

Физика

В. Ф. БАЛЕК, Э. В. ЧУБАРЯН

**УСТОЙЧИВОСТЬ ЗВЕЗДНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ,
 СОСТОЯЩИХ ИЗ ВЫРОЖДЕННОЙ ПЛАЗМЫ**

Рассмотрена зависимость плотности числа барионов от давления для вещества в основном состоянии, содержащего π -конденсат, и получены полные числа барионов и дефекты массы звездных конфигураций, состоящих из такого вещества. Установлено, что конфигурации с центральным давлением, меньшим, чем $6.5 \cdot 10^{25}$ дин/см² (белые карлики), и с центральными давлениями $1.20 \cdot 10^{33} \leq P_c \leq 1.5 \cdot 10^{35}$ дин/см² (барионные звезды) являются устойчивыми. Для конфигураций с центральными давлениями $6.6 \cdot 10^{29} \leq P_c \leq 1.06 \cdot 10^{33}$ дин/см², исходя из данных об их внутренней структуре, доказано, что некоторые из них (и с большой вероятностью все) не устойчивы относительно малых колебаний.

1. Введение. Важной составной частью теории сверхплотных небесных тел (белых карликов, барионных звезд) является количественное исследование свойств равновесных конфигураций холодного вещества. Результаты, полученные для таких конфигураций, хорошо описывают внутреннее строение белых карликов и барионных звезд, так как вследствие нейтринных потерь внутри этих звезд не могут длительное время удерживаться высокие температуры, которые могли бы оказать влияние на состояние сверхплотного вещества.

Недавно было предложено новое уравнение состояния холодного вещества во всем диапазоне плотностей [1], в котором учтены эффекты, обусловленные наличием π -конденсата в атомных ядрах вещества Ае-фазы и в сплошном ядерном веществе. Это уравнение состояния было в дальнейшем использовано для определения интегральных параметров сферически-симметричных равновесных конфигураций холодного вещества [2, 3]. Согласно [1] у равновесных конфигураций переход вещества в состояние с ядерной плотностью не непрерывен, а сопровождается значительным скачком плотности. В работе [2] было показано, что это обстоятельство приводит к наличию конфигураций с центральной областью из ядерного вещества (практически несжимаемого), у которых Ае-оболочка имеет размер, типичный для белых карликов. Часть из этих конфигураций образует поднимающуюся ветвь на диаграмме зависимости массы от центрального давления, промежуточную между стандартными ветвями белых карликов и барионных звезд.

Из графика зависимости массы равновесных конфигураций от полного числа барионов непосредственно можно определить, какие из них являются устойчивыми [4]. Среди конфигураций с одинаковым числом барионов устойчива та, у которой наименьшая масса. У большинства конфигураций масса мало отличается от суммы масс покоя отдельных

частиц, пропорциональной полному числу барионов, так что классификация конфигураций с одинаковым числом барионов по массе — задача, требующая значительной точности расчетов. Для барионных конфигураций эта задача была выполнена в работе [5], и аналогичные расчеты для конфигураций вещества в Ае-фазе (с необходимой точностью, в данном случае еще большей) — в [6].

Основной целью нашей работы является повторение и уточнение этих расчетов для конфигураций, вещество в которых содержит л-конденсат.

Описанный метод определяет абсолютно устойчивую конфигурацию при любом заданном числе барионов, но не дает ответа на вопрос: какие из остальных конфигураций не устойчивы лишь относительно конечных возмущений (метастабильны), а какие — относительно произвольно малых возмущений? Этот вопрос обычно решается динамически — вычислением временной зависимости малых возмущений. Устойчивость относительно нормальных мод радиальных колебаний можно определить при помощи анализа [7], требующего лишь знания радиуса конфигураций вблизи критических точек (значений центральной плотности, в которых масса равновесных конфигураций имеет максимум или минимум). В [8] для нерелятивистского случая выведено необходимое и достаточное условие (мета-) стабильности, применение которого также не требует решения динамической задачи. Из него, в частности, следует, что устойчивые относительно малых возмущений конфигурации образуют всегда поднимающиеся ветви на диаграмме зависимости массы от центральной плотности, что подтверждается также динамическими расчетами [9—11].

Итак, по этому критерию (необходимое условие, но не достаточное) конфигурации промежуточной поднимающейся ветви, полученные в [2], должны были быть устойчивыми (масса у них растет при увеличении центрального давления и, следовательно, при увеличении центральной плотности, если допустить малую сжимаемость ядерного вещества). В работе доказывается, что эти конфигурации не являются абсолютно устойчивыми, и делается попытка решить вопрос их устойчивости относительно малых возмущений, исходя из необходимого и достаточного условия, заимствованного из [8].

2. Абсолютный дефект массы. Масса M и число барионов N сферически-симметричной конфигурации определяются соотношениями

$$M = \int_0^R 4\pi r^2 \rho dr, \quad (1)$$

$$N = \int_0^R \frac{4\pi r^2 n}{\sqrt{1 - 2ku/c^2}} dr, \quad (2)$$

где r — координатное расстояние от центра, R — значение r на поверхности конфигурации, ρ , n и u — плотность массы, плотность числа частиц и накопленная масса на расстоянии r от центра.

Исходим из определения абсолютного дефекта массы:

$$\Delta = N \cdot m_n - M, \quad (3)$$

где m_n — масса покоя нейтрона. Введем среднюю энергию на один ба-

рион ϵ , не включающую энергию покоя (точнее, величина ϵ равна разности полной средней энергии и энергии покоя нейтрона). Определение (3) запишем в виде

$$\Delta = \int_0^R 4\pi r^2 \rho \left(\frac{1}{\sqrt{1-2ku/c^2 r}} - 1 \right) dr - \int_0^R \frac{4\pi r^2 p \epsilon}{\sqrt{1-2ku/c^2 r}} dr. \quad (4)$$

Величины ρ , p и ϵ связаны соотношением

$$p = \frac{\rho c^2}{m_n c^2 + \epsilon}. \quad (5)$$

Первый член в правой части (4) — гравитационный дефект массы, по порядку величины он равен $kM/c^2 R$, что для конфигураций, состоящих в основном из вещества в Ае-фазе (у которых $M \sim M_\odot$, $R \gtrsim 1000$ км), дает величину $\sim 10^{-8} M_\odot$. Значение ϵ в Ае-фазе согласно [1] меняется в пределах $(0,2 \div 1) 10^{-2} m_n c^2$, так что второй член, который равен некоторому среднему значению величины $-\epsilon/m_n c^2$, умноженному на массу конфигурации, для рассматриваемых конфигураций порядка $10^{-2} M$ и дает основной вклад в дефект массы. Итак, $\Delta \sim 10^{-2} M$, так что массы двух конфигураций с одинаковым числом барионов отличаются друг от друга меньше, чем на 1/100 своей величины. В связи с этим построение функции $M(N)$ для конфигураций из Ае-фазы при вычислении M и N потребовало бы точности, превышающей возможности точного определения величин ρ и p . Однако для классификации масс при заданном N не нужно знать точно самые массы, а достаточно иметь только значения дефектов масс. Поэтому мы вычислили дефекты масс по формуле (4), а вместо функции $M(N)$ — функцию $\Delta(N)$.

Рассмотрим общие свойства функции $\Delta(N)$. Известно [4], что для равновесных барионных конфигураций

$$\frac{dM}{dN} = m_n \cdot e^{\nu(R)/2}, \quad (6)$$

где e^ν — компонента g_{00} метрического тензора. Из этого соотношения следует

$$\frac{dM}{dN} < m_n.$$

Отсюда и из определения (3) находим

$$\frac{d\Delta}{dN} > 0. \quad (7)$$

Это неравенство выполняется и в случае, если конфигурация имеет Ае-оболочку или состоит целиком из Ае-фазы.

Итак, дефект массы подобно самой массе с увеличением числа барионов растет. Производные функции $\Delta(N)$ и $M(N)$ должны испытывать скачок в точках перехода от одной ветви к другой.

3. Плотность массы и плотность числа барионов. Зависимость плотности массы (выраженной в единицах $\text{гр}/\text{см}^3$) от давления P (в единицах $\text{дин}/\text{см}^2$) задана согласно [1] следующими формулами:

$$\rho = 3,40 \cdot 10^{-8} P^{3/5}, P \geq 2,7 \cdot 10^{28}; \quad (8)$$

$$\rho = 1,021 \cdot 10^{-11} (1 + 2,954 \cdot 10^{-8} P^{1/4} - 2,721 \cdot 10^{-15} P^{1/2} + 1,249 \cdot 10^{-22} P^{3/4}). P^{3/4}, 2,7 \cdot 10^{28} \lesssim P \leq 6,610^{29}; \quad (9)$$

$$\rho = 2,84 \cdot 10^{14}, \quad 6,6 \cdot 10^{29} < P \lesssim 10^{34}; \quad (10)$$

$$\rho = 5,0 \cdot 10^{-15} P^{0,85}, \quad 10^{34} \lesssim P \lesssim 5 \cdot 10^{36}; \quad (11)$$

$$\rho = 3 \cdot 10^{16}, \quad 5 \cdot 10^{36} \lesssim P \lesssim 10^{38}; \quad (12)$$

$$\rho = P/c^2, \quad P \geq 10^{38}; \quad (13a)$$

$$\rho = 3P/c^2, \quad P \geq 10^{38}. \quad (136)$$

Уравнения (13a) и (136) описывают соответственно реальный и идеальный партонные газы. Формулы (8) и (9), вследствие некоторых уточнений, несколько отличаются от соответствующих формул в [1].

Рассмотрим функцию $\epsilon(P)$, которая определяет также $n(P)$. В работе [1] приведены значение $|\epsilon|$ при различных значениях P для Ае-фазы и значение $|\epsilon|$ для сплошного ядерного вещества (последний столбец табл. 1). Эти данные для Ае-фазы можно аппроксимировать формулой

$$\epsilon = -10^{-2} m_n c^2 (1,0 - 3,261 \cdot 10^{-8} P^{1/4} + 1,405 \cdot 10^{-16} P^{1/2}), \quad P \leq 6,6 \cdot 10^{28}, \quad (14)$$

а для ядерного вещества выполняется

$$\epsilon = -6,7 \cdot 10^{-4} m_n c^2, \quad 6,6 \cdot 10^{29} < P < 10^{34}. \quad (15)$$

Исходя из тех же допущений, которые используются для области давлений $P \geq 10^{34}$ в [1], но не предполагая одинаковые концентрации частиц, мы вычислили плотность числа частиц и концентрации отдельных частиц у порогов появления Λ , Σ^- , Σ^0 , Σ^+ , K^- (см. первые 7 столбцов табл. 1). Поскольку одной заменой действительных масс эффективны-

Таблица 1

Характеристики плазмы при плотностях, выше ядерной

Порог появления частицы	$10^{-39} \cdot n$	n_n	\bar{n}_p	n_Λ	n_{Σ^-}	n_{Σ^0}	n_{Σ^+}	ϵ	$10^{-35} \cdot P$
	см ⁻³	п	п	п	п	п	п	$m_n c^2$	дин см ⁻²
Λ	0,47	0,62	0,38	—	—	—	—	0,05(1)	0,24
Σ^-	0,65	0,58	0,38	0,04	—	—	—	0,065	0,33
Σ^0	1,0	0,49	0,35	0,14	0,05	—	—	0,10	0,64
Σ^+	1,6	0,41	0,31	0,14	0,10	0,04	—	0,14	1,1
K^-	3,3	0,30	0,25	0,16	0,14	0,09	0,06	0,20	2,8
партонная жидкость	10							0,8	20

ми согласно [1] энергия взаимодействия не учтена полностью (не учтено слагаемое, не зависящее от импульса), при расчете средних энергий мы пользовались действительными массами частиц. Заметим, что, начиная с порога появления Σ^0 -гиперона, нужно учитывать также добавку

к ϵ , связанную с повышением средней массы покоя частиц, которая при этих давлениях становится одинакового порядка со средней кинетической энергией на одну частицу. Таким образом, были получены значения ρ и ϵ , приведенные в предпоследнем столбце табл. 1. При известных значениях ρ и ϵ , используя (5), можно вычислить давление по формуле (11); результаты помещены в последнем столбце табл. 1. В последней строке приведены для сравнения характеристики несжимаемого партонного вещества, предсказанного в [1]. Данные о величинах ϵ и P для этих двух областей можно интерпретировать формулами

$$\epsilon = m_p c^2 (-0,49 + 1,53 \cdot 10^{-7} P^{1/2} - 1,53 \cdot 10^{-14} P^{2/3} + + 6,16 \cdot 10^{-22} P^{3/2}), \quad 10^{34} < P < 5 \cdot 10^{36}; \quad (16)$$

$$\epsilon = 0,8 m_p c^2, \quad 5 \cdot 10^{36} \lesssim P \lesssim 10^{38}. \quad (17)$$

При $P \gtrsim 10^{38}$ начинается асимптотическая область давлений, в которой возможны только два варианта уравнения состояния: предельно жесткое (13а) и соответствующее идеальному газу (13б). Определим зависимость плотности числа частиц от P для обоих вариантов. В случае предельно жесткого уравнения состояния вид этой функции дан с точностью до множителя в [4]. Выбирая множитель так, чтобы решения в областях $P \lesssim 10^{38}$ и $P \gtrsim 10^{38}$ сшивались, получим

$$\rho = 2 \cdot 10^{21} \cdot P^{1/2}, \quad P \gtrsim 10^{38}. \quad (18a)$$

Для идеального газа общая зависимость ρ от P также известна. Множитель в этом случае определяется только химическим составом вещества. Например, если имеется 12 типов кварков (4 сорта \times 3 цвета) с одинаковыми концентрациями и количество пар кварк-антикварк пренебрежимо, то выполняется

$$\rho = 1,78 \cdot 10^{12} \cdot P^{3/4}, \quad P \gtrsim 10^{38}. \quad (18б)$$

4. Параметры равновесных конфигураций. Определения (2) и (4) были заменены соответствующими дифференциальными уравнениями, которые численно интегрировались вместе с уравнениями Оппенгеймера—Волкова [12]. При этом были использованы формулы (8)—(18). Вычисления были выполнены для 30 начальных значений давления P_c , подобранных таким образом, чтобы из полученных значений Δ и N можно было определить примерный ход всех ветвей функции $\Delta(N)$. Результаты приведены в табл. 2 и рис. 1 и 2. В табл. 2 приведены также заново подсчитанные значения масс и радиусов конфигураций. У барионных конфигураций мы останавливали интегрирование на внешней границе слоя ядерного вещества, так как вклад Ae -оболочки в величины Δ и N , как и в полную массу, пренебрежим. Поэтому под радиусом в этом случае следует понимать координатное расстояние от центра до этой границы.

Наибольшие дефекты массы при заданном числе барионов получаются у конфигураций, относящихся к первой и третьей поднимающимся ветвям на диаграмме $M(P_c)$, т. е. у конфигураций с $P_c \leq 6,46 \cdot 10^{25}$ дин/см² (белые карлики) и $1,2 \cdot 10^{32}$ дин/см² $\leq P_c \leq 1,48 \cdot 10^{35}$ дин/см² (барионные звезды). Эти конфигурации, следовательно, абсолютно устойчивы. Среди остальных результатов отметим, что у конфигураций, принадлежащих промежуточной поднимающейся и первой падающей вет-

Параметры равновесных конфигураций

Вариант	$10^{-33} \cdot P$	R	M	N	$10^2 \cdot \Delta$
	дин.см ⁻³	кМ	М ₀	10 ⁵⁷	М ₀
	2,70 10 ⁻¹⁰	8100	0,81	0,98	0,83
	6,46 10 ⁻¹⁰	7500	0,98	1,18	1,00
	6,46 10 ⁻⁸	3800	1,15	1,38	1,16
	6,46 10 ⁻⁶	1500	1,04	1,25	1,04
	6,46 10 ⁻⁵	890	0,94	1,12	0,92
	1,79 10 ⁻⁴	760	0,85	1,02	0,82
	6,63 10 ⁻⁴	750	0,73	0,87	0,68
	0,388	870	0,91	1,09	0,89
	1,00	3000	1,07	1,29	1,07
	1,08	4500	1,10	1,32	1,10
	1,15	6900	0,98	1,18	1,00
	1,16	7600	0,84	1,01	0,85
	1,18	8500	0,55	0,66	0,55
	1,19	9400	0,17	0,20	0,16
	1,20	3,2	0,020	0,024	0,014
	3,71	5,6	0,10	0,13	0,18
	8,33	7,9	0,30	0,36	1,06
	13,9	8,5	0,39	0,48	1,62
	55,9	8,1	0,45	0,56	1,78
	1,48 10 ³	7,3	0,42	0,52	1,55
	5,40 10 ³	6,2	0,36	0,43	0,05
	1,62 10 ³	5,3	0,30	0,34	-1,4
	3,24 10 ³	4,2	0,25	0,26	-3,4
	8,99 10 ³	2,6	0,35	0,32	-7,6
реальный газ	6,46 10 ⁴	2,3	0,54	0,54	-8,5
	1,48 10 ⁵	2,0	0,43	0,38	-11,1
		2,0	0,44	0,40	-10,9
идеальный газ	2,44 10 ⁴	2,3	0,39	0,34	-9,2
	6,46 10 ⁵	2,1	0,28	0,22	-8,9
		2,2	0,30	0,25	-9,0

ви функции $M(P_c)$, дефекты масс при одинаковом N совпадают с точностью 1%, т. е. сами массы — с точностью 0,01%. Эти дефекты масс меньше, чем дефекты масс у конфигураций с одинаковым N , принадлежащих второй падающей ветви функции $M(P_c)$ (см. рис. 1).

У конфигураций с $P_c \gtrsim 5 \cdot 10^{35}$ дин/см² наблюдается аномальный — отрицательный дефект массы, который был впервые обнаружен в [13] и подробно исследован в [5]. При еще больших давлениях, $P > 3,24 \cdot 10^{36}$ дин/см², нарушается условие (7) (см. данные последних строк табл. 2). Но эта аномалия, вероятно, не принципиальна, а, видимо, является следствием упрощения истинных зависимостей $\rho(P)$, $p(P)$, данных в формулах.

5. **Внутреннее строение конфигураций и устойчивость относительно малых возмущений.** Основные сведения о распределении масс и геометрии внутри конфигураций, состоящих из несжимаемого ядерного вещества (центральная часть) и протяженной Ае-фазы, приведены на рис. 3 и 4. Для четырех конфигураций изображены функции $u(r)$ и $e^{\lambda(r)} = -g_{rr}$. В правом верхнем углу рис. 3 изображен ход кривых $u(r)$ в непосредственной близости от центра конфигурации. Кривая 1 соответствует конфигурации с $P_c = 6,6 \cdot 10^{29}$ дин/см². Начиная с этого значе-

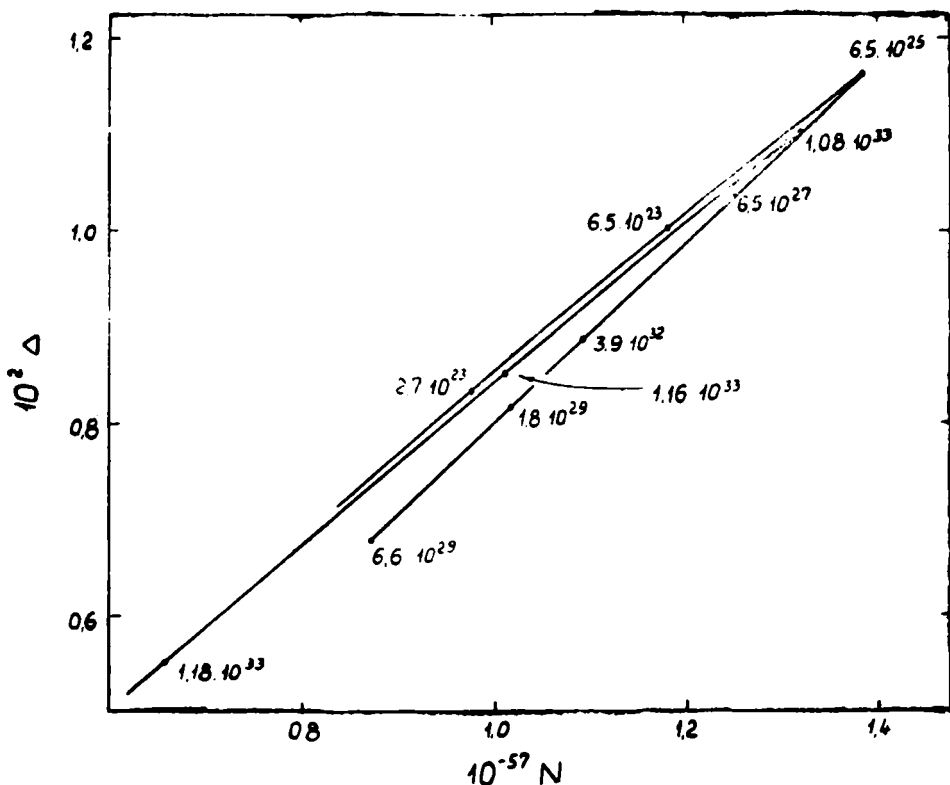


Рис. 1. Зависимость дефекта массы от числа барионов для конфигураций с $P_c \lesssim 1,18 \cdot 10^{33}$ дин/см². Дефект массы измерен в массах Солнца. Рядом точками указаны значения центрального давления для соответствующих конфигураций.

ния P_c , мы уже имеем конфигурации, центральная часть которых состоит из несжимаемого ядерного вещества. Так, эта область для кривой 2 равна 1,9 км, для 3—3,1 км и для 4—3,2 км (пунктирные части кривых). Кружками на кривых указаны точки перехода в Ae -фазу, причем наблюдаемый излом обусловлен скачком плотности.

В [7] приводится следующий критерий устойчивости относительно малых колебаний. Пусть выполняется

$$\frac{dP}{d\rho} > 0. \quad (19)$$

Равновесная конфигурация устойчива, если графики функции $\gamma(u)$, построенные для нее и для равновесных конфигураций, мало отличающихся по массе от нее, не пересекаются. Отсюда, в частности, вытекает необходимое условие устойчивости

$$\frac{\partial M}{\partial \rho_c} > 0, \quad (20)$$

где ρ_c — центральная плотность.

Займемся вопросом устойчивости конфигураций, которые образуют промежуточную поднимающуюся ветвь на диаграмме функции $M(P_c)$,

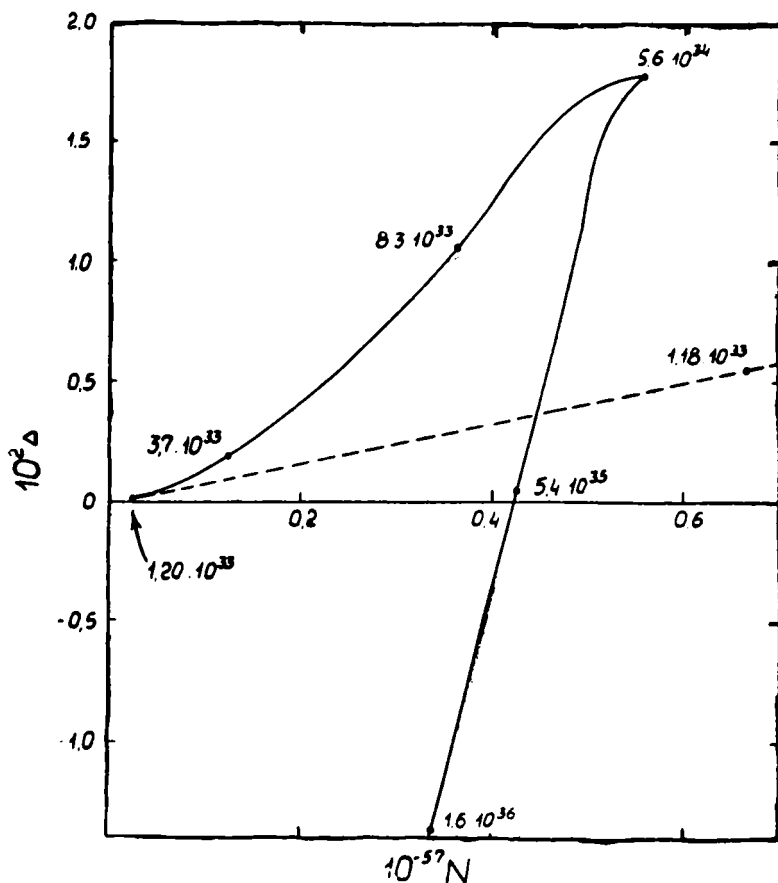


Рис. 2. Зависимость дефекта массы от числа барионов для барионных конфигураций (сплошная линия) и для конфигураций, состоящих в основном из $A\epsilon$ -фазы (пунктирная линия). Обозначения те же, что и на рис. 1.

т. е. у которых $6,63 \cdot 10^{29} \text{ дин/см}^2 \leq P_c \leq 1,08 \cdot 10^{33} \text{ дин/см}^2$. Конфигурациям из этого класса соответствуют графики 1—3 на рис. 3, 4. Как указывалось во введении, для этих конфигураций условие (20) выполняется, если допустить, что ядерное вещество обладает малой сжимаемостью, удовлетворяющей условию (19). Покажем, что их устойчивость можно определить, исходя из необходимого и достаточного условия, приведенного выше.

Исходной точкой исследования устойчивости в нерелятивистском случае служит условие минимума энергии при заданной массе. Его обобщением на релятивистский случай является условие минимума массы при заданном числе барионов. Однако для вывода критерия устойчивости больше подходит другое условие, а именно условие максимума числа барионов при заданной массе. Его можно вывести из следующих соображений: масса M_0 устойчивой конфигурации меньше, чем массы близких неравновесных конфигураций с одинаковым числом N_0 . Для того чтобы масса любой из этих конфигураций уменьшалась до значения M_0 , нужно из нее взять некоторое количество частиц (это следствие положительности производной dM/dN для устойчивой кон-

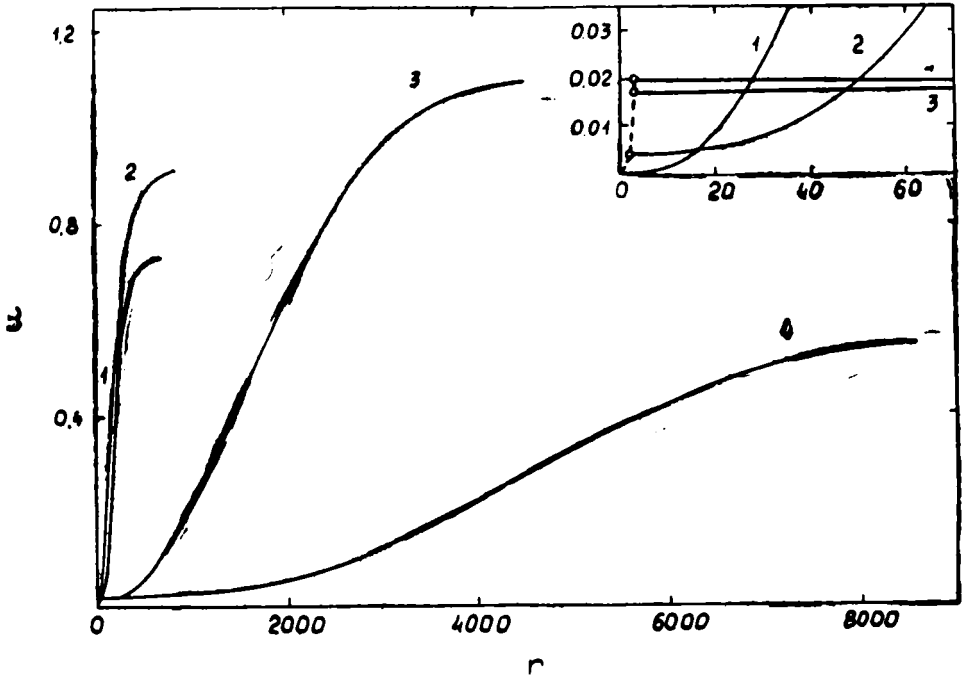


Рис. 3. Зависимость накопленной массы от радиуса для некоторых конфигураций, состоящих из несжимаемого ядерного вещества (центральная часть) и протяженной Ае-оболочки. Радиус измерен в километрах, масса — в единицах Солнца. Изображенные кривые соответствуют конфигурациям с центральными давлениями (в дин/см²): 1 — $6,6 \cdot 10^{29}$, 2 — $3,9 \cdot 10^{32}$, 3 — $1,08 \cdot 10^{35}$, 4 — $1,18 \cdot 10^{35}$.

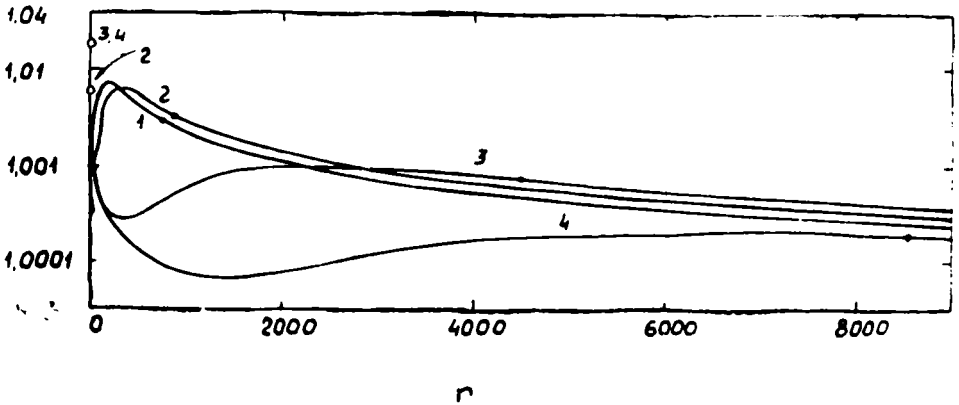


Рис. 4. Зависимость e^λ от радиуса для тех же конфигураций, которые были приведены на рис. 3. Радиус измерен в километрах. Кружками в начале кривых указаны точки перехода в Ае-фазу, заполненными кружками — поверхность конфигураций.

фигурации, см. (6)). Следовательно, близкие к устойчивому состоянию конфигурации с массой M_0 содержат меньше частиц, чем N_0 .

Число барионов можно записать как функционал, зависящий от функции $\gamma(u)$. Для того чтобы у этого функционала был максимум, необходимо [14], чтобы его первая вариация равнялась нулю (это приводит к условию гидростатического равновесия, см. также другой вы-

вод в [7]), чтобы множитель при $\left(\delta \frac{dr}{du}\right)^2$ во второй вариации N был неположителен (отсюда следует условие (19), в котором допущен также знак равенства) и чтобы соседние экстремали не пересекались. Последнее условие — то, что нам нужно было доказать. Заметим, что оно является достаточным условием, если выполнены уравнение гидростатического равновесия и неравенство (19).

В случае конфигураций с центральной областью из несжимаемого вещества все графики функции $u(r)$ вблизи центра ложатся на одну линию. Для применения полученного критерия в этом случае необходимо отказаться от упрощающего предположения несжимаемости. Добавим к постоянной плотности ρ_0 малую величину $\delta\rho$, зависящую от давления, причем для полной плотности выполняется (19).

С добавкой к плотности связана добавка к массе

$$\delta u = \int_0^r 4\pi r^2 \delta\rho dr.$$

Изменение при переходе к близкой конфигурации пропорционально

$$\left(\frac{\partial(\delta u)}{\partial P_c}\right)_r = \int_0^r 4\pi r^2 \frac{\partial(\delta\rho)}{\partial P} \left(\frac{\partial P}{\partial P_c}\right)_r dr. \quad (21)$$

Функция $P(r, P_c)$ в нулевом приближении задана неявно соотношением, которое имеет место для несжимаемой жидкости

$$1 - \frac{(\rho_0 + P_c/c^2)(\rho_0 + 3P/c^2)}{(\rho_0 + 3P_c/c^2)(\rho_0 + P/c^2)} - \frac{8\pi k \rho_0 r^2}{3c^2} = 0.$$

Отсюда

$$\left(\frac{\partial P}{\partial P_c}\right) = \frac{(\rho_0 + P/c^2)(\rho_0 + 3P/c^2)}{(\rho_0 + P_c/c^2)(\rho_0 + 3P_c/c^2)} > 0.$$

Из этого неравенства и из (19) вытекает, что (21) положительно. Следовательно, разница масс двух близких конфигураций сохраняет знак при всех значениях r . Поэтому можно заключить, что предположение о малой сжимаемости вещества в центральной области приводит к непересекающимся графикам функции $u(r)$ в этой области.

Итак, критерий непересечения соседних графиков $u(r)$ вполне применим для конфигураций, образующих промежуточную поднимающуюся ветвь на диаграмме $M(P_c)$. Строго говоря, из пересечения нескольких графиков на рис. 3 вытекает одно — что не все такие конфигурации устойчивы относительно малых возмущений. Однако этот результат дает основание предполагать, что среди рассматриваемых конфигураций вообще нет устойчивых.

Авторы выражают благодарность проф. Г. С. Саакяну и участникам семинара кафедры теоретической физики за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Саакян Г. С., Григорян Л. Ш., *Астрофизика*, 13, 669, 1977.
2. Григорян Л. Ш., Препринт ПЛРФ-78-06 Ереванского государственного университета, 1978.
3. Григорян Л. Ш., Саакян Г. С., *Астрон. ж.*, 56, 1030, 1979.
4. Саакян Г. С., *Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс*, изд. «Наука», М., 1972.
5. Амбарцумян В. А., Саакян Г. С., *Астрофизика*, 1, 7, 1965.
6. Чубарян Э. В., *Уч. записки ЕГУ*, 2, 23, 1972.
7. Уилер Дж., Гаррисон Б., Вакано М., Торн К., *Теория гравитации и гравитационный коллапс*, изд. «Мир», М., 1967.
8. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., *Теория тяготения и эволюция звезд*, изд. «Наука», М., 1971.
9. Chandrasekhar S., *Ap. J.* 140, 417, 1964.
10. Misner C. W., Sharp D. N., *Phys. Rev.*, B 136, 571, 1964;
Meltzner D. W., Thorne K. S., *Ap. J.*, 145, 514, 1966.
11. Папоян В. В., Седракян Д. М., Чубарян Э. В., *Астрон. ж.*, 49, 750, 1972; Арутюнян Г. Г., Седракян Д. М., Чубарян Э. В., *Астрон. ж.*, 49, 1216, 1972.
12. Oppenheimer J. R., Volkoff G. M., *Phys. Rev.*, 55, 374, 1939.
13. Амбарцумян В. А., Саакян Г. С., *Астрон. ж.*, 38, 785, 1961.
14. Гельфанд И. М., Фомин С. В., *Вариационное исчисление*, изд. «Наука», М., 1961.

Վ. Յ. ԲԱԼԵԿ, Է. Վ. ՉՈՒԲԱՐՅԱՆ

ԱՅԼԱՍԵՐՎԱԾ ՊԼԱՋՄԱՅԻՑ ԲԱՂԿԱՑԱԾ ԱՍՏՂԱՑԻՆ ԿՈՆՏԻԳՈՒՐԱՑԻԱՆԵՐԻ ԿԱՑՈՒՆՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ա մ փ ո փ ու լ մ

π —կոնդենսատ պարունակող հիմնական վիճակում գտնվող նյութի համար դիտարկված է բարիոնների թվի կախումը ճնշումից, ստացված են այդպիսի կոնֆիգուրացիաների բարիոնների լրիվ թիվը և զանգվածի դեֆեկտը: Յույց է տրված, որ $6,5 \cdot 10^{25}$ դին/սմ²-ուց փոքր կենտրոնական ճնշմամբ (սպիտակ թզուկներ) և $1,20 \cdot 10^{33} \leq P \leq 1,5 \cdot 10^{35}$ կենտրոնական ճնշմամբ (բարիոնային աստղեր) կոնֆիգուրացիաները կայուն են: Ներքին կառուցվածքից ելնելով, $6,6 \cdot 10^{29} \leq P_c \leq 1,08 \cdot 10^{33}$ դին/սմ² կենտրոնական ճնշումներով կոնֆիգուրացիաների համար ցույց է տրված, որ մի քանիսը (մեծ հավանականությամբ բոլորը) անկայուն են փոքր տատանումների նկատմամբ: