYAN

The stability of hot strange stars (HSS) has been studied. It is shown that for determining the stability of these stars can be used the static stability criterion. It is shown that on the curves of the mass-central density of the isothermal HSS series stability is lost after the maximum mass point. These two points are so close that in the first approximation the maximum point can be considered as the stability loss point of the isothermal series HSS.

Key words: *stars: quark stars: hot strange stars: stability*

ЛИТЕРАТУРА

1. *Г.С.Аджян*, *А.Г.Алавердян*, Астрофизика, 57, 601, 2014, (Astrophysics, 57, 559, 2014).
2. *Г.С.Аджян*, *А.Г.Алавердян*, Астрофизика, 58, 91, 2015, (Astrophysics, 58, 77, 2015].

3. *A.Chodos, R.L.Jaffe, K.Johnson, C.B.Thorne, V.F.Wiesskopf,* Phys. Rev., D9, 3471, 1974.
4. *G.H.Bordbar, A.Poostfourush, A.Zamani,* Astrophisics, 54, 277, 2011 (arXiv: 1103, 2436 v1).
5. *Г.С.Бисноватый-Коган,* Физические вопросы теории звездной эволюции, М., Наука, 1989.
6. *M.Schwazshild,* Structure and Evolution of the stars, Princeton, 1958.
7. *Я.Б.Зельдович,* Вопросы космологии, 9, 157, 1963.
8. *Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков,* Релятивистская астрофизика, М., Наука, 1967.
9. *Ю.Л.Вартанян,* Астрофизика, 4, 373, 1968, (Astrophysics, 4, 145, 1968).