

ՀՀ ԿՐԹՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ԳԻՏՈՒԹՅԱՆ ՆԱԽԱՐԱՐՈՒԹՅՈՒՆ  
ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

ՏԻԳՐԱՆ ՌԱՖԱՅԵԼԻ ՍԱՐԳՍՅԱՆ

ՏԱՐՈՐԻՆԱԿ ՔՎԱՐԿԱՅԻՆ ԿՈՐԻՉՈՎ ՍՊԻՏԱԿ ԹՁՈՒՎՆԵՐԻ  
ԴԻՏՈՂԱԿԱՆ ԴՐՍԵՎՈՐՈՒՄՆԵՐԸ

Ա.04.02 - «Տեսական Ֆիզիկա» մասնագիտությամբ  
Ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների թեկնածուի  
գիտական աստիճանի հայցման ատենախոսության

ՍԵՂՍԱԳԻՐ

ԵՐԵՎԱՆ 2014

---

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РА  
ЕРЕВАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

ТИГРАН РАФАЭЛОВИЧ САРКИСЯН

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ СО  
СТРАННЫМ КВАРКОВЫМ ЯДРОМ

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук по специальности  
А.04.02 – “Теоретическая физика”

ЕРЕВАН 2014

Ատենախոսության թեման հաստատվել է Երևանի պետական համալսարանում

Գիտական ղեկավար՝	Ֆիզմաթ. գիտ. դոկտոր, պրոֆեսոր, ՀՀ ԳԱԱ թղթակից անդամ Յու.Լ. Վարդանյան
Պաշտոնական ընդդիմախոսներ՝	Ֆիզմաթ. գիտ. դոկտոր, պրոֆեսոր, ՀՀ ԳԱԱ ակադեմիկոս Դ.Ս.Սեդրակյան
Առաջատար կազմակերպություն՝	Ֆիզմաթ. գիտ. թեկնածու, դոցենտ Գ.Բ. Ալավերդյան
	ՀՀ ԳԱԱ Վ. Համբարձումյանի անվան Բյուրականի աստղադիտարան

Ատենախոսության պաշտպանությունը տեղի կունենա 2014թ. դեկտեմբերի 20-ին ժամը 12:00-ին, Երևանի պետական համալսարանում գործող ՀՀ ԲՈՂ-ի Ֆիզիկայի 049 Մասնագիտական խորհրդի նիստում (0025, Երևան, Ա.Մանուկյան փ. 1, ԵՊՀ):

Ատենախոսությանը կարելի է ծանոթանալ ԵՊՀ գրադարանում:

Սեղմագիրն առաքված է 2014թ. նոյեմբերի 18-ին:

049 Մասնագիտական խորհրդի գիտական քարտուղար,  
Ֆիզմաթ. գիտ. թեկնածու, դոցենտ



Վ. Պ. Քալանթարյան

---

Тема диссертации утверждена в Ереванском государственном университете

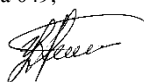
Научный руководитель:	доктор физ.-мат. наук, профессор, член-корреспондент НАН РА Ю.Л. Варганян
Официальные оппоненты:	доктор физ.-мат. наук, профессор, академик НАН РА Д.М. Седракан кандидат физ.-мат. наук, доцент Г.Б. Алавердян
Ведущая организация:	Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В. Амбарцумяна НАН РА

Защита диссертации состоится 20-ого декабря 2014г. в 12:00 часов на заседании Специализированного совета 049 по Физике ВАК РА при Ереванском государственном университете (0025, Ереван, ул. А. Манукиана 1, ЕГУ).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЕГУ.

Автореферат разослан 18-ого ноября 2014г.

Ученый секретарь Специализированного совета 049,  
кандидат физ.-мат. наук, доцент



В.П. Калантарян

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

*Актуальность проблемы.* Странные кварковые звезды – удивительные физические объекты, в которых сплетены воедино загадки Природы, относящиеся, казалось бы, к далеким друг от друга областям – физике космоса и микромира, гигантских гравитирующих масс и элементарных частиц. Это делает их уникальными естественными лабораториями, представляющими обширный материал для исследования физики ядерных взаимодействий, элементарных частиц и теории гравитации.

В основополагающей работе Амбарцумяна и Саакяна [1] впервые было обращено внимание на факт, что вырожденная ядерная плазма кроме нейтронов и небольшого количества протонов и электронов может содержать также странные барионы - гипероны. В работе Саакяна и Вартапяна [2] было показано, что учет ядерного взаимодействия понижает пороги стабильности гиперонов и делает возможным их существование в недрах массивных устойчивых нейтронных звезд

Новый интерес к странной ядерной плазме возник в середине восьмидесятых годов в связи с развитием физики кварков. Было обосновано, что при сверхъядерных плотностях возможен фазовый переход из состояния, в котором кварки заключены внутри барионов, в состояние сплошной кварковой плазмы. Бодмером [3] и далее Виттенем [4] было показано, что переход к кварковой фазе с образованием вещества, имеющего странность  $-1$  на барион, энергетически выгоднее, чем нестранная кварковая плазма. Высказанная Виттенем гипотеза была детально исследована Фэри и Джаффи [5].

Странная кварковая материя содержит примерно равное количество  $u, d, s$  – кварков с небольшой добавкой электронов может образовывать самоудерживающиеся, связанные состояния в виде так называемых “странных” звезд, или являться ядром нейтронной звезды, при возможном термодинамическом равновесии с нуклонной оболочкой. В работах [6, 7], рассматривались основные свойства странных звезд. Возможность существования сколь угодно малых масс, скачкообразное падение плотности на поверхности от сверхъядерных значений до нуля и весьма слабое увеличение плотности к центру являются характерными особенностями странных звезд.

Одной из общепринятых моделей удержания кварков является модель мешка, разработанная в Массачусетском Технологическом институте (MIT) [8]. В рамках этой модели уравнение состояния странной кварковой материи определяется недостаточно точно известными феноменологическими

параметрами: постоянной мешка  $B$  (давления вакуума), постоянной кварк-глюонного взаимодействия  $\alpha_c$  и массой странного кварка  $m_s$ .

Вследствие того, что кварки связаны сильным взаимодействием, странная кварковая звезда может иметь четко выраженную поверхность. Если реализуется такой вариант странной кварковой материи, когда избыточный электрический заряд кварков нейтрализуется электронами, последние, будучи связанными лишь кулоновским взаимодействием, могут частично покидать кварковую поверхность, распространяясь на сотни ферми. По этой причине, у поверхности странной кварковой звезды образуется тонкий заряженный слой, где напряженность поля достигает  $10^{17} - 10^{18}$  В/см [6].

Так как электрическое поле направлено наружу, то оно может поддерживать кору, состоящую из атомных ядер и вырожденных электронов ( $Ae$  – фаза). Кора не находится в химическом равновесии со странной кварковой материей и связана с кварковым ядром лишь гравитацией. Вероятность туннельного перехода атомных ядер через электрический барьер настолько мала [6], что обе фазы могут сосуществовать практически бесконечное время.  $Aen$  – фаза, в которой вещество состоит из атомных ядер и вырожденных электронов и нейтронов, исключается из-за беспрепятственного перехода свободных нейтронов в странную кварковую материю.

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 называются странными карликами –  $sd$  [9, 10].

Лишь путем наблюдательного различения обычных белых и странных карликов может быть подтверждена гипотеза о существовании странных карликов. Теоретическое исследование моделей странных карликов и уточнение наблюдательных данных помогут, по-видимому, разрешить этот вопрос.

**Цель работы.** Исследование астрофизических проявлений сверхплотных звезд, состоящих из самоудерживающейся странной кварковой материи, имеющей минимальную энергию связи. Исследование странных карликов - сверхплотных звезд, имеющих небольшую самоудерживающую сердцевину ( $M_{core}/M_{\odot} < 0.02$ ), содержащую странное кварковое вещество, и

протяженную кору из атомных ядер и вырожденного электронного газа. Исследование устойчивости странных карликов и сравнение массы и радиуса теоретических моделей с данными наблюдений.

**Научная новизна работы.** Для различных уравнений состояния и граничных плотностях коры получены интегральные параметры странных звезд, состоящих из странной кварковой материи в качестве ядра и коры из вещества обычных белых карликов  $-Ae$  фазы. В рамках дискуссии о существовании странных звезд рассматривается эволюция странной звезды по мере увеличения ее центральной плотности: от компактных странных звезд до протяженных странных карликов. Исследуется структура странной звезды с максимальным радиусом и минимальной массой. Анализируются различия странных и обычных белых карликов, а также “стабилизирующая” роль кваркового ядра странных карликов. Исследуется устойчивость странных карликов. Показано, что она зависит от двух параметров: а) массы кварковой сердцевинки, б) поверхностной плотности коры. Определена область на которой они устойчивы. Эта область названа долиной устойчивости странных карликов. Проведено сравнение теоретических результатов с наблюдательными данными, определен наивероятный кандидат в странные карлики.

**Практическая ценность.** Полученные в диссертации результаты представляют определенный интерес для теории небесных тел, находящихся на последних стадиях эволюции. По мере накопления наблюдательного материала они могут быть использованы для окончательного астрофизического подтверждения или опровержения гипотезы о существовании странной кварковой материи и странных карликов.

**Апробация работы.** Основные результаты диссертационной работы докладывались на семинарах кафедры теории волновых процессов и физики радиофизического факультета ЕГУ, представлены на 7-ой Международной конференции по Nuclei in the Cosmos VII (Фудзисёсида, Япония, 8-12 июля, 2002г.), 2-ой Международной конференции по Compact stars in the QCD phase diagram (Пекин, Китай, май 2009г.), 13-ой Российской гравитационной конференции (Международная конференция по гравитации, космологии и астрофизике RUSGRAV-13) РУДН (Москва, 23-28 июня 2008), Международной конференции по The Modern Physics of Compact Stars and Relativistic Gravity (Ереван, 18-21 сентября 2013).

**Публикации.** По теме диссертационной работы опубликовано 11 работ, список которых приводится в конце автореферата.

**Структура диссертации.** Диссертация состоит из введения, четырех глав (14 параграфов), заключения и списка литературы из 111 наименований. Общий объем работы 111 страниц, включая 20 рисунков и 9 таблиц.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

**Во введении** обосновывается актуальность темы, формулируется цель исследования, а также приводится краткое содержание работы.

**В первой главе** диссертации рассматривается уравнение состояния странной кварковой материи (далее СКМ).

В §1.1 схематически приводится обоснование Виттена абсолютной стабильности СКМ. Показано энергетическое преимущество СКМ над  $ud$  – плазмой, как при нулевой, так и при ненулевой массе  $s$  – кварка. Обсуждается возможность существования как странных звезд, так и нейтронных звезд с кварковым ядром.

В §1.2 рассматривается термодинамика СКМ в рамках модели мешка MIT (Массачусетский технологический институт), предложенной Чодосом и др. [11]. В приближении этой модели СКМ представляет собой вырожденный ферми-газ  $u, d, s$  – кварков с небольшой добавкой электронов или позитронов, обеспечивающих электронейтральность, и находится в динамическом равновесии относительно слабых взаимодействий, обусловленных реакциями между различными ароматами кварков.

Характер уравнения состояния СКМ определяется феноменологическими параметрами модели мешка - постоянной мешка  $B$ , постоянной кварк-глюонного взаимодействия  $\alpha_c$  и массой странного кварка  $m_s$ . Массами  $u, d$  – кварков и вырожденных электронов пренебрегаем вследствие их малости. Кварк-глюонное взаимодействие включается в первом порядке по постоянной  $\alpha_c$ .

Приводятся, как развернутая форма уравнения состояния, так и его ультрарелятивистское приближение. Условие связанности СКМ:  $\rho c^2/n - m_N c^2 < 0$  при нулевом давлении, где  $\rho$  – плотность энергии,  $n$  – барионная концентрация,  $m_N$  – масса нуклона. В этом случае возможно образование самоудерживающихся образований - странных звезд. В диссертационной работе рассмотрены те наборы параметров модели мешка, которые обеспечивают большую связанность, чем у  ${}^{56}\text{Fe}$ .

В §1.3 описывается влияние параметров модели мешка  $B$ ,  $m_s$  и  $\alpha_c$  на стабильность СКМ. Для двух моделей, соответствующих реалистическому

диапазону параметров модели мешка, приведены результаты расчета уравнений состояния. Рассмотрено влияние параметра  $B$  на жесткость уравнения состояния. Также рассмотрена зависимость давления от плотности, и зависимости химических потенциалов от концентрации барионного заряда. Для обеих моделей СКМ значения давления  $P$  практически линейно возрастают с ростом значения плотности  $\rho$ . При увеличении концентрации барионного заряда  $n$  значение химического потенциала  $\mu_e$  - понижается.

В §1.4 рассматривается структура поверхности странной звезды. Приводится формализм построения уравнения состояния, которое при наличии коры состоит из двух частей. Первая часть соответствует нормальному веществу  $Ae$  – фазы, вторая - СКМ.

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 [6]. Это поле изолирует кору, состоящую из атомных ядер и вырожденного электронного 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 [6], что кора и кварковая сердцевина могут сосуществовать бесконечное время.  $Aep$  – фаза, в которой вещество состоит из атомных ядер и вырожденных электронов, исключается из-за беспрепятственного перехода свободных нейтронов в странную кварковую материю.

**Вторая глава** посвящена исследованию моделей холодных странных звезд состоящих из СКМ в центре звезды и поддерживающих кору из вещества  $Ae$  – фазы.

В §2.1 приводится система релятивистских уравнений звездного равновесия (система уравнений Толмена-Оппенгеймера-Волкова - ТОВ), дополненных уравнениями для определения релятивистского момента инерции, рассмотрен физический смысл полной массы  $M$ , массы покоя  $M_0$  и собственной массы  $M_p$ . Вкратце обсуждается разработанный метод численного интегрирования и система программного обеспечения, позволившая увеличить точность интегрирования и сократить машинное время расчета конфигураций.

В §2.2 исследуются странные карлики. Масса кварковой сердцевины для странных карликов не превосходит  $0.017 M_{\odot}$ , а радиус два с половиной километра. Масса всего образования может достигать массы Солнца, а

максимальный радиус оказывается порядка максимального радиуса белых карликов [10]. Обосновано, что учет кварковой сверхпроводимости не может исключить возможность наличия у странных звезд коры с составом вещества белых карликов. Отмечена возможность существования так называемой “смешанной фазы”.

Для двух наборов параметров модели мешка (модель I:  $B = 50$  МэВ/фм<sup>3</sup>,  $m_s = 175$  МэВ,  $\alpha_c = 0.05$  и модель II:  $B = 60$  МэВ/фм<sup>3</sup>,  $m_s = 175$  МэВ,  $\alpha_c = 0.05$ ) и трех различных значений граничной плотности коры ( $\rho_{drip} = 4.3 \cdot 10^{11}$  г/см<sup>3</sup>,  $10^{10}$  г/см<sup>3</sup> и  $10^9$  г/см<sup>3</sup>) вычислены серии конфигураций – найдены зависимости массы и радиуса (а также массы и радиуса ядра) от центральной плотности странных звезд с корой и странных карликов. Обсуждается влияние выбора уравнения состояния на зависимость полной массы звезды  $M$  от центральной плотности.

В §2.3 проводится обсуждение интегральных параметров странных звезд и странных карликов. Рассматривается эволюция странной звезды по мере увеличения ее центральной плотности: от компактных странных звезд до протяженных странных карликов. Исследуется структура странной звезды с максимальным радиусом, и конфигурация с минимальной массой. Обсуждается причина набухания оболочки и наблюдаемый резкий рост радиуса. Анализируется переход от странных к обычным белым карликам, а также “стабилизирующая” роль кваркового ядра странных карликов.

Рассматривая конфигурации малых масс, показано, что при понижении значения центральной плотности ядра наблюдается резкий рост толщины коры, и как следствие, звездный радиус увеличивается. Для рассмотренных нами моделей, минимальная масса странных звезд с корой порядка  $M \approx 0.017 - 0.019 M_\odot$  с радиусом  $R \approx 450$  км. Основная масса этих конфигураций, сосредоточена в кварковом ядре. При дальнейшем понижении центральной плотности масса конфигураций за счет массы коры постепенно начинает расти, при этом радиус продолжает быстро увеличиваться за счет роста толщины коры. Эта область относится к странным карликам. Радиусы странных карликов у конфигураций с более низкими значениями центральной плотности ядра достигают значения  $R_{max} \approx 10800 - 11100$  км при массе  $M \approx 0.07 - 0.1 M_\odot$ . Здесь масса оболочки значительно превосходит массу кваркового ядра, но по величине еще далека от своего максимального значения. Далее рост массы приобретает более интенсивный характер, что происходит благодаря увеличению массы коры, при уменьшении радиуса конфигурации. В некоторой точке, странные карлики теряют устойчивость по отношению к радиальным пульсациям. Эта точка соответствует конфигурации максимально тяжелого

странного карлика. Здесь масса звезды порядка  $M \approx 0.96 - 0.97M_{\odot}$ , при радиусе  $R \approx 2350 - 2450$ км.

Проведено сравнение странных и нейтронных звезд, а также между странными карликами и их нестранными аналогами – обычными белыми карликами, указаны их наблюдательные отличия. Отмечено, что для стабильной ветви обычных белых карликов характерен рост массы при увеличении значения центральной плотности конфигурации, в то время как масса странных карликов растет с уменьшением центральной плотности кваркового ядра.

**В третьей главе** исследуется устойчивость странных карликов. Рассматривается зависимость массы покоя (полного числа барионов в массовых единицах) странных карликов от массы покоя кварковой сердцевины и плотности энергии коры у поверхности кварковой сердцевины. Определена область изменения этих величин, на которой странные карлики устойчивы. Эта область названа долиной устойчивости странных карликов.

В §3.1 обсуждаются методы определения устойчивости белых карликов и нейтронных звезд. Метод малых радиальных возмущений, развитый в ОТО Чандрасекаром [12, 13] 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. Поэтому, для исследования странных карликов выбран статический критерий устойчивости, развитый Я.Б. Зельдовичем [14]. Приведена суть этого метода: масса равновесных холодных белых карликов и нейтронных звезд  $M$  при заданном уравнении состояния является однозначной функцией от центральной плотности  $\rho_c$ . 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.

Обосновано, что полную информацию об устойчивости странных карликов можно получить лишь рассмотрением всей области изменений центральной плотности кварковой сердцевины  $\rho_c$  и переходной плотности  $\rho_{tr}$ . Показано, что этого можно достичь рассмотрением серий конфигураций с фиксированной массой покоя (полного числа барионов) кварковой сердцевины и различными значениями переходной плотности  $\rho_{tr}$ . При этом становится возможным, в отличие от [9, 10] получить более полную информацию о границах области устойчивости.

В §3.2 рассматриваются основные характеристики странных карликов. Для исследования их устойчивости построены серии  $sd$  с различными

фиксированными значениями полного числа барионов кварковой сердцевинны. Для уравнения состояния кварковой сердцевинны  $sd$  использовано уравнение состояния модели MIT со следующими значениями параметров:  $B = 60 \text{ МэВ/Фм}^3$ ,  $\alpha_c = 0.05$ ,  $m_s = 175 \text{ МэВ}$ , для которых  $(\varepsilon_b)_{\min} = -28.6 \text{ МэВ}$ ,  $n_{\min} = n_s = 0.296 \text{ Фм}^{-3}$ , где  $n_s$  концентрация барионов на поверхности голой странной звезды. Для коры было использовано уравнение состояния Бейма-Петика-Сазерленда [15], сшитое с уравнением состояния Фейнмана-Метрополиса-Теллера [16] при плотности  $\rho = 10^4 \text{ г/см}^3$ . Приведена зависимость давления от плотности энергии для кварковой сердцевинны и ядерно-электронной коры.

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

В §3.3 исследуются серии странных карликов со следующими фиксированными значениями массы покоя кварковой сердцевинны  $M_{\text{core}}/M_{\odot} = 10^{-4}, 5 \cdot 10^{-4}, 10^{-3}, 5 \cdot 10^{-3}, 10^{-2}, 1.31 \cdot 10^{-2}, 1.6 \cdot 10^{-2}, 1.7 \cdot 10^{-2}, 2 \cdot 10^{-2}$ . Рассчитаны плотность энергии  $\rho_c$ , давление  $P_c$  в центре и давление  $P_{tr}$  на поверхности кварковых сердцевин для конфигураций с максимальным радиусом, конфигураций с максимальной массой и конфигураций с предельной переходной плотностью коры. Для сравнения вычислены массы и радиусы обычных белых карликов ( $wd$ ).

Для  $wd$  с увеличением центральной плотности  $\rho_c$  масса растет и при  $\rho_c = 1.01 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3$  достигает максимума  $M_{\max} = 1.02 M_{\odot}$  - точки потери устойчивости. Для  $wd$  при малых массах ( $M/M_{\odot} \leq 0.032$ ) радиус  $R(\rho_c)$  также растет, после чего до потери устойчивости радиус уменьшается.

Для  $sd$  при увеличении  $\rho_{tr}$  до значений, близких к предельному в случае белых карликов, масса и радиус  $sd$  определяются в основном кварковой сердцевинной. Так для конфигурации  $M_{\text{core}}/M_{\odot} = 0.005$  при  $\rho_{tr} = 7.5 \cdot 10^8 \text{ г/см}^3$  масса коры  $M - M_{\text{core}} = 3 \cdot 10^{-9} M_{\odot} \ll M_{\text{core}}$ . И далее в весьма узком интервале изменения  $\rho_{tr}$  масса круто растет, достигает максимума  $M_{\max}/M_{\odot} = 1.001$  при  $\rho_{tr} = 6.6 \cdot 10^{10} \text{ г/см}^3$ , где происходит потеря устойчивости. Аналогичный вид имеет также зависимость радиуса от  $\rho_{tr}$ . Кривая  $R(\rho_{tr})$ , которая достигает максимума, как в случае белых карликов, при малых массах, имеет иглообразный вид и при фиксированной кварковой сердцевинне достигает максимума при меньшем значении  $\rho_{tr}$ , чем  $M(\rho_{tr})$ . При увеличении массы

кварковой сердцевин в два раза ( $M_{0core}/M_{\odot} = 0.01$ ), горизонтальные участки зависимости  $M(\rho_{tr})$  и  $R(\rho_{tr})$  достигают значения  $\rho_{tr} = 10^{11}\text{г/см}^3$ , что на два порядка больше предельного значения центральной плотности устойчивых белых карликов.

При увеличении массы покоя кварковой сердцевин от  $10^{-4}$  до  $10^{-2} M_{\odot}$  предельная масса  $sd$  уменьшается на два-три процента в то время, как  $\rho_{tr}$ , при которой происходит потеря устойчивости, увеличивается от  $1.9 \cdot 10^9\text{г/см}^3$  для  $M_{0core}/M_{\odot} = 10^{-4}$  до  $2.3 \cdot 10^{11}\text{г/см}^3$  для  $M_{0core}/M_{\odot} = 10^{-2}$ . Значения  $R_{max}$  для тех же кварковых сердцевин уменьшается от 23000км до 13058км. Для массы покоя кварковой сердцевин  $M_{0core}/M_{\odot} = 0.0131$  значение  $\rho_{tr}$ , при котором  $M(\rho_{tr})$  имеет максимум, приравнивается  $\rho_{drip}$ . Для  $M_{0core}/M_{\odot} = 0.016$   $\rho_{drip}$  приравнивается  $\rho_{drip}$ , когда кривая  $M(\rho_{tr})$  еще не достигла максимального значения, а кривая  $R(\rho_{tr})$  только что (при плотности  $\rho_{tr} = 3.8 \cdot 10^{11}\text{г/см}^3$ ) прошла через максимальную точку. Поэтому значение радиуса  $sd$  предельной конфигурации  $R(\rho_{drip}) = 5720\text{км}$ , более чем дважды превосходит значения радиусов предельных конфигураций предыдущих серий.

Серии с  $M_{0core}/M_{\odot} = 0.017$  и  $0.02$  при  $\rho_{tr} = \rho_{drip}$  имеют массу  $M(\rho_{drip})$ , которая незначительно превосходит массу кварковой сердцевин. Радиусы этих конфигураций намного меньше радиусов странных карликов. В первом случае  $R = 339\text{км}$ , а во втором –  $24.4\text{км}$ . В точке минимума кривой  $M(\rho_c, \rho_{tr} = \rho_{drip})$  для кварковой сердцевин имеем  $M_{0core}/M_{\odot} = 0.0169$ . Так что эти серии относятся к странным звездам малой массы с тонкой корой, для которых  $dM/d\rho_c > 0$ .

В §3.4 рассмотрены конфигурации  $sd$  для различных кварковых сердцевин, когда  $\rho_{tr} = \rho_{drip}$ . Приведены зависимости их массы от радиуса для различных серий странных карликов. Показано, что для серий с  $M_{0core}/M_{\odot} < 0.0131$  при потере устойчивости  $\rho_{tr} < \rho_{drip}$ . Если для них вычисления продолжить до значения  $\rho_{tr} = \rho_{drip}$ , то для каждой серии конфигурации с  $M(\rho_{drip})$  расположены на нисходящей ветви  $M(\rho_{tr})$  ( $M(\rho_{drip}) < M_{max}$ ) – такие конфигурации неустойчивы. Для них квадрат частоты радиальных пульсаций основной моды меньше нуля ( $\omega_0^2 > 0$ ) [9]. Однако, в силу выше отмеченного, из этого нельзя делать заключение, что такие кварковые сердцевин не могут образовать устойчивые странные карлики.

Для серии с  $M_{0core}/M_{\odot} = 0.0131$  потеря устойчивости происходит при  $\rho_{tr} = \rho_{drip}$ , т.е.  $M_{max} = M(\rho_{drip})$ . Для странных карликов, у которых  $M_{0core}/M_{\odot} > 0.0131$ , условие  $\rho_{tr} = \rho_{drip}$  имеет место прежде чем кривая  $M(\rho_{tr})$  достигнет максимума. Поэтому для таких серий для предельной конфигурации  $M(\rho_{drip})$  ( $\omega_0^2 > 0$ ) [9]. Однако несмотря на это, такие

конфигурации неустойчивы относительно перехода в состояние странных звезд с тем же числом барионов, у которых весьма тонкая ядерно-электронная кора, и радиус порядка радиуса нейтральных звезд. При таком переходе выделяется энергия порядка энергии при взрыве сверхновых.

Обсуждается зависимость плотности энергии  $\rho(r)$  и накопленной массы  $M(r)$  от радиуса белого карлика с  $M/M_{\odot} = 0.032$  и странного карлика  $M_{core}/M_{\odot} = 10^{-3}$  и  $M/M_{\odot} = 0.026$ , у которых радиус имеет максимальное значение.

Для белых карликов и различных серий  $sd$  приведены, в зависимости от массы конфигураций, значения гравитационного красного смещения с поверхности  $Z_s$ . Показано, что гравитационное красное смещение белых и странных карликов существенно различимы в области малых и предельных (больших) масс.

В §3.5 исследуются устойчивые равновесные конфигурации странных карликов в пространстве  $M, u, \rho_{tr}$  (где  $u$  – полное число барионов кварковой сердцевинки  $sd$ , выраженное в массах Солнца), которые заполняют часть поверхности  $M(u, \rho_{tr})$ , ограниченную сверху кривой, соединяющей точки максимумов кривых  $M_u(\rho_{tr})$ . Эта область поверхности  $M(u, \rho_{tr})$  названа долиной устойчивости странных карликов. Показано, что если для обычных белых карликов зависимость массы устойчивых конфигураций от центральной плотности (кривая  $M(\rho_c)$ ) на всем интервале изменения  $\rho_c$  имеет плавный характер, то для странных карликов, кривые  $M_u(\rho_{tr})$  имеют пикообразный вид. На большом участке изменения  $\rho_{tr}$  масса коры незначительна, и лишь в узком интервале изменения  $\rho_{tr}$  происходит крутое увеличение массы до максимального значения, где происходит потеря устойчивости.

Приведены зависимости радиусов  $R$  странных карликов от параметров  $u$  и  $\rho_{tr}$ . Отмечены конфигурации, у 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  $\rho_{tr}$  рост массы  $sd$  сопровождается ростом радиуса, который достигает своего максимального значения  $R_{max}$  при некотором значении  $\rho_{tr}$ , 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 23000км для  $u = 10^{-4}$  до 13058км для  $u = 10^{-2}$ .

Для различных значений параметра  $u$  приведены значения  $\rho_{tr}$  – кривые  $\rho_{tr}(u)$  для конфигураций с максимальной массой, при которых происходит потеря устойчивости, и для конфигураций с максимальным радиусом.

**Четвертая глава** посвящена сравнению теоретических результатов с наблюдательными данными.

В §4.1 обсуждается возможное существование белых карликов со странным кварковым ядром - странных карликов, а также методы их образования. Отмечено, что несмотря на то что центральная плотность и температура обычных белых карликов недостаточно высокие чтобы позволить спонтанный переход атомных ядер к странной материи, странные карлики могут образовываться постепенно [9, 10] в результате аккреции звездного вещества на реликтовые кварковые капли. Такие кварковые капли могли образоваться как элементы ранней Вселенной, или образовываться в недрах нейтронных звезд. Будучи захваченными звездой, странные капли под воздействием гравитации постепенно оседают в центре и начинают трансформировать нормальную материю в странную кварковую. В конечном итоге, это может привести к формированию протяженного странного кваркового ядра в центре обычных белых карликов.

В §4.2 приведены, приведены данные (масса, радиус, температура) по двадцати двум наблюдаемым белым карликам определенные с помощью обработки данных [17] полученных по программе HIPPARCOS. Здесь массы определены с относительной точностью у наблюдаемых белых карликов ( $owd$ ), которые входят в состав визуальных двойных систем или у которых гравитационное красное смещение и параллакс определены достаточно точно.

Данные о радиусах и массах белых карликов с соответствующими ошибками измерений приведены на диаграмме теоретической зависимости радиуса от массы  $wd$ , полученному в работе [18] отдельно для четырех атомных ядер:  ${}^4He$ ,  ${}^{12}C$ ,  ${}^{24}Mg$ ,  ${}^{56}Fe$ . Отмечено, что кривая  $R(M)$  для  ${}^{56}Fe$  в рассматриваемой области масс совпадает с аналогичной зависимостью для  $wd$ , полученной по уравнению состояния используемой в данной работе. Определена предельная область устойчивых странных карликов – под кривой  $R(M)$  для железных  $wd$  образуется предельная полоса, на которой могут расположиться только  $sd$ .

Проведено сравнение массы и радиуса теоретических моделей странных карликов с данными наблюдений. Среди рассмотренных  $owd$  нами идентифицирован наивероятный кандидат в странные карлики -  $EG - 50$ , который весьма близок к удовлетворению указанных требований. Еще один кандидат  $G238 - 44$  имеет относительно малую неточность в определении массы, близок к указанной зоне.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение сформулируем основные результаты диссертации:

1. Для двух наборов параметров модели мешка и трех различных значений граничной плотности коры вычислены серии конфигураций – приведены зависимости массы и радиуса (а также массы и радиуса ядра) от центральной плотности странных звезд с корой и странных карликов. Обсуждено влияние выбора уравнения состояния на зависимость полной массы звезды  $M$  от центральной плотности.
2. Проведено обсуждение интегральных параметров странных звезд и странных карликов. Детально рассмотрена эволюция странной звезды по мере увеличения ее центральной плотности: от компактных странных звезд до протяженных странных карликов. Исследована структура странной звезды с максимальным радиусом и конфигурации с минимальной массой. Расчеты показывают, что максимальная масса странных звезд с корой имеет значение  $1.95M_{\odot}$  для модели I и  $1.79M_{\odot}$  для модели II. Протяженность коры для рассчитанных конфигураций минимальна. Опираясь на последние астрономические наблюдения [19, 20] можно утверждать, что модель I является более правдоподобной, и необходимо выбирать параметры модели уравнения состояний способных реализовать конфигурации  $M > 1.95M_{\odot}$ . Показано, что для странных звезд масс  $M \approx 1.1 - 1.8M_{\odot}$ , являющихся типичными для наблюдаемых сверхплотных звезд, толщина коры порядка 200 – 500м. Расчеты показали, что в области странных звезд с корой более малых масс, наблюдается резкий рост толщины коры, и как следствие, звездный радиус увеличивается. При некотором значении центральной плотности имеется минимум массы, где  $dM/d\rho_c = 0$ . Для рассмотренных нами моделей минимальная масса странных звезд с корой порядка  $M \approx 0.017 - 0.019M_{\odot}$  с радиусом  $R \approx 450$ км. При дальнейшем понижении центральной плотности масса конфигураций за счет массы коры постепенно растет, при этом радиус продолжает быстро увеличиваться за счет роста толщины коры. Радиусы странных карликов у конфигураций с более низкими значениями центральной плотности ядра достигают значения  $R_{max} \approx 10800 - 11100$ км при массе  $M \approx 0.07 - 0.1M_{\odot}$ .
3. Показано, что максимальная масса странных звезд с корой практически не зависит от величины  $\rho_{cr}$ , а минимальная масса конфигураций очень чувствительна к величине этого параметра. С уменьшением значения  $\rho_{cr}$  от значения  $4.3 \cdot 10^{11}$ г/см<sup>3</sup> до  $10^9$ г/см<sup>3</sup> минимальная масса странных звезд

изменяется более чем на порядок, достигая значений  $M_{min} \approx 0.0011 - 0.0012 M_{\odot}$ . При этом, радиус ядра уменьшается от значений  $R_{core} \approx 2.6 - 2.8$  км до  $1.04 - 1.14$  км, а радиус конфигураций превышает 550 км.

4. Для исследования устойчивости странных карликов выбран статический критерий устойчивости и показано, что в случае  $sd$  необходимо рассматривать зависимость массы от двух переменных, в качестве которых выбрана масса покоя (полное число барионов) кварковой сердцевин и плотность энергии коры у поверхности кварковой сердцевин  $\rho_{tr}$ .
5. Рассмотрены основные характеристики странных карликов. Для исследования их устойчивости построены серии  $sd$  с различными фиксированными значениями полного числа барионов кварковой сердцевин. Показано что для устойчивых конфигураций  $sd$  с фиксированным  $M_{0core}$  с увеличением  $\rho_c$  и  $P_c$ , а следовательно им соответствующих  $\rho_{tr}$  и  $P_{tr}$ , масса растет и в максимуме кривой  $M(\rho_c)$  происходит потеря устойчивости. Также показано что для серий, для которых  $\rho_{tr}$  приравняется  $\rho_{drip}$  прежде, чем масса  $sd$  достигает своего максимального значения ( $M(\rho_{drip}) < M_{max}$ ), предельной будет конфигурация с  $M(\rho_{drip})$ .
6. Исследуются серии странных карликов со следующими фиксированными значениями массы покоя кварковой сердцевин  $M_{0core}/M_{\odot} = 10^{-4}, 5 \cdot 10^{-4}, 10^{-3}, 5 \cdot 10^{-3}, 10^{-2}, 1.31 \cdot 10^{-2}, 1.6 \cdot 10^{-2}, 1.7 \cdot 10^{-2}, 2 \cdot 10^{-2}$ . Рассчитаны плотность энергии  $\rho_c$ , давление  $P_c$  в центре и давление  $P_{tr}$  на поверхности кварковых сердцевин для конфигураций с максимальным радиусом, максимальной массой и предельной переходной плотностью коры. Для сравнения были вычислены массы и радиусы обычных белых карликов ( $wd$ ). Рассмотрена зависимость массы  $M$  и радиуса  $R$  странных карликов от плотности энергии коры  $\rho_{tr}$  над кварковой сердцевин. Приведена зависимость массы и радиуса странных карликов от переходной плотности коры  $\rho_{tr}$  для различных кварковых сердцевин. Обсуждена зависимость массы от радиуса для рассчитанных серий странных карликов.
7. Рассмотрены конфигурации  $sd$  для различных кварковых сердцевин, когда  $\rho_{tr} = \rho_{drip}$ . Приведены зависимости их массы от радиуса для различных серий странных карликов. Обсуждена зависимость плотности энергии  $\rho(r)$  и накопленной массы  $M(r)$  от радиуса белого карлика с  $M/M_{\odot} = 0.032$  и странного карлика  $M_{0core}/M_{\odot} = 10^{-3}$  и  $M/M_{\odot} = 0.026$ , у которых радиус имеет максимальное значение. Для белых карликов и различных серий  $sd$  приведены в зависимости от массы конфигураций значения гравитационного красного смещения с поверхности  $Z_s$ .

8. Исследованы устойчивые равновесные конфигурации странных карликов в пространстве  $M, u, \rho_{tr}$  (где  $u$  – полное число барионов кварковой сердцевин  $sd$ , выраженное в массах Солнца), которые заполняют часть поверхности  $M(u, \rho_{tr})$ , ограниченную сверху кривой, соединяющей точки максимумов кривых  $M_u(\rho_{tr})$ . Эта область поверхности  $M(u, \rho_{tr})$  названа долиной устойчивости странных карликов. Приведены зависимости радиусов  $R$  странных карликов от параметров  $u$  и  $\rho_{tr}$ . Отмечены конфигурации, у которых теряется устойчивость. Для различных значений параметра  $u$  приведены значения  $\rho_{tr}$  – кривые  $\rho_{tr}(u)$  для конфигураций с максимальной массой, при которых происходит потеря устойчивости, и для конфигураций с максимальным радиусом.
9. Обсуждено возможное существование белых карликов со странным кварковым ядром – странных карликов, а также методы их образования. Приведены наблюдательные данные (масса, радиус, температура) по двадцати двум белым карликам. На диаграмме зависимости радиуса от массы странных карликов определена предельная область устойчивых странных карликов. Проведено сравнение массы и радиуса теоретических моделей странных карликов с данными наблюдений, определен наивероятный кандидат в странные карлики.

## СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. А. Амбарцумян и Г. С. Саакян, "Вырожденный сверхплотный газ элементарных частиц", *Астрон. ж.*, т. 37, p. 193, 1960.
2. G. S. Sahakian и Y. L. Vartanian, "On the possible phase states of matter at extremely high densities", *Nuovo Cimento*, т. 30, p. 82, 1963.
3. A. R. Bodmer, "Collapsed Nuclei", *Phys. Rev.*, vol. D4, p. 160, 1971.
4. E. Witten, "Cosmic separation of phases", *Phys. Rev.*, vol. D30, p. 272, 1984.
5. R. L. Jaffe and E. Farhi, "Strange matter", *Phys. Rev.*, vol. D30, p. 2379, 1984.
6. C. Alcock, E. Farhi and A. Olinto, "Strange stars", *Astrophys. J.*, vol. 310, p. 261, 1986.
7. P. Haensel, J. L. Zdunik and R. Schaeffer, "Strange quark stars", *Astron. Astrophys.*, vol. 160, p. 121, 1986.
8. A. Ghodas, R. L. Jaffe, C. B. Thorn and V. F. Weisskopf, "New extended model of hadrons", *Phys. Rev.*, vol. D9, p. 3471, 1974.
9. N. K. Glendenning, C. Kettner and F. Weber, "Possible New Class of Dense White Dwarfs", *Phys. Rev. Letters*, vol. 74, p. 3519, 1995.
10. N. K. Glendenning, C. Kettner and F. Weber, "From strange stars to strange dwarfs", *Astrophys. J.*, vol. 450, p. 253, 1995.
11. A. Ghodas, R. L. Jaffe, K. Johnson and C. B. Thorn, "New extended model of hadrons", *Phys. Rev.*, vol. D9, p. 3471, 1974.
12. S. Chandrasekhar, "The Dynamical Instability of Gaseous Masses Approaching the Schwarzschild Limit in General Relativity", *Astrophys. J.*, vol. 140, p. 417, 1964.
13. S. Chandrasekhar, "Post-Newtonian Equations of Hydrodynamics and the Stability of Gaseous Masses in General Relativity", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 14, p. 241, 1965.
14. Я. Б. Зельдович, *Вопросы космогонии*, Изд. АН СССР, т. 9, p. 36, 1963.
15. G. Baym, C. Pethick and P. Sutherland, "The ground state of matter at high densities: equation of state and stellar models", *Astrophys. J.*, vol. 170, p. 299, 1971.
16. R. P. Feynman, N. Metropolis and E. Teller, "Equations of state of elements based on the generalized Fermi-Tomas theory", *Phys. Rev.*, vol. 75, p. 1561, 1949.
17. G. J. Mathews, L. S. Suh, B. O. Gorman, N. Q. Lan, W. Zech, K. Otsuki and F. Weber, "Analysis of White Dwarfs with Strange-Matter Cores", *J. Phys. G*, vol. 32, p. 747, 2006.
18. T. Hamada and E. E. Salpeter, "Models for Zero-Temperature Stars", *Astrophys. J.*, vol. 134, p. 683, 1961.
19. P. Demorest, T. Pennucci, S. M. Ransom, M. S. E Roberts and J. W. T Hessels, "A two-solar-mass neutron star measured using Shapiro delay", *Nature*, vol. 467, p. 1081, 2010.

20. R. S. Lynch and et. al., "A Massive Pulsar in a Compact Relativistic Binary", Science, vol. 340, no. 6131, 2013.

## СПИСОК ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. Ю.Л.Вартанян, А.К.Григорян, Т.Р.Саркисян "Модели странных звезд с корой и странных карликов", *Астрофизика*, т.47, с. 223-236, 2004.
2. T.R.Sargsyan, "Calculation of strange stars with a crust and strange dwarfs models", *Computer Science and Information Technologies (CSIT)*, p.461-463, 2005.
3. Yu.L.Vardanyan, A.K.Grigoryan, T.R.Sargsyan "On strange quark dwarfs", in "Gravitation, Cosmology and Relativistic Astrophysics", Kharkov National University, 2004, p.118-121.
4. Ю.Л.Вартанян, Г.С.Аджян, А.К.Григорян, Т.Р.Саркисян "Устойчивость и наблюдательные данные проявления странных карликов", 13-ая Российская международная гравитационная конференция по гравитации и астрофизике (RUSGRAV-13), июнь 23-28, РУДН, Москва, с. 136, 2008.
5. Yu.L.Vardanyan, G.S.Hajyan, A.K.Grigoryan, T.R.Sargsyan "The stability Valley of Strange Dwarfs", Abstract booklet of the KIAA at Peking University, Beijing, China, p.42., May 20-24, 2009
6. Yu.L.Vardanyan, G.S.Hajyan, A.K.Grigoryan, T.R.Sargsyan "Stability and observational Properties of Strange Dwarfs", *Gravitation and Cosmology*, v.15, N2, p.188-190, 2009.
7. Ю.Л.Вартанян, Г.С.Аджян, А.К.Григорян, Т.Р.Саркисян "Устойчивость странных карликов. I. Статический критерий устойчивости. Постановка задачи", *Астрофизика*, т.52, с. 325-332, 2009.
8. Ю.Л.Вартанян, Г.С.Аджян, А.К.Григорян, Т.Р.Саркисян "Устойчивость странных карликов. II. Результаты вычислений", *Астрофизика*, т.52, с. 481-491, 2009.
9. Ю.Л.Вартанян, Г.С.Аджян, А.К.Григорян, Т.Р.Саркисян "Օ странных карликах", *Փիստամոզողի նյութերի ժողովածու նվիրված քաղիոֆիզիկայի ֆակուլտետի հիմնադրման 35-ամյակին*, ԵՊՀ հրատ., 2010, էջ 32-34:
10. Ю.Л.Вартанян, Г.С.Аджян, А.К.Григорян, Т.Р.Саркисян "Долина устойчивости странных карликов", *Астрофизика*, т.55 (1), с. 113-126, 2012.
11. Yu.L. Vartanyan, G.S. Hajyan, A.K. Grigoryan, T.R. Sarkisyan, "Stability of strange dwarfs: a comparison with observations", *J.Phys.Conf.Ser.* 496 (2014), 012009.

## ՏԻԳՐԱՆ ՌԱՖԱՅԵԼԻ ՄԱՐԳՍՅԱՆ

### ՏԱՐՕՐԻՆԱԿ ՔՎԱՐԿԱՅԻՆ ԿՈՐԻՉՈՎ ՍՊԻՏԱԿ ԹՁՈՒԿՆԵՐԻ ԴԻՏՈՂԱԿԱՆ ԴՐՄԵՎՈՐՈՒՄՆԵՐԸ

#### ԱՄՓՈՓԱԳԻՐ

Հանգուցային բառեր. տարօրինակ թզուկներ, տարօրինակ աստղեր, գերխիտ աստղեր, կայունություն

Ատենախոսությունը նվիրված է տարօրինակ քվարկային կորիզով սպիտակ թզուկների - տարօրինակ թզուկների հետազոտությանը:

Ատենախոսական աշխատանքում պարկի մոդելի պարամետրերի երկու խմբերի և կեղևի սահմանային խտության երեք տարբեր արժեքների համար հաշվարկվել են կոնֆիգուրացիաները, բերվել են զանգվածի և շառավղի կախվածությունները (ինչպես նաև կորիզի զանգվածի և շառավղի) կեղև ունեցող տարօրինակ աստղերի և տարօրինակ թզուկների կախված կենտրոնական խտությունից: Քննարկվել է վիճակի հավասարման ընտրության ազդեցությունը կենտրոնական խտությունից աստղի ամբողջ զանգվածի կախվածության վրա: Հաշվարկները ցույց են տվել, որ կեղևով տարօրինակ աստղերի առավելագույն զանգվածը կազմում է  $1.95M_{\odot}$  I մոդելի համար և  $1.79M_{\odot}$  II մոդելի համար: Հաշվարկված կոնֆիգուրացիաների համար կեղևի ձգվածությունը նվազագույն է: Հիմք ընդունելով վերջին դիտողական տվյալները [19, 20] կարելի է պնդել, որ մոդել I-ը ավելի հավանական է, և անհրաժեշտ է վիճակի հավասարման հաստատունները ընտրել անյայսին, որ հնարավոր լինի  $M > 1.95M_{\odot}$  կոնֆիգուրացիաների իրականացումը:

Աշխատանքում տարօրինակ թզուկների կայունության ուսումնասիրության համար ընտրվել է կայունության ստատիկ չափանիշ և ցույց է տրվել, որ  $sd$  -ի դեպքում անհրաժեշտ է դիտարկել զանգվածի կախվածությունը երկու փոփոխականներից՝ որոնք են քվարկային կորիզի հանգստի զանգվածը (բարիոնների ընդհանուր թիվ) և քվարկային կորիզի մակերեսին կեղևի էներգիայի  $\rho_{cr}$  խտությունը: Դիտարկվել են տարօրինակ թզուկների հիմնական բնութագրիչները: Դրանց կայունության հետազոտության համար կառուցվել են  $sd$  խմբերը քվարկային կորիզի բարիոնների ընդհանուր թվի տարբեր ֆիքսված արժեքներով: Ցույց է տրվել,

որ կայուն  $sd$  կոնֆիգուրացիաների համար  $\rho_c$  –ի և  $P_c$ -ի աճի հետ զանգվածն աճում է և  $M(\rho_c)$  կորի մաքսիմումի կետում տեղի է ունենում կայունության կորուստ: Նվազագույն շառավղով, առավելագույն զանգվածով և կեղևի սահմանային անցումային խտությամբ կոնֆիգուրացիաների համար քվարկային կորիզների մակերեսին հաշվարկվել են էներգիայի  $\rho_c$  խտության,  $P_{tr}$  ճնշման արժեքները: Տարբեր քվարկային կորիզների համար բերվել են տարօրինակ թզուկների զանգվածի և շառավղի կախվածությունները կեղևի անցումային խտությունից:

Աշխատանքում դիտարկվել են նաև  $sd$  կոնֆիգուրացիաները տարբեր քվարկային կորիզների համար, երբ  $\rho_{tr} = \rho_{arip}$ : Բերվել են նաև տարօրինակ թզուկների տարբեր խմբերի զանգվածի կախվածությունները շառավղից: Սպիտակ թզուկների համար և տարբեր  $sd$  խմբերի համար բերվել է  $Z_s$  մակերեսից գրավիտացիոն կարմիր շեղման արժեքի կախվածությունը կոնֆիգուրացիաների զանգվածից:

Աշխատանքում ուսումնասիրվել են տարօրինակ թզուկների կայուն հավասարակշռական կոնֆիգուրացիաները  $M$ ,  $u$ ,  $\rho_{tr}$  տարածությունում (որտեղ  $u$  – քվարկային կորիզի բարիոնների ամբողջ թիվն է արտահայտած արևի զանգվածի միավորներով), որոնք գրավում են  $M(u, \rho_{tr})$  տարածության այն մասը, որը վերնից սահմանափակվում է  $M_u(\rho_{tr})$  կորերի մաքսիմումների կետերը միացնող կորով: Մակերեսի այդ հատվածը  $M(u, \rho_{tr})$  անվանվել է տարօրինակ թզուկների կայունության հարթավայր:

Ատենախոսական աշխատանքում քննարկվել են տարօրինակ քվարկային կորիզով սպիտակ թզուկների՝ տարօրինակ թզուկների հնարավոր գոյությունը, ինչպես նաև դրանց առաջացման մեթոդները: Բերվել են քսան երկու սպիտակ թզուկների դիտարկային տվյալներ (զանգված, շառավիղ, ջերմաստիճան): Տարօրինակ թզուկների զանգվածից շառավղի կախվածության դիագրամի վրա որոշվել է կայուն տարօրինակ թզուկների սահմանային հատվածը: Իրականացվել է տարօրինակ թզուկների տեսական մոդելների զանգվածի և շառավղի համեմատություն դիտարկային տվյալների հետ, որոշվել է տարօրինակ թզուկների առավել հավանական թեկնածուն:

TIGRAN SARGSYAN

OBSERVATIONAL MANIFESTATIONS OF WHITE DWARFS WITH  
STRANGE QUARK CORE

SUMMARY

Keywords: strange dwarfs, strange stars, superdense stars, stability

The dissertation work is dedicated to white dwarfs with strange quark core – strange dwarfs investigation.

In the dissertation work, the configurations have been calculated for two sets of bag model parameters and three different values of crust boundary density, the dependencies of mass and radius (as well as core mass and radius) on central density of both strange stars having a crust and strange dwarfs were given. The effect of choice of equation of state on the dependence of star total mass on central density was discussed as well. The integral parameters of strange stars as well as strange dwarfs were discussed. Calculations showed that the maximal mass of strange stars with a crust is  $1.95M_{\odot}$  for I model and  $1.79M_{\odot}$  for II model. Crust extension is minimal for calculated configurations. Based on the recent observational data [19, 20] we can claim that model I is more realistic and it is necessary to select equation of state such parameters that makes possible an existence of configurations with  $M > 1.95M_{\odot}$ .

In this work a static criterion of stability was chosen for studies of stability of strange dwarfs and it was shown that for *sd* investigation it is necessary to consider the dependence of the mass of such configurations on two variables. As such variables the rest mass (total number of baryons) of strange quark core and the energy density of crust  $\rho_{tr}$  at the surface of the quark core were selected. The main characteristics of strange dwarfs were observed. For the investigation of their stability, a *sd* range was constructed with different fixed values of baryon total number of quark core. It was shown that for stable *sd* configurations the mass increases with enhancement of  $\rho_c$  and  $P_c$  values and in the maximum point of the  $M(\rho_c)$  curve the stability loss occurs. For configurations with minimal radius, maximal mass as well as crust boundary transitional density, the values of energy

$\rho_c$  density and pressure  $P_{tr}$  on the surface of quark cores were calculated. For different quark cores, the dependencies of mass and radius of strange dwarfs on crust transitional density were presented.

*sd* configurations for different quark cores, when  $\rho_{tr} = \rho_{drip}$ , were observed in this work as well. Dependencies of mass of different range of strange dwarfs on radius were represented. For both white dwarfs and different *sd* range the dependency of gravitational red shift value from  $Z_s$  surface on mass of configurations is given.

The stable balanced configurations in dimension of  $M, u, \rho_{tr}$  of strange dwarfs filling the part of  $M(u, \rho_{tr})$  which is confined from above by a curve connecting maximum points of  $M_u(\rho_{tr})$  plots were studied. This region of  $M(u, \rho_{tr})$  surface is called stability valley of strange dwarfs.

In the dissertation work the possible existence of white dwarfs with strange quark core – strange dwarfs as well as the methods of their formation were discussed. The observational data (mass, radius, temperature) were given for twenty-two white dwarfs. On the diagram of radius dependence from strange dwarf mass, the boundary region of stable strange dwarfs was determined. The mass and radius, obtained from theoretical models of strange dwarfs, were compared with observational data and the most probable candidate strange dwarfs are identified.

