

ЕРЕВАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Шагинян Асмик Ашотовна

НАЛИЧИЕ СТРАННОГО КВАРКОВОГО ВЕЩЕСТВА В
СВЕРХПЛОТНЫХ НЕБЕСНЫХ ТЕЛАХ

01.04.02 – Теоретическая физика

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук, профессор,
член-корреспондент НАН РА
ВАРТАНЯН Ю.Л.

ЕРЕВАН – 2016

ОГЛАВЛЕНИЕ

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ	3
ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА 1. УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ СТРАННОЙ КВАРКОВОЙ МАТЕРИИ.....	14
1.1 СТРУКТУРА СТРАННОЙ КВАРКОВОЙ МАТЕРИИ	15
1.2 ТЕРМОДИНАМИКА СТРАННОЙ КВАРКОВОЙ МАТЕРИИ ПО МОДЕЛИ МЕШКА MIT	24
1.3 ЭЛЕКТРОНЫ В КВАРКОВОЙ ПЛАЗМЕ	34
1.4 УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ КВАРКОВОГО ВЕЩЕСТВА ПО МОДЕЛИ МЕШКА MIT	39
ГЛАВА 2. СТРАННЫЕ ЗВЕЗДЫ И ИХ ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ	46
2.1 ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ	47
2.2 ПРИБЛИЖЕННОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ РАВНОВЕСИЯ ДЛЯ СТРАННЫХ ЗВЕЗД С МАЛЫМИ МАССАМИ	50
2.3 КОНФИГУРАЦИИ СТРАННЫХ ЗВЕЗД И ИХ ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ	57
2.4 ПУЛЬСАР <i>PSR J 0348 + 0432</i> И КОНФИГУРАЦИИ С МАКСИМАЛЬНЫМИ МАССАМИ	67
2.5 ДЕФЕКТ МАССЫ СТРАННЫХ ЗВЕЗД	81
ГЛАВА 3. СТРАННЫЕ ЗВЕЗДЫ ПРИ ЗАВИСЯЩЕЙ ОТ ПЛОТНОСТИ КВАРКОВ ДАВЛЕНИИ ВАКУУМА	88
3.1 ТЕРМОДИНАМИКА И УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ СТРАННОЙ КВАРКОВОЙ МАТЕРИИ ПРИ ПЕРЕМЕННОМ ДАВЛЕНИИ ВАКУУМА.	88
3.2 ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СТРАННЫХ ЗВЕЗД ПРИ ПЕРЕМЕННОМ ДАВЛЕНИИ ВАКУУМА	95
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	101
ЛИТЕРАТУРА	107

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ

MIT	Massachusetts Institute of Technology (Массачусетский технологический институт)
СКМ	Странная Кварковая Материя
НКМ	"Нестранная" Кварковая Материя
NJL	Модель Nambu and Jona-Lasinio
ТОВ	Толмен-Оппенгеймер-Волков
КХД	Квантовая Хромодинамика
ОТО	Общая Теория Относительности
CGS	(Сантиметр-Грамм-Секунда) - система единиц измерения
$M_{\odot}$	Масса солнца
<i>ss</i>	Strange Star (странная звезда)
<i>wd</i>	White Dwarf (белый карлик)
<i>hs</i>	Hybrid Star (гибридная звезда)
<i>ns</i>	Neutron Star (нейтронная звезда)

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время основной моделью, описывающую историю и судьбу Вселенной, является модель Большого взрыва. Она была создана в 40-ых г. прошлого века, благодаря работам Г.Гамова и его сотрудников Р.Алфера и Р.Хермана [1], изучавших возможность рождения элементов во Вселенной. Они первыми осознали, что эта возможность могла быть реализована лишь в очень горячей и плотной Вселенной, на самом раннем этапе своего развития. Совмещение этих идей с наблюдательными данными Э.Хаббла (они появились еще в 1929г.) и теоретическими работами А.Фридмана (1922-1924) [2] и Дж.Леметра (1927) [3] привело к рождению модели Большого взрыва (термин “Большой взрыв” предложил Ф.Хойл).

Согласно концепции Большого взрыва в далеком прошлом (в соответствии с современными данными около 14 млрд. лет назад) вещество Вселенной было сконцентрировано в очень малом объеме и имело экстремально высокую плотность, температуру и давление. Происходило стремительное расширение Вселенной, сопровождавшееся ее охлаждением и уменьшением давления. Если за начальный момент $t = 0$ взять момент Большого взрыва, то из соотношений зависимости плотности и температуры вещества от времени получается, что при $t = 1\text{с}$ Вселенная имела плотность порядка 10^5 г/см^3 и температуру 10^{10} К . Для сравнения укажем, что температура в центре Солнца $1.5 \cdot 10^7 \text{ К}$ [4].

30-ые и 40-ые годы были особенные и для ряда теоретических исследований о возможном существовании сверхплотных небесных тел: так называемых сверхплотных звезд. Такие объекты имеют центральные плотности порядка ядерной. Пионерами данного направления были Ландау [5], Бааде и Цвики [6], Оппенгеймер и его сотрудники [7], [8]. В Армении теоретические исследования сверхплотной материи начались в шестидесятые годы, еще до открытия

пульсаров и во многом стимулировались космогоническими идеями академика Виктора Амбарцумяна [9, 10]. Наблюдательное открытие компактных источников рентгеновского излучения и пульсаров сделало физику сверхплотных небесных тел актуальной в современной теоретической физике и астрофизике [11]. Экстремальные физические условия в сверхплотных небесных телах делают их уникальными естественными лабораториями, которые представляют обширный материал для исследования физики элементарных частиц, ядерных взаимодействий, а также и теории гравитации. Исследованию сверхплотных звезд посвящены многочисленные ценные монографии такие как работы Зельдовича и Новикова [12], Саакяна [13], [14], Шапиро [15].

Внимание на тот факт, что вырожденная ядерная плазма кроме нейтронов и небольшого количества протонов и электронов может содержать также странные барионы – гипероны, впервые было обращено в работах Амбарцумяна и Саакяна [9], [16], [10]. Для модели идеального газа были вычислены пороги стабильности различных гиперонов, детально исследованы свойства и интегральные параметры релятивистских сверхплотных объектов. В работах Саакяна и Вартаняна [17], [18] было показано, что учет ядерного взаимодействия понижает пороги стабильности гиперонов, делая возможным их существование в недрах массивных устойчивых нейтронных звезд. По этой причине правильнее их называть барионными звездами. Учет ядерного взаимодействия в барионных конфигурациях приводит также к значительному увеличению массы примерно в 2.5 раза по сравнению с моделью идеального газа.

В связи с развитием физики кварков в середине 80-ых годов возник особый интерес к теории странной ядерной плазме. Было доказано, что при сверхядерных плотностях возможен фазовый переход из состояния, в котором кварки заключены внутри барионов, в состояние сплошной кварковой плазмы. Бодмер [19], и Виттен [20] показали, что переход к кварковой фазе с

образованием вещества, имеющего странность -1 на барион, энергетически выгоднее, чем нестранная кварковая плазма. Гипотеза Виттена о том, что при нулевых давлении и температуре ($P = 0, T = 0$) приходящаяся на барион энергия в странной кварковой материи меньше, чем в случае обычной ядерной материи, была подробно исследована Фэри и Джаффи [21]. Они исходят из того факта, что в рамках неопределенности, возникающей из-за трудностей теории сильных взаимодействий, абсолютная стабильность странной кварковой материи вполне обоснована.

Странная кварковая материя (СКМ) содержит примерно равное количество u, d, s кварков и небольшое количество электронов или позитронов, которые обеспечивают электронейтральность. СКМ может образовывать самоудерживающиеся, связанные состояния в виде так называемых “странных” звезд. При возможном термодинамическом равновесии с нуклонной оболочкой странная кварковая материя может являться также ядром нейтронной звезды.

В монографии Гленденнига [22] и в работах Фэри и Алкока [23], Гензела [24], Бенвенуто [25], Кондратюк [26], Вартаняна и др. [27] рассматривались основные свойства странных звезд. Характерными особенностями странных звезд являются скачкообразное падение плотности на поверхности от сверхядерных значений до нуля и весьма слабое увеличение плотности к центру, также возможность существования сколь угодно малых масс. Такие характеристики странных звезд сближают их с пионными звездами, предложенными в [28] и детально исследованными в [29]. В литературе рассматриваются два пути образования странных звезд: 1-я - конверсия из стандартной нейтронной звезды [30], [31], [32], [33] и 2-я - конверсия из протонейтронной звезды во время коллапса ядра сверхновой [34], [35], [36].

Свойства кварковой материи в течение десятилетий изучались на основе феноменологических моделей [37, 38, 39, 40, 41, 42, 43, 44, 45, 46], [47, 48, 49,

50, 51]. Существуют различные модели описания СКМ. Йоитиро Намбу вместе с итальянским физиком Йона-Лазинио предложили совершенно новый взгляд и построили необычную модель взаимодействия элементарных частиц [40, 41]. Эта модель изначально выглядела совсем непохожей на реальный мир адронов. Она строилась на основе аналогов протонов и нейтронов, но только очень легких, в ней не было мезонов, зато присутствовала некая новая симметрия (киральная симметрия). Модель Намбу-Йона-Лазиньо (сокращенно, модель NJL) в слегка модифицированном виде до сих пор, спустя полвека после ее создания, активно используется в некоторых расчетах – настолько точно в ней была уловлена суть адронной физики [52, 53, 54, 55, 56].

Для описания свойств странного кваркового вещества одной из общепринятых моделей является модель мешка, разработанная в Массачусетском Технологическом институте (MIT) [43, 44]. Выбирая модель мешка определяется уравнение состояния странной кварковой материи. Модель мешка (MIT) характеризуется тремя феноменологическими параметрами: постоянной мешка B (давлением вакуума), постоянной кварк-глюонного взаимодействия α_c и массой странного кварка m_s . Численные значения этих параметров известны с большими неопределенностями, что делает возможным существование принципиально различных вариантов странного кваркового вещества. Для различных наборов этих констант получаются уравнения состояния, которые приводят к реализации как странных звезд, так и нейтронных звезд с кварковым ядром, где кварковое вещество находится в фазовом равновесии с нуклонным. Последние детально исследованы в работах [57, 58, 59, 60], также в работах Вартаняна, Алавердяна и др. [61, 62, 63, 64, 65, 66, 67, 68].

Странная кварковая материя, в зависимости от численных значений параметров модели мешка, может быть самосвязанной (энергия на барион с

вычетом массы нейтрона отрицательна). В этом случае могут существовать небесные тела, состоящие исключительно из странной кварковой материи, которые называются странными звездами [22]. Странная кварковая звезда имеет четко выраженную поверхность. В работах [69, 70] рассматриваются проблемы образования и структуры коры у странных звезд. Электроны, которые обеспечивают электронейтральность кваркового вещества, связаны с СКМ лишь кулоновской силой. Они частично покидают кварковую поверхность, распространяясь на сотни ферми. У поверхности странной кварковой звезды образуется тонкий заряженный слой, где напряженность поля достигает $10^{17} - 10^{18}$ В/см [23]. Электрическое поле направлено наружу и поддерживает кору, которая состоит из атомных ядер и вырожденных электронов (Ае-вещество). Кора не находится в химическом равновесии со странной кварковой материей и связана с кварковым ядром одной гравитацией. Из-за малости вероятности туннельного перехода атомных ядер через электрический барьер обе фазы могут сосуществовать бесконечное время.

Если СКМ является самосвязанной, то возможно существование как голых странных звезд, целиком состоящих из странной кварковой материи, так и странных звезд с корой. Странная звезда может приобрести свою кору во время образования или за счет аккреции обычного вещества [70]. Для странных звезд где масса кварковой сердцевинки $M_{core}/M_{\odot} > 0.5$, толщина и масса коры пренебрежимо малы по сравнению с радиусом и массой звезды. Ситуация меняется в области странных звезд с малой массой сердцевинки ($M_{core}/M_{\odot} < 0.02$). У таких конфигураций кора сильно набухает, масса и радиус оказываются такими, как у белых карликов (далее *wd*). Последние отличаются от белых карликов 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 конфигурации называются странными карликами – *sd* и рассматривались в работах [71, 72, 27, 73, 74, 75].

Важным направлением в исследовании сверхплотных небесных тел, является исследование вращающихся сверхплотных образований [76], [77].

При определенном наборе значений параметров мешка уравнения состояния странной кварковой материи приводят к реализации равновесных кварковых конфигурации с максимальными массами M_{max} [78, 79], которые больше недавно точно определенной массы двойного радиопульсара *PSR J 0348 + 0432*, равной $2.01M_{\odot}$ [80].

Цель и задачи диссертации. Целью представленной диссертационной работы является

- исследование астрофизических проявлений сверхплотных звезд – так называемых странных звезд, состоящих из самоудерживающейся странной кварковой материи в рамках теории мешка MIT,
- исследование звездных конфигураций содержащих СКМ с максимальными массами и сравнение с наблюдательными данными.
- Определение возможных значений параметров теории мешка MIT, которые обеспечивают значения максимальных масс, звезд содержащих СКМ, больше $2.01M_{\odot}$ полученные из наблюдений [80].

С различными наборами параметров теории мешка MIT получены интегральные параметры странных звезд. Определены те наборы этих параметров, которые приводят к реализации максимальной массы странных устойчивых конфигураций массой $M_{max} > 2.01M_{\odot}$.

Диссертационная работа состоит из введения, трех глав, заключения и списка литературы (125 ссылок). Диссертационная работа изложена на 117 страницах, включающего 25 рисунков и 14 таблиц. Нумерация рисунков и

таблиц - сводная, а параграфов и формул двойная: пишется номер главы и порядковый номер в главе.

В первой главе диссертации рассматривается уравнение состояния странной кварковой материи.

В §1.1 рассматривается странная кварковая материя как энергетически выгодное состояние сверхплотного вещества. Схематически обосновывается стабильность странной кварковой материи. Показано, что СКМ имеет энергетическое преимущество над ud плазмой, как при нулевой (ультрарелятивистский случай), так и при ненулевой массе s кварка. Рассматривается возможность существования странных и нейтронных звезд с кварковым ядром.

В §1.2 в рамках модели мешка, разработанной в Массачусетском Технологическом Институте (MIT), обсуждается термодинамика странной кварковой материи. Согласно этой модели, СКМ представляет собой вырожденный ферми-газ из u, d, s кварков с небольшой добавкой электронов или позитронов, которые обеспечивают электронейтральность.

Характер уравнения состояния СКМ определяется феноменологическими параметрами модели мешка - постоянной мешка B (давлением вакуума), постоянной кварк-глюонного взаимодействия α_c и массой странного кварка m_s . Массами u, d кварков и вырожденных электронов из-за их малости пренебрегаем. Отметим также, что кварк-глюонное взаимодействие учтено в первом порядке по константе разложения $(2\alpha_c/\pi)$, что приводит к требованию значительной малости этой величины. Приведены как уравнение состояния СКМ для общего случая, так и для ультрарелятивистского случая, когда считается, что $m_s = m_d = m_u = 0$. Обсуждается условие связанности странной кварковой материи: $\rho c^2/n < m_0 c^2$ при нулевом давлении, где ρ плотность энергии, n барионная концентрация, $m_0 c^2 = M(^{56}Fe)/56 = 930.4$ МэВ. В этом случае

возможно образование самоудерживающихся конфигураций, так называемых “странных звезд”.

В §1.3 исследуется влияние β процессов на наличие электронов в кварковой плазме. Показано, что в кварковой плазме наличие электронов вносит свой вклад в общее давление, но изменяет количественную оценку отношения энергии на барион в СКМ и НКМ, полученную из условия $n_e=0$, весьма незначительно.

В §1.4 в рамках модели мешка для различных значений параметров B , m_s и a_c определяется уравнение состояния СКМ. Для трех наборов параметров мешка приведены зависимости давления от плотности а также химические потенциалы кварков и электронов, концентрация барионов и средняя энергия на один барион. Эти результаты показывают, что значение давления почти линейно возрастает с увеличением плотности. Приведены также зависимости химических потенциалов от концентрации барионов. При увеличении концентрации барионов n значение химического потенциала μ_e понижается.

Во второй главе детально исследуются характерные особенности странных звезд. Рассматриваются конфигурации максимальных масс и их интегральные параметры.

В §2.1 приведена система релятивистских уравнений звездного равновесия – система уравнений Толмена-Оппенгеймера-Волкова. Определены такие физические величины как полная масса M , масса покоя M_0 и собственная масса M_p .

В §2.2 с точностью до шестого порядка по радиальной переменной r найдены приближенные решения уравнения ТОВ для линейной зависимости уравнения состояния СКМ. Показано, что это решение достаточно точно описывает распределение давления и зависимость интегральных параметров странных звезд от центральной плотности вещества для масс $M_{core} < 0.1M_\odot$.

В §2.3 в рамках модели мешка (MIT) рассматривается странная кварковая материя состоящая из примерно равного количества u, d, s кварков и обеспечивающих их электронейтральность небольшой добавки электронов.

Для 15 наборов феноменологических постоянных мешка рассчитаны уравнения состояния СКМ, которые приводят к осуществлению странных звезд ($\mathcal{E}(n_{min}) < 0$), с максимальными массами больше двух солнечных $M_{max} \geq 2.01M_{\odot}$. Обсуждаются, также, конфигурации с массами $M_{max} = 1.44M_{\odot}$, $M_{max} = 1.97M_{\odot}$ и $M_{max} = 2.01M_{\odot}$, для которых приводятся такие интегральные параметры, как полная масса, собственная масса, масса покоя, радиус, красное смещение с поверхности звезды.

В §2.4 обсуждаются возможные ограничения на уравнение состояния сверхплотного барионного вещества, к которым приводит точное измерение массы двойного радиопульсара $PSR J0348 + 0432$ ($M/M_{\odot} = 2.01 \pm 0.04$).

Исследуется странная кварковая материя (СКМ), для которой использована модель мешка, где переход к состоянию СКМ происходит при плотности энергии не превышающей удвоенную плотность в атомных ядрах. Поэтому на кривой зависимости массы M равновесных сверхплотных конфигураций от центральной плотности энергии ρ_c (кривая $M(\rho_c)$) нейтронные звезды малой массы и конфигурации, состоящие из СКМ, образуют одно семейство. Рассматривается уравнение состояния СКМ по модели мешка, которое приводит к максимальной массе равновесных кварковых конфигураций M_{max} , которые больше недавно точно определенной массы двойного радиопульсара $PSR J0348 + 0432$, равной $2.01M_{\odot}$. Для таких конфигураций вычислены в зависимости от центральной плотности энергии ρ_c значения массы, радиуса, полного числа барионов, красного смещения с поверхности странной звезды. Для каждой серии с $M_{max} > 2.01M_{\odot}$ исследуются также интегральные параметры для сверхплотных

конфигураций с массами 2.01, 1.97 и 1.44 солнечных масс, которые из наблюдений определены с большой точностью.

В §2.5 исследуется дефект массы странных звезд. Приведены зависимости внутренней энергии E_{in} и энергии связи $\Delta_2 M$ от полной массы M для данных моделей странных звезд. Показано, что дефект массы странных звезд имеет положительный знак $\Delta_2 M > 0$.

В третьей главе исследуются странные звезды при переменном давлении вакуума.

В §3.1 в рамках модели мешка рассматривается уравнение состояния странной кварковой материи, когда давление вакуума зависит от концентрации барионов. Такая зависимость объясняется тем фактом, что плотность кварковой материи возрастает с поверхности до центра звезды. В диссертационной работе используется гауссовская параметризация, которая строится на идее существования асимптотического предельного значения этого параметра. Рассматривается четыре набора параметров мешка. Расчеты ведутся для следующих значений параметров мешка: $m_s = 95$ и 150 МэВ и $\alpha_c = 0.01$ и 0.05 . Как в предыдущих случаях, так и здесь массами u , d кварков и электронов из-за их малости пренебрегаем. Определены основные термодинамические величины: концентрация барионов n , средняя энергия на барион ε , давление P , и плотность энергии ρ .

В §3.2. обсуждаются звездные конфигурации при переменном давлении вакуума. Получены интегральные параметры звездных конфигураций. Приведены зависимости полной массы звезды от радиуса, и зависимости внутренней энергии от полной массы странных звезд. Результаты вычислений показывают, что при учете зависимости давления вакуума от концентрации барионов, конфигурации странных звезд имеют максимальные массы меньше двух солнечных.

ГЛАВА 1. УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ СТРАННОЙ КВАРКОВОЙ МАТЕРИИ

Рассматривается странная кварковая материя (далее СКМ) как энергетически выгодное состояние сверхплотного вещества. Схематически обосновывается стабильность странной кварковой материи. Показано, что СКМ имеет энергетическое преимущество над ud плазмой, как при нулевой (ультрарелятивистский случай), так и при ненулевой массе s кварка. Рассматривается возможность существования странных и нейтронных звезд с кварковым ядром.

В рамках модели мешка, разработанная в Массачусетском Технологическом Институте (*MIT*), обсуждается термодинамика странной кварковой материи. Согласно этой модели, СКМ представляет собой вырожденный ферми-газ из u, d, s кварков с небольшой добавкой электронов или позитронов. Приведены как уравнение состояния СКМ для общего случая, так и для ультрарелятивистского случая, когда считается, что $m_s = m_d = m_u = 0$.

Показано, что в кварковой плазме наличие электронов вносит свой вклад в общее давление, но изменяет количественную оценку отношения энергии на барион в СКМ и НКМ, полученную из условия $n_e=0$, весьма незначительно.

В рамках модели мешка для различных значений параметров B , m_s и a_c определяется уравнение состояния СКМ. Для трех наборов параметров мешка приведены зависимости давления от плотности а также химические потенциалы кварков и электронов, значения концентрации барионов и средней энергии на один барион. Эти результаты показывают, что значение давления почти линейно возрастает с увеличением плотности. Приведены также зависимости химических потенциалов от концентрации барионов. При увеличении концентрации барионов n значение химического потенциала μ_e понижается.

1.1 СТРУКТУРА СТРАННОЙ КВАРКОВОЙ МАТЕРИИ

Согласно современным представлениям, наблюдаемая нами Вселенная возникла примерно 13,77 млрд лет назад [81, 82] из некоторого начального сингулярного состояния и с тех пор непрерывно расширяется и охлаждается. Наиболее ранним моментом, допускающим описание, считается момент Планковской эпохи с температурой примерно 10^{32} К (Планковская температура) и плотностью около 10^{93} г/см³ (Планковская плотность). В момент 10^{-43} секунд после Большого взрыва (Планковское время), гравитационное взаимодействие отделилось от остальных фундаментальных взаимодействий. А приблизительно через 10^{-35} секунд после наступления Планковской эпохи фазовый переход вызвал экспоненциальное расширение Вселенной. Данный период получил название Космической инфляции. После окончания этого периода строительный материал Вселенной представлял собой кварк-глюонную плазму.

Согласно общепринятой космологической теории, после Большого взрыва, кварки существовали в свободном состоянии лишь в течение очень короткого промежутка времени, когда температура фотонного газа превышала 5 триллионов градусов [20]. По прошествии некоторого времени температура упала до значений, при которых стал возможен следующий фазовый переход, называемый бариогенезисом. На этом этапе кварки и глюоны объединились в барионы, такие как протоны и нейтроны. В состав протона вошли два u кварка и один d кварк, а нейтрон стал триплетом состоящим из одного u кварка и пары d кварков. Так же, как и лептоны кварки обладают привычными характеристиками – зарядом, массой, спином, магнитным моментом. Кварки u, c, t имеют положительный заряд: $Q_{u,c,t} = +(2/3)e$, а кварки d, s, b имеют отрицательный заряд: $Q_{d,s,b} = -(1/3)e$, где e абсолютная величина заряда электрона. Особенностью кварков является факт их не существования в

свободном состоянии. Кварки всегда скрыты в протонах и нейтронах атомных ядер и в мезонах (эффект конфайнмента).

Предполагается, что в космосе и сейчас могут существовать объекты, которые полностью, или частично состоят из квазисвободных кварков. Последние не объединены в триплеты, но взаимодействуют друг с другом. Для их существования необходимо сверхвысокое давление, которое может существовать внутри небесных тел с необычайно высокой плотностью вещества [83]. Первыми кандидатами на эту роль являются нейтронные звезды. Масса типичной нейтронной звезды порядка полутора солнечных масс при радиусе около 10 км. Согласно последним наблюдениям, верхний предел массы нейтронной звезды достигает порядка двух солнечных масс [80, 84]. В центре нейтронной звезды, где плотность материи составляет порядка $1.5 \cdot 10^{15} \text{ г/см}^3$, при определенных условиях могут присутствовать и квазисвободные кварки [83].

Известно, что в отсутствии странных кварков ядерная материя энергетически выгоднее (более стабильна), чем кварковая. Это подтверждается нестабильностью гиперонов, отсутствием свободных кварков в ядрах и их локализацией в протонах и нейтронах. Предполагается, что стабильная кварковая смесь может включать не только два кварка первого поколения. При высоких плотностях, таких как внутри атомных ядер ($\rho_0 \approx 2.5 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$, $n_0 \approx 0.15 \text{ фм}^3$), оказывается, что материя может находиться в виде однородной барион-лептонной плазмы. При сверхядерных плотностях, ожидается, что материя подвергается фазовому переходу из состояния, в котором кварки локализованы (заключены) внутри барионов, к незаключенному состоянию однородной кварковой плазмы.

Введем обозначение для двух форм кварковой материи: "нестранная" кварковая материя (далее НКМ), со странностью на барионный заряд $s = 0$),

содержащая только u и d кварки, и странная кварковая материя (СКМ) со странностью на барионный заряд $s \approx -1$, в которой путем слабых взаимодействий устанавливается равновесие ароматов.

В середине восьмидесятых годов Виттен рассмотрел теоретическую модель [20], где основываясь на соображениях элементарной симметрии, было обосновано, что странная кварковая материя может быть стабильной. Им был описан гипотетический механизм о рождении смеси квазисвободных кварков, которые состоят из u кварков, d кварков и странных s кварков. Виттен показал, что эта смесь может являться абсолютно стабильной и представлять из себя основное энергетическое состояние адронной материи. Так как в ней присутствуют странные кварки, такую материю принято называть странной кварковой материей.

Далее следуем рассуждениям Виттена и для начала рассмотрим случай, когда массы всех кварков равны нулю. Рассмотрим систему ud кварков. Если добавить в эту систему s кварки, то вследствие принципа Паули энергетически благоприятны превращения u и d кварков в s кварки посредством слабых взаимодействий, ведущих к понижению Ферми энергий соответствующих ароматов. Процесс будет продолжаться до тех пор, пока Ферми энергии всех ароматов не сравняются, и при этом энергия на барион снизится.

Для простоты используем систему единиц $\hbar = c = 1$. Выраженное через импульс Ферми давление отдельного аромата кварков определяется соотношением $p = p_F^4 / 4\pi^2$. При рассмотрении материи из ud кварков, из условия электронейтральности, имеем $n_d = 2 \cdot n_u$. Для химического потенциала и давления d кварков получим:

$$\mu_d \sim (n_d)^{\frac{1}{3}} \sim (2 \cdot n_u)^{\frac{1}{3}} \sim 2^{\frac{1}{3}} \cdot \mu_u \quad (1.1)$$

$$P_d = \frac{p_F^4}{4\pi^2} = \frac{\mu_d^4}{4\pi^2} = 2^{\frac{4}{3}} \frac{\mu_u^4}{4\pi^2} \quad (1.2)$$

Для плазмы из u, d кварков

$$P_{ud} = P_u + P_d = (1 + 2^{\frac{4}{3}}) \frac{\mu_u^4}{4\pi^2} = (1 + 2^{\frac{4}{3}}) \frac{\mu^4}{4\pi^2} \quad (1.3)$$

Для uds плазмы, где $n_u = n_d = n_s$ и $\mu_u = \mu_d = \mu_s = \bar{\mu}$, из условия равенства значений $P_{uds} = 3\bar{\mu}^4/4\pi^2$ и P_{ud} имеем:

$$\bar{\mu} = \left(\frac{1 + 2^{\frac{4}{3}}}{3} \right)^{\frac{1}{4}} \mu \quad (1.4)$$

Так как в равновесном состоянии энергия на кварк равна химическому потенциалу, получаем, что энергия на барион СКМ меньше энергии на барион НКМ на фактор

$$\frac{\mu_{СКМ}}{\mu_{НКМ}} = \frac{3 \left\{ \left(1 + 2^{\frac{4}{3}} \right) / 3 \right\}^{\frac{1}{4}} \mu}{\mu + 2 \cdot 2^{\frac{1}{3}} \mu} = \left(\frac{3}{1 + 2^{\frac{4}{3}}} \right)^{\frac{3}{4}} \approx 0.89 \quad (1.5)$$

При таком представлении странная кварковая материя связана сильнее, чем нестранная кварковая материя примерно на один барионный заряд - на 100 МэВ. Следуя рассуждениям [20], подтвердим вышесказанное утверждение. Энергия на барион НКМ больше массы нуклона, которая равна 939 МэВ. Для уверенности это значение увеличим до 950 МэВ. В этом случае из соотношения (1.1) имеем: $\mu_u = 270$ МэВ и $\mu_d = 340$ МэВ. Из (1.5) следует, что энергия на барион СКМ (для нулевой массы s кварка) будет равна $0.89 \cdot 950$ МэВ ≈ 846 МэВ. Это на 104 МэВ меньше, чем для НКМ.

Теперь рассмотрим случай ненулевой массы странного кварка. Образование странных кварков возможно путем слабых взаимодействий. Для этого необходимо, чтобы масса странного кварка была меньше химических потенциалов нестранных кварков, которые составляют примерно 300 МэВ. Появление других ароматов кварков не рассматривается, поскольку их массы

намного превышают приведенное значение. Можно определить насколько изменится отношение энергий на барион СКМ и НКМ, при учете массы s кварка.

Для обоих НКМ, и СКМ выполняется равенство химических потенциалов $\mu_u = \mu_d = \mu_s = \bar{\mu}$. Входящий в давление импульс Ферми s кварка в этом случае определяется формулой $p_F = (\bar{\mu}^2 - m_s^2)^{1/2}$. Имеем

$$\begin{aligned} P_{uds} &= \frac{2\bar{\mu}^4 + (\bar{\mu}^2 - m_s^2)^2}{4\pi^2} \\ P_{ud} &= \frac{\left(1 + 2^{\frac{4}{3}}\right)\mu^4}{4\pi^2} \end{aligned} \quad (1.6)$$

Из условия равенства давлений $P_{ud} = P_{uds}$, получим

$$2\bar{\mu}^4 + \bar{\mu}^4 - 2\bar{\mu}^2 \cdot m_s^2 + m_s^4 = \left(1 + 2^{\frac{4}{3}}\right)\mu^4 \quad (1.7)$$

$$\bar{\mu} = \left\{ \frac{2m_s^2 + \left(12 \left(1 + 2^{\frac{4}{3}}\right)\mu^4 - 8m_s^4\right)^{\frac{1}{2}}}{6} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (1.8)$$

Масса странного кварка находится в диапазоне $(150 - 200)$ МэВ [25]. Предположим, что $m_s = 150$ МэВ. В этом случае получается $\bar{\mu} = 293.3$ МэВ, т.е. энергия на барион равна 880 МэВ. А в случае $m_s = 200$ МэВ имеем $\bar{\mu} = 300$ МэВ и энергия на барион равна 900 МэВ. Отсюда следует, что даже при ненулевой массе странного кварка СКМ примерно на 50 – 70 МэВ связана сильнее, чем НКМ.

Поскольку наиболее связанной нестранной конфигурацией является ядро железа ^{56}Fe , с энергией $\varepsilon(^{56}\text{Fe}) = 930.4$ МэВ на барион, то для того, чтобы состояние СКМ было основным состоянием и было самосвязанным, т.е. существовало при $P = 0$, необходимо выполнение условия

$$\varepsilon(u, d, s) < 930.4 \text{ МэВ, при } P = 0. \quad (1.9)$$

Для существования странной кварковой материи необходимо выполнение более слабого условия, чем (1.9):

$$\varepsilon(u, d, s) < m_N c^2 = 939 \text{ МэВ}, \text{ при } P = 0 \quad (1.10)$$

здесь m_N масса нуклона.

Экспериментально известно, что при $T = 0$ и $P = 0$ ядерная материя связана сильнее, чем НКМ, и величина $\varepsilon(\text{НКМ}) - \varepsilon$ (ядерной материи) должна быть невелика, поскольку наименьшую массу имеют барионы, составленные лишь из u и d кварков. Учитывая, что даже при ненулевой массе s кварка СКМ связана сильнее НКМ на $50 - 70$ МэВ, Виттен предположил, что СКМ может быть основным состоянием вещества.

В выше приведенных оценках не учитывалось наличие лептонов в кварковой плазме, также, как и взаимодействие между кварками. Дальнейшие, более тщательные расчеты, проведенные Фэри и Джаффи [21] подтвердили главный вывод: при определенных значениях параметров теории мешка странная кварковая материя является основным состоянием барионного вещества.

При выполнении условия (1.10) обычные ядра не превращаются в СКМ из-за трудностей в совершении перехода к странной конфигурации путем слабого взаимодействия очень высокого порядка. Единственным путем образования стабильной капли СКМ из агрегата A нейтронов в нейтронной материи плотности n и при фиксированном давлении P , будет переход к деконфайнменту A -ым порядком слабого взаимодействия, изменяя A d кварков в A s кварков. Требование одновременности деконфайнмента и изменения странности обязательно, поскольку заключенная uds плазма состоит из Λ^0 гиперонов, имеющих массу 1115 МэВ, что почти на 175 МэВ больше массы нейтрона. A -ый порядок слабого взаимодействия должен менять странность капли на A в масштабе времени, характерном для времени жизни флуктуации, ведущей к

деконфайнменту (т.е. в масштабе времени сильного взаимодействия). Очень маленькие капли СКМ нестабильны из-за поверхностных эффектов, следовательно A должно быть большим, в то время как скорость уже для 4-го порядка слабого взаимодействия будет практически нулевой. В случае атомных ядер переход будет очень сложным. По всей вероятности существование СКМ неосуществимо для земной лаборатории.

Странная кварковая материя может образоваться в экстремальных условиях, существовавших в ранней Вселенной или в центральном ядре коллапсирующих звезд во время взрыва сверхновых. СКМ может также образовываться внутри массивных нейтронных звезд или при столкновении нейтронных звезд. Считается что на первом этапе нейтронное вещество переходит в «не пленённые» u кварки и d кварки. Затем последние обогащаются странными s кварками. Авторы работы [85] полагают, что ключевую роль в этом процессе играет темная материя, точнее те частицы, из которых она состоит. По их мнению, превращение нейтронной материи в кварковую происходит благодаря энергии выделяемой при взаимной аннигиляции этих частиц. Возможность превращения следует из того, что нейтронная материя метастабильна и потому при внешнем воздействии способна переродиться в СКМ. Подобная трансформация не происходит одномоментно, сначала возникают крошечные зародыши странной кварковой материи (авторы называют их strangelets), которые быстро расширяются и заполняют внутренности нейтронной звезды. Такой фазовый переход аналогичен замерзанию переохлажденной жидкости. Весь процесс конверсии происходит достаточно быстро и занимает порядка одной секунды [85].

Рассмотрим стабильность холодной сверхплотной материи. Обозначим ее три фазы: нуклонная фаза, НКМ и СКМ как N , ud и S соответственно. Для каждого фиксированного значения давления стабильна та фаза, которая имеет

наименьшее значение химического потенциала μ . При нулевом давлении ($P = 0$) нуклонная материя метастабильна по отношению к СКМ, однако стабильна по отношению к НКМ. По причине энергетического барьера, переход от N к S фазе запрещен, поэтому фаза N может рассматриваться как стабильная при $P = 0$. Ситуация меняется при больших значениях давления. При некотором $P = P_D$ выполняется условие $\mu_{ud}(P_D) = \mu_N(P_D)$ и переход в сплошное кварковое вещество может происходить через фазовый переход первого рода. В тоже время, ud фаза нестабильна по β переходам, которые превращают ее в странную фазу. В случае, когда $\mu_S(P) < \mu_N(P)$ при любых P , невозможно стабильное сосуществование СКМ и нуклонной фазы. Появление даже малых ядер uds плазмы приводит к превращению всей системы, построенной предварительно из нуклонов, в СКМ.

Резюмируя приходим к следующему выводу: СКМ может образовывать стабильные и самосвязанные конфигурации, так называемые странные звезды ss (в случае $\mu_S < \mu_N$ при $P = 0$). Они, также, могут являться ядрами нейтронной звезды, при возможном термодинамическом равновесии с нуклонной оболочкой (в случае $\mu_S > \mu_N$ при $P = 0$). При давлении P_D $\mu_S < \mu_N$ в центре звезды имеем СКМ. При меньших давлениях, когда $\mu_N < \mu_S$, имеем нуклонную фазу. На рисунке 1 схематически приведены зависимости химических потенциалов от давления для упомянутых фаз холодной материи.

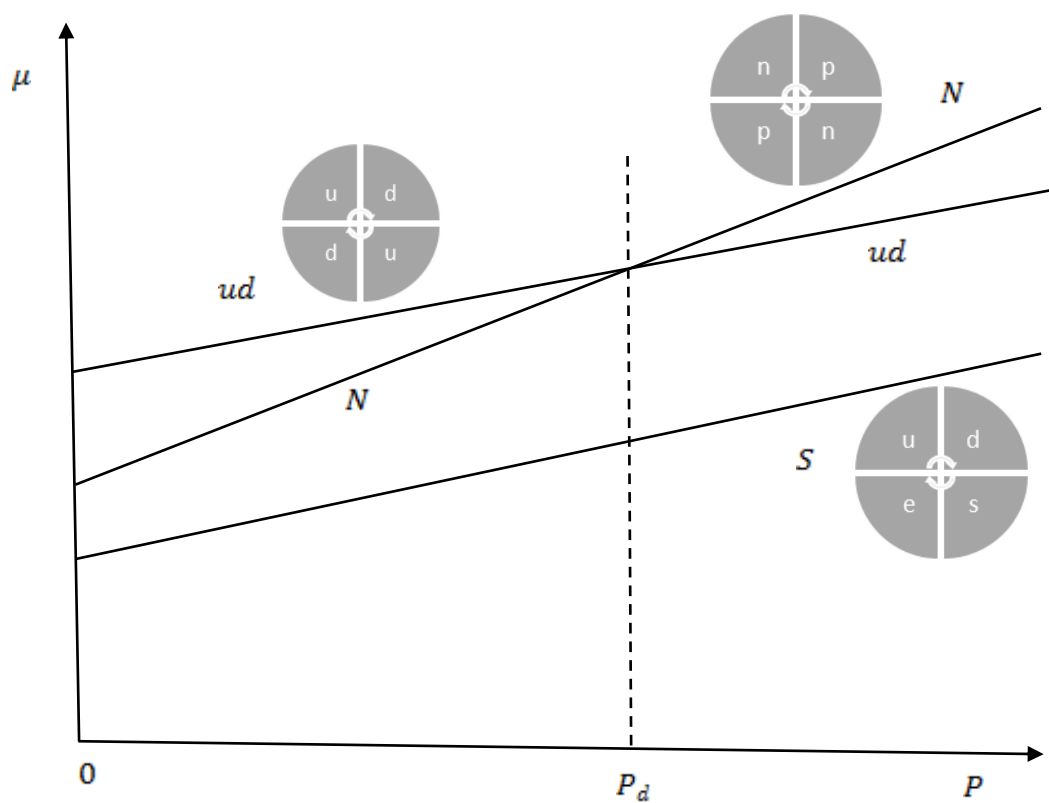


Рис.1. Схематическая зависимость химических потенциалов μ от давления P трех рассмотренных фаз: нуклонная материя (N), СКМ (S) и НКМ (ud) (для случая $\mu_S < \mu_N$ при $P = 0$).

1.2 ТЕРМОДИНАМИКА СТРАННОЙ КВАРКОВОЙ МАТЕРИИ ПО МОДЕЛИ МЕШКА MIT

После открытия факта о существовании кварков в протонах и нейтронах было проведено множество экспериментов, цель которых была обнаружение отдельного кварка. Однако, все результаты указывали, что кварки никогда не наблюдаются в свободном состоянии. Было доказано, что они связаны внутри адронов силами, которые при удалении кварков возрастают. Было доказано, что кварки реально существуют, но лишь в связанном состоянии [86, 87]. В середине 80-ых годов, в связи с развитием теории физики кварков, которая объяснила спектр сильно взаимодействующих частиц, обострился интерес к странной ядерной плазме. Виттен показал [20], что по сравнению с нестранной кварковой плазмой, энергетически выгодной является материя со странностью -1 на барион. Образование такого вещества происходит вследствие перехода к кварковой фазе.

С начала 80-х годов теория кварковых взаимодействий - квантовая хромодинамика (КХД) успешно прошла целый ряд экспериментальных проверок. По сей день все ее прогнозы относительно результатов соударений элементарных частиц высоких энергий подтверждаются фактическими данными, полученными на ускорителях. Согласно теории, взаимодействие между кварками происходит посредством обмена безмассовых частиц, которых называют глюонами. Последние являются аналогами фотонов в электромагнитном взаимодействии. Согласно этой теории при сближении кварков силы, действующие между ними, асимптотически уменьшаются. Они стремятся к нулю, и это приводит к асимптотической свободе. Иначе говоря, на расстояниях порядка размеров адрона кварки можно рассматривать как практически свободные частицы. Существует предположение, что при высоких плотностях кварковая материя в первом приближении ведет себя как идеальный

релятивистский ферми-газ [88]. Свойства кварковой материи в течение десятилетий изучались на основе феноменологических моделей [37, 38, 39, 40, 41, 42, 43, 44, 45, 46], [47, 48, 49, 50, 51]. Существуют различные модели описания СКМ.

В далеких 1960-ых годах Стандартной модели физики элементарных частиц не существовало. К тому времени в экспериментах на протонных синхротронах было уже открыто несколько десятков разнообразных сильно взаимодействующих друг с другом частиц – адронов – с самыми разнообразными массами, зарядами, временами жизни и каналами распада.

В диссертационной работе, для описания свойств непрерывного кваркового вещества, используется феноменологическая модель кваркового мешка MIT, разработанная в Массачусетском технологическом институте [43, 44, 45, 89]. В этой модели считается, что кварки находятся в барионе, как в упругом мешке, которая создает постоянное давление, этим препятствуя их разлету. Модель мешка для СКМ представляет собой вырожденный ферми-газ из u, d, s – кварков с небольшой добавкой электронов или позитронов [21, 23]. Последние обеспечивают электронейтральность, находясь в динамическом равновесии относительно слабых взаимодействий, которые обусловлены реакциями между различными ароматами кварков.

Внутри адронов, согласно модели мешка, происходит разрушение физического вакуума. Это приводит к тому, что значения плотности энергии вакуума становятся различными внутри и вне адронов. Возникает давление вакуума B из вне на стенку мешка. Оно, в свою очередь, вместе с поверхностным натяжением уравнивает давление кварков, стабилизируя систему. В модели мешка принято, что поверхностное натяжение кварковой плазмы, пренебрежительно мало. Оно играет роль только для маленьких сгустков кварковой материи. Из всего этого следует, что существует некоторая

конечная область пространства - мешок, в котором и заключены кварки. Объем мешка поддерживается удерживающим отрицательным давлением B , которая называется постоянной мешка B .

Выбором модели мешка определяется уравнение состояния СКМ. Модель мешка (MIT) характеризуется тремя феноменологическими параметрами:

- B - постоянной мешка (давлением вакуума),
- α_c - постоянной кварк-глюонного взаимодействия
- m_s - массой странного кварка.

Как известно, по массам кварки разделяются на легкие u, d, s и тяжелые c, b, t . Так как ферми энергии кварков в СКМ больше 300 МэВ , то в дальнейших расчетах массами u, d кварков, из-за их малости, мы пренебрегаем ($m_u c^2 = 1.5 \div 3 \text{ МэВ}$, $m_d c^2 = 3 \div 7 \text{ МэВ}$ [4]). Массу вырожденных электронов также не учитываем, поскольку они ультрарелятивистские.

Для описания странного кваркового вещества воспользуемся выражением термодинамических потенциалов $\Omega_i (i = u, d, s, e)$, полученные в рамках теории возмущений [21]. Согласно [21, 23], когда все частицы вырождены, с учетом сильного взаимодействия (кварк - глюонное взаимодействие) в первом порядке по постоянной α_c , термодинамические потенциалы определяются следующими формулами:

$$\Omega_u(\mu_u) = -\frac{\mu_u^4 (1 - 2\alpha_c/\pi)}{4\pi^2 (\hbar c)^3} \quad (1.11)$$

$$\Omega_d(\mu_d) = -\frac{\mu_d^4 (1 - 2\alpha_c/\pi)}{4\pi^2 (\hbar c)^3} \quad (1.12)$$

$$\Omega_e(\mu_e) = -\frac{\mu_e^4}{12\pi^2 (\hbar c)^3} \quad (1.13)$$

$$\Omega_s(\mu_s) = -\frac{1}{4\pi^2 (\hbar c)^3} \left(\mu_s (\mu_s^2 - m_s^2 c^4)^{1/2} \left(\mu_s^2 - \frac{5}{2} m_s^2 c^4 \right) + \frac{3}{2} m_s^4 c^8 \ln \left(\frac{\mu_s + (\mu_s^2 - m_s^2 c^4)^{1/2}}{m_s c^2} \right) \right) -$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{2\alpha_c}{\pi} \left(3 \left(\mu_s (\mu_s^2 - m_s^2 c^4)^{1/2} - m_s^2 c^4 \ln \left(\frac{\mu_s + (\mu_s^2 - m_s^2 c^4)^{1/2}}{\mu_s} \right) \right)^2 - 2(\mu_s^2 - m_s^2 c^4)^2 - \right. \\
& \left. - 3m_s^4 c^8 \ln^2(m_s c^2 / \mu_s) + 6 \ln \left(\frac{\tilde{\rho}}{\mu_s} \right) \left(\mu_s m_s^2 c^4 (\mu_s^2 - m_s^2 c^4)^{1/2} - m_s^4 c^8 \ln \left(\frac{\mu_s + (\mu_s^2 - m_s^2 c^4)^{1/2}}{m_s c^2} \right) \right) \right) \Bigg)
\end{aligned} \tag{1.14}$$

μ_i ($i = u, d, s, e$) химические потенциалы соответствующих частиц. Из (1.14) следует, что термодинамический потенциал странного кварка выражается через параметр $\tilde{\rho}$ – так называемый перенормирующий коэффициент для массы странного кварка. В диссертационной работе, как и в [21], его численное значение принимается равным $\tilde{\rho} = m_N c^2 / 3 = 313$ МэВ, т. е. одна треть массы нуклона.

Концентрации частиц выражаются через соответствующие химические потенциалы

$$n_i(\mu_i) = -\frac{\partial \Omega_i}{\partial \mu_i}, \quad (i = u, d, s, e) \tag{1.15}$$

Подставляя (1.11) - (1.14) в (1.15) получим:

$$n_u = \frac{\mu_u^3 (1 - 2\alpha_c / \pi)}{\pi^2 (\hbar c)^3}, \tag{1.16}$$

$$n_d = \frac{\mu_d^3 (1 - 2\alpha_c / \pi)}{\pi^2 (\hbar c)^3}, \tag{1.17}$$

$$n_e = \frac{\mu_e^3}{3\pi^2 (\hbar c)^3}, \tag{1.18}$$

$$n_s = \frac{\mu_s^2 - m_s^2 c^4}{\pi^2 (\hbar c)^3} \left((\mu_s^2 - m_s^2 c^4)^{1/2} - \frac{2\alpha_c}{\pi} \left(\mu_s - \frac{3m_s^2 c^4}{(\mu_s^2 - m_s^2 c^4)^{1/2}} \ln \left(\frac{\mu_s + (\mu_s^2 - m_s^2 c^4)^{1/2}}{\tilde{\rho}} \right) \right) \right). \tag{1.19}$$

Химическое равновесие кварков и электронов устанавливается посредством следующих слабых взаимодействий:

$$\begin{aligned}
d &\rightarrow u + e + \bar{\nu}_e, \\
u + e &\rightarrow d + \nu_e, \\
s &\rightarrow u + e + \bar{\nu}_e, \\
u + e &\rightarrow s + \bar{\nu}_e.
\end{aligned}
\tag{1.20}$$

Из-за $\mu_e < m_\mu c^2$ (где m_μ масса мезона), в системе отсутствуют мезоны. Так как нейтрино свободно покидают СКМ, то условие химического равновесия определяется следующими независимыми соотношениями:

$$\mu_d = \mu_u + \mu_e, \tag{1.21}$$

$$\mu_d = \mu_s \equiv \mu. \tag{1.22}$$

Если все частицы в пространстве распределены равномерно, то в каждой точке имеет место условие электронейтральности, которое записывается как

$$\frac{2}{3}n_u(\mu_u) = \frac{1}{3}(n_d(\mu_d) + n_s(\mu_s)) + n_e(\mu_e) \tag{1.23}$$

Соотношения (1.21) – (1.23) позволяют получить в зависимости от единственного независимого параметра μ для СКМ основные термодинамические величины – давление P , плотность энергии ρ , концентрацию барионов n и химический потенциал барионов μ_Q . Значение давления определяется формулой

$$P = - \sum_i \Omega_i(\mu) - B \tag{1.24}$$

где учтено давление вакуума B , когда $P = 0$ $\sum \Omega_i = -B$, где $i = u, d, s, e$. Учитывая вклад положительной энергии вакуума на единицу объема B , для суммарной плотности энергии получим

$$\rho c^2 = \sum_i (\Omega_i + \mu_i n_i) + B \tag{1.25}$$

Барионная концентрация n , плотность барионного заряда, определяется как

$$n = \frac{1}{3}(n_u + n_d + n_s) \tag{1.26}$$

Уравнение состояния кваркового вещества по модели мешка изучалось в работах [90, 91].

Барионный химический потенциал μ_Q , при данном давлении, есть та минимальная энергия, которая необходима для изменения числа барионного заряда странной кварковой материи на единицу.

$$\mu_Q(P) = \frac{\rho(P)c^2 + P}{n(P)}. \quad (1.27)$$

(1.27) показывает, что при нулевом давлении, средняя энергия на барион равна химическому потенциалу μ_Q ($P = 0$)

$$\varepsilon = \frac{\rho c^2}{n} \quad (1.28)$$

Таким образом, для условия связанности странной кварковой материи имеем: $\varepsilon < M(^{56}\text{Fe})/56 = 930.4 \text{ МэВ}$, которое делает возможным существование самоудерживающихся образований – так называемых странных звезд, состоящих из СКМ. Что касается пионным звездам, то они тоже могут образовать самоудерживающиеся объекты, так называемые – пионные звезды. Однако следует заметить, что кварковая фаза может наступить раньше пионной (т.е. при более низких плотностях), и тем самым исключить ее. Следует отметить, что на вопрос какой вариант реализуется в действительности, достаточно трудно ответить. В [21] показано, что самосвязанное состояние пионизированного вещества реализуется при $6 \div 10$ ядерных плотностях, в то время как самосвязанное странное кварковое состояние наступает при $1.2 \div 2$ ядерных плотностях. Пионные звезды были детально исследованы в [29]. В конечном счете, на вопрос какой вариант реализуется в действительности на сегодняшний день трудно ответить.

Говоря самосвязанное состояние – имеется ввиду состояние, когда приходящая на барион средняя энергия в зависимости от удельного объема барионов имеет отрицательный минимум. Также условие связанности можно

определить через среднюю энергию на барион $\tilde{\varepsilon}$ в зависимости от концентрации барионов n . Последняя связана с плотностью энергии ρ и давлением P соотношениями

$$\rho = m_0 n (1 + \tilde{\varepsilon}/m_0 c^2)$$

и

$$\rho = n^2 \partial \tilde{\varepsilon} / \partial n,$$

где $m_0 = M(^{56}\text{Fe})/56 = 930.4 \text{ МэВ}$. Получаем $\tilde{\varepsilon}(n) = \varepsilon - m_0 c^2$.

В [21] показано, что если для описания кварковой материи использовать модель мешка [43], то она состоит из примерно равного количества u, d, s кварков и обеспечивающих их электронейтральность небольшой добавки электронов. Такая странная кварковая материя, при определенных значениях постоянных мешка (B, α_c, m_s) , может приводить к случаям, когда приходящая на барион средняя энергия ε в зависимости от удельного объема барионов $(1/n)$ может иметь как положительный, так и отрицательный локальный минимум (см. рисунок 2). Это обстоятельство, в свою очередь, приводит к двум альтернативным возможностям.

В первом случае, когда $\varepsilon_{\min} > 0$, при плотностях кварков больших $n_{\min}$ имеет место фазовый переход первого рода со скачком плотности. При этом, в соответствии с условием Гиббса (или построением Максвелла) возможно фазовое равновесие между странной кварковой и нуклонно-гиперонной (ядерной) материями, т.е. имеет место одновременное сосуществование двух фаз. Сверхплотные звезды, соответствующие такому уравнению состояния, принято называть гибридными звездами [52, 92, 93, 94]. Такие звезды с $M \geq M_{\odot}$, имеют состоящее из СКМ центральное ядро, где сосредоточено более 90% всей массы, и оболочку с составом вещества нейтронных звезд.

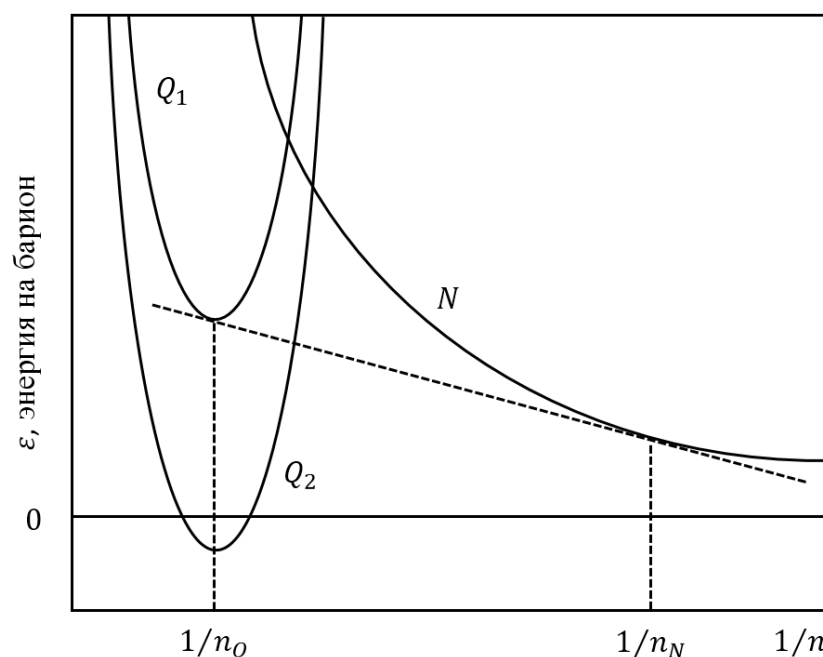


Рис.2. Схематическая зависимость приходящей на барион средней энергии ε от удельного объема $1/n$ нуклонно-ядерного (кривая N) и странного кваркового (кривые Q_1 и Q_2) веществ. Пунктирная касательная показывает фазовый переход от нуклонно-ядерного вещества к кварковому, n_Q и n_N – соответствующие концентрации барионов при фазовом переходе.

В [64] было проведено подробное исследование гибридных конфигураций. Путем сочетания трех уравнений состояния нуклонно-гиперонного (ядерного) вещества с различными вариантами уравнений состояния СКМ найден набор уравнений состояний с фазовым переходом, для которых интегрированием релятивистских уравнений звездного равновесия определены их интегральные параметры и ряд характерных особенностей.

В диссертационной работе исследуются два случая, когда $\varepsilon(n_{min}) < 0$ и когда $\varepsilon(n_{min}) > 0$. В первом случае при определенной концентрации барионов $n = n_{min}$, средняя энергия, приходящая на один барион ε , имеет отрицательный минимум. Как следует из рисунка 2 (кривая Q_2), в этом случае невозможно

построение Максвелла, т.е. не возможен фазовый переход от нуклонно-ядерного к кварковому состоянию. Кварковая материя может находиться в самосвязанном состоянии и, как следствие, возникает возможность существования самоудерживающихся космических тел, так называемых, “странных звезд” – *ss*. Такие звезды могут существовать и при отсутствии гравитации. Последняя ограничивает максимальную массу таких конфигураций, которая, как и в случае нейтронных звезд, оказывается порядка $2M_{\odot}$ [19, 18, 78, 79]. В работах [23, 24] были рассмотрены модели странных звезд и проведен их разносторонний анализ. Обзор исследований по СКМ и ее связи со сверхплотными звездами приведен в [95]. В [76], [77] исследуются вращающиеся сверхплотные звезды, где в следствии вращения возникают магнитные поля, и дополнительная возможность идентифицировать состав подобных небесных объектов.

В зависимости от выбора группы феноменологических параметров модели мешка B, m_s, α_c , значения $\tilde{\varepsilon}_{min}$ имеют разные значения. Странная кварковая материя почти симметричная смесь u, d, s кварков. Странность этой плазмы на барион равна -1 , а концентрация электронов или позитронов очень мала ($n_e/n < 10^{-3}$).

В заключение рассмотрим уравнение состояния странной кварковой материи в ультрарелятивистском приближении когда можно принять $m_s = m_d = m_u = 0$. Для ультрарелятивистских кварков и электронов, термодинамические потенциалы из уравнений (1.11) – (1.14) получаются

$$\Omega_u = -\frac{\mu_u^4}{4\pi^2(\hbar c)^3} \quad (1.29)$$

$$\Omega_d = -\frac{\mu_d^4}{4\pi^2(\hbar c)^3} \quad (1.30)$$

$$\Omega_s = -\frac{\mu_s^4}{4\pi^2(\hbar c)^3} \quad (1.31)$$

$$\Omega_e = -\frac{\mu_e^4}{12\pi^2(\hbar c)^3} \quad (1.32)$$

Из уравнения (1.15) для давления и плотности энергии получим

$$P = \frac{1}{4\pi^2(\hbar c)^3} (\mu_u^4 + \mu_d^4 + \mu_s^4 + \mu_e^4) - B \quad (1.33)$$

$$\rho c^2 = \frac{3}{4\pi^2(\hbar c)^3} (\mu_u^4 + \mu_d^4 + \mu_s^4 + \mu_e^4) + B \quad (1.34)$$

Из уравнений (1.33) и (1.34) имеем:

$$P = \frac{1}{3}(\rho c^2 - 4B).$$

1.3 ЭЛЕКТРОНЫ В КВАРКОВОЙ ПЛАЗМЕ

Как известно, масса странного кварка намного превосходит массы u и d – кварков. Это приводит к тому, что в СКМ имеется небольшой дефицит странных кварков, что, в свою очередь, приводит к случаю, где электронейтрализацию обеспечивают электроны [96]. Однако, для малых значений m_s и больших α_c количество s кварков становится больше, чем u и d кварков. Получается, что СКМ имеет отрицательный избыточный заряд, что требует наличие позитронов в кварковой плазме для выполнения условия электронейтральности [97]. В диссертационной работе рассматривается вариант, когда избыточный заряд СКМ положительный.

В [20] была рассмотрена барионная плазма при плотностях выше порога рождения кварков, когда все кварки ультрарелятивистские и можно пренебречь их массой. Было показано, что странная кварковая материя (СКМ), состоящая из u , d , s кварков, энергетически более выгодна, чем нестранная кварковая материя (НКМ), состоящая из u , d кварков. При этом, не была учтена возможность наличия электронов в кварковой плазме. Было показано, что учет электронов не изменяет основной вывод. Этот результат не очевиден, т.к. в вырожденной барионной плазме относительные концентрации частиц определяются из условий β равновесия и электронейтральности.

Для последующего сравнения, рассмотрим нуклонную плазму, из которой состоят нейтронные звезды, содержащие в основном вырожденные нейтроны и небольшую долю протонов и равное им количество электронов. Из условия химического равновесия при β процессах имеем

$$\mu_n = \mu_p + \mu_e \quad (1.35)$$

где μ_n , μ_p и μ_e – химические потенциалы (энергии ферми) нейтрона, протона и электрона. Воспользуемся также условием электронейтральности

$$n_p = n_e \quad (1.36)$$

где n_p и n_e - концентрации протонов и электронов. Концентрация нуклонов в атомных ядрах $n_0 = 0,15 \text{ фм}^{-3}$ и нуклоны нерелятивистские, для них $x_n = p_n / m_n c = 0,3$, где p_n - импульс Ферми нейтронов, m_n - их масса, c - скорость света. В этом случае из (1.35) и (1.36) для отношения концентраций протонов n_p и нейтронов n_n имеем

$$n_p / n_n = (1/8)x_n^3 \approx 3 \cdot 10^{-3} \quad (1.37)$$

откуда следует, что вещество нейтронных звезд при ядерной плотности в основном состоит из вырожденных нейтронов. Ситуация изменяется при сверхядерных плотностях, когда не только электроны, но и нуклоны крайне релятивистские ($x_i \gg 1, i = e, p, n$). В этом случае, если не учесть возможность наличия гиперонов [9, 10], хоть и нейтроны снова преобладают, но относительное число электронов и протонов увеличивается

$$n_e / n_n = n_p / n_n = 1/8 \quad (1.38)$$

Таким образом, сверхплотное ядерное вещество в нейтронных звездах, в основном, состоит из нейтральной компоненты – нейтронов, откуда и их название [8]. Покажем, что в кварковом веществе, которое может образоваться как при катастрофических процессах типа взрыва сверхновых, так и иметь реликтовое происхождение, концентрация электронов также незначительна.

Рассмотрим сперва нестранное кварковое вещество НКМ, состоящее из u , d кварков и электронов. Примем, что все частицы ультрарелятивистские. Для определения их концентраций n_u, n_d, n_e снова воспользуемся условием β равновесия, которое в этом случае запишется через химические потенциалы u, d кварков и электронов

$$\mu_d = \mu_u + \mu_e \quad (1.39)$$

и условием электронейтральности

$$\frac{2}{3}n_u = \frac{1}{3}n_d + n_e \quad (1.40)$$

Имея в виду связь импульсов Ферми u, d кварков и электронов с их концентрациями

$$p_d = a n_d^{1/3}, \quad p_u = a n_u^{1/3}, \quad p_e = 3^{1/3} a n_e^{1/3}, \quad a = (\pi^2)^{1/3} \hbar \quad (1.41)$$

из (1.37) и (1.38) для отношения концентраций d, u кварков

$$t = (n_d/n_u)^{1/3} \quad (1.42)$$

получим соотношение

$$2t^3 - 3t^2 + 3t - 3 = 0 \quad (1.43)$$

решение которого

$$t = 1,256 \quad (1.44)$$

С учетом (1.44) в НКМ имеем

$$n_d = 1,984 n_u, \quad n_e = 5,3 \cdot 10^{-3} n_u \quad (1.45)$$

Таким образом, в ude плазме концентрация электронов на три порядка меньше концентрации кварков. И это в то время, как в ультрарелятивистской нуклонной плазме, как следует из (1.38), концентрация электронов и протонов лишь в восемь раз меньше концентрации основной компоненты вещества – нейтронов. Это обусловлено двумя обстоятельствами. Во первых, в кварковой плазме в отличие от (1.38) все три компоненты (ude) заряжены и партнер d кварка по электрическому заряду – электрон, имеет в три раза больший электрический заряд, что уменьшает его концентрацию. В этом направлении также действует и тот факт, что как следует из (1.41) кварки занимают в три раза больший фазовый объем, чем электроны.

В отличие от НКМ в ультрарелятивистской странной кварковой плазме (СКМ) β переходы приводят к возможности наличия электронов только при учете массы странного кварка m_s . Концентрации u, d, s кварков и электронов, n_u, n_d, n_s, n_e , как и в случае НКМ определяются из условия электронейтральности

$$\frac{2}{3}n_u = \frac{1}{3}n_d + \frac{1}{3}n_s + n_e \quad (1.46)$$

и β равновесия

$$\mu_d = \mu_s = \mu_u + \mu_e \quad (1.47)$$

где μ_i – химические потенциалы соответствующих частиц. В ультрарелятивистском случае, когда снова можно пренебречь массами u, d кварков и сохранить как малый член m_s^2 , соотношение (1.47) можно представить через концентрации частиц

$$n_d^{1/3} = n_u^{1/3} + 3^{1/3}n_e^{1/3} \quad (1.48)$$

$$n_d^{1/3} = [n_s^{2/3} + m_s^2 c^2 / a^2]^{1/2} \quad (1.49)$$

Учитывая малость члена $m_s^2 c^2 / (a^2 n_s^{2/3})$, из (1.49) выразим n_s через n_d

$$n_s \approx n_d (1 - 3(m_s c)^2 / (2a^2 n_d^{2/3})) \quad (1.50)$$

Для n_e/n_u из (1.48) имеем

$$n_e/n_u = \frac{1}{3}(t - 1)^3 \quad (1.51)$$

где t , как и в НКМ (см. (1.42)), определяется как $t = (n_d/n_u)^{1/3}$. Подставляя (1.50) и (1.51) в (1.46), для t получим

$$t^3 - t^2 + (1 - \alpha)t - 1 = 0 \quad (1.52)$$

где α малый параметр, равный

$$\alpha = 1/(2x_s^2), \quad x_s = p_s/(m_s c) \quad (1.53)$$

Если в СКМ в ультрарелятивистском случае пренебречь массой s кварка, то как следует из (1.53) $\alpha = 0$. В этом случае из (1.52) для t имеем $t = 1$, откуда следует

$$n_u = n_d = n_s, \quad n_e = 0 \quad (1.54)$$

В таблице 1 приведены решения (1.52) и соответствующие им значения относительной концентрации электронов n_e/n_u для трех значений параметра x_s .

Таблица 1.

x_s	$t - 1$	n_e/n_u
3	0.0277	$7.16 \cdot 10^{-6}$
5	0.01	$3.33 \cdot 10^{-7}$
7	0.0051	$4.42 \cdot 10^{-8}$

Из этих результатов видно, что учет массы s кварка приводит не только к возникновению электронов и в релятивистской СКМ, но также увеличивает по сравнению с ультрарелятивистским случаем (1.54), где принято $m_s = 0$, концентрацию d кварка n_d (здесь $t > 1$). Это обусловлено тем обстоятельством, что в данном случае, как следует из (1.50), уменьшается концентрация странного кварка, который также имеет отрицательный заряд.

И так, отметим, что небольшая доля электронов хоть и вносит свой вклад в общее давление кварковой плазмы, но весьма незначительно изменяет количественную оценку отношения энергии на барион в СКМ и НКМ, полученную в [20] из условия $n_e = 0$.

1.4 УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ КВАРКОВОГО ВЕЩЕСТВА ПО МОДЕЛИ МЕШКА MIT

Согласно гипотезе о существовании СКМ [19, 20, 98], странная кварковая материя состоит из примерно равного количества u, d, s кварков и электронов или позитронов, которые обеспечивают электронейтральность.

Рассмотрим модель мешка, разработанная в Массачусетском Технологическом Институте (MIT) [43]. Из параграфа 1.2 настоящей работы следует, что уравнение состояния этой модели определяется тремя феноменологическими параметрами: давлением вакуума B , постоянной кварк-глюонного взаимодействия α_c и массой странного кварка m_s . Для разных значений наборов этих параметров получаются уравнения состояния, которые допускают реализацию как странных звезд, так и нейтронных звезд с кварковым ядром. В диссертационной работе рассматриваются странные звезды, основные свойства которых рассматривались в работах [23] и [24], а проблема параллельного существования странных и нейтронных звезд детально рассмотрена в работах [90] и [99].

В работах [70] и [72] рассмотрено уравнение состояния СКМ в упрощенном виде, когда $m_s = 0$, $\alpha_c = 0$, а в работах [100] и [101] используется общая форма. Здесь мы рассмотрим уравнение состояния для общего случая, когда $m_s \neq 0, \alpha_c \neq 0$. В частности, рассмотрим три набора параметров мешка:

1. $B = 45 \text{ МэВ/фм}^3, m_s = 150 \text{ МэВ}, \alpha_c = 0.5$
2. $B = 46 \text{ МэВ/фм}^3, m_s = 175 \text{ МэВ}, \alpha_c = 0.05$
3. $B = 50 \text{ МэВ/фм}^3, m_s = 200 \text{ МэВ}, \alpha_c = 0.05$

Из уравнений (1.21) – (1.23), (1.26) и (1.28) для выбранных вариантов найдены основные параметры странной кварковой материи. В таблицах 2, 3 и 4 приведены результаты вычисления уравнения состояния: такие как значение

плотности ρ , химические потенциалы кварков и электронов $\mu_u, \mu_d, \mu_s, \mu_{e^-}$, а также концентрации барионов n и $\tilde{\epsilon}(n)$ в зависимости от давления P .

На рисунке 3 приведена зависимость давления от плотности для трех моделей СКМ (модель I: $B = 45$ МэВ/фм³, $m_s = 150$ МэВ, $\alpha_c = 0.5$, модель II: $B = 46$ МэВ/ фм³, $m_s = 175$ МэВ, $\alpha_c = 0.05$ и модель III: $B = 50$ МэВ/фм³, $m_s = 200$ МэВ, $\alpha_c = 0.05$). Из рисунка видно, что для трех моделей давление P линейно возрастает с ростом значения плотности ρ .

На рисунке 4 приведены зависимости μ_u, μ_d, μ_s от n для модели II, из чего видно, что химические потенциалы μ_u, μ_d, μ_s возрастают при увеличении концентрации барионов n .

И в конце на рисунке 5 приведена зависимость μ_{e^-} от n для модели II: $B = 46$ МэВ/фм³, $m_s = 175$ МэВ, $\alpha_c = 0.05$. Из рисунка следует, что значение химического потенциала μ_{e^-} понижается при увеличении концентрации барионов n . Аналогичную зависимость имеет μ_{e^-} от n для моделей I и III.

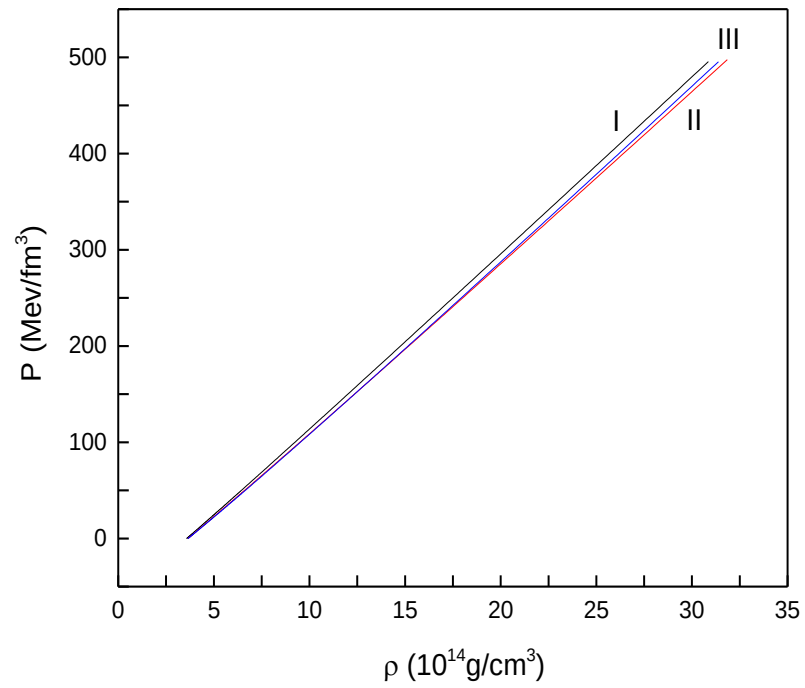


Рис. 3. Зависимость давления от центральной плотности для трех моделей СКМ: модель I: $B = 45$ МэВ/фм³, $m_s = 150$ МэВ, $\alpha_c = 0.5$, модель II: $B = 46$ МэВ/фм³, $m_s = 175$ МэВ, $\alpha_c = 0.05$ и модель III: $B = 50$ МэВ/фм³, $m_s = 200$ МэВ, $\alpha_c = 0.05$.

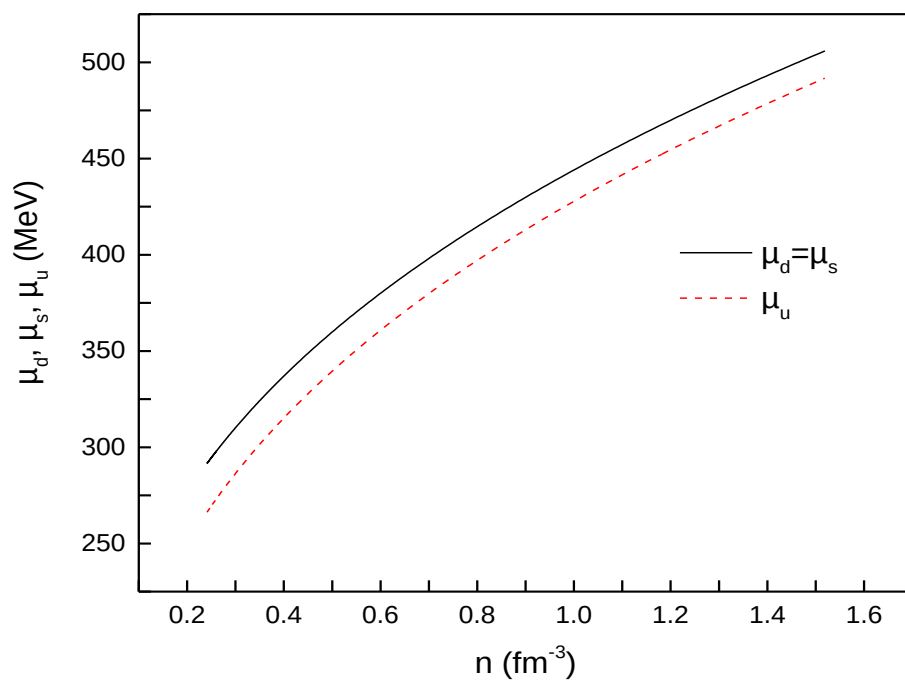


Рис. 4. Зависимость μ_u, μ_d, μ_s от n для модели II: $B = 46 \text{ МэВ/фм}^3$, $m_s = 175 \text{ МэВ}$, $\alpha_c = 0.05$.

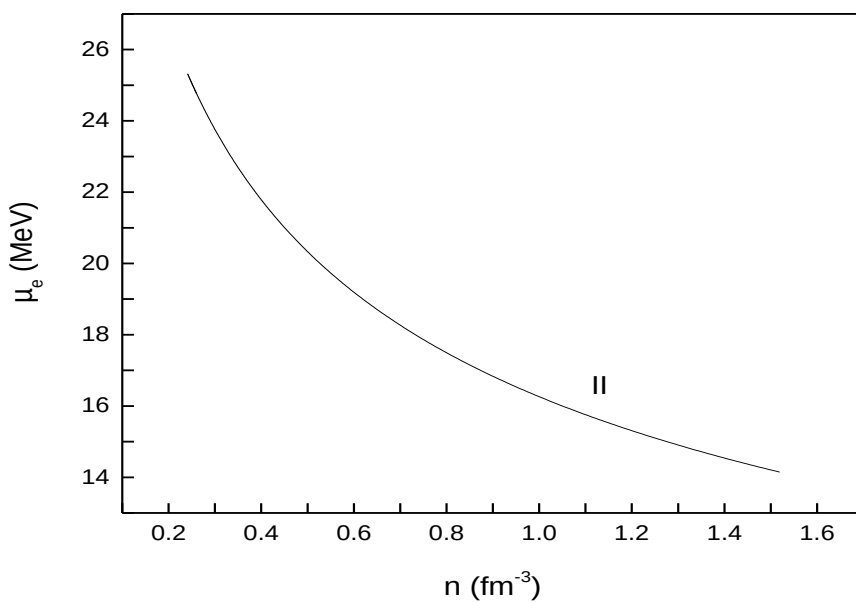


Рис. 5. Зависимость μ_e от n для модели II: $B = 46 \text{ МэВ/фм}^3$, $m_s = 175 \text{ МэВ}$, $\alpha_c = 0.05$.

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СКМ ДЛЯ МОДЕЛИ I

 $(B = 45 \text{ МэВ/фм}^3, m_s = 150 \text{ МэВ}, \alpha_c = 0.5)$

$P,$ МэВ/фм ³	$\rho,$ 10^{14} г/см^3	$\mu_d = \mu_s,$ МэВ	$\mu_u,$ МэВ	$\mu_e^-,$ МэВ	$n,$ фм ³	ε МэВ
2.13E-13	3.577	303.1	291.8	11.18	0.223	-32.58
1.0056	3.636	304.4	293.4	11.04	0.227	-32.54
10.009	4.159	306.5	316.4	9.934	0.259	-29.69
20.081	4.738	328.3	319.3	8.945	0.293	-23.07
30.051	5.307	338.8	330.6	8.146	0.325	-14.67
40.043	5.874	348.3	340.8	7.475	0.356	-5.301
50.587	6.471	357.6	350.7	6.873	0.388	5.079
60.838	7.048	365.9	359.5	6.367	0.418	15.36
70.719	7.602	373.4	367.4	5.938	0.446	25.29
80.045	8.124	380.1	374.4	5.576	0.472	34.59
100.31	9.254	393.3	388.4	4.903	0.527	54.36
151.09	12.06	421.6	417.9	3.666	0.656	100.6
201.67	14.85	444.8	442.1	2.809	0.777	141.8
301.96	20.34	482.3	480.6	1.673	0.998	212.3
352.14	23.07	498.1	496.8	1.266	1.103	243.2
401.4	25.75	512.2	511.3	0.933	1.202	271.3

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СКМ ДЛЯ МОДЕЛИ II

 $(B = 46 \text{ МэВ/фм}^3, m_s = 175 \text{ МэВ}, \alpha_c = 0.05)$

$P,$ МэВ/фм ³	$\rho,$ 10^{14} г/см^3	$\mu_d = \mu_s,$ МэВ	$\mu_u,$ МэВ	$\mu_{e^-},$ МэВ	$n,$ фм ³	$\tilde{\epsilon}$ МэВ
2.48.E-13	3.65	291.6	266.3	25.32	0.241	-80.96
1.006	3.71	292.9	267.7	25.20	0.245	-80.94
5.208	3.96	298.3	273.6	24.73	0.261	-80.15
10.515	4.28	304.6	280.4	24.20	0.281	-78.02
20.085	4.84	315.1	291.6	23.37	0.317	-72.07
30.806	5.48	325.4	302.8	22.59	0.354	-63.59
40.145	6.03	333.6	311.6	22.017	0.386	-55.39
50.698	6.64	342.1	320.7	21.44	0.421	-45.72
61.884	7.29	350.5	329.5	20.91	0.457	-35.28
70.261	7.78	356.3	335.7	20.55	0.483	-27.45
80.412	8.37	362.9	342.8	20.15	0.515	-18.05
91.199	8.99	369.6	349.8	19.76	0.547	-8.206
105.62	9.82	377.9	358.6	19.31	0.589	4.654
150.11	12.36	400.3	382.2	18.16	0.713	41.93
205.70	15.51	423.6	406.5	17.09	0.858	83.63
304.2	21.06	456.8	441.1	15.77	0.912	146.9
401.3	26.48	483.5	468.6	14.85	1.314	199.9
497.6	31.85	505.9	491.7	14.15	0.658	245.6

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СКМ ДЛЯ МОДЕЛИ III

 $(B = 50 \text{ МэВ/фм}^3, m_s = 200 \text{ МэВ}, \alpha_c = 0.05)$

$P,$ МэВ/фм ³	$\rho,$ 10^{14} г/см^3	$\mu_d = \mu_s,$ МэВ	$\mu_u,$ МэВ	$\mu_e^-,$ МэВ	$n,$ фм ³	$\tilde{\epsilon}$ МэВ
2.13E-13	3.998	302.9	271.3	31.59	0.255	-53.22
1.0057	4.051	304.2	272.7	31.46	0.259	-53.19
5.0468	4.298	309.1	278.1	30.96	0.275	-52.53
10.078	4.606	314.8	284.4	30.39	0.294	-50.76
20.106	5.214	325.2	295.8	29.41	0.331	-45.15
30.041	5.813	334.4	305.8	28.58	0.365	-37.94
40.092	6.415	342.9	315.1	27.85	0.399	-29.77
50.776	7.051	351.3	324.1	27.17	0.434	-20.59
61.170	7.668	358.7	332.2	26.58	0.468	-11.46
71.058	8.252	365.4	339.3	26.07	0.499	-2.726
80.231	8.792	371.2	345.5	25.65	0.527	5.338
100.11	9.957	382.8	358.1	24.83	0.586	22.51
150.13	12.864	407.8	384.5	23.23	0.726	63.02
200.39	15.76	428.5	406.5	22.04	0.858	99.72
310.59	22.05	465.1	444.9	20.21	1.125	168.7
361.47	24.93	479.3	459.7	19.57	1.241	196.5
400.43	27.13	489.2	470.1	19.15	1.327	216.4
490.24	32.19	510.1	491.7	18.32	1.518	258.5

ГЛАВА 2. СТРАННЫЕ ЗВЕЗДЫ И ИХ ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ

Приведена система релятивистских уравнений звездного равновесия – система уравнений Толмена-Оппенгеймера-Волкова. Определены такие физические величины как полная масса M , масса покоя M_0 и собственная масса M_p .

С точностью до шестого порядка по радиальной переменной r найдены приближенные решения уравнения ТОВ для линейной зависимости уравнения состояния СКМ. Показано, что это решение достаточно точно описывает распределение давления и зависимость интегральных параметров странных звезд от центральной плотности вещества для масс $M_{core} < 0.1M_\odot$.

Обсуждаются возможные ограничения на уравнение состояния сверхплотного барионного вещества, к которым приводит точное измерение массы двойного радиопульсара $PSR J0348 + 0432$ ($M/M_\odot = 2.01 \pm 0.04$).

Исследуется странная кварковая материя (СКМ), для которой использована модель мешка, где переход к состоянию СКМ происходит при плотности энергии не превышающей удвоенную плотность в атомных ядрах. Поэтому на кривой зависимости массы M равновесных сверхплотных конфигураций от центральной плотности энергии ρ_c (кривая $M(\rho_c)$) нейтронные звезды малой массы и конфигурации, состоящие из СКМ, образуют одно семейство. Рассматривается уравнение состояния СКМ по модели мешка, которое приводит к максимальной массе равновесных кварковых конфигураций M_{max} , которые больше недавно точно определенной массы двойного радиопульсара $PSR J0348 + 0432$, равной $2.01M_\odot$. Для таких конфигураций вычислены в зависимости от центральной плотности энергии ρ_c значения массы, радиуса, полного числа барионов, красного смещения с поверхности странной звезды. Для каждой серии с $M_{max} > 2.01M_\odot$ исследуются также интегральные параметры для сверхплотных

конфигураций с массами 2.01, 1.97 и 1.44 солнечных масс, которые из наблюдений определены с большой точностью.

Исследуется дефект массы странных звезд. Приведены зависимости внутренней энергии E_{in} и энергии связи $\Delta_2 M$ от полной массы M для данных моделей странных звезд. Показано, что дефект массы странных звезд имеет положительный знак $\Delta_2 M > 0$.

2.1 ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

В диссертационной работе рассматриваются не вращающиеся звезды. В описании физических свойств сверхплотных звезд важную роль играют эффекты общей теории относительности. Для исследования структуры вышеупомянутых звезд мы использовали релятивистские уравнения гидростатического равновесия сферически-симметричного тела в ОТО. Эти уравнения больше известны как уравнения Толмена-Оппенгеймера-Волкова [8]. Основные интегральные параметры исследуемых звезд получены в результате численного интегрирования уравнений звездного равновесия TOV. Выберем систему единиц, где $m_\pi = \hbar = c = 1$, m_π – масса π мезона, $\hbar$ – постоянная Планка, c – скорость света [83]. В этом случае систему этих уравнений запишем в следующем виде:

$$dP/dr = -0.5r_g m r^{-2}(P + \rho)(1 + br^3 P/m)/(1 - r_g m/r), \quad (2.1)$$

$$dm/dr = b\rho r^2, \quad (2.2)$$

$$dm_0/dr = b\rho_0 r^2 / (1 - r_g m/r)^{1/2}, \quad (2.3)$$

$$dm_p/dr = b\rho r^2 / (1 - r_g m/r)^{1/2}, \quad (2.4)$$

$$dv/dr = r_g m r^{-2}(1 + br^3 P/m)/(1 - r_g m/r), \quad (2.5)$$

m , m_0 и m_p – выражены в солнечных массах $M_\odot$, R – в километрах. Коэффициент $r_g = 2GM_\odot/c^2 = 2.949$ км есть гравитационный радиус Солнца.

Коэффициент $b = 5.546 \cdot 10^{-4}$ используется для перехода от системы единиц CGS к используемой системе единиц.

Связь между давлением и плотностью - $P(\rho)$ дается из уравнения состояния. Величина $m(r)$ – есть накопленная в сфере радиуса r масса ($m(R) \equiv M$, где M полная масса звезды), $\rho_0 = m_0 n$, где n – есть плотность числа барионов. Радиус звезды - R определяется из условия $P(R) = 0$. Если полное число барионов в звезде обозначим через A , то $M_0 \equiv m_0(R) = m_0 A$, где $m_0 = M(^{56}\text{Fe})/56$. Из уравнения (2.4) $M_p \equiv m_p(R)$ называется собственной массой. Функция $v(r)$, которая определяется уравнением (2.5), связана с метрическим коэффициентом следующим образом:

$$g_{00}(r) = (1 - r_g M/R) e^{\nu(r) - \nu(R)}. \quad (2.6)$$

Гравитационное красное смещение можно вычислить через (2.8)

$$Z = \Delta \lambda / \lambda = [g_{00}(r)]^{-1/2} - 1. \quad (2.7)$$

Обратим внимание на физический смысл полной массы звезды, которую обозначим через M , массы покоя M_0 , и собственной массы M_p . Используя решения уравнений Эйнштейна для шварцшильдовского поля и ньютоновский гравитационный потенциал $\varphi = GM/r$ на бесконечности, где M определяется как масса, получается выражение

$$M = \int \rho dV. \quad (2.8)$$

Здесь $\rho = \rho_0(1 + \tilde{\epsilon}/m_0 c^2)$ - полная плотность энергии, где $\rho_0 = m_0 n$ - плотность массы покоя. В (2.8) интегрирование берется по всему объему звезды. (2.8) представляет из себя релятивистскую массу. В нем учтены как гравитационная, так и внутренняя энергия. Как отмечено выше, A есть полное число барионов, которое определяется следующим образом:

$$A = \int n dV', \quad (2.9)$$

где n – концентрация барионов и $dV' = e^{\lambda/2} r^2 dr d\Omega$ – собственный объем. $e^{\lambda/2}$ – радиальная компонента метрического тензора. Масса покоя M_0 определяется умножением числа барионов на m_0

$$M_0 = m_0 A = \int m_0 n dV' = \int \rho_0 e^{\lambda/2} dV. \quad (2.10)$$

Собственная масса M_p определяется выражением

$$M_p = \int \rho dV' = \int \rho e^{\lambda/2} dV. \quad (2.11)$$

Разность $M - M_p$ в нерелятивистском пределе представляет из себя гравитационную энергию

$$M - M_p = \varepsilon_G / c^2 = -G \int_0^M m(r) dm(r) / r. \quad (2.12)$$

Разность $M - M_0$ определяет как гравитационную, так и внутреннюю энергию

$$M - M_0 = \varepsilon_{in} / c^2 + \varepsilon_G / c^2, \quad (2.13)$$

где $\varepsilon_{in} = \int_0^R n \tilde{\varepsilon} dV$. Из уравнений (2.12) и (2.13) также получаем

$$M_p - M_0 = \varepsilon_{in} / c^2. \quad (2.14)$$

Во время численного интегрирования уравнений (2.1) – (2.5) в качестве граничного условия задается значение $P(0)$ и из уравнения состояния – соответствующие ему значения $\rho(0)$ и $\rho_0(0)$, а также условия $m(0) = m_0(0) = m_p(0) = v(0) = l(0) = 0$. Интегрирование начинается с центра конфигурации при $r = 0$. Для численного вычисления системы уравнений ТОВ, а также для расчета интегральных параметров звездных конфигураций разработана программа на языке C++.

2.2 ПРИБЛИЖЕННОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ РАВНОВЕСИЯ ДЛЯ СТРАННЫХ ЗВЕЗД С МАЛЫМИ МАССАМИ

Рассмотрим интегральные параметры голых странных звезд малых масс. Данный вопрос особенно интересен при изучении странных карликов, масса кварковой сердцевинки которых не превосходит $0.017 M_{\odot}$, т.е. $M_{core} < 0.02 M_{\odot}$, при радиусе порядка два с половиной километра. Масса всей звезды может достигать массы Солнца, а радиус – порядка максимального радиуса белых карликов [72]. Для исследования стабильности и равновесия таких звезд необходимо численно интегрировать релятивистские уравнения равновесия Толмена-Оппенгеймера-Волкова [43, 101]. Результаты показывают, что радиус и изменения распределения вещества внутри странной сердцевинки странных карликов практически не отличаются от таковых голых странных звезд. Различия появляются в 5-ом члене определенного параметра.

Исходя из этого, в данном параграфе рассмотрим свойства голых странных звезд с малыми массами. В рамках модели мешка для уравнения состояния нами предложена аналитическая формула, результаты расчетов которой достаточно близки к результатам численного интегрирования. Аналитически проинтегрированы релятивистские уравнения странных звезд с малыми массами с приближением 6-ой степени соответствующего степенного ряда.

Рассмотрим самоудерживающуюся странную кварковую материю. Для термодинамического описания используется система единиц, где $\hbar = c = 1$. Термодинамические потенциалы u, d, s кварков и e электронов определяются уравнениями (1.11–1.14). Концентрации этих частиц выражаются через соответствующие химические потенциалы с помощью (1.15), формулами (1.16) – (1.19). В приближении $m_s = 0$, для химических потенциалов и концентраций получаются следующие выражения

$$\mu_d = \mu_s = \mu_u, n_e = 0, \quad (2.15)$$

откуда следует, что в данном случае $n_d = n_u = n_s$. Используя (2.15) для давления получим

$$P = \frac{1}{3}(\rho - \rho_{01}), \quad (2.16)$$

где $\rho_{01} = 4B$. Следовательно, при нулевом приближении зависимость давления от плотности имеет линейный характер. Скорость распространения звука в таком веществе равна

$$c_0 = \left[\frac{dP}{d\rho} \right]^{1/2} = \frac{1}{3}c^2. \quad (2.17)$$

Очевидно, что при $m_s \neq 0$, вид уравнения состояния изменится. Предположим, что для давления имеет место формула

$$P = k(\rho - \rho_0), \quad (2.18)$$

Величины k и ρ_0 зависят от параметров B и m_s . Для определения этой зависимости найдены значения величины $\frac{1}{c^2} \left(\frac{dP}{d\rho} \right)$ при разных плотностях. Если зависимость этой величины от концентрации барионного заряда слабая, то представление (2.18) будет оправдано. В таблице 5 приведены значения химических потенциалов, давления и величины $\frac{1}{c^2} \left(\frac{dP}{d\rho} \right)$ в зависимости от n_b/n_0 , где n_0 есть плотность барионного заряда при $P = 0$, когда $\rho = \rho_0$.

Для параметров мешка приняты следующие значения $B = 60 \text{ МэВ/фм}^3, m_s = 175 \text{ МэВ}, \alpha_c = 0.05$.

Из ниже представленных табличных данных следует, что в достаточно широком диапазоне плотности, изменение величины $\frac{1}{c^2} \left(\frac{dP}{d\rho} \right)$ очень мало. Это означает, что вблизи точки n_0 уравнение состояния с большой точностью можно представить в виде (2.18). На рисунке 6 приведена зависимость величины $\frac{1}{c^2} \left(\frac{dP}{d\rho} \right)$ от $\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0}$, а на рисунке 7 - зависимость $P(\rho)$.

Таблица 5

ХИМИЧЕСКИЕ ПОТЕНЦИАЛЫ, ДАВЛЕНИЕ И ВЕЛИЧИНА $\frac{1}{c^2} \left(\frac{dP}{d\rho} \right)$ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ n_b/n_0 ПРИ $B = 60 \text{ МэВ/фм}^3$, $m_s = 175 \text{ МэВ}$, $\alpha_c = 0.05$.

n_b/n_0 ,	$\mu_d = \mu_s$, МэВ	μ_u , МэВ	μ_{e^-} , МэВ	P , МэВ/фм ³	$\frac{1}{c^2} \frac{dP}{d\rho}$
1	308.6056	284.7234	23.8822	0	0.2999
1.1	317.1268	293.9111	23.2158	8.1093	0.3013
1.2	325.1744	302.5578	22.6166	16.4891	0.3016
1.3	332.8106	310.7369	22.0737	25.123	0.3043
1.4	340.0851	318.5067	21.5784	33.9978	0.3056
1.5	347.0389	325.9151	21.1238	43.1018	0.3066
1.6	353.7056	333.0012	20.7044	52.4249	0.3076
1.7	360.1137	339.7979	20.3157	61.9576	0.3085
1.8	366.2872	346.3332	19.954	71.6917	0.3093
1.9	372.2469	352.6308	19.6161	81.6195	0.3101
2	378.0105	358.7112	19.2994	91.7342	0.3107

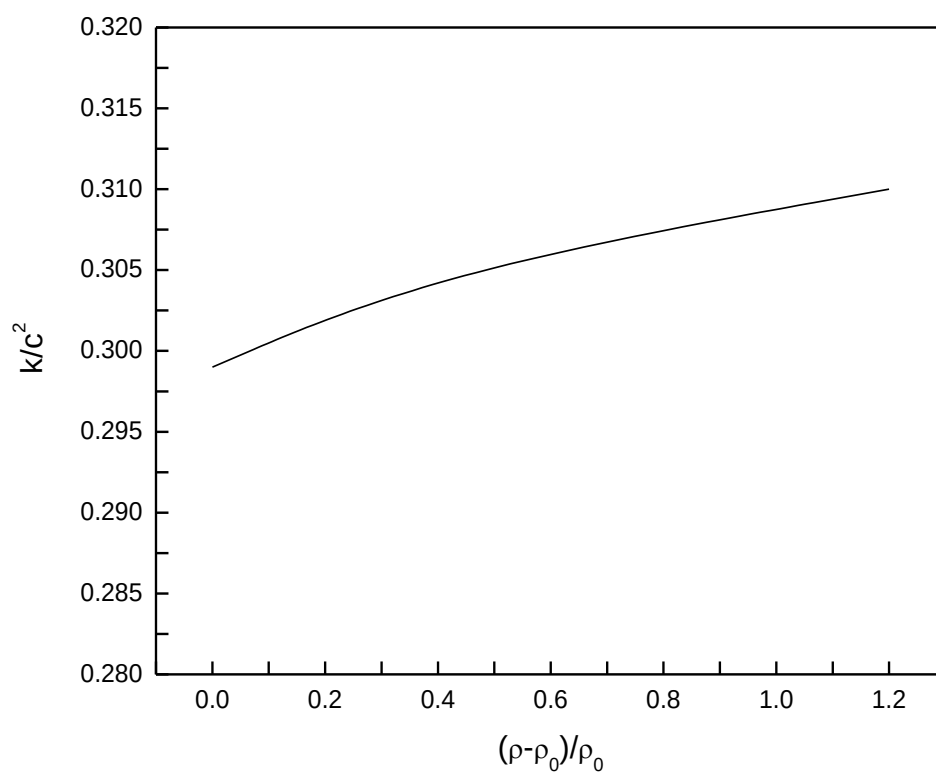


Рис. 6. Зависимость величины k/c^2 от плотности странной кварковой материи при $B = 60 \text{ МэВ/фм}^3$, $m_s = 175 \text{ МэВ}$, $\alpha_c = 0.05$.

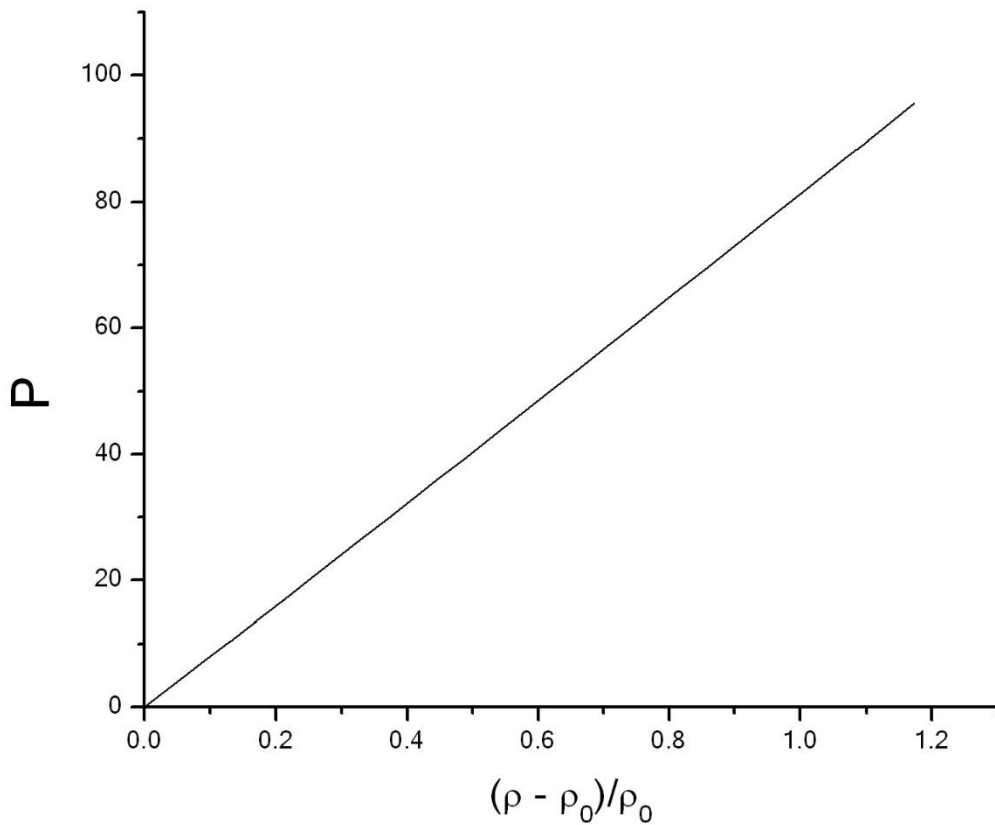


Рис. 7. Зависимость давления от плотности странной кварковой материи при $B = 60$ МэВ/фм³, $m_s = 175$ МэВ, $\alpha_c = 0.05$.

Для определения характеристик странных звезд малых масс проинтегрируем уравнения Толмена-Оппенгеймера-Волкова (2.1) и (2.2), имея ввиду следующие граничные условия:

$$\begin{aligned} r = 0 &\Rightarrow \rho = \rho_c, \quad m = 0, \quad P = P_c \\ r = R &\Rightarrow \rho = \rho_0, \quad m = M, \quad P = 0 \end{aligned} \quad (2.19)$$

Представим решение в виде следующего степенного ряда

$$\rho(r) = \rho_c \sum_{n=0}^{\infty} a_n r^n, \quad (2.20)$$

Здесь ρ_c есть центральная плотность звезды. Из (2.20) и (2.2) для $m(r)$ получим

$$m(r) = 4\pi\rho_c \sum_{n=0} \frac{a_n}{n+3} r^{n+3}, \quad (2.21)$$

Ограничиваясь 6-ой степенью по r , из (2.20), (2.1) и (2.21), получим коэффициенты ряда.

$$\begin{aligned} a_0 &= 1, \\ a_1 &= a_3 = a_5 = 0, \\ a_2 &= -\frac{2\pi G\rho_c}{3k}(1 + 4\alpha\gamma + 3\alpha^2\gamma^2), \\ a_4 &= \left(-\frac{2\pi G\rho_c}{3k}\right)^2 \left(\frac{4}{5} + 5\alpha\gamma\right), \\ a_6 &= \frac{1}{3}\left(-\frac{2\pi G\rho_c}{3k}\right)^3 \left(\frac{61}{35} - \frac{2}{3}\alpha - 13\alpha^2\right), \quad \alpha \equiv \frac{k}{c^2}, \quad \gamma = 1 - \frac{\rho_0}{\rho_c} \end{aligned} \quad (2.22)$$

Плотность вещества определится формулой

$$\rho(r) = \rho_c(a_0 + a_2r^2 + a_4r^4 + a_6r^6), \quad (2.23)$$

Для данного ρ_c имеем

$$M = 4\pi\rho_c \int_0^R r^2 (1 + a_2r^2 + a_4r^4 + a_6r^6)dr, \quad (2.24)$$

Соотношение ρ_c/ρ_0 представим в следующем виде

$$\frac{\rho_c}{\rho_0} = \frac{\rho_0 + \delta\rho}{\rho_0} = 1 + \frac{\delta\rho}{\rho_0} \equiv 1 + y, \quad y \equiv \frac{\delta\rho}{\rho_0} \quad (2.25)$$

В таблице 6 приведены значения массы и радиуса для разных значений y . Там же приведены значения массы в ньютоновском приближении.

ЗНАЧЕНИЕ МАССЫ И РАДИУСА СТРАННОЙ ЗВЕЗДЫ МАЛЫХ МАСС В ЗАВИСИМОСТИ ОТ
ПАРАМЕТРА y

$y \equiv \delta\rho/\rho_0$	R (км)	$M/M_\odot$	$M_1/M_\odot$
0.001547	0.7823	0.00048	0.00047
0.002463	0.9861	0.00096	0.00095
0.00728	1.686	0.00048	0.00047
0.0117	2.126	0.0096	0.0096
0.014	2.32	0.0125	0.0125
0.0157	2.52	0.016	0.0161
0.0168	2.53	0.0162	0.0163
0.01879	2.672	0.0192	0.0193
0.06	4.561	0.1	0.1

Суммируя вышесказанное, можно отметить, что уравнение состояния странной кварковой материи в достаточно широком диапазоне плотности вещества определяется формулой (2.18), где величины k и ρ_0 зависят от значений параметров α_c , m_s и B . Для такого уравнения состояния распределение вещества в странной звезде является четной функцией от радиуса. Для достаточно широкого диапазона изменения центральной плотности вещества можно ограничиваться приближительным решением (2.20), (2.22) и (2.24). Отметим, что конфигурации приведенные в таблице 6 соответствуют диапазону барионной концентрации $1 \leq n_b/n_0 \leq 1.1$ (см. таб. 5), откуда следует, что представление (2.18) оправдано. Из табл.6 также следует, что для странных

звезд малых масс $M \leq 0.1M_{\odot}$ в ньютоновском приближении получается хороший результат.

Полученные решения очень полезны для построения серии странных карликов с фиксированным значением массы кварковой сердцевинки. С помощью этих серий определяется долина устойчивости странных карликов [102].

2.3 КОНФИГУРАЦИИ СТРАННЫХ ЗВЕЗД И ИХ ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ

Определены наборы значений параметров теории мешка MIT кварковой материи, использование которых в уравнении состояния СКМ приводит к равновесным кварковым конфигурациям. Для таких конфигураций вычислены значения массы, радиуса, полного числа барионов, красного смещения с поверхности странной звезды в зависимости от центральной плотности энергии ρ_c . Оказывается, что в рамках этой модели возможно существование конфигураций с максимальными массами порядка двух солнечных масс. Согласно полученным уравнениям состояния, три известных пульсара с наиболее точно измеренными массами ($M = 2.01M_{\odot}$, $M = 1.97M_{\odot}$ и $M = 1.44M_{\odot}$), являются возможными кандидатами в странные звезды.

Как уже было сказано, при $\varepsilon_{min} > 0$ (энергия СКМ на барион с вычетом массы покоя нейтрона положительна) СКМ приводит к реализации так называемых гибридных звезд, а при $\varepsilon_{min} < 0$ - странных звезд.

Рассмотрим случай когда $\varepsilon(n_{min}) < 0$. Основные параметры сферически-симметричных статических сверхплотных звезд определяем численным

интегрированием системы релятивистских уравнений звездного равновесия – уравнений (2.1) и (2.2). Расчеты ведутся следующим образом: задаем значения феноменологических постоянных в зависимости от единственного независимого параметра μ (химического потенциала странного кварка), после чего определяются основные термодинамические величины: концентрация барионов n , средняя энергия на барион $\mathcal{E}$, давление P и плотность энергии ρ . При расчетах удобно за независимую переменную принять концентрацию барионов. Для заданной тройки параметров мешка прежде всего определяется зависимость $\mathcal{E}(n)$ и определяются значения n_{min} и $\mathcal{E}_{min} = \mathcal{E}(n_{min})$, при которых давление $P = 0$. Значениями n_{min} (см. рис. 2) и $\mathcal{E}_{min}$ для данного уравнения состояния СКМ (выбранной тройки параметров мешка) согласно (2.26) определяется значение плотности энергии ρ_s на поверхности странной звезды ss , если $\mathcal{E}_{min} < 0$, или на поверхности кварковой сердцевины гибридных звезд, если $\mathcal{E}_{min} > 0$.

$$\rho = (m_0 c^2 + \mathcal{E}(n))n \quad (2.26)$$

Для каждого уравнения состояния интегрированием уравнений ТОВ найдена зависимость массы равновесных устойчивых конфигураций от значения центральной плотности энергии ρ_c – кривые $M(\rho_c)$, для каждой серии определены максимальные значения массы M_{max} , где теряется устойчивость [103, 104]. Для уравнений состояния с $M_{max}/M_\odot > 2.01$ определены интегральные параметры конфигураций с массами $M/M_\odot = 1.44, 1.97$ и 2.01 . Если в дальнейшем для этих конфигураций с большой точностью кроме массы удастся определить из наблюдений также и другой интегральный параметр (например, радиус или красное смещение), то сопоставлением с результатами теоретических вычислений можно будет выбрать осуществляемый в природе вид уравнения состояния.

Вычисления были проведены для значений $\alpha_c = 0.05, 0.5, 0.6$ и массы странного кварка $m_s c^2 = 95, 150, 175, 200 \text{ MeV}$. $m_s c^2 = 95 \text{ MeV}$ есть токовая масса странного кварка [4, 105], имеющим место при асимптотической свободе, когда размеры пространства локализации отдельного кварка меньше 10^{-14} см , при котором возможно пренебречь взаимодействием кварков с физическим вакуумом, содержащим кварк-антикварковый конденсат. Это взаимодействие и приводит к увеличению массы токового (голого) кварка.

В таблице 7 для значения постоянной кварк-глюонного взаимодействия $\alpha_c = 0.5$ представлены параметры 15 различных моделей. Приведены значения средней энергии на барион ε_{min} , которые соответствуют значению n_{min} . Для каждого уравнения состояния в таблице приводятся значения плотности на поверхности ρ_s в единицах 10^{15} г/см^3 и максимальные значения массы странных звезд. Значениями n_{min} и ρ_s для выбранного уравнения состояния определяются концентрация барионов и плотность энергии при переходе к СКМ.

Для дальнейших обсуждений выбрана модель 2.3, для которой $\varepsilon_{min} = -32.5 \text{ MeV}$ и $n_{min}/n_0 = 1.49$.

На рисунке 8 приведена зависимость массы от радиуса для этой модели. Из рисунка видно, что радиус растет с увеличением массы на протяжении практически всей кривой. Это обусловлено тем, что странные звезды связаны сильным взаимодействием и могут существовать даже в отсутствие самогравитации. Гравитация начинает доминировать в моделях, соответствующих верхнему изгибу кривой, приводя к существованию конфигураций с максимальной массой.

Для рассмотренного нами диапазона изменения параметров мешка получены следующие значения максимальных масс $M_{max}/M_\odot = (2.017 \div 2.455)$ и соответствующие им поверхностные плотности $\rho_s = (0.226 \div 0.379) 10^{15} \text{ г/см}^3$.

МИНИМАЛЬНОЕ ЗНАЧЕНИЯ СРЕДНЕЙ ЭНЕРГИИ НА БАРИОН ε_{min} , И
 СООТВЕТСТВУЮЩИЕ ЗНАЧЕНИЯ n_{min} ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ МОДЕЛЕЙ

Модель		ε_{min} МэВ	n_{min}/n_0	$\frac{\rho_s}{10^{15}}$ (г/см ³)	$\frac{M_{max}}{M_\odot}$
1.1	$B = 35, m_s = 95$	-104	1.21	0.226	2.455
1.2	$B = 40, m_s = 95$	-77.5	1.33	0.303	2.303
1.3	$B = 45, m_s = 95$	-53.6	1.45	0.339	2.179
1.4	$B = 46, m_s = 95$	-48.9	1.47	0.347	2.157
2.1	$B = 35, m_s = 150$	-81.5	1.24	0.280	2.336
2.2	$B = 40, m_s = 150$	-55.9	1.37	0.319	2.199
2.3	$B = 45, m_s = 150$	-32.5	1.49	0.357	2.084
2.4	$B = 48, m_s = 150$	-19.5	1.56	0.379	2.023
3.1	$B = 35, m_s = 175$	-70.9	1.25	0.285	2.284
3.2	$B = 40, m_s = 175$	-45.5	1.38	0.325	2.151
3.3	$B = 45, m_s = 175$	-22.3	1.51	0.364	2.04
3.4	$B = 46, m_s = 175$	-17.9	1.53	0.371	2.02
4.1	$B = 35, m_s = 200$	-60.3	1.25	0.289	2.235
4.2	$B = 40, m_s = 200$	-34.9	1.37	0.329	2.105
4.3	$B = 44, m_s = 200$	-16.3	1.48	0.361	2.017

В таблицах 8, 9 и 10 приводятся основные параметры звездных конфигураций с массами $M_{max} = 1.44M_\odot$, $M_{max} = 1.97M_\odot$ и $M_{max} = 2.01M_\odot$. Данное обсуждение крайне важно, поскольку наиболее точно определенной до недавнего времени считалась масса двойного радиопульсара *PSR 1913 – 16*,

$M = (1.442 \pm 0.003)M_{\odot}$ [106]. Между тем, в последние годы было сообщено о новом точном измерении массы двух двойных радиопульсаров с массами весьма близкими к двум солнечным массам: $PSR J1614 - 2230, M/M_{\odot} = 1.97 \pm 0.04$ [84] и $PSR J0348 + 0432, M/M_{\odot} = 2.01 \pm 0.04$ [80]. Эти открытия ставят определенные ограничения на уравнения состояния барионного сверхплотного вещества: становятся интересными те уравнения состояния, которые приводят к конфигурациям с максимальными массами порядка двух масс солнца.

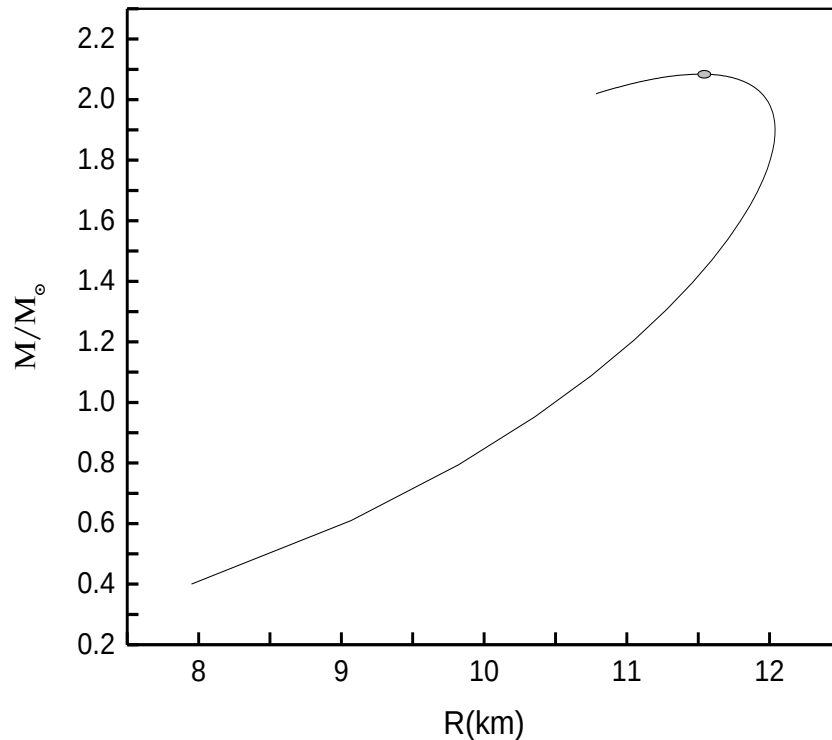


Рис.8. Зависимость массы M странной звезды от радиуса R для модели 2.3 ($B = 45 \text{ МэВ/фм}^3, m_s = 150 \text{ МэВ}, \alpha_c = 0.5$). Точкой отмечена конфигурация максимальной массы.

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЗВЕЗДНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ С МАССОЙ

$$M = 1.44M_{\odot}$$

Модель	$\frac{M_0}{M_{\odot}}$	$\frac{M_p}{M_{\odot}}$	$\frac{\rho_c}{10^{15}}$ (г/см ³)	Z_S	R км
1.1	1.811	1.618	0.414	0.221	12.93
1.2	1.760	1.625	0.488	0.234	12.32
1.3	1.739	1.653	0.571	0.251	11.83
1.4	1.721	1.644	0.585	0.252	11.72
2.1	1.752	1.609	0.453	0.225	12.61
2.2	1.766	1.673	0.547	0.247	12.05
2.3	1.734	1.689	0.64	0.264	11.59
2.4	1.689	1.671	0.69	0.269	11.29
3.1	1.738	1.617	0.474	0.229	12.53
3.2	1.690	1.621	0.559	0.243	11.90
3.3	1.683	1.659	0.661	0.262	11.43
3.4	1.661	1.645	0.675	0.263	11.33
4.1	1.731	1.631	0.495	0.233	12.43
4.2	1.735	1.686	0.599	0.255	11.89
4.3	1.665	1.653	0.667	0.262	11.42

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЗВЕЗДНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ С МАССОЙ

$$M = 1.97M_{\odot}$$

Модель	$\frac{M_0}{M_{\odot}}$	$\frac{M_p}{M_{\odot}}$	$\frac{\rho_c}{10^{15}}$ (г/см ³)	Z_S	R км
1.1	2.557	2.304	0.539	0.311	13.87
1.2	2.508	2.348	0.718	0.344	13.05
1.3	2.456	2.370	0.864	0.369	12.44
1.4	2.453	2.382	0.905	0.375	12.33
2.1	2.491	2.312	0.622	0.323	13.46
2.2	2.447	2.351	0.797	0.354	12.71
2.3	2.415	2.399	1.05	0.391	12.01
2.4	2.394	2.431	1.29	0.416	11.57
3.1	2.487	2.342	0.677	0.334	13.29
3.2	2.423	2.361	0.87	0.363	12.52
3.3	2.399	2.424	1.21	0.406	11.76
3.4	2.388	2.431	1.30	0.415	11.61
4.1	2.473	2.363	0.735	0.342	13.14
4.2	2.413	2.388	0.972	0.375	12.33
4.3	2.384	2.434	1.31	0.412	11.66

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЗВЕЗДНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ С МАССОЙ

$$M = 2.01M_{\odot}$$

Модель	$\frac{M_0}{M_{\odot}}$	$\frac{M_p}{M_{\odot}}$	$\frac{\rho_c}{10^{15}}$ (г/см ³)	Z_S	R км
1.1	2.629	2.375	0.573	0.322	13.89
1.2	2.564	2.403	0.744	0.353	13.07
1.3	2.518	2.435	0.914	0.381	12.45
1.4	2.517	2.453	0.988	0.391	12.29
2.1	2.563	2.382	0.649	0.335	13.49
2.2	2.522	2.429	0.852	0.369	12.72
2.3	2.478	2.474	1.16	0.409	11.96
2.4	2.456	2.519	1.57	0.444	11.39
3.1	2.571	2.427	0.72	0.348	13.32
3.2	2.507	2.453	0.95	0.382	12.50
3.3	2.453	2.495	1.38	0.426	11.66
3.4	2.445	2.515	1.58	0.441	11.43
4.1	2.518	2.411	0.764	0.351	13.14
4.2	2.472	2.457	1.06	0.391	12.29
4.3	2.436	2.514	1.59	0.438	11.47

На рисунках 9 и 10 приведены зависимости полной массы и радиуса от центральной плотности (ρ_c/ρ_0 , где $\rho_0 = 2.5 \cdot 10^{14}$ г/см³ – ядерная плотность) для выбранной нами модели. Для $\rho_c > \rho_{max}$ (ρ_{max} – плотность энергии в центре звезды с максимальной массой) странные звезды не стабильны и не могут существовать.

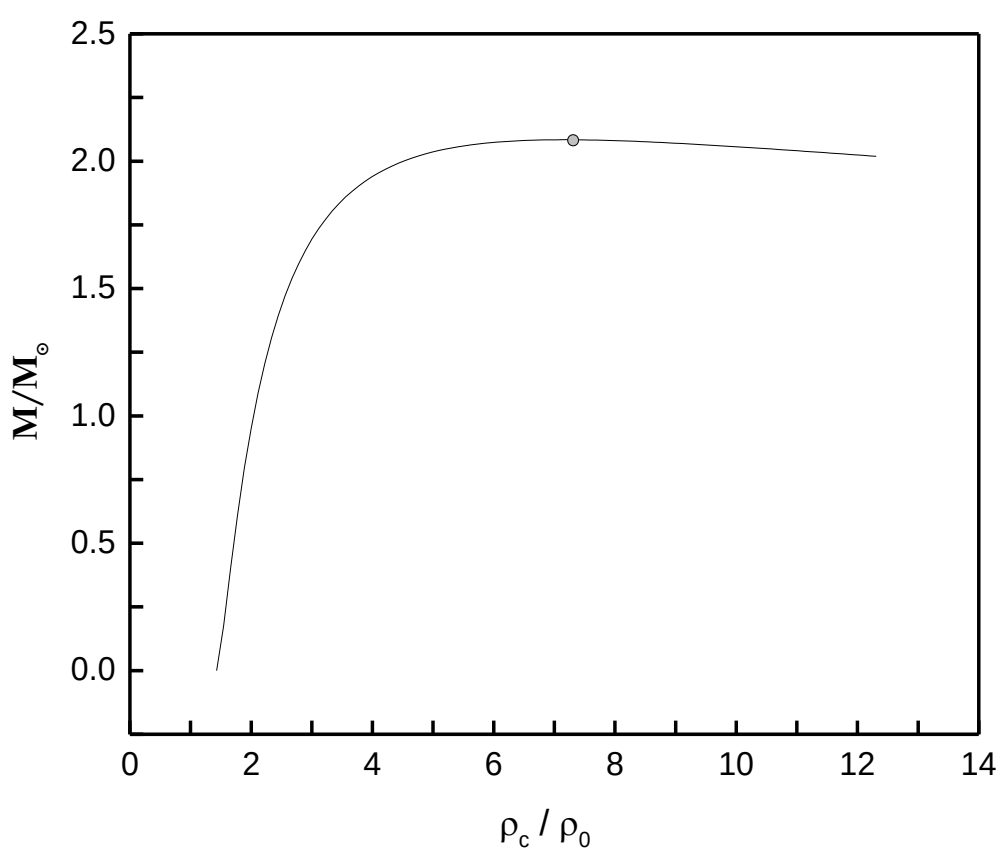


Рис.9. Зависимость массы M странной звезды от центральной плотности для модели 2.3. Точкой отмечена конфигурация максимальной массы.

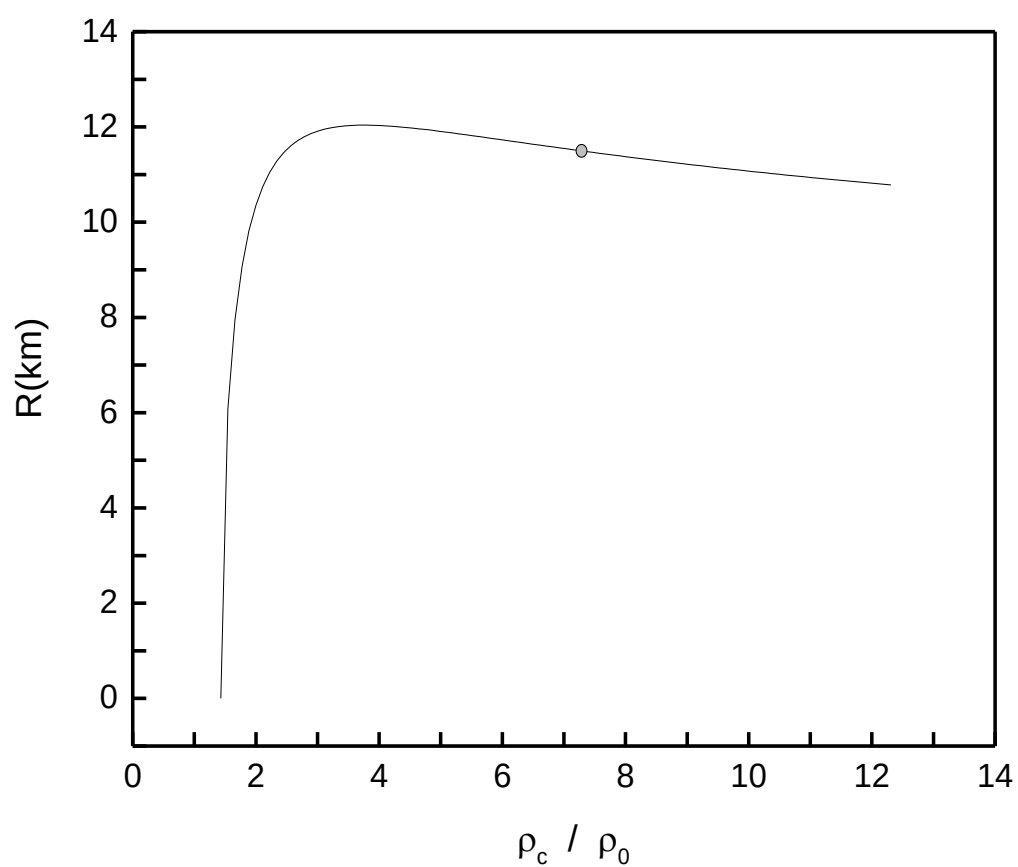


Рис.10. Зависимость радиуса R странной звезды от центральной плотности энергии для модели 2.3. Точкой отмечена конфигурация максимальной массы.

2.4 ПУЛЬСАР *PSR J 0348 + 0432* И КОНФИГУРАЦИИ С МАКСИМАЛЬНЫМИ МАССАМИ

Ландау показал [107], что для устойчивых холодных сверхплотных конфигураций, в которых гравитация уравнивается энергией вырожденных фермионов, масса ограничена, т.е. зависимость массы M от центральной плотности ρ_c имеет максимум. Это обусловлено релятивизацией электронов в случае белых карликов и барионов – в случае барионных звезд. Значения максимальной массы и соответствующей ей центральной плотности энергии, а также структурные характеристики сверхплотных звезд зависят от вида уравнения состояния вещества в весьма широкой области плотностей. При сверхядерных плотностях выше порога рождения кварков, кварковые степени свободы становятся определяющими в уравнении состояния.

Из-за трудностей теории сильных взаимодействий описание как нуклонного, так и кваркового вещества, имеет модельный характер. В настоящее время невозможно однозначно выбрать определенную модель уравнения состояния. В качестве критерия для такого выбора должно служить сравнение результатов теоретических расчетов интегральных параметров сверхплотных звезд с наблюдательными данными пульсаров, точность которых, к сожалению, пока недостаточна.

Действительно, возможность наличия при сверхядерных плотностях кварковых конфигураций делает актуальным рассмотрение вопроса: такие конфигурации на диаграмме $M(\rho_c)$ составляют следующее по плотности за нейтронными звездами отдельное самостоятельное семейство, или с последними составляют одно семейство. В этой связи необходимо отдельно рассмотреть соответствующее максимальной массе M_{max} значение центральной плотности энергии ρ_c . Обычно в сверхплотных звездах плотность энергии ρ выражается через приходящую на барион среднюю энергию ε и концентрацию барионов n

(число барионов в единице объема) формулой (2.26), где m_0 приравнивают или массе нейтрона m_n , или, как сделано в настоящей работе $M(Fe^{56})/56$. В многочисленных исследованиях, ссылки на которые можно найти в обзорных статьях и монографиях по физике сверхплотных звезд [108, 12, 15], для соответствующему M_{max} значению ρ_c в случае нуклонно-гиперонных конфигураций (сверхплотных звезд, не содержащих кварки, которые условно будем называть нейтронными звездами), были получены значения на порядок и более превосходящие ядерную плотность. Лишь наиболее жесткие уравнения состояния барионного вещества [109, 110] при плотностях, сравнимых с ядерной, могут воспроизвести массы, близкие одной солнечной. С другой стороны, если для кварковой материи воспользоваться разработанной в Массачусетском технологическом институте (MIT) моделью мешка [43], которая характеризуется весьма малой сжимаемостью, то переход к странной кварковой фазе происходит при концентрации барионов $n_{min} < 2n_0$, где $n_0 = 0.15 \text{ фм}^{-3}$ – ядерная концентрация (таблица 11.), т.е. при плотностях значительно ниже значения ρ_c для M_{max} нейтронных звезд. Поэтому в пределах модели мешка нейтронные звезды малой массы и кварковые конфигурации на диаграмме $M(\rho_c)$ составляют одно семейство [99]. Это схематически показано на рисунке 11. Те уравнения состояния, которые приводят к $M_{max} < 2.01M_\odot$, имея в виду результат работы [111] не могут осуществляться в природе.

При определенных наборах значений феноменологических постоянных в рамках модели мешка вычислены уравнения состояния странного кваркового вещества. Результат приводит к максимальной массе равновесных конфигураций, которая больше массы пульсара $PSR J0348 + 0432$: $M_{max} > 2.01M_\odot$. Для таких конфигураций вычислены также в зависимости от центральной плотности энергии ρ_c значения массы, радиуса, полного числа барионов, красного смещения с поверхности сверхплотной звезды. Для каждой

серии с $M_{max} > 2.01M_{\odot}$ вычислены также значения перечисленных интегральных параметров для сверхплотной конфигурации с массой $M/M_{\odot} = 2.01$.

В [20, 19, 98] было показано, что состоящая из u , d , s кварков странная кварковая материя СКМ даже при нулевом давлении может быть энергетически предпочтительнее, чем состоящая из u , d кварков нестранная кварковая материя NQM и вещество в атомных ядрах N .

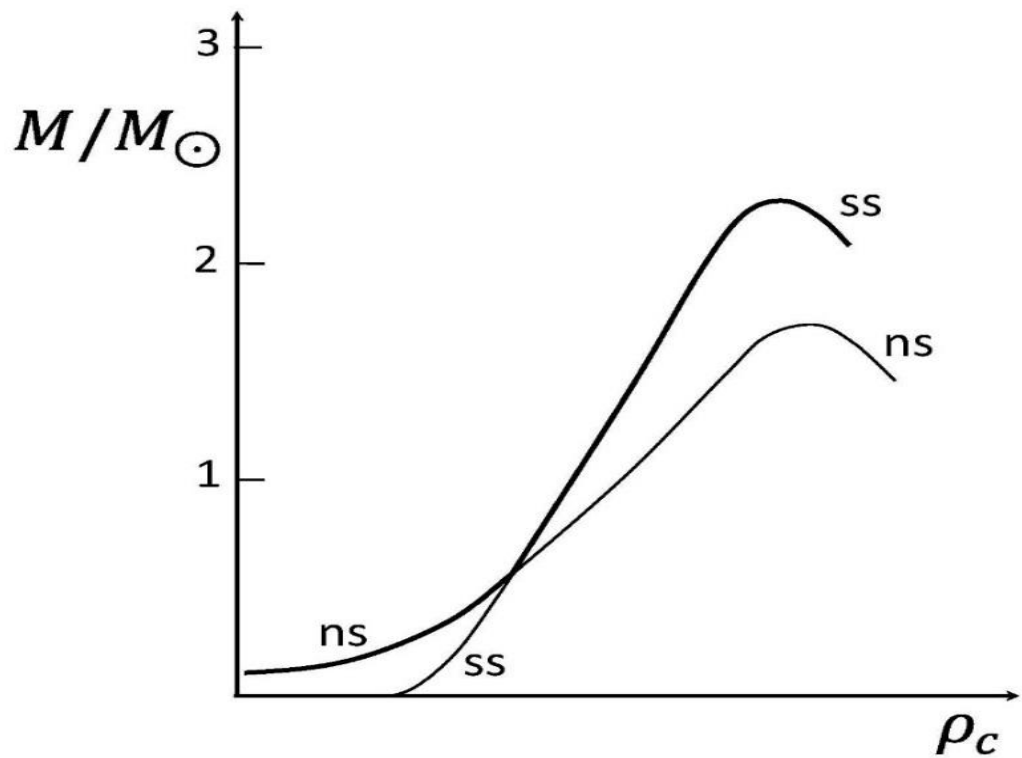


Рис. 11. Кривая ns относится к нейтронным звездам (Саакян, Вартанян, 1964, Зельдович, Новиков, 1971), а ss – к странным звездам.

Рассмотрим случай, когда $\mathcal{E}(n_{min}) < 0$. Кварковая материя может находиться в самосвязанном состоянии и, как следствие, возникает возможность существования самоудерживающихся, так называемых “странных звезд” – ss [25, 112]. Такие звезды могут существовать и в отсутствие гравитации.

Последняя ограничивает максимальную массу таких конфигураций, которая, как и в случае нейтронных звезд, оказывается порядка $2M_{\odot}$. В работах [23, 24, 26] были рассмотрены модели странных звезд и проведен их разносторонний анализ. Обзор исследований по СКМ и ее связи со сверхплотными звездами приведен в [95].

При расчете уравнения состояния странной кварковой материи массы u, d кварков и электронов из-за их относительной малости игнорируются.

Путем численного интегрирования системы релятивистских уравнений звездного равновесия – уравнений TOV [8, 113], (2.1)-(2.4) и (2.7) получены в зависимости от значения центральной плотности энергии ρ_c значения радиуса звезды, гравитационной массы, массы покоя, собственной массы и красного смещения с поверхности звезды. Найдены также зависимости массы равновесных устойчивых конфигураций от значения центральной плотности энергии ρ_c – кривые $M(\rho_c)$.

Для каждой серии определено максимальное значение массы M_{max} , где теряется устойчивость [103, 104]. Для уравнений состояния с $M_{max}/M_{\odot} > 2.01$ приведены выше перечисленные интегральные параметры как для конфигурации с M_{max} , так и для $M/M_{\odot} = 2.01$. Если в дальнейшем для этих конфигураций кроме массы удастся определить из наблюдений также другой интегральный параметр (например, радиус или красное смещение), то сопоставлением с результатами теоретических вычислений можно будет выбрать осуществляемый в природе вид уравнения состояния.

Результаты вычислений по трем значениям $\alpha_c = 0.05, 0.5$ и 0.6 сгруппированы в таблице 11, которая по значениям массы странного кварка $m_s c^2 = 95, 150, 200 \text{ MeV}$ имеет три раздела. Значение массы $m_s c^2 = 95 \text{ MeV}$ токового странного кварка рассматривается для выявления роли взаимодействия кварков с физическим вакуумом на интегральные параметры

кварковых конфигураций. Для каждого уравнения состояния приведены значения B , n_{min} , ε_{min} и плотности на поверхности ρ_s в единицах 10^{15} г/см³.

Таблица 11

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ КОНФИГУРАЦИЙ МАКСИМАЛЬНЫХ МАСС, А ТАКЖЕ С $M/M_{\odot} = 2.01$, СООТВЕТСТВУЮЩИЕ УРАВНЕНИЯМ СОСТОЯНИЯ С $\alpha_c = 0.05; 0.5; 0.6$, ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ЗНАЧЕНИЙ МАССЫ СТРАННОГО КВАРКА

m_s (МэВ)	B (МэВ /фм ³)	ε_{min} (МэВ)	n_{min}/n_0	$\frac{\rho_s}{10^{15}}$ (г/см ³)	$M_{max}/M_{\odot}$, $M/M_{\odot}$	$M_0/M_{\odot}$	$M_p/M_{\odot}$	$\rho_c/10^{15}$ (г/см ³)	Z_s	R (км)
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
$\alpha_c = 0.05$										
95	40	-145	1.033	0.3	2.304 2.01	3.271 2.656	2.914 2.484	1.38 0.778	0.463 0.364	12.76 13.14
	45	-122	1.564	0.337	2.179 2.01	3.009 2.769	2.769 2.522	1.69 1.02	0.471 0.399	11.94 12.43
	50	-102	1.686	0.372	2.07 2.01	2.788 2.774	2.618 2.589	1.73 1.595	0.464 0.428	11.45 11.72
	53	-90.6	1.766	0.395	2.013 2.01	2.675 2.670	2.562 2.536	2.02 1.75	0.473 0.459	11.01 11.17
	54	-86.8	1.793	0.403	1.995	2.639	2.537	2.02	0.472	10.92
150	35	-143	1.311	0.275	2.343 2.01	3.309 2.758	2.964 2.375	1.40 0.633	0.458 0.331	13.04 13.59
	40	-119	1.447	0.314	2.201 2.01	3.016 2.736	2.784 2.447	1.57 0.853	0.458 0.37	12.25 12.79
	45	-97.2	1.58	0.352	2.083 2.01	2.780 2.661	2.636 2.464	1.78 1.14	0.460 0.404	11.57 12.02
	48	-84.9	1.66	0.375	2.021 2.01	2.658 2.642	2.557 2.517	1.88 1.58	0.460 0.442	11.22 11.42
	50	-77	1.707	0.39	1.982	2.584	2.509	1.95	0.460	11.01

Таблица 11 (продолжение)

m_s (МэВ)	B (МэВ /фм ³)	ε_{min} (МэВ)	n_{min}/n_0	$\frac{\rho_s}{10^{15}}$ (г/см ³)	$M_{max}/M_\odot,$ $M/M_\odot$	$M_0/M_\odot$	$M_p/M_\odot$	$\rho_c/10^{15}$ (г/см ³)	Z_s	R (км)
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
200	35	-120	1.288	0.278	2.263 2.01	3.094 2.703	2.852 2.405	1.45 0.713	0.446 0.342	12.79 13.38
	40	-95.8	1.427	0.318	2.125 2.01	2.821 2.637	2.679 2.436	1.65 0.969	0.448 0.378	11.98 12.51
	43	-82.3	1.513	0.342	2.054 2.01	2.683 2.615	2.589 2.477	1.66 1.25	0.448 0.408	11.58 11.95
	45	-73.6	1.567	0.358	2.010 1.97	2.601 2.539	2.536 2.431	1.68 1.32	0.449 0.411	11.31 11.68
	46	-69.4	1.593	0.366	1.989	2.561	2.510	1.9	0.449	11.19

Таблица 11 (продолжение)

m_s (МэВ)	B (МэВ /фм ³)	ε_{min} (МэВ)	n_{min}/n_0	$\frac{\rho_s}{10^{15}}$ (г/см ³)	$M_{max}/M_\odot$, $M/M_\odot$	$M_0/M_\odot$	$M_p/M_\odot$	$\rho_c/10^{15}$ (г/см ³)	Z_s	R (км)
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
$\alpha_c = 0.5$										
95	40	-77.5	1.326	0.302	2.303 2.01	3.013 2.489	2.913 2.329	1.38 0.71	0.464 0.365	12.74 13.08
	45	-53.6	1.453	0.339	2.179 2.01	2.775 2.593	2.771 2.521	1.68 1.02	0.472 0.401	11.93 12.41
	50	-31.5	1.567	0.375	2.072 2.01	2.573 2.504	2.622 2.514	1.72 1.315	0.465 0.455	11.44 11.71
	53	-18.9	1.633	0.397	2.016 2.01	2.470 2.464	2.567 2.54	2.01 1.74	0.474 0.461	11.01 11.17
	54	-14.9	1.653	0.403	1.998	2.437	2.542	2.02	0.474	10.92
150	35	-81.5	1.24	0.281	2.336 2.01	3.062 2.563	2.959 2.382	1.42 0.649	0.462 0.335	12.95 13.49
	40	-55.9	1.37	0.319	2.198 2.01	2.798 2.522	2.787 2.429	1.62 0.852	0.463 0.369	12.16 12.72
	45	-32.5	1.49	0.357	2.084 2.01	2.584 2.478	2.641 2.474	1.79 1.16	0.464 0.409	11.52 11.96
	48	-19.5	1.56	0.38	2.023 2.01	2.473 2.456	2.567 2.519	1.92 1.57	0.465 0.444	11.17 11.39
	51	-6.95	1.63	0.402	1.968	2.374	2.496	2.02	0.465	10.86
200	35	-60.3	1.25	0.289	2.235 2.01	2.847 2.518	2.823 2.411	1.52 0.764	0.452 0.351	12.54 13.14
	40	-34.9	1.37	0.329	2.105 2.01	2.607 2.472	2.661 2.457	1.73 1.06	0.453 0.391	11.78 12.29
	44	-16.3	1.48	0.361	2.017 2.01	2.449 2.436	2.549 2.514	1.86 1.59	0.454 0.438	11.28 11.47
	45	-11.8	1.51	0.369	1.997	2.413	2.524	1.90	0.454	11.17

Таблица 11 (продолжение)

m_s (МэВ)	B (МэВ /фм ³)	ε_{min} (МэВ)	n_{min}/n_0	$\frac{\rho_s}{10^{15}}$ (г/см ³)	$M_{max}/M_\odot$ $M/M_\odot$	$M_0/M_\odot$	$M_p/M_\odot$	$\rho_c/10^{15}$ (г/см ³)	Z_s	R (км)
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
$\alpha_c = 0.6$										
95	40	-58.1	1.3	0.302	2.304 2.01	2.947 2.433	2.914 2.727	1.38 0.767	0.464 0.341	12.73 13.03
	45	-33.6	1.42	0.339	2.181 2.01	2.715 2.438	2.774 2.407	1.68 0.88	0.473 0.375	11.93 12.46
	50	-10.9	1.53	0.376	2.073 2.01	2.518 2.491	2.646 2.572	1.98 1.45	0.479 0.445	11.26 11.62
	53	1.75	1.601	0.397	2.018 2.01	2.417 2.412	2.569 2.542	2.003 1.74	0.475 0.461	11.01 11.17
	54	5.89	1.62	0.404	2.0005	2.386	2.545	2.01	0.474	10.93
150	35	-64.1	1.22	0.282	2.337 2.01	3.002 2.537	2.961 2.409	1.41 0.663	0.463 0.339	12.94 13.48
	40	-38.1	1.34	0.32	2.200 2.01	2.745 2.471	2.790 2.428	1.61 0.851	0.464 0.369	12.15 12.71
	45	-14.3	1.46	0.358	2.086 2.01	2.536 2.430	2.647 2.475	1.81 1.16	0.466 0.409	11.5 11.95
	49	3.338	1.558	0.388	2.01	2.395	2.552	1.92	0.471	11.01
	50	7.58	1.58	0.396	1.989	2.362	2.523	1.98	0.466	10.96
200	35	-43.8	1.23	0.292	2.231 2.01	2.789 2.498	2.817 2.439	1.52 0.793	0.452 0.358	12.51 13.09
	40	-18.1	1.36	0.332	2.103 2.01	2.558 2.420	2.658 2.449	1.72 1.06	0.454 0.391	11.76 12.25
	44	0.74	1.46	0.364	2.016 2.01	2.404 2.394	2.551 2.517	1.89 1.61	0.456 0.441	11.25 11.43
	45	5.25	1.49	0.372	1.996	2.369	2.526	1.92	0.456	11.14

Из таблицы 11 видно, что из трех параметров мешка (B, α_c, m_s) определяющим для значения максимальной массы является параметр B , с увеличением которого M_{max} уменьшается и при некотором критическом значении B_0 приводит к массе, меньше $2.01M_\odot$. Осуществляются только те уравнения состояния, для которых $B \leq B_0$. Также заметим, что B_0 весьма слабо зависит от α_c и незначительно уменьшается с увеличением значения массы странного кварка, оставаясь в интервале $44 < B_0 < 49$, когда $m_n c^2$ уменьшается от 200 МэВ до 150 МэВ. Для токового странного кварка $B_0 = 53$ МэВ/фм³.

Отметим, что хотя при уменьшении значения B максимальная масса растет, но при этом переход к СКМ происходит при плотностях, слегка превышающих ядерную плотность. Так при $B = 30$ МэВ/фм³ ($m_s = 150$ МэВ, $\alpha_c = 0.05$) имеем $M_{max}/M_\odot = 2.52$, но $n_{min}/n_0 = 1.16$, где n_0 – ядерная концентрация барионов. Это делает сомнительным осуществление таких уравнений состояния. В этой связи отметим, что как следует из таблицы, в используемой модели мешка даже для предельных уравнений состояния, для которых $M_{max}/M_\odot \approx 2.01$, переход к странной кварковой материи происходит при плотностях, не достигающих двух ядерных плотностей, когда $n_{min}/n_0 \leq 1.7$.

Конфигурации, содержащие СКМ, рассмотренные на основе уравнения состояния мешка, характеризуются весьма малой сжимаемостью. Поэтому в отличие от нейтронных звезд радиус таких конфигураций с ростом массы также растет (радиусы конфигураций с $M/M_\odot = 1.97$ больше радиусов конфигураций с $M/M_\odot = 1.44$). Однако, перед потерей устойчивости благодаря эффектам ОТО это поведение нарушается. Так из таблицы видно, что для всех рассмотренных уравнений состояния радиус конфигураций с M_{max} меньше радиуса конфигураций с $M/M_\odot = 2.01$. Из таблицы следует также, что для конфигураций с M_{max} отношение плотностей энергии в центре к поверхности (ρ_c/ρ_s) достигает

пяти. В случае конфигурации с массой, близкой к одной солнечной, это отношение оказывается меньше двух.

По определению масса покоя M_0 равна полному числу барионов N_B равновесных конфигураций, состоящих из СКМ, помноженному на m_0 : $M_0 = m_0 N_B$. Поэтому разностью $(M - M_0)$ определяется энергия связи E_B таких конфигураций и коэффициент упаковки $f = 1 - M/M_0$. Если для обычных атомных ядер эта величина меньше 1%, а в нейтронных звездах для конфигураций с M_{max} может достигать 12% [113], то для конфигураций, состоящих из СКМ, которые в подавляющем большинстве случаев являются странными звездами ($\varepsilon_{min} < 0$), значительно больше. Так для конфигурации с M_{max} в случае $\alpha_c = 0.05, B = 40$ МэВ/фм³ $f = 0.26$, а для M_{max} , когда $\alpha_c = 0.6, B = 40$ МэВ/фм³ $f = 0.2$.

На рисунке 12 для трех значений параметра α_c ($\alpha_c = 0.05; 0.5$ и 0.6) приведена зависимость M_{max} от значения параметра B для трех значений массы странного кварка m_s . Пунктирная линия соответствует предельной конфигурации с массой $M_{max}/M_\odot = 2.01$ и определяет значение B_0 для различных значений m_s . Напомним, что осуществляются лишь те уравнения состояния, для которых $B \leq B_0$.

На рисунке 13 приведены аналогичные кривые, определяющие зависимость ε_{min} от значения параметра B . На кривых крестиками отмечены значения ε_{min} , соответствующие B_0 . Эти значения обозначим $(\varepsilon_{min})_0$. Осуществляются только те уравнения состояния, для которых $\varepsilon_{min} < (\varepsilon_{min})_0$.

Вычисления показывают, что в случае $\alpha_c \leq 0.5$ имеем $(\varepsilon_{min})_0 < 0$. Все подобные уравнения состояния определяют конфигурации странных звезд (*ss*).

В таблице 11 приведены также данные для $\alpha_c = 0.6$. Показано, что и в этом случае имеются уравнения состояния, приводящие к конфигурациям странных звезд ($\varepsilon_{min} < 0$). Однако здесь в предельном случае, когда значение B

увеличиваясь приближается к B_0 (M_{max} уменьшаясь стремится к $2.01M_\odot$), имеем $(\mathcal{E}_{min})_0 > 0$. В этом случае могут быть конфигурации, состоящие из СКМ, соответствующие гибридным звездам. Однако, как следует из рисунка 13, подавляющая часть уравнений состояний и в случае $\alpha_c = 0.6$ имеет $\mathcal{E}_{min} < 0$, т.е. и в этом случае также в основном осуществляются уравнения состояния, приводящие к странным звездам.

К гибридным конфигурациям с $M_{max}/M_\odot > 2.01$ приведут уравнения состояния СКМ, соответствующие значениям α_c , изменяющимся в интервале $0.6 < \alpha_c < 1$. Отметим, что при этом необходимо проявить определенную осторожность.

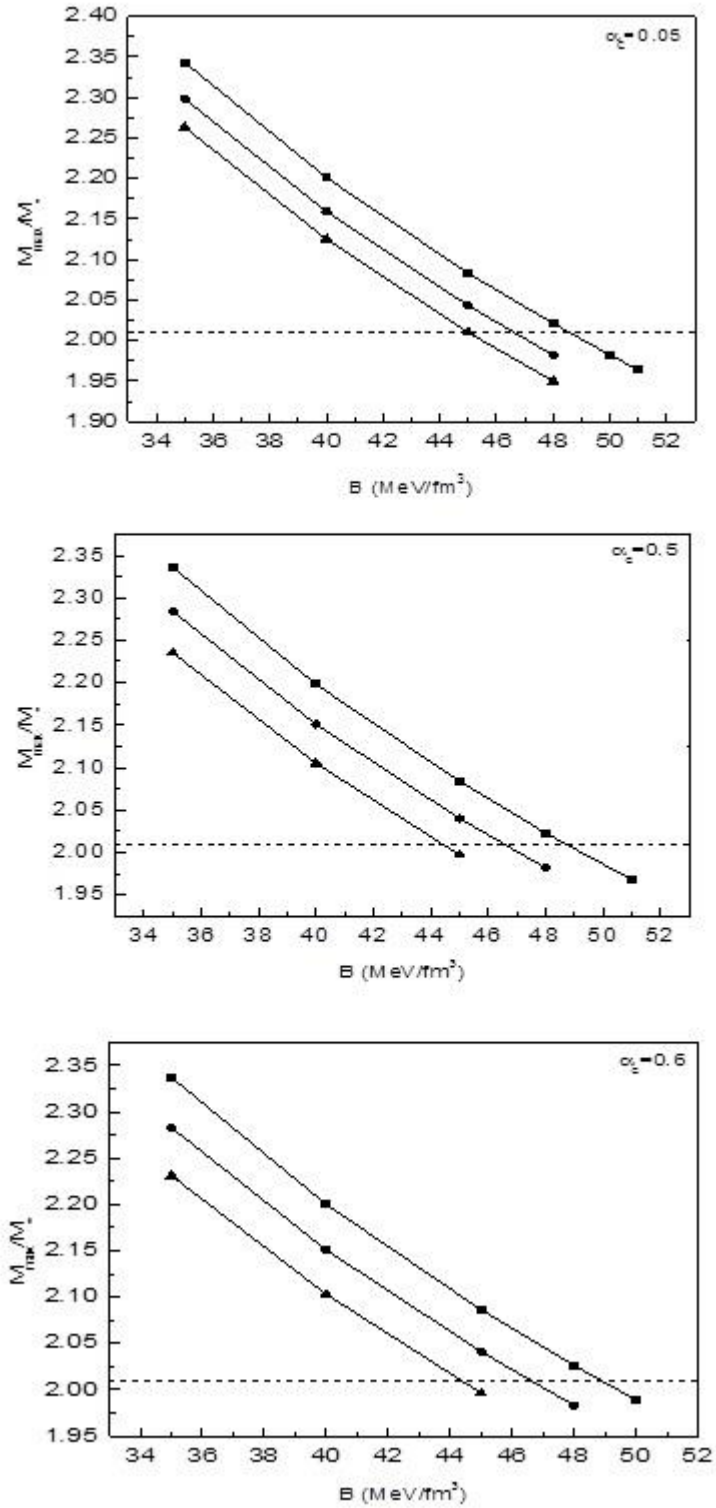


Рис. 12. Зависимость максимальной массы равновесных конфигураций от значения параметра B для различных значений массы странного кварка m_s . Пунктирная линия соответствует конфигурации с $M/M_{\odot} = 2.01$. На рисунке используются следующие обозначения: $\blacksquare$ - $m_s = 95$ МэВ, $\bullet$ - $m_s = 150$ МэВ, $\blacktriangle$ - $m_s = 200$ МэВ.

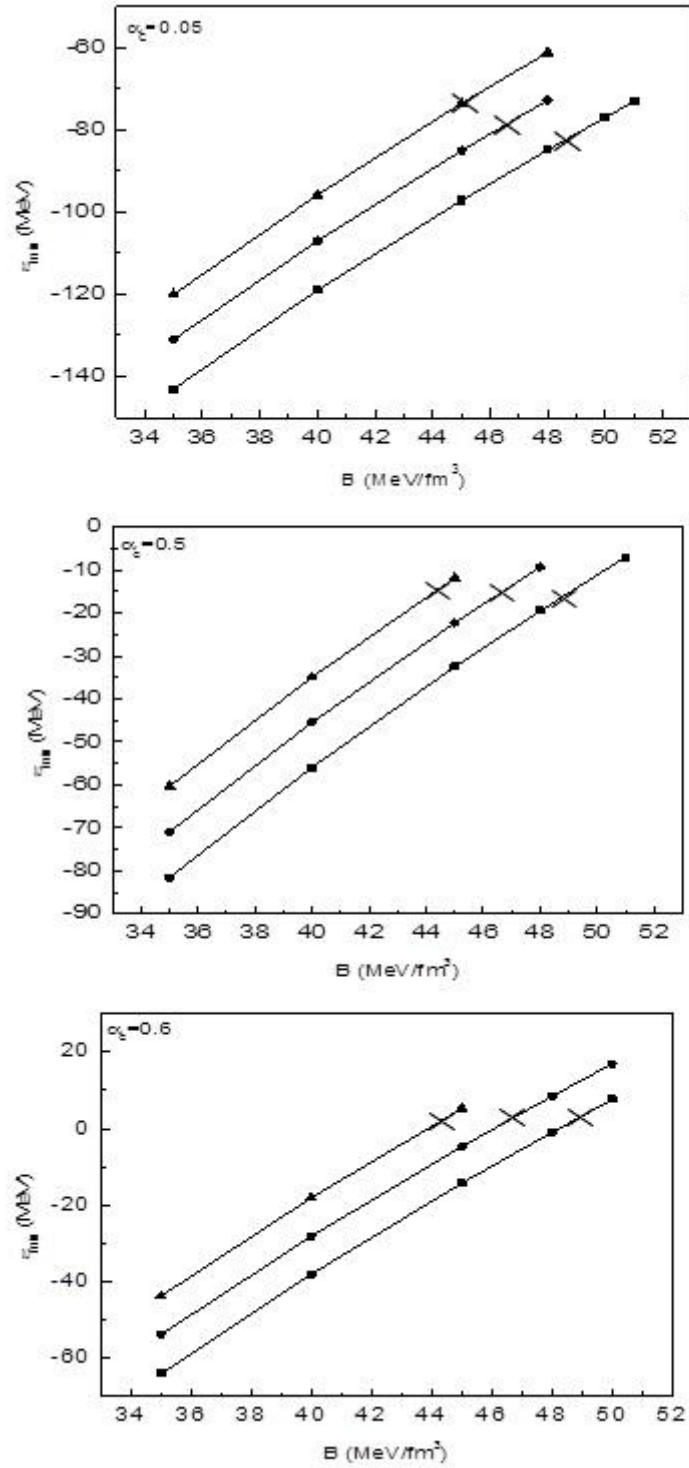


Рис.13. Зависимость минимального значения средней энергии на барион $\epsilon_{\min}$ от значения параметра B для уравнений состояния, приводящих к $M_{\max}/M_{\odot} \geq 2.01$ для различных значений массы странного кварка m_s и параметра α_c . Крестиками отмечены предельно допустимые значения $\epsilon_{\min}$. Обозначение те же что и на рис.12.

Как было отмечено в данной работе использованы результаты [84], где основные термодинамические величины СКМ (соотношения (1.24) – (1.27)) определяются термодинамическими потенциалами Ω_i ($i = u, d, s$), полученными в рамках теории возмущения, в которой кварк – глюонное взаимодействие учтено в первом порядке по константе разложения $(2\alpha_c/\pi)$, что приводит к требованию значительной малости этой величины.

Резюмируя можно сказать, что исследованы возможные ограничения, которые ставят на уравнение состояния сверхплотного барионного вещества проведенные в последние годы точные измерения массы, близкой к двум солнечным, двух радиопульсаров. Если для странной кварковой материи СКМ воспользоваться моделью мешка, то переход к СКМ происходит при плотностях, не превышающих удвоенную плотность в атомных ядрах, что намного меньше центральной плотности энергии нейтронных звезд с максимальной массой. Поэтому в рамках модели мешка на диаграмме зависимости массы от центральной плотности (кривая $M(\rho_c)$) нейтронные звезды малой массы и сверхплотные звезды, состоящие из СКМ, составляют одно семейство. Определены наборы значений феноменологических постоянных модели мешка (B, α_c, m_s) , использование которых в уравнении состояния СКМ приводит к максимальным массам равновесных конфигураций, которые больше массы $PSR J0348 + 0432$ ($M_{max} > 2.01M_\odot$). При этом оказывается, что если для константы кварк–глюонного взаимодействия α_c ограничиться значениями $\alpha_c < 0.6$, то согласно полученным уравнениям состояния все три пульсара с наиболее точно измеренными массами $(M/M_\odot = 1.44, 1.97, 2.01)$ могут быть возможными кандидатами странных звезд. Эти результаты опубликованы в [78] и [79].

2.5 ДЕФЕКТ МАССЫ СТРАННЫХ ЗВЕЗД

Интегрированием системы релятивистских уравнений звездного равновесия (уравнений TOV) [8, 113], в [78] для широкого набора параметров кваркового мешка определены интегральные параметры странных звезд с максимальными массами, а также для кварковых конфигураций, масса которых равна массе пульсаров, измеренных с большой точностью в результате наблюдений [84, 80, 106]. В настоящем параграфе исследуется дефект массы таких кварковых конфигураций. С этой целью кратко остановимся на физическом смысле полной гравитационной массы M , массы покоя M_0 , и собственной массы M_p , необходимых для расчета дефекта массы сверхплотных звезд. В зависимости от значения центральной плотности энергии ρ_c , рассчитаны значения радиуса звезды R ($P(R) = 0, P$ – давление), гравитационной массы M

$$M = \frac{4\pi}{c^2} \int_0^R \rho r^2 dr, \quad (2.27)$$

массы покоя M_0

$$M_0 = 4\pi m_0 \int_0^R n r^2 \exp\left(\frac{\lambda}{2}\right) dr, \quad (2.28)$$

собственной массы M_p

$$M_p = \frac{4\pi}{c^2} \int_0^R \rho r^2 \exp\left(\frac{\lambda}{2}\right) dr \quad (2.29)$$

Здесь n – концентрация барионов, $\exp(\lambda)$ – радиальная компонента метрического тензора, $\rho = \rho_0(1 + \varepsilon/m_0 c^2)$, ρ – плотность энергии, $\rho_0 = m_0 n$ – плотность массы покоя, $m_0 = M(Fe_{56})/56$. Отметим, что $M_0 = m_0 N_B$, где N_B – полное число барионов в равновесной конфигурации.

Разность $M - M_p$ в нерелятивистском пределе определяет гравитационную энергию:

$$M - M_p = \frac{E_G}{c^2} = - \frac{G}{c^2} \int_0^M m(r) dm(r)/r, \quad (2.30)$$

а разность $M - M_0$ определяет сумму гравитационной и внутренней энергий

$$M - M_0 = E_{in}/c^2 + E_G/c^2, \quad (2.31)$$

где $E_{in} = \int_0^R n \varepsilon dv$.

Разность $\Delta_1 M = M_p - M$ называют полным гравитационным дефектом массы, а отношение $\alpha_1 = \Delta_1 M/M$ коэффициентом гравитационной упаковки. В общем случае α_1 характеризует отношение гравитационной энергии к полной. Разность $\Delta_2 M = M_0 - M$ называется неполным или просто дефектом массы (энергией связи). Коэффициент упаковки $\alpha_2 = \Delta_2 M/M_0$ показывает в общем случае приходящую на барион долю энергии, выделившейся при образовании звезды.

Нами рассмотрены три серии странных звезд, соответствующие трем наборам параметров мешка [114]:

- Модель 1: $B = 48 \text{ МэВ/фм}^3$, $m_s = 150 \text{ МэВ}$, $\alpha_c = 0.5$;
- Модель 2: $B = 46 \text{ МэВ/фм}^3$, $m_s = 175 \text{ МэВ}$, $\alpha_c = 0.05$;
- Модель 3: $B = 44 \text{ МэВ/фм}^3$, $m_s = 200 \text{ МэВ}$, $\alpha_c = 0.6$).

Для первых двух моделей кривая средней энергии на барион имеет отрицательный минимум $\varepsilon_{min} < 0$ при значении концентрации барионов n_{min}

- Модель 1: $\varepsilon_{min} = -19.5 \text{ МэВ}$, $n_{min}/n_0 = 1.56$
- Модель 2: $\varepsilon_{min} = -80.9 \text{ МэВ}$, $n_{min}/n_0 = 1.61$,

где $n_0 = 0.15 \text{ фм}^{-3}$ ядерная плотность. Это означает, что для таких значений параметров мешка кварковая материя может находиться в самосвязанном состоянии и возникает возможность существования самоудерживающихся звезд - странных звезд (*ss*) [21]. Для третьей модели кривая средней энергии имеет положительный минимум

- Модель 3: $\varepsilon_{min} = 0.74 \text{ МэВ}$, $n_{min}/n_0 = 1.49$.

Конфигурации, соответствующие этому случаю, принято называть “гибридными звездами” [64, 63]. Они имеют состоящее из странной кварковой материи ядро, где сосредоточена основная масса звезды, и оболочку, состоящую из вещества нейтронных звезд.

В таблице 12 для конфигураций с максимальной массой рассматриваемых серий приведены значения центральной плотности ρ_c , плотности на поверхности ρ_s , радиуса R , полной массы M , массы покоя M_0 , собственной массы M_p и полного гравитационного дефекта массы $\Delta_1 M$. Для модели 3 эти величины приведены для кваркового ядра.

На рисунке 14 приведена зависимость внутренней энергии $E_{in} = M_p - M_0$ рассмотренных моделей от полной массы M .

Из рисунка видно, что для второй модели вследствие большой величины отрицательного минимума средней энергии на барион все стабильные конфигурации имеют отрицательный минимум $M_p < M_0$. Для первой модели вследствие малости величины отрицательного минимума средней энергии на барион внутренняя энергия ($E_{in} > 0$) становится положительной до достижения максимальных масс $M \approx 1.79M_\odot$. Для третьей модели, как и следовало ожидать, внутренняя энергия имеет положительный знак для всех конфигураций.

На рисунке 15 построена зависимость значения коэффициента α_1 от $\lg \rho_c$ для трех моделей странных звезд.

Заметим, что максимальные значения коэффициента гравитационной упаковки для трех моделей имеют следующие значения: 1-я модель $\alpha_{1max} = 0.299$, 2-я модель $\alpha_{1max} = 0.297$, 3-я модель $\alpha_{1max} = 0.298$. Это касается тех конфигураций центральные плотности которых больше плотностей, соответствующих точке потери устойчивости. Это означает, что реально существующие конфигурации имеют меньшие значения α_1 .

На рисунке 16 построены зависимости значений коэффициента α_2 в зависимости от $\lg \rho_c$ для трех моделей звезд.

Таблица 12

ЗНАЧЕНИЯ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ ρ_c , ПЛОТНОСТИ НА ПОВЕРХНОСТИ ρ_s , РАДИУСА R , ПОЛНОЙ МАССЫ M , МАССЫ ПОКОЯ M_0 , СОБСТВЕННОЙ МАССЫ M_p И ПОЛНОГО ГРАВИТАЦИОННОГО ДЕФЕКТА МАССЫ $\Delta_1 M$

Модель	ρ_c	ρ_s	R	M_{max}	M_0	M_p	$\Delta_1 M$
	10^{14} г/см^3	10^{14} г/см^3	км	$M_\odot$	$M_\odot$	$M_\odot$	$M_\odot$
1. $B = 48$, $m_s = 150$, $\alpha_c = 0.5$	19.2	3.8	11.17	2.023	2.473	2.567	0.544
2. $B = 46$, $m_s = 175$, $\alpha_c = 0.05$	18.67	3.65	11.29	2.022	2.643	2.556	0.534
3. $B = 44$, $m_s = 200$, $\alpha_c = 0.6$	18.9	3.64	11.25	2.016	2.404	2.551	0.535

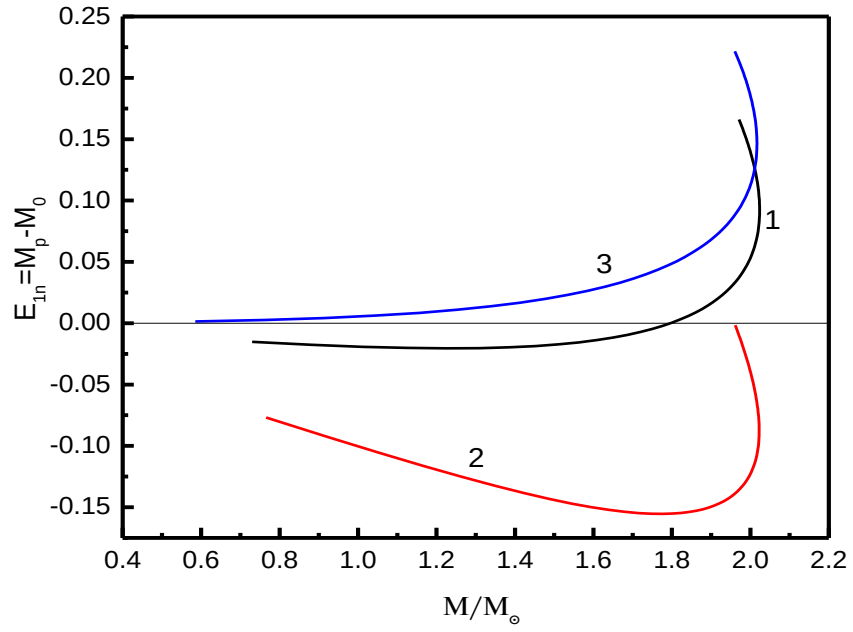


Рис. 14. Зависимость внутренней энергии $E_{1n} = M_p - M_0$ от полной массы M для трех рассмотренных моделей странных звезд.

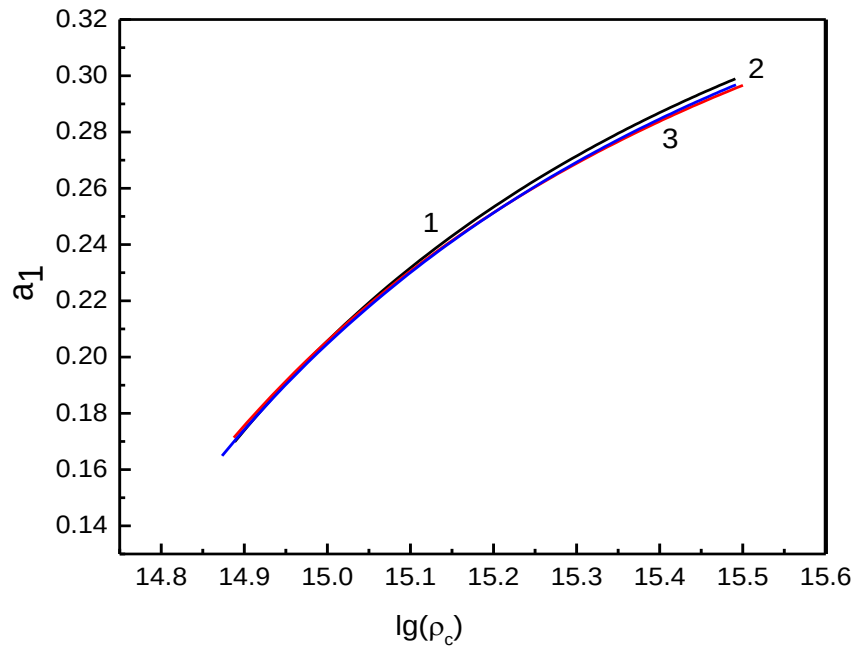


Рис. 15. Зависимость коэффициента гравитационной упаковки α_1 от $\lg \rho_c$ для трех моделей странных звезд.

Из рисунка 16 видно, что максимальных значений коэффициент гравитационной упаковки α_2 достигает у конфигураций с максимальными массами. Из вычислений получаются следующие значения: для первой модели $\alpha_{2max} = 0.182$, для второй модели $\alpha_{2max} = 0.235$ и для третьей модели $\alpha_{2max} = 0.161$. Заметим также, что для всех трех моделей дефект массы имеет положительный знак $\Delta_2 M > 0$.

И в конце на рисунке 17 приведена зависимость дефекта массы $\Delta_2 M$ от массы M для рассмотренных нами трех моделей. На рисунке крестиками отмечены конфигурации максимальных масс, для которых $\Delta_2 M/M_\odot = 0.450; 0.621; 0.388$ соответственно.

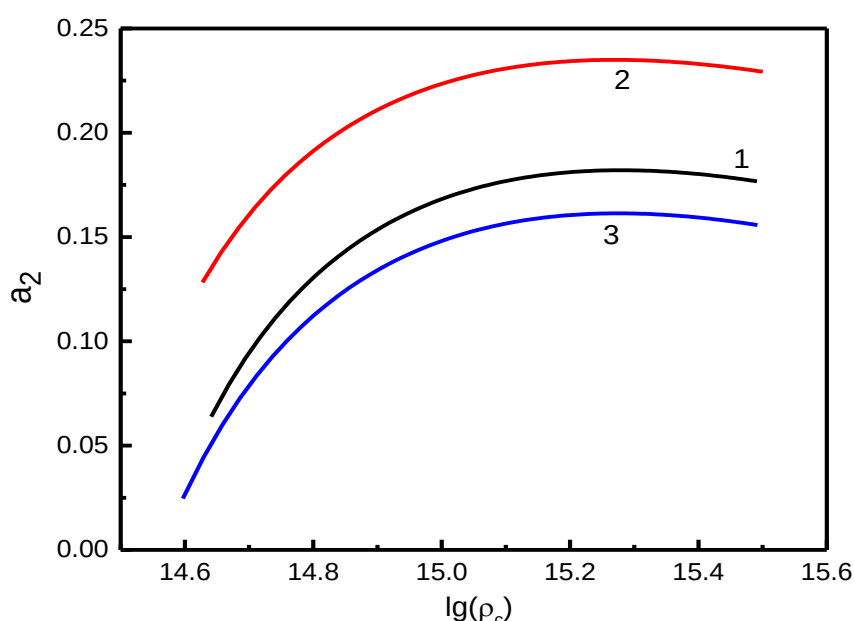


Рис. 16. Коэффициент гравитационной упаковки α_2 от $\lg \rho_c$ для трех моделей странных звезд.

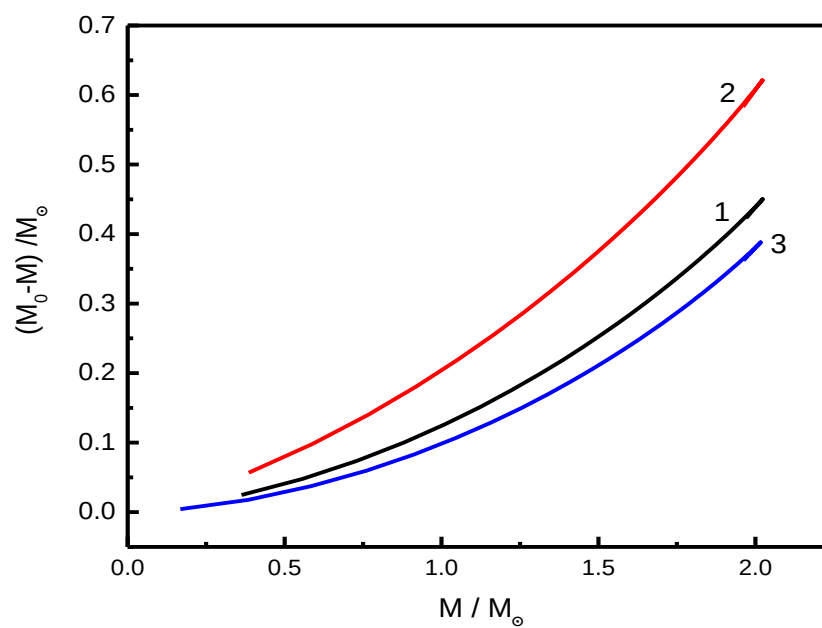


Рис. 17. Зависимость энергии связи $\Delta_2 M$ от полной массы M для трех моделей странных звезд.

ГЛАВА 3. СТРАННЫЕ ЗВЕЗДЫ ПРИ ЗАВИСЯЩЕЙ ОТ ПЛОТНОСТИ КВАРКОВ ДАВЛЕНИИ ВАКУУМА

В рамках модели мешка MIT исследуется уравнение состояния странной кварковой материи, когда давление вакуума зависит от концентрации барионов. Такая зависимость объясняется тем фактом, что плотность кварковой материи возрастает с поверхности до центра звезды. В литературе существуют различные представления функции $B(n)$. В диссертационной работе используется гауссовская параметризация, которая строится на идее существования асимптотического предельного значения этого параметра. Для четырех наборов параметров определены уравнения состояния кваркового вещества. Численным интегрированием равновесных релятивистских уравнений – уравнения ТОВ, получены интегральные параметры звездных конфигураций. Результаты вычислений показывают, что при учете зависимости давления вакуума от концентрации барионов, конфигурации странных звезд имеют максимальные массы меньше двух солнечных. Рассчитаны дефект массы этих звезд, приведены зависимости массы от центральной плотности.

3.1 ТЕРМОДИНАМИКА И УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ СТРАННОЙ КВАРКОВОЙ МАТЕРИИ ПРИ ПЕРЕМЕННОМ ДАВЛЕНИИ ВАКУУМА.

В первых двух главах диссертационной работы рассматривался случай, когда значение давления мешка B зафиксировано. Для разных значений этого параметра рассчитано уравнение состояния СКМ, которое реализуют конфигурации странных звезд с максимальными массами порядка двух солнечных масс [78, 79].

Особый интерес представляет учет зависимости давления мешка от концентрации барионов. В литературе существуют разные представления для функции $B(n)$ [115, 116, 117, 118]. В диссертационной работе используется одна из эффективных параметризаций, гауссовская параметризация, которая основана на идее существования асимптотического предельного значения этого параметра при $n \rightarrow \infty$:

$$B(n) = B_{\infty} + (B_0 - B_{\infty}) \exp \left[-\gamma \left(\frac{n}{n_0} \right)^2 \right] \quad (3.1)$$

Значение параметра $\gamma = 0.17$, и зависит от параметра B_0 . Отметим, что точное значение B_0 , ($B_0 = B(n = 0)$) не столь важно, поскольку при низких плотностях, в любом случае, вещество находится в нуклонной фазе. В работах [118, 119], где рассматриваются два варианта: $B_0 = 200 \text{ МэВ/фм}^3$, $\gamma = 0.14$ и $B_0 = 400 \text{ МэВ/фм}^3$, $\gamma = 0.17$, показано, что результат не чувствителен к значению B_0 . n_0 есть плотность обычного ядерного вещества. Для определения значения параметра B_{∞} в работе [118] предлагается формула, где используется значение энергии фазового перехода, полученное из экспериментов. Приводится таблица для значений параметра B_{∞} . Отметим, что $B = B_{\infty}$, когда $n \rightarrow \infty$. Расчеты показывают, что B_{∞} может принимать значения в диапазоне $(14.3 \div 55.4) \text{ МэВ/фм}^3$ [118], и выбор значения B_{∞} этом диапазоне не меняет основной результат.

В данном параграфе в рамках модели мешка исследуется уравнение состояния странной кварковой материи для переменного значения давления вакуума. Мы выбираем четыре набора параметров мешка со следующими значениями постоянных $B_0 = 200 \text{ МэВ/фм}^3$, $B_{\infty} = 38 \text{ МэВ/фм}^3$, $\gamma = 0.14$, $n_0 = 0.15 \text{ фм}^{-3}$:

Для первых двух моделей масса странного кварка принимается равной токовой массе кварка $m_s = 95 \text{ МэВ}$, а параметр α_c принимает значения 0.01 и 0.05 . Для второй группы масса странного кварка равна 150 МэВ . Как в

предыдущих случаях, так и здесь массами u и d кварков и электронов из-за их малости пренебрегаем.

Таблица 13

ПАРАМЕТРЫ НАБОРА МЕШКА ДЛЯ ЧЕТЫРЕХ МОДЕЛЕЙ СКМ

Модель 1	Модель 2	Модель 4	Модель 5
$\alpha_c = 0.01,$ $m_s = 95 \text{ МэВ}$	$\alpha_c = 0.05,$ $m_s = 95 \text{ МэВ}$	$\alpha_c = 0.01,$ $m_s = 150 \text{ МэВ}$	$\alpha_c = 0.05,$ $m_s = 150 \text{ МэВ}$

На рисунка 18 приведена зависимость давления вакуума от концентрации для второй модели. Из рисунка видно, что при низких плотностях, когда $n \rightarrow 0$, значение давления вакуума стремится к $B \rightarrow B_0 = 200 \text{ МэВ/фм}^3$. Однако, в таком случае вещество находится в нуклонной фазе. Когда значение концентрации стремится к $n \rightarrow \infty$, значение $B \rightarrow B_\infty$, которое означает, что параметр B имеет некоторое предельное значение. Из рисунка видно, что реальный диапазон изменения значений B для странной кварковой материи варьирует между $(30 \div 60) \text{ МэВ/фм}^3$, которое соответствует $n = (0.6 \div 0.9) \text{ фм}^{-3}$.

Рассмотрим уравнение состояния странной кварковой материи. Как в главе 1, так и здесь, для описания СКМ используются термодинамические потенциалы, полученные в рамках теории возмущений [21]. С учетом сильного взаимодействия (кварк-глюонное взаимодействие) в первом порядке по постоянной α_c термодинамические потенциалы определяются формулами (1.11) ÷ (1.14). Концентрации частиц СКМ из уравнения (1.15) определяются формулами (1.16) ÷ (1.19).

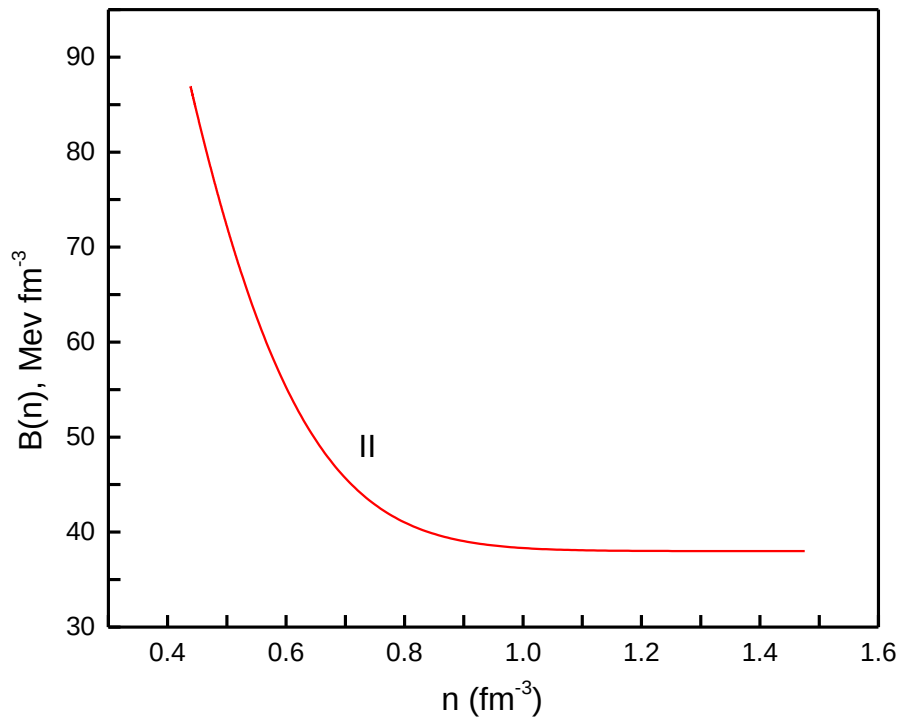


Рис.18. Зависимость давления вакуума $B(n)$ от концентрации n для модели II.

Условие химического равновесия кварков и электронов, которое устанавливается посредством слабых взаимодействий, задается соотношениями (1.21) и (1.22). В каждой точке имеет место условие электронейтральности, которое определяется формулой (1.23), а барионная концентрация n , или плотность барионного заряда – формулой (1.26). Для суммарной плотности энергии используем выражение (1.25), где второй член есть энергия вакуума, которая имеет фиксированное значение. В данном параграфе для B используется формула (3.1). Отметим, что значение давления странной кварковой материи определяется выражением (1.24). При переменном давлении, за счет дополнительного члена, последнее уравнение несколько изменяется [120] и принимает вид:

$$P = - \sum_i \Omega_i(\mu) - B(n) + n \frac{\partial B}{\partial n} \quad (3.2)$$

На рисунках 19 и 20 приведены зависимости химических потенциалов u, d, s кварков и электронов от концентрации.

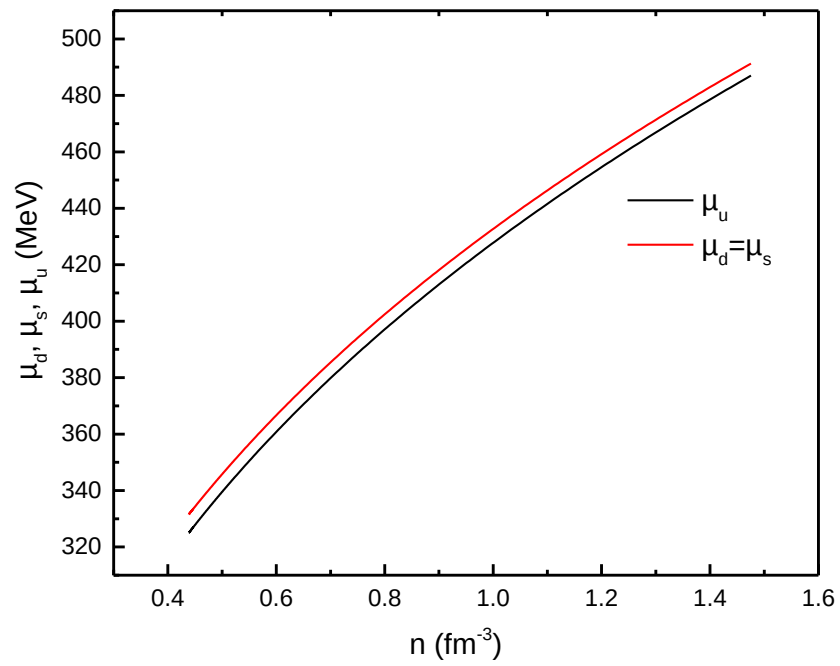


Рис. 19. Зависимость химических потенциалов кварков μ_u, μ_d, μ_s от концентрации барионов n для модели II.

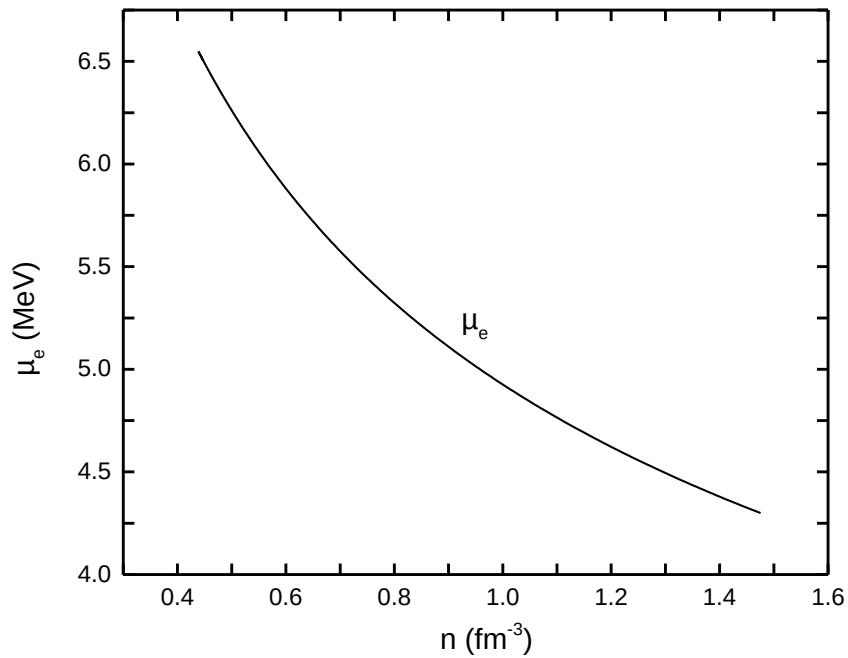


Рис. 20. Зависимость химического потенциала электрона μ_e от концентрации барионов n для модели II.

Отметим, что минимальное значение средней энергии, приходящее на один барион для случаев с $m_s = 150$ МэВ имеет положительный знак. Как известно, модели с $\varepsilon_{min} > 0$, приводят к существованию гибридных звезд со странной кварковой сердцевиной. Однако, для случая с $m_s = 95$ МэВ, средняя энергия, приходящая на один барион, имеет отрицательный минимум. Отметим также, что значения минимальной энергии на один барион существенно зависит от α_c . В первой главе рассматривался вопрос существования странных и гибридных звезд. Наборы параметров мешка для моделей I и II приводят к осуществлению самосвязанных странных звезд (ss).

На рисунке 21 приведена зависимость давления от барионной концентрации для двух моделей СКМ. По сравнению с фиксированным B , в области $n < 0.8$ fm 3 , в отличие рис.3, имеет место некоторая нелинейность. Последняя обусловлена переменностью давления вакуума.

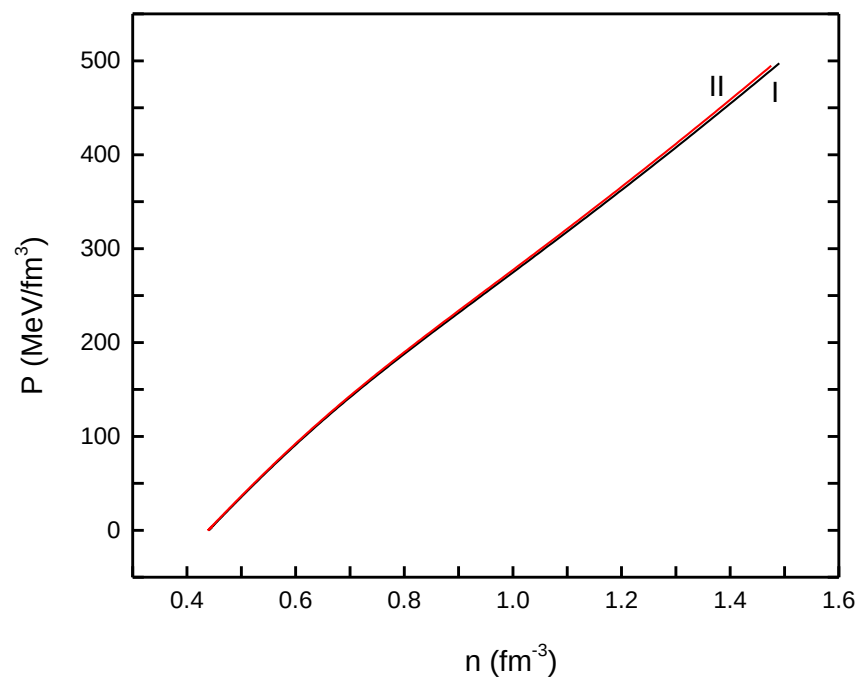


Рис. 21. Зависимость давления P от n для моделей I, II.

3.2 ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СТРАННЫХ ЗВЕЗД ПРИ ПЕРЕМЕННОМ ДАВЛЕНИИ ВАКУУМА

Для четырех наборов параметров мешка, приведенных в таблице 13, определены уравнения состояния странного кваркового вещества. В таблице 14 приведены значения средней энергии на барион $\mathcal{E}_{min}$, которые соответствуют значению n_{min} . Для каждого уравнения состояния в таблице приводятся значения плотности на поверхности ρ_s в единицах 10^{15} г/см³ и максимальные значения массы странных звезд. Значениями n_{min} и ρ_s для выбранного уравнения состояния определяются концентрация барионов и плотность энергии при переходе к СКМ. Из приведенных табличных данных следует, что у поверхности звезды переход к странной кварковой материи происходит при концентрации барионов порядка $n_{min} = 3.8n_0$, где $n_0 = 0.15$ фм⁻³ – ядерная концентрация. Отметим, что при фиксированном значении давления вакуума переход к СКМ происходит при плотностях значительно ниже значения ρ_c для M_{max} нейтронных звезд, а соотношение n_{min}/n_0 для странных звезд порядка ~ 1.7 , т. е. $n_{min} < 2n_0$. Это означает, что переход к странной кварковой фазе у странных звезд при фиксированном значении B происходит раньше (при малых барионных концентрациях), чем в случае с переменным B . Для рассмотренных нами моделей СКМ, уравнения состояния приводят к максимальной массе равновесных конфигураций, которая меньше массы пульсара PSR J0348 + 0432: $M_{max} < 2.01M_\odot$. Тем не менее, для таких конфигураций вычислены также в зависимости от центральной плотности энергии ρ_c значения массы, радиуса, полного числа барионов, красного смещения с поверхности сверхплотной звезды.

Из рассмотренных нами четырех уравнений состояния отрицательный локальный минимум энергии имеют первые две модели. Это означает, что они приводят к реализации странных самосвязанных конфигураций. Максимальная масса таких конфигураций порядка $1.9M_\odot$, что меньше масс недавно

зарегистрированных радиопульсаров [80], и [84]. Радиус таких звезд порядка ~ 9.5 км. На рисунке 22 приведена кривая $M(\rho_c)$ для первых двух вариантов. Как было отмечено максимальная масса таких звезд не превышает $2M_\odot$.

Таблица 14

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ КОНФИГУРАЦИИ МАКСИМАЛЬНЫХ МАСС
ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ МОДЕЛЕЙ СКМ

Модели СКМ	ε_{min} (МэВ)	n_{min}/n_0	$\frac{\rho_s}{10^{15}}$ (г/см ³)	$M_{max}/M_\odot$, $M/M_\odot$	$M_0/M_\odot$	$M_p/M_\odot$	$\rho_c/10^{15}$ (г/см ³)	Z_s	R (км)
1	3	4	5	6	7	8	9	10	11
I	-17.35	3.792	0.924	1.875	2.398	2.418	2.441	0.543	9.533
II	-10.84	3.777	0.927	1.872	2.377	2.414	2.443	0.542	9.517
III	4.964	3.799	0.943	1.811	2.252	2.325	2.521	0.530	9.320
IV	10.99	3.815	0.957	1.808	2.235	2.322	2.517	0.531	9.306

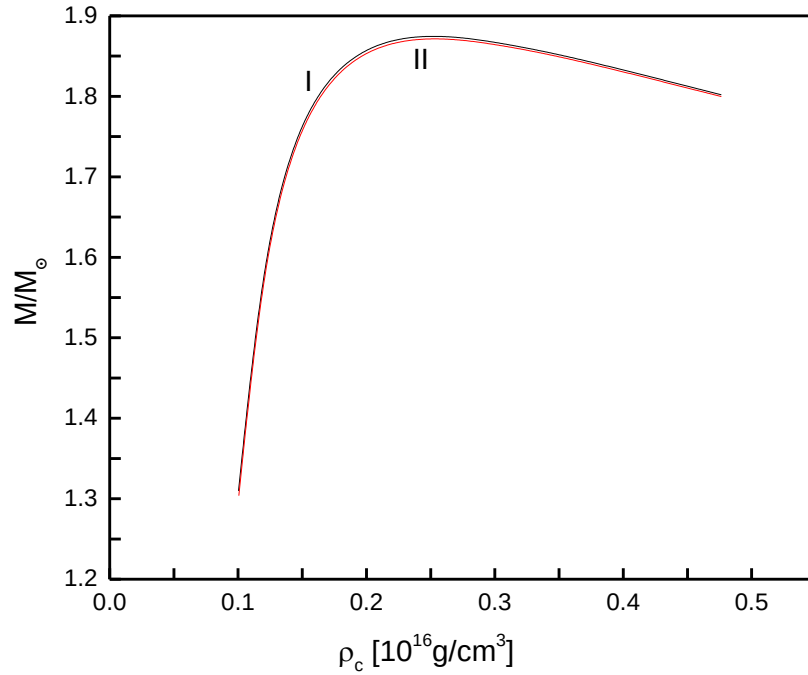


Рис. 22. Зависимость массы странных звезд $M/M_{\odot}$ от центральной плотности энергии ρ_c для первых двух наборов параметров мешка.

В работе [121] исследуется странная кварковая материя при переменном значении давления вакуума, уравнение состояния которой приводит к реализации странных звезд с максимальными массами порядка $1.65M_{\odot}$, т. е. меньше $2M_{\odot}$.

Учитывая зависимость давления вакуума B от концентрации барионов в работах [118], [119] и [120] рассматривается вопрос о существовании нейтронных звезд с кварковым ядром. Для нейтронных звезд с кварковым ядром (гибридные звезды) значения максимальных масс находятся в диапазоне $(1.4 \div 1.7)M_{\odot}$, т.е. примерно на $0.3M_{\odot}$ меньше массы пульсара $PSR J0348 + 0432, M/M_{\odot} = 2.01 \pm 0.04$.

Уравнение состояния для III и IV наборов параметров мешка приводят к положительному локальному минимуму энергии на барион СКМ: $\epsilon_{min} > 0$, что приводит к гибридным звездам. Из таблицы 14 следует, что масса странной

сердцевины таких звезд может быть порядка $1.8M_{\odot}$, которое примерно на $0.21M_{\odot}$ меньше массы известного нам двойного радиопульсара [80]. Однако, для гибридных звезд в центральном ядре (состоящей из СКМ) сосредоточено около 90% всей массы. А 10% составляет кора из вещества нейтронной звезды. Если добавить массу коры к значению M_{max} полученные для III и IV конфигураций, то при данном описании СКМ, такие гибридные звезды имея массу порядка $2.01M_{\odot}$ могут быть возможными кандидатами на вышеупомянутые радиопульсары. Подобные расчеты могут быть полезными при исследовании структуры гибридных звезд с максимальными массами.

На рисунке 23 приведены зависимости полной массы звезды от радиуса. Как и следовало ожидать, радиус растет с увеличением массы почти на всей кривой. Это обусловлено тем, что странные звезды связаны сильным взаимодействием и могут существовать даже в отсутствии самогравитации. Гравитация начинает доминировать в конфигурациях, соответствующих верхнему изгибу кривой, что приводит к существованию максимальной массы.

На рисунке 24 приведены зависимости массы покоя странных звезд от радиуса. Первая кривая соответствует случаю, когда давление вакуума фиксированно: $B = 60 \text{ МэВ/фм}^3$, $\alpha_c = 0.05$, $m_s = 95 \text{ МэВ}$. Такой набор параметров мешка обеспечивает самосвязанное состояние странной кварковой материи, что приводит к существованию странных звезд с максимальной массой $1.89M_{\odot}$. Вторая кривая соответствует второго набора параметров мешка приведенных в таблице 13. Выбор значения параметра $B = 60 \text{ МэВ/фм}^3$ для фиксированного B соответствует значению давления вакуума $B(n_{min})$ в точке, где средняя энергия на один барион минимальна: ε_{min} . Из рисунка видно, что для данного значения массы покоя т.е. для одного и того же значения числа барионов, радиус модели с фиксированным B больше чем для модели с переменным $B(n)$.

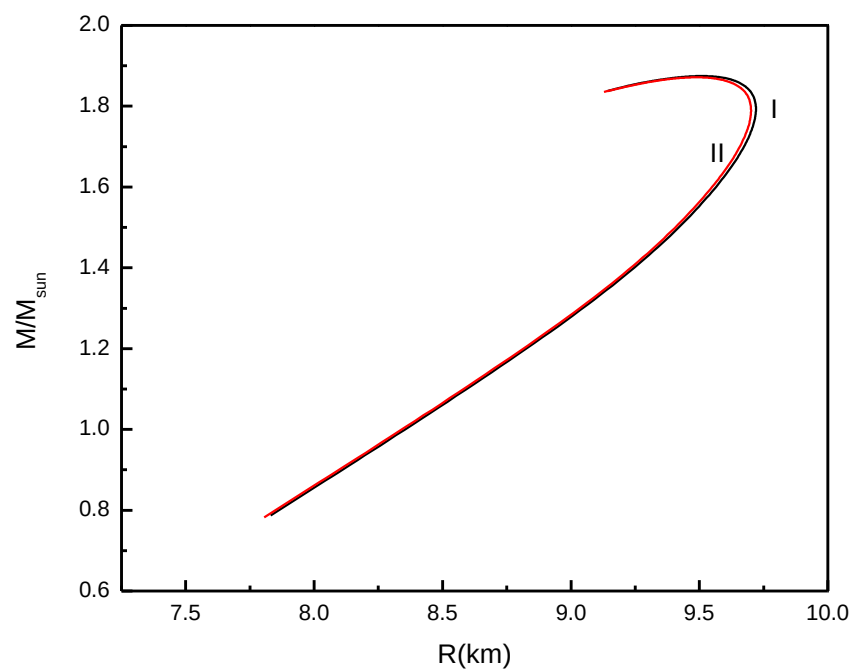


Рис. 23. Зависимость массы $M/M_{\odot}$ от радиуса R для первых двух конфигураций странных звезд.

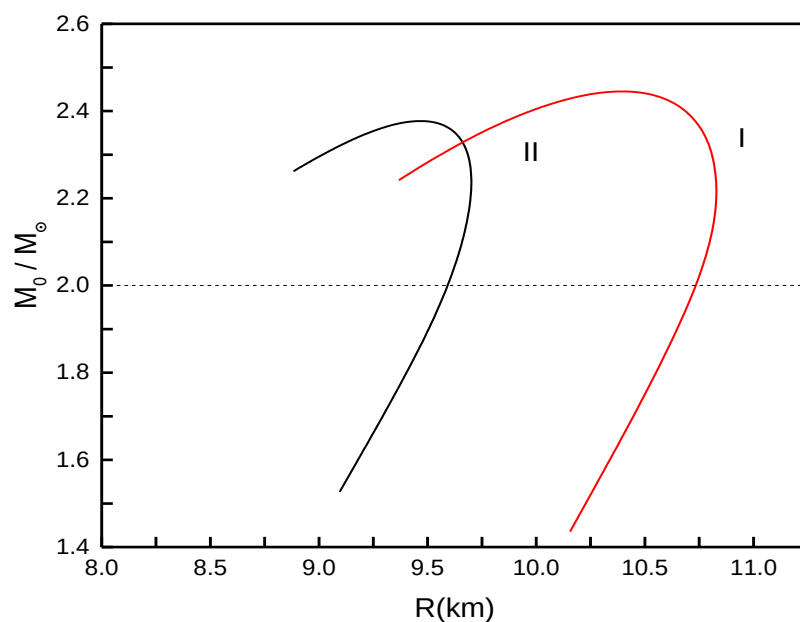


Рис. 24. Зависимость массы покоя $M_0/M_{\odot}$ от радиуса R для двух конфигураций странных звезд

Как и в параграфе 2.5, здесь также на рисунке 25 приведены кривые определяющие зависимость внутренней энергии $E_{in} = M_p - M_0$ от полной массы M для первых двух моделей странных звезд. Из рисунка видно, что для данных моделей не все конфигурации имеют отрицательную внутреннюю энергию. Это обусловлено тем, что значения средней энергии на барион, имея отрицательный знак, по величине малы. По-этому внутренняя энергия становится положительной ($E_{in} > 0$) до достижения максимальных масс $M \approx (1.86 \div 1.80)M_\odot$ соответственно. Для третьей и четвертой моделей внутренняя энергия имеет положительный знак для всех конфигураций.

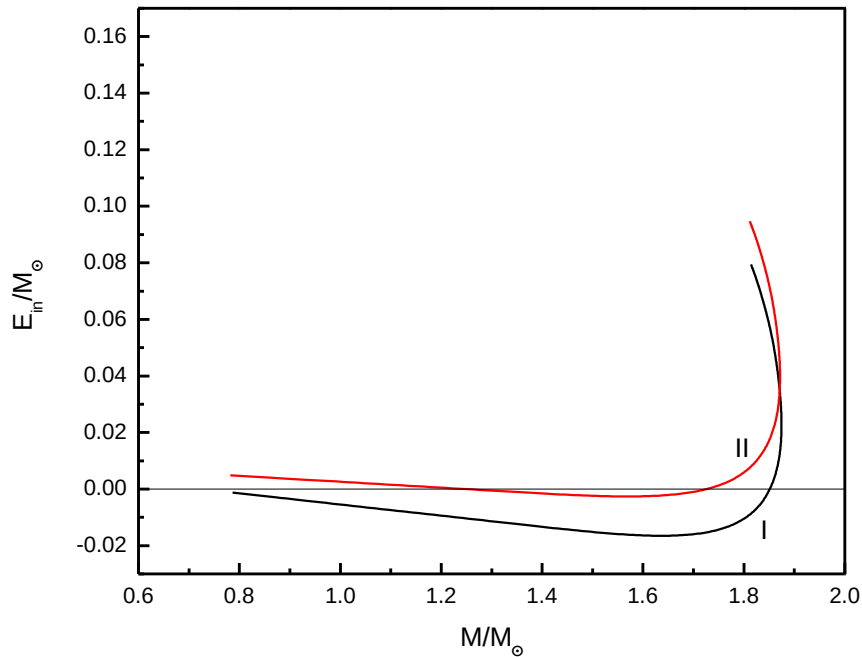


Рис. 25. Зависимость внутренней энергии $E_{in} = M_p - M_0$ от полной массы M странных звезд для двух наборов параметров мешка.

Коэффициент упаковки $f = 1 - M/M_0$ показывает приходящую на барион долю энергии, выделившейся при образовании звезды. Для рассматриваемых нами моделей вычислены значения коэффициента упаковки. Они принимают следующие значения для конфигураций максимальных масс: $f = 0.218; 0.212; 0.195; 0.190$ соответственно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальное наблюдение кварк-глюонной плазмы – одна из приоритетных задач современной ядерной физики. В земных условиях единственным методом получения кварк-глюонной плазмы является соударение релятивистских тяжелых ионов. Между тем, странные кварковые звезды являются уникальными космическими лабораториями для исследования странной кварковой материи и проверки фундаментальных концепций физики. Сравнения теоретических результатов с наблюдательными данными указывают на достоверность теоретических расчетов.

Настоящая диссертационная работа посвящена исследованию уравнения состояния странной кварковой материи, моделей сверхплотных звезд, состоящих из самоудерживающейся странной кварковой материи – так называемых странных звезд, а также возможности существования странных звезд подобным двойным радиопульсарам с недавно точно измеренными массами порядка двух соленных масс.

Основные результаты, полученные в работе, являются следующие:

1. Исследованы возможные ограничения, которые ставят на уравнение состояния сверхплотного барионного вещества проведенные в последние годы точные измерения массы, близкой к двум солнечным, радиопульсара *PSR J0348 + 0432*. Показано, что если для странной кварковой материи СКМ воспользоваться моделью мешка MIT [43], то переход к СКМ происходит при плотностях, не превышающих удвоенную плотность в атомных ядрах, что намного меньше центральной плотности энергии нейтронных звезд с максимальной массой. Также показано, что в рамках модели мешка, на диаграмме зависимости массы от центральной плотности (кривая $M(\rho_c)$) нейтронные звезды малой массы и

- сверхплотные звезды, состоящие из СКМ, по центральной плотности ρ_c составляют одно семейство.
2. Для заданной тройки параметров мешка определена зависимость $\mathcal{E}(n)$ и значения n_{min} и $\mathcal{E}_{min} = \mathcal{E}(n_{min})$, при которых давление $P = 0$. Значениями n_{min} и $\mathcal{E}_{min}$ для данного уравнения состояния СКМ (выбранной тройки параметров мешка) определены значение плотности энергии ρ_s в единицах 10^{15} г/см³ на поверхности странной звезды ss , если $\mathcal{E}_{min} < 0$, или на поверхности кварковой сердцевины гибридных звезд, если $\mathcal{E}_{min} > 0$.
 3. Для каждого уравнения состояния интегрированием уравнений TOV найдена зависимость массы равновесных устойчивых конфигураций от значения центральной плотности энергии ρ_c – кривые $M(\rho_c)$, и для каждой серии определены максимальные значения массы M_{max} , где теряется устойчивость. Для уравнений состояний с $M_{max}/M_\odot > 2.01$ кроме интегральных параметров конфигураций с M_{max} определены также интегральные параметры конфигураций с массами $M/M_\odot = 1.44, 1.97$ и 2.01 . Если в дальнейшем для этих конфигураций с большой точностью кроме массы удастся определить из наблюдений также другой интегральный параметр (например, радиус или красное смещение), то сопоставлением с результатами теоретических вычислений можно будет выбрать осуществляемый в природе вид уравнения состояния.
 4. Из полученных результатов следует, что из трех параметров мешка (B, α_c, m_s) определяющим для значения максимальной массы является параметр B , с увеличением которого M_{max} уменьшается и при некотором критическом значении B_0 приводит к массе, меньше $2.01M_\odot$. Осуществляются только те уравнения состояния, для которых $B \leq B_0$. Отметим, что хотя при уменьшении значения B максимальная масса

растет, но при этом переход к СКМ происходит при плотностях, слегка превышающих ядерную. Так при $B = 30 \text{ МэВ/фм}^3$ ($m_s = 150 \text{ МэВ}$, $\alpha_c = 0.05$) имеем $M_{max}/M_\odot = 2.52$, но $n_{min}/n_0 = 1.16$, где n_0 - ядерная концентрация барионов. Это делает сомнительным осуществление таких уравнений состояния. В этой связи отметим, что в используемой модели мешка даже для предельных уравнений состояния, для которых $M_{max}/M_\odot \approx 2.01$, переход к странной кварковой материи происходит при плотностях, не достигающих двух ядерных плотностей, когда $n_{min}/n_0 \leq 1.7$.

5. Конфигурации, содержащие СКМ, рассмотренные на основе уравнения состояния мешка MIT, характеризуются весьма малой сжимаемостью. Поэтому в отличие от нейтронных звезд радиус таких конфигураций с ростом массы также растет (радиусы конфигураций с $M/M_\odot = 1.97$ больше радиусов конфигураций с $M/M_\odot = 1.44$). Однако, перед потерей устойчивости благодаря эффектам ОТО это поведение нарушается. Показано, что для всех рассмотренных уравнений состояния радиус конфигураций с M_{max} меньше радиуса конфигураций с $M/M_\odot = 2.01$.
6. Определена энергия связи E_B звездных конфигураций и коэффициент упаковки $f = 1 - M/M_0$. Если для обычных атомных ядер эта величина меньше 1%, в нейтронных звездах для конфигураций с M_{max} может достигать 12% [18], то для конфигураций, состоящих из СКМ, которые в подавляющем большинстве случаев являются странными звездами ($\varepsilon_{min} < 0$), значительно больше. Так для конфигурации с M_{max} в случае $\alpha_c = 0.05, B = 40$ имеем $f = 0.26$, а для M_{max} , когда $\alpha_c = 0.6, B = 40$ имеем $f = 0.2$. Определены зависимости внутренней энергии E_{in} и энергии связи $\Delta_2 M$ от полной массы звезды. Рассчитаны значение полного

гравитационного дефекта массы $\Delta_1 M$ для трех конфигураций - $\Delta_1 M/M_\odot \sim 0.534 \div 0.544$. Показано, что коэффициент упаковки у странных звезд значительно больше аналогичной величины нейтронных звезд.

7. Для девяти различных значений пар $\alpha_c(0.05, 0.5, 0.6)$ и $m_s(150, 175, 200 \text{ МэВ})$ определены те значения параметров мешка $B = B_0$, которые обеспечивают максимальную массу странных звезд $2.01M_\odot$. Определены также соответствующие значения энергии СКМ $(\mathcal{E}_{min})_0$ на один барион при нулевом давлении. Результаты показывают, что B_0 весьма слабо зависит от α_c и незначительно уменьшается с увеличением значения массы странного кварка, оставаясь в интервале $44 < B_0 < 49$.
8. Численные расчеты для $\alpha_c = 0.6$ показывают, что и в этом случае имеются уравнения состояния, приводящие к конфигурациям странных звезд ($\mathcal{E}_{min} < 0$). Однако здесь в предельном случае, когда значение B увеличиваясь приближается к B_0 (M_{max} уменьшаясь стремится к $2.01M_\odot$), имеем $(\mathcal{E}_{min})_0 > 0$. В этом случае могут быть конфигурации, состоящие из СКМ, соответствующие гибридным звездам. Однако, подавляющая часть уравнений состояний и в случае $\alpha_c = 0.6$ имеет $\mathcal{E}_{min} < 0$, т.е. и в этом случае также в основном осуществляются уравнения состояния, приводящие к странным звездам. К гибридным конфигурациям с $M_{max}/M_\odot > 2.01$ приводят уравнения состояния СКМ, соответствующие значениям α_c , изменяющимся в интервале $0.6 < \alpha_c < 1$. Отметим, что при этом необходимо проявить определенную осторожность, т.к. термодинамические потенциалы для СКМ - $\Omega_i (i = u, d, s)$, получены в рамках теории возмущения, в которой кварк – глюонное взаимодействие учтено в первом порядке по константе разложения $(2\alpha_c/\pi)$, что приводит к требованию значительной малости этой величины.

9. Оказывается, что если для константы кварк–глюонного взаимодействия α_c ограничиться значениями $\alpha_c < 0.6$, то согласно полученным уравнениям состояния все три пульсара с наиболее точно измеренными массами ($M/M_\odot = 1.44, 1.97, 2.01$) могут быть возможными кандидатами странных звезд.
10. Исследуется уравнение состояния странной кварковой материи, когда давление вакуума зависит от концентрации барионов. В диссертационной работе используется гауссовская параметризация для функции $B(n)$. Определены наборы параметров мешка, которые приводят к существованию самосвязанных странных звезд (ss). Для четырех пар параметров α_c и m_s в рамках теории мешка MIT с зависящей от концентрации кварков параметром B определены зависимости давления и энергии на один барион $\mathcal{E}$ от концентрации барионов. Показано, что эта энергия минимальна, при $n_{min} = 3.7n_0$ где $n_0 = 0.15 \text{ фм}^{-3}$ – ядерная концентрация. Определены интегральные параметры странных звезд. Показано, что рассмотренные наборы параметров СКМ не обеспечивают максимальную массу, которая больше или равна $2.01M_\odot$.

Основные результаты настоящей диссертации содержатся в работах [78, 79, 96, 122, 114, 123, 124, 125].

В заключение выше изложенному, считаю своим приятным долгом выразить глубокую благодарность всем, кто в той или иной мере оказал содействие в исполнении данной работы.

Хочу адресовать слова глубокой признательности своему многоуважаемому научному руководителю и учителю – доктору физ.-мат. наук, профессору, член-корреспонденту НАН РА Ю.Л.Вартаняну за непосредственное участие в работе, последовательное обучение, эффективное руководство, внимание и создание научной творческой атмосферы.

Выражаю огромную благодарность своим уважаемым преподавателям: доктору физ.-мат. наук, профессору Г.С.Аджяну за неоценимую помощь и научные обсуждения и кандидату физ.-мат. наук Г.Б.Алавердяну за ценные научные обсуждения.

Искренние слова благодарности хочу адресовать кандидату физ.-мат. наук А.К.Григоряну за поддержку и научное сотрудничество.

Выражаю признательность тем, кто ознакомился с работой в целом или с отдельными частями и своими замечаниями способствовал ее улучшению.

ЛИТЕРАТУРА

1. V. S. Alpher, "Ralph A Alpher, George Antonovich Gamow, and the Prediction of the Cosmic Microwave Background Radiation", Asian J. of Physics, Vol. 23, pp. 17-26, 2014.
2. A. Friedman, U. d. Krümmung des Raumes, Zeitschrift für Physik (English translation in: Gen. Rel. Grav. v.31, 1999, p.1991-2000), Vol. 10 , № N 1, pp. 377-386, 1922 .
3. G. Lemaitre, "Expansion of the universe, a homogeneous universe of constant mass and increasing radius according for the radial velocity of extra-galactic nebulae.", Mon. Not. R. Astron. Soc., Vol. 91, pp. 483-490, 1931.
4. Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, Н. П. Юдин, "Частицы, атомные ядра", Издание II, Москва: ЛКИ,, 2007.
5. L. D. Landau, "On the theory of stars", Phys. Z. USSR, vol. 1, p. 285, 1932.
6. W. Baade and F. Zwicky, "Supernovae and cosmic rays", Phys. Rev., vol. 45, p. 138, 1934.
7. J. R. Oppenheimer, R. Serber, "On the stability of stellar neutron cores", Phys. Rev., Vol. 56, p. 540, 1938.
8. G. M. Volkoff, J. R. Oppenheimer, "On massive neutron cores", Phys. Rev., Vol. 55, p. 374, 1939.
9. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, "Вырожденный сверхплотный газ элементарных частиц", Астрон. ж., т. 37, p. 193, 1960.
10. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, "О равновесных конфигурациях сверхплотных вырожденных газовых масс", Астрон. ж., т. 38, p. 785, 1961.
11. Ю. Л. Вартанян, "Некоторые вопросы физики сверхплотных небесных тел", Докторская диссертация, Ереван, 1972.
12. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, "Теория тяготения, эволюция звезд", Наука, М., 1971.

13. Г. С. Саакян, "Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс", Наука, М., 1972.
14. Г. С. Саакян, "Физика нейтронных звезд", изд. ЕГУ, Ереван, 1998.
15. С. Шапиро, С. Тьюколски, "Черные дыры, белые карлики, нейтронные звезды", Мир, М., 1985.
16. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, "Внутреннее строение гиперонных конфигураций звездных масс", Астрон. ж., т. 38, р. 1016, 1961.
17. G. S. Sahakian, Y. L. Vartanian, "On the possible phase states of matter at extremely high densities", Nuovo Cimento, Vol. 30, p. 82, 1963.
18. Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартанян, "Основные параметры барионных конфигураций", Астрон. ж., т. 41, р. 193, 1964.
19. A. R. Bodmer, "Collapsed Nuclei", Phys. Rev., Vol. D4, p. 160, 1971.
20. E. Witten, "Cosmic separation of phases", Phys. Rev., Vol. D.30, p. 272, 1984.
21. R. L. Jaffe, E. Farhi, "Strange matter", Phys. Rev., Vol. D.30, p. 2379, 1984.
22. N. K. Glendenning, Nuclear Physics, Particle Physics and General Relativity, Berkeley, California: Springer, 1996.
23. C. Alcock, E. Farhi, A. Olinto, "Strange stars", Astrophys. J., Vol. 310, p. 261, 1986.
24. P. Haensel, J. L. Zdunik, R. Schaeffer, "Strange quark stars", Astron. Astrophys, Vol. 160, p. 121, 1986.
25. O. G. Benvenuto, J. E. Horvath, "On the structure of strange stars and bagged QCD parameters", Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., Vol. 241, p. 43, 1989.
26. L. A. Kondratyuk, M. I. Krivoruchenko, B. V. Martemyanov, "Minimum Rotation Period of Strange Star", Pisma v Astron. Zh., Vol. 16, № 5, p. 954, 1990.
27. Ю. Л. Вартанян, А. К. Григорян, Т. Р. Саркисян, "Модели странных звезд с корой, странных карликов", Астрофизика, т. 47, р. 223, 2004.

28. J. B. Hartle, R. F. Sawyer, D. J. Scalapino, "Nuclear matter with pion condensate. Equation of state and stars model", *Astrophys. J.*, Vol. 199, p. 471, 1975.
29. Ю. Л. Вартанян, Г. С. Аджян, Г. Б. Алавердян, "Пионные звезды", *Астрон. Ж.*, т. 61, p. 677, 1984.
30. A. V. Olinto, "On the conversion of neutron stars into strange stars", *Phys. Lett.*, Vol. B.192, p. 71, 1987.
31. Z. G. Dai, X. Wu, T. Lu, "The conversion from neutron stars to strange stars and its implications", *Astrophys and Space Sci.*, Vol. 232, p. 131, 1995.
32. G. Pagliara, M. Herzog, F. K. Roepke, "Combustion of a neutron star into a strange quark star: The neutrino signal", *Phys. Rev. D*, Vol. 87, p. 103007, 2013.
33. G. Pagliara, "On the conversion of neutron stars into quark stars", *EPJ Web of Conferences*, Vol. 66, p. 07018, 2014.
34. N. A. Gentile, M. B. Aufderheide, G. J. Mathews, F. D. Swesty, G. M. Fuller, "The QCD phase transition and supernova core collapse", *Astrophys. J.*, Vol. 414, p. 701, 1993.
35. Z. G. Dai, Q. Peng, T. Lu, "The conversion of two flavor to three-flavor quark matter in a supernova core", *Astrophys. J.*, Vol. 440, p. 815, 1995.
36. I. Sagert, T. Fischer, M. Hempel, G. Pagliara, J. Schaffner-Bielich, F. K. Thielemann, M. Liebendörfer, "Signals of the QCD phase transition in core-collapse supernovae", *Phys Rev Lett.*, Vol. 102 (8), p. 081101, 2009.
37. M. Buballa, "NJL-model analysis of dense quark matter", *Physics Reports*, № 407, pp. 205-376, 2005.
38. S. Weinberg, "Nonabelian gauge theories of strong interactions", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 31, pp. 494-497, 1973.
39. H. Fritzsch, M. Gell-Mann, H. Leutwyler, "Advantages of the color octet gluon picture.", *Phys. Lett.*, Vol. 47 B, pp. 365-368, 1973.

40. Y. Nambu, G. Jona-Lasinio, "Dynamical model of elementary particles based on an analogy with superconductivity", *Physical Review*, Vol. 122, № N1, pp. 345-358, 1961.
41. Y. Nambu, G. Jona-Lasinio, "Dynamical model of elementary particles based on an analogy with superconductivity. II.", *Physical Review*, Vol. 124, № N 1, pp. 246-254, 1962.
42. J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer, "Microscopic theory of superconductivity", *Phys. Rev.*, Vol. 106, pp. 162-164, 1957.
43. A. Chodos, R. L. Jaffe, K. Johnson, C. B. Thorne, V. F. Weisskopf, "A new extended model of hadrons", *Phys. Rev.*, Vol. D9, p. 3471, 1974.
44. A. Chodos, R. L. Jaffe, K. Johnson, C. B. Thorn, "Baryon structure in the bag theory", *Phys. Rev. D*, Vol. 10, p. 2599, 1974.
45. T. DeGrand, R. L. Jaffe, K. Johnson, J. Kiskis, "Masses and other parameters of the light hadrons", *Phys. Rev. D*, Vol. 12, pp. 2060-2076, 1975.
46. D. Ebert, H. Reinhardt, "Effective chiral hadron lagrangian with anomalies and skyrme terms from quark flavor dynamics", *Nucl. Phys. B*, Vol. 271, pp. 188-226, 1986.
47. V. Bernard, R. L. Jaffe, U.-G. Meissner, "Flavor mixing via dynamical chiral symmetry breaking", *Phys. Lett. B*, Vol. 198, pp. 92-98, 1987.
48. T. Hatsuda, T. Kunihiro, "Effects of explicit SU(3) breaking on the quark condensates", *Phys. Lett. B.*, Vol. 198, pp. 126-130, 1987.
49. B. Klein, D. Toublan, J. M. Verbaarschot, "QCD phase diagram at nonzero temperature, baryon and isospin chemical potentials in random matrix theory", *Phys. Rev. D*, Vol. 68, № 014009, 2003.
50. G. W. Carter, D. Diakonov, "Light quarks in the instanton vacuum at finite baryon density", *Phys. Rev. D*, Vol. 60, № 016004, 1990.

51. R. Rapp, T. Schafer, E. V. Shuryak, M. Velkovsky, "High-density QCD and instantons.", *Ann. Phys. (NY)*, Vol. 280, pp. 35-99, 2000.
52. T. Klahn, R. Lastowiecki, D. Blaschke, "Implications of the measurement of pulsars with two solar masses for quark matter in compact stars and HIC. A NJL model case study.", *Phys. Rev. D.*, Vol. 88, № 8, p. 085001, 2013.
53. F. Marquez, A. Ahmad, M. Buballa, A. Raya, "The dual quark condensate in local and nonlocal NJL models: an order parameter for deconfinement?", *Physics Letters B*, Vol. 747, pp. 529-535, 2015.
54. P. Costa, M. C. Ruivo, C. A. de Sousa, H. Hansen, "Phase diagram properties within an effective model QCD: The Nambu-Jona-Lasinio model coupled to the Polyakov loop.", *Symmetry*, Vol. 2, pp. 1338-1374, 2010.
55. A. Blotz, M. V. Polyakov, K. Goeke, "The spin of the proton in the solitonic SU(3) NJL model", *Physics Letters B*, Vol. 302, pp. 151-156, 1993.
56. M. Balsone, P. Jizba, G. Lambiase, N. E. Mavromatos, "A framework for dynamical generation of flavor mixing", *Symmetries in Science XVI, J. of Physics: Conference series*, Vol. 538, p. 012003, 2014.
57. N. Itoh, "Hydrostatic Equilibrium of Hypothetical Quark Stars", *Prog. Theor. Phys.(Tokyo)*, Vol. 44, p. 291, 1970.
58. G. Baym, S. Chin, "Can A Neutron Star be a Giant MIT Bag" *Phys.Lett.*, Vol. 62 B, p. 241, 1976.
59. G. Chapline, M. Nauenberg, *Nature*, Vol. 264, p.235, 1976.
60. B. D. Keister, L. S. Kisslinger, *Phys. Lett.*, Vol. 64 B, p. 241, 1976.
61. G. B. Alaverdyan, A. R. Harutyunyan, Y. L. Vartanyan, "On small mass hybrid stars with quark core", *Spacetime and Substance*, Vol. 2, № 3(8), p. 129, 2001.
62. G. B. Alaverdyan, A. R. Harutyunyan, Y. L. Vartanyan, "A model of low mass neutron stars with a quark core", *Astronomy letters*, Vol. 28, p. 24, 2002.

63. G. B. Alaverdyan, A. R. Harutyunyan, Y. L. Vartanyan, "Neutron stars with a quark core. I. Equations of state", *Astrophysics*, Vol. 46, p. 361, 2003.
64. G. B. Alaverdyan, A. R. Harutyunyan, Y. L. Vartanyan, "Neutron stars with a quark core. II. Basic integral and structural parameters", *Astrophysics*, Vol. 47, p. 52, 2004.
65. G. B. Alaverdyan, A. R. Harutyunyan, Y. L. Vartanyan, "Superdense stars with a quark core, in ", *Superdense QCD Matter and Compact Stars*", (Eds. D. Blaschke and D. Sedrakian)", *NATO Science Series*, Vol. II/197, p. 331, 2006 .
66. G. B. Alaverdyan, "Neutron star matter equation of state in relativistic mean-field theory and maxwellian phase transition to strange quark matter", *Astrophysics*, Vol. 52, p. 132, 2009.
67. A. G. Alaverdyan, G. B. Alaverdyan, A. O. Chiladze, "Deconfinement Phase Transition in Neutron Stars and δ -Meson Field in RMF Theory", *Int. Journal of Modern Phys.*, Vol. D 19, p. 1557, 2010.
68. A. G. Alaverdyan, "Influence of Scalar-Isovector-Meson Field on Quark Phase Structure in Neutron Stars", *Research in Astronomy and Astrophysics (RAA)*, Vol. 10, p. 1255, 2010 .
69. J. Miralda-Escude, P. Haensel, B. Paczynski, "Thermal structure of accreting neutron stars and strange stars", *Astrophys. J.*, Vol. 362, p. 572, 1990.
70. N. K. Glendenning, F. Weber, "Nuclear solid crust on rotating quark stars", *Astrophys. J.*, Vol. 400, p. 647, 1992.
71. N. K. Glendenning, C. Kettner, F. Weber, "Possible New Class of Dense White Dwarfs", *Phys. Rev. Letters*, Vol. 74, p. 3519, 1995.
72. N. K. Glendenning, C. Kettner, F. Weber, "From strange stars to strange dwarfs", *Astrophys. J.*, Vol. 450, p. 253, 1995.

73. Y. L. Vardanyan, G. S. Hajyan, A. K. Grigoryan, T. R. Sargsyan, "Stability and observational Properties of Strange Dwarfs", *Gravitation and Cosmology*, Vol. 15, p. 188, 2009.
74. Y. L. Vardanyan, G. S. Hajyan, A. K. Grigoryan, T. R. Sargsyan, "The stability Valley of Strange Dwarfs", в Abstract booklet of the KIAA at Peking University, Beijing, China, May 20-24, 2009.
75. Y. L. Vardanyan, A. K. Grigoryan, T. R. Sargsyan, "On strange quark dwarfs", в *Gravitation, Cosmology and Relativistic Astrophysics*, Kharkov National University, 2004.
76. A. D. Sedrakian, D. M. Sedrakian, "Superfluid Core Rotation in Pulsars. I. Vortex Cluster Dynamics", *Astrophysics*, Vol. 447, p. 3005, 1995.
77. D. M. Sedrakian, M. V. Hayrapetyan, D. S. Baghdasaryan, "Strange Quark Stars with a Rotating Superfluid Core", *Astrophysics*, Vol. 58, № 2, pp. 216-232, June 2015.
78. Ю. Л. Вартанян, А. К. Григорян, А. А. Шагинян, "Максимальная масса странных звезд, пульсары с наиболее точно измеренными массами", *Астрофизика*, т. 58, № 2, pp. 297-310, 2015.
79. Ю. Л. Вартанян, А. К. Григорян, А. А. Шагинян, "Пульсар PSR J0348-0432, странные звезды", *Письма в Астроном. журнал*, т. 41, № N 7, pp. 1-8, 2015.
80. J. Antoniadis, P. C. Freire, N. Wex, T. M. Tauris, R. S. Lynch, M. N. Van Kerkwijk, M. Kramer, C. Bassa, V. S. Dhillon, J. T. Hessels, V. M. Kaspi, V. I. Kondratiev, N. Langer, T. R. Marsh, M. A. McLaughlin, T. T. Pennucci, S. M. Ransom, I. H. Stairs, J. Van Leeuwen, J. W. Verbiest, D. G. Whelan, "A Massive Pulsar in a Compact Relativistic Binary.", *Science*, Vol. 340 (6131), p. 1233232, 2013.
81. E. Komatsu, J. Dunkley, M. R. Nolta, C. L. Bennett, B. Gold, G. Hinshaw, D. Jarson, M. Limon, L. Page, D. N. Spergel, M. Halpern, R. S. Hill, A. Kogut, S. S.

- Meyer, G. S. Tucker, J. L. Weiland, E. Wollack and E. L. Wright, "Five-year Wilkinson microwave anisotropyprobe observations: Cosmological interpretation.", *The Astrophys.J. Suppl. Series*, vol. 180, pp. 330-376, 2009.
82. E. Menegoni, S. Galli, J. G. Bartlett, C. A. Martins, A. Melchiorri, "New constraints on variations of the fine structure constant from CMB anisotropies", *Physical Reviews D.*, Vol. 80, p. 087302, 2009.
83. Ю. Л. Вартанян, Г. Б. Алавердян, "Нейтронные звезды", *Астрофизика*, т. 31, p. 111, 1989.
84. P. Demorest, T. Pennucci, S. M. Ransom, M. S. E Roberts, J. W. T Hessels, "A two-solar-mass neutron star measured using Shapiro delay", *Nature*, Vol. 467, p. 1081, 2010.
85. M. Angeles Perez-Garcia, J. Silk and J. R. Stone, "Dark Matter, Neutron Stars, and Strange Quark Matter", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 105, p. 105, 2010.
86. M. A. Gell-Mann, "Schematic model of baryons and mesons", *Phys. Lett.*, Vol. 8, pp. 214-215, 1964.
87. G. Zweig, "An $su(3)$ model for strong interaction symmetry and its breaking", Technical report, CERN preprint 8182/TH , p. 401, 1964.
88. J. C. Collins, M. J. Perry, "Superdense matter: neutrons or asymptotically free quarks", *Astrophys J.*, Vol. 34, p. 1353, 1966.
89. K. Johnson, "The M.I.T. bag model", *Acta Physica Polonica B.*, Vol. 6, pp. 865-892, 1975.
90. Ю. Л. Вартанян, А. Р. Арутюнян, А. К. Григорян, "Странная кварковая материя, модели странных звезд", *Астрофизика*, т. 37, p. 499, 1994.
91. M. Prakash, I. M. Bombaci, P. J. Ellis, J. M. Lattimer, R. Knorren, *nucl-th/9603042*, Vol. 1, 1996.
92. J. Wambach, "Neutron Star Matter. Compact stars in QCD phase diagram III", pp. 1-9, 2013.

93. F. Weber, R. Negreiros, "QCD in neutron stars and strange stars", *astro-ph/1101.5606*], 2011.
94. N. R. Panda, K. K. Mohanta, P. K. Sahu, "Maximum mass and radial modes of hybrid star in presence of strong magnetic field", *Proc. Indian Natn. Sci. Acad.*, Vol. 81, № N1, pp. 256-266, 2015.
95. F. Weber, "Strange Quark Matter and Compact Stars", *Prog. Part. Nucl. Phys.*, Vol. 54, p. 193, 2005.
96. Ю. Л. Вартанян, Ш. Р. Меликян, А. А. Шагинян, "Электроны в кварковой плазме", *Астрофизика*, т. 55, № 3, p. 473, 2012.
97. Г. С. Аджян, Ю. Л. Вартанян, А. К. Григорян, "Странные звезды, их остывание при позитронной электронейтрализации кварковой материи", *Астрофизика*, т. 42, № 4, p. 617, 1999.
98. H. Terazawa, "INS-Report-338", INS, Univ. of Tokyo, 1979.
99. Ю. Л. Вартанян, А. Р. Арутюнян, А. К. Григорян, "О странных звездах", *Письма в Астрон. ж.*, т. 21, p. 136, 1995.
100. Ю. Л. Вартанян, А. К. Григорян, "Модели странных звезд с корой", *Астрофизика*, т. 42, p. 439, 1999.
101. Ю. Л. Вартанян, А. К. Григорян, "О странных кварковых звездах малых масс", *Астрофизика*, т. 44, p. 469, 2001.
102. Ю. Л. Вартанян, Г. С. Аджян, А. К. Григорян, Т. Р. Саркисян, "Долина устойчивости странных карликов", *Астрофизика*, т. 55, № 1, pp. 113-126, 2012.
103. Я. Б. Зельдович, "Вопросы космогонии", Изд. АН СССР, т. 9, p. 36, 1963.
104. G. S. Bisnovatyi-Kogan, *Astron. Astrophys.*, Vol. 31, p. 3910, 1974.
105. K. A. Olive, "Particle Data Group. Review of particle physics.", *Chinese Physics C.*, Vol. 38, № 9, p. 090001, 2014.

106. J. H. Taylor and J. M. Weisberg, "Further experimental tests of relativistic gravity using the binary pulsar PSR 1913-16", *Astrophysics J.*, vol. 345, pp. 434-450, 1989.
107. L. D. Landau, "On the theory of stars", *Phys. Z. USSR*, Vol. 1, p. 285, 1932.
108. B. K. Harrison, K. S. Throne, M. Wakano, G. A. Wheeler, "Gravitation Theory and Gravitational Collapse.", Chicago, Univ. of Chicago press III, 1965.
109. V. R. Pandharipande, D. Pines, R. A. Smith, "Neutron star structure: theory, observation, and speculation", *Astrophys. J.*, Vol. 208, pp. 550-556, 1976.
110. B. D. Serot, "A relativistic nuclear field theory with Pi and Rho mesons.", *Phys. Lett. B.*, Vol. 86, pp. 146-150, 1979.
111. R. S. Lynch, et. al., "A Massive Pulsar in a Compact Relativistic Binary", *Science*, Vol. 340, № 6131, 2013.
112. C. Alcock, A. Olinto, "Exotic phases of hadronic matter and their astrophysical application.", *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, , Vol. 38, pp. 161-184, 1988.
113. R. C. Tolman, "Static Solutions of Einstein's Field Equations for Spheres of Fluid", *Phys. Rev.*, Vol. 5 (4), p. 364, 1939.
114. H. A. Shahinyan, "Mass defect of strange stars", *Proceedings of the YSU*, Vol. 2, pp. 57-61, 2015.
115. C. Adami, G. E. Brown, "Matter under extreme conditions", *Phys.Rep.*, Vol. 234, № №1, pp. 1-71, 1993.
116. J. Xue-min, B. K. Jennings, "Change of MIT bag constant in nuclear medium and implication for the EMC effect", *Phys.Rev. C.*, Vol. 55, № №3, p. 1567, 1997.
117. D. Blaschke , H. Grigorian, G. Poghosyan, C. D. Roberts, S. Sdimidt, "A dynamical, confining model and hot quark stars", *Phys. Lett. B.*, Vol. 450, p. 207, 1999.

118. G. F. Burgio, M. Baldo, P. K. Sahu, H.-J. Schulze, "Hadron-quark phase transition in dense matter and neutron stars.", Phys. Rev. C., Vol. 66, p. 025802, 2002.
119. G. F. Burgio, M. Baldo, P. K. Sahu, A. B. Santra, H.-J. Schulze, "Maximum mass of neutron stars with a quark core", Phys. Lett. B., Vol. 526, pp. 19-26, 2002.
120. B. Tmurbagan, Y. Xing-Qiang, Y. Zi, "Self-consistent thermodynamical treatment to strange quark matter with density-dependent bag constant and properties of hybrid stars", Acta Phys. Sin., Vol. 62, № №1, p. 012101, 2013.
121. M. F. ZHU, G. Z. LIU, Z. YU, Y. XU, W. T. SONG, "Thermodynamics of strange quark matter with the density-dependent bag constant", Science in China Series G: Physics, Mechanics & Astronomy, Vol. 52, № No.10, pp. 1506-1512, 2009.
122. Հ. Ա. Շահինյան, "Փոքր զանգվածով տարօրինակ աստղերի մասին", Հոբելյանական գիտական նստաշրջան, ֆիզ. մաթ. գիտություններ, ԵՊՀ, հատոր 1, pp. 173-180, 2010.
123. Y. Vartanyan, G. Hajyan, A. Grigoryan, A. Alaverdyan, H. Shahinyan, "Mass-radius relation of white and strange stars", в The Modern Physics of Compact Stars and Relativistic Gravity, Yerevan, 2015.
124. Y. Vartanyan, A. Grigoryan, H. Shahinayn, "Pulsars with more exactly measured masses as possible candidates of strange stars", в The Modern Physics of Compact Stars and Relativistic Gravity 2015 , Yerevan, 2015.
125. Y. L. Vartanyan, G. S. Hajyan, G. B. Alaverdyan, A. K. Grigoryan, A. R. Harutyunyan, A. G. Alaverdyan, H. A. Shahinyan, "Strange quark matter in compact stars", в "Modern Physics of Compact Stars 2015", PoS (MPCS 2015) 006 (15 pages), Yerevan, Armenia, 2016.