

Р. М. АВАКЯН, Ю. А. ВАРТАНЯН, Г. С. СААКЯН

О СВОЙСТВАХ ВЫРОЖДЕННОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ ЧРЕЗВЫЧАЙНО ВЫСОКИХ ПЛОТНОСТЯХ

1. *Введение.* Обстоятельное изучение свойств вещества при чрезвычайно больших плотностях было проведено в работах [1—5] и в ряде других. В них подробно исследовались все теоретические аспекты проблемы сверхплотного состояния вещества. Несмотря на это, как показывает опыт, в процессе работы (в особенности при вычислении звездных конфигураций) мы часто сталкиваемся с необходимостью иметь ряд важных таблиц и кривых, которые в нужном виде отсутствуют в научной литературе. Кроме того, в связи с расширением наших знаний в области элементарных частиц за последние годы, возникла необходимость произвести некоторые изменения в ранее проведенных исследованиях.

В настоящей работе, наряду с систематическим кратким изложением имеющегося материала, проведен также ряд уточнений (уточнены пороги фазовых переходов в области плотностей ниже ядерной, пороги стабильности элементарных частиц в области плотностей выше ядерной с учетом всех известных в настоящее время барионных резонансов и в связи с этим уточнено также уравнение состояния).

2. *Ае и Аеп-фазы.* При плотностях, имеющихя в недрах белых карликов и в оболочках барионных звезд, вещество состоит из атомных ядер и вырожденного электронного газа. Следуя [4], такое состояние вещества назовем „Ае“-фазой. Рассмотрим изменения в состоянии вещества в этой фазе при постоянном увеличении плотности.

В „Ае“-фазе в случае однородного химического состава (фиксированные A и Z) для плотности энергии (с учетом электронной-тральности плазмы: $n_e = yn$) имеем

$$\rho = n [(1 - y) m_n c^2 + y m_e c^2 + A^{-1} B(A, y)] + \frac{3}{4} a (ny)^{4/3}, \quad (1)$$

где n — концентрация нуклонов (число нуклонов в единице объема), $y = Z/A$, Z и A — соответственно заряд и массовое число ядер, а

m_n и m_p — масса нейтрона и протона. Первый член в (1) представляет собой энергию ядер, а второй — энергию вырожденного релятивистского электронного газа, причем $a = (3\pi^2)^{1/3} \hbar c = 6.1145 \cdot 10^{-11} \text{ Мэв} \cdot \text{см}$. а $B(A, y)$ — энергия связи ядра, которая определяется из полуэмпирической формулы Вайцекера

$$B(A, y) = -c_0 A + c_1 A^{2/3} + c_2 y^2 A^{5/3} + c_3 A(1 - 2y)^2,$$

где

$$c_0 = 15.75; \quad c_1 = 17.8; \quad c_2 = 0.71; \quad c_3 = 23.7.$$

Здесь все коэффициенты выражены в Мэв и взяты из [6]. В выражении энергии связи мы не учли энергию спаривания, которая для тяжелых ядер мала.

Из (1) на первый взгляд следует, что плотность энергии определяется тремя параметрами — n , A и y . Однако, как известно [1, 2] при увеличении плотности энергетически становится более выгодным соединение электронов с протонами ядра (процесс обратного β -распада), что приводит к зависимости заряда ядра от плотности. Эту зависимость легко определить из условия минимума (1) при заданных n и A , т. е.

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial y} \right)_{n, A} = 0,$$

что дает

$$\varepsilon_y = a(ny)^{1/3} = (m_n - m_p)c^2 + 4c_3 - 2y(4c_3 + c_2 A^{2/3}). \quad (2)$$

Это соотношение и определяет зависимость $y(n)$, т. е. зависимость заряда ядра от плотности. Подставляя (2) в (1), для плотности энергии получим

$$\rho(n, A) = n \left[(m_n c^2 + c_3 - c_0) - \frac{y}{4} (m_n c^2 - m_p c^2 + 4c_3) + c_1 A^{-1/3} - \frac{y^3}{2} (4c_3 + c_2 A^{2/3}) \right]. \quad (3)$$

Выражение (3) дает плотность энергии вещества для состояния, в котором установлено равновесие по отношению к β -процессам. Если учесть и ядерные реакции, которые могут протекать в холодной плазме, то выражение ρ необходимо минимализировать также и по A при фиксированных n и Z

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial A} \right)_{n, Z} = 0.$$

Это условие с учетом (2) для $y = Z/A$ дает [2]

$$y = \left(\frac{c_1}{2c_2} \right)^{1/2} A^{-1/2} = \frac{3.54}{\sqrt{A}}, \quad (4)$$

а для зависимости $A(n)$

$$n = a^{-1} \left[(m_n c^2 - m_p c^2 + 4c_3) \left(\frac{2c_2}{c_1} A \right)^{1/6} - 2 \left(\frac{c_1}{2c_2} \right)^{1/3} (4c_3 + c_2 A^{2/3}) \right]^3. \quad (5)$$

Теперь для плотности энергии имеем

$$\rho(n) = n \left[(m_n c^2 + c_3 - c_0) - \frac{m_n c^2 - m_p c^2 + 4c_3}{4} \left(\frac{c_1}{2c_2 A} \right)^{1/2} + \frac{3c_1}{4} A^{-1/3} - \frac{c_1 c_3}{c_2 A} \right], \quad (6)$$

где $A(n)$ определяется из соотношения (5). Таким образом, наиболее устойчивое состояние электронно-ядерного газа характеризуется одним независимым параметром — плотностью числа барионов n .

Как следует из (5), с увеличением плотности массовое число ядер с максимальной энергией связи также растет. Так, если в обычных условиях наиболее устойчивыми являются ядра железа ($A = 56$, $Z = 26$), то при плотности $\rho = 3.18 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$ — ядра ${}_{30}^{122}\text{Y}$. Такое перемещение устойчивости в сторону тяжелых ядер обусловлено уменьшением кулоновского отталкивания в ядрах, вызванное уменьшением (благодаря явлению нейтронизации) отношения Z/A .

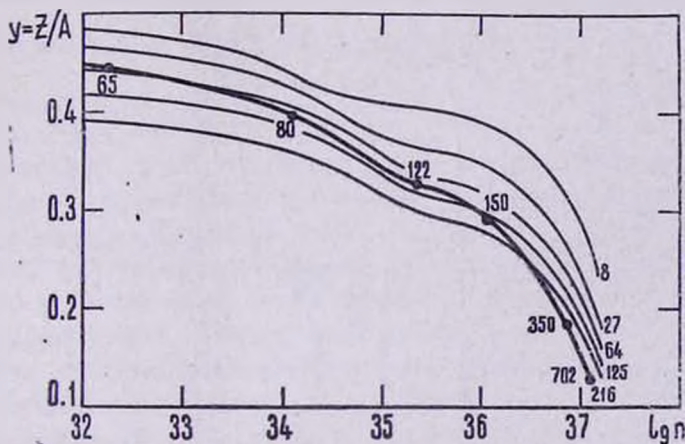


Рис. 1. Зависимость параметра $y = Z/A$ от плотности числа барионов для ряда состояний с фиксированными A , а также для ядер с максимальной энергией связи (жирная кривая). Цифрами на кривых указаны массовые числа A .

Табл. 1. $y = Z/A$ պարամետրի կախումը բարիոնների բաճակի խտությունից ֆիքսված A -ով մի շարք վիճակների համար, ինչպես նաև կապի մաքսիմալ էներգիայով միջուկների համար (նոճ գիծ): Կորերի վրա A զանգվածի րվերը:

Сильное обогащение ядер нейтронами в конечном счете приводит к тому, что уже при плотности $\rho = 3.18 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$ энергетически становится более выгодным наряду с вырожденным электронным газом

образование свободного вырожденного нейтронного газа. Здесь вещество состоит из ядер и вырожденных релятивистского электронного и нерелятивистского нейтронного газов. Такое состояние принято называть „Аел“-фазой [4]. Давление в „Аел“-фазе определяется электронами и нейтронами, причем вклад последних очень скоро становится доминирующим.

Плотность энергии в „Аел“-фазе будет

$$\rho(n, n_n, A, Z) = (n - n_n) [(1 - y) m_n c^2 + y m_p c^2 + A^{-1} B(A, y)] + \\ + n_n m_n c^2 + \frac{3a^2}{10 m_n} n_n^{5/3} + \frac{3}{4} a [(n - n_n) y]^{4/3}. \quad (7)$$

Здесь n_n — концентрация свободных нейтронов. В (7) первый и последний члены, соответственно, энергии ядер и электронов, а второй и третий члены определяют энергию вырожденных нерелятивистских нейтронов.

В случае модели с фиксированным A необходимо потребовать выполнения условий

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial n_n} \right)_{n, Z, A} = 0; \quad \left(\frac{\partial \rho}{\partial Z} \right)_{n, n_n, A} = 0, \quad (8)$$

откуда для граничных энергий электронов и нейтронов находим

$$\epsilon_e = a [(n - n_n) y]^{1/3} = m_n c^2 - m_p c^2 + 4c_3 - 2y (4c_3 + c_1 A^{2/3}), \quad (9)$$

$$T_n = \frac{a^2}{2m_n} n_n^{2/3} = (c_3 - c_0) + c_1 A^{-1/3} - y^2 (4c_3 + c_2 A^{2/3}), \quad (10)$$

а для плотности энергии

$$\rho(n, A) = n m_n c^2 + n \left[(c_3 - c_0) + c_1 A^{-1/3} - \frac{m_n c^2 - m_p c^2 + 4c_3}{4} y - \right. \\ \left. - \frac{y^2}{2} (4c_3 + c_2 A^{2/3}) \right] + n_n \left[-\frac{2}{5} (c_3 - c_0) - \frac{2}{5} c_1 A^{-1/3} + \right. \\ \left. + \frac{y}{4} (m_n c^2 - m_p c^2 + 4c_3) - \frac{y^2}{10} (4c_3 + c_2 A^{2/3}) \right]. \quad (11)$$

Здесь $n_n(n)$ и $y(n)$ определяются из (9) и (10).

В случае модели неустойчивых ядер (ядер с наибольшей энергией связи), наряду с условиями (8), необходимо потребовать также выполнения условия

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial A} \right)_{n, n_n, Z} = 0,$$

которое с учетом (9) и (10) приводит к выражению для $y = Z/A$, совпадающему с (4). Тогда, так же как в „ Ae “-фазе, плотность энергии зависит только от концентрации барионов n и равна

$$\rho(n) = nm_n c^2 + n \left[(c_3 - c_0) + \frac{3}{4} c_1 A^{-1/3} - \frac{c_1 c_3}{c_2 A} - \frac{m_n c^2 - m_p c^2 + 4c_3}{4} \left(\frac{c_1}{2 c_2 A} \right)^{1/2} \right] + \quad (12)$$

$$+ n \left[\frac{m_n c^2 - m_p c^2 + 4c_3}{4} \left(\frac{c_1}{2 c_2 A} \right)^{1/2} - \frac{2}{5} (c_3 - c_0) - \frac{c_1 c_3}{5 c_2 A} - \frac{9 c_1}{10} A^{-1/3} \right],$$

причем $n_n(n)$ и $A(n)$ определяются из уравнений

$$n_n = \left(\frac{2m_n}{a^2} \right)^{3/2} \left[(c_3 - c_0) + \frac{c_1}{2} A^{-1/3} - \frac{2c_1 c_3}{c_2 A} \right]^{3/2}, \quad (13)$$

$$n = n_n + a^{-3} \left[(m_n c^2 - m_p c^2 + 4c_3) \left(\frac{2c_2 A}{c_1} \right)^{1/6} - 2 \left(\frac{c_1}{2c_2} \right)^{1/3} (4c_3 + c_2 A^{2/3}) \right]^3. \quad (14)$$

Определим теперь порог „ Aen “-фазы. Подставляя $T_n = 0$, в случае модели с фиксированным A из (9) и (10) получаем: $\varepsilon_e \approx 23$ Мэв,

$\overline{A/Z} \approx 2.8$, а $\rho \approx 10^6 x^3$ г/см³, где $x = \frac{p_e}{m_e c}$. В случае же абсолютно

устойчивых ядер из (13) и (14) у порога „ Aen “-фазы имеем $A = 122$, $y = 0.32$, $n = 1.83 \cdot 10^{35}$ см⁻³.

Дальнейший рост плотности в „ Aen “-фазе приводит к полному развалу ядер и образованию электронно-нейтронно-протонного состояния („ enp “-фаза). Вещество здесь состоит из вырожденных газов электронов, нейтронов и протонов, причем концентрация электронов (протонов) у начала этой фазы на два-три порядка меньше, чем концентрация нейтронов. Точное определение порога „ enp “-фазы невозможно из-за незнания соответствующего ядерного потенциала в этой области плотностей. Однако, предполагая, что состояние вещества мало отличается от идеального, а также и то, что полуэмпирическая формула Вайцзекера справедлива и при рассматриваемых плотностях, из условия $B(A, y) = 0$ для случая ядер с фиксированным A находим $y = \{2c_3 - [4c_3^2 - (4c_3 + c_2 A^{2/3})(c_3 - c_0 + c_1 A^{-1/3})]^{1/2}\} \cdot (4c_3 + c_2 A^{2/3})^{-1}$. (15) В случае же ядер с наибольшей энергией связи y определяется из соотношения (4). Подставляя значение y из (4) в (15), получаем уравнение для определения значения A у порога „ enp “-фазы. Численные расчеты дают для порога „ enp “-фазы: $A = 702$, $n = 1.25 \cdot 10^{37}$ см⁻³, $n_n = 7 \cdot 10^{36}$ см⁻³.

На рис. 1 приведена зависимость $y = Z/A$ от полного числа барионов n в „ $\bar{A}e$ “ и „ Aep “-фазах для ряда состояний с фиксированными значениями A ($A = 8; 12; 27; 64; 125; 216$), а также для ядер с максимальной энергией связи.

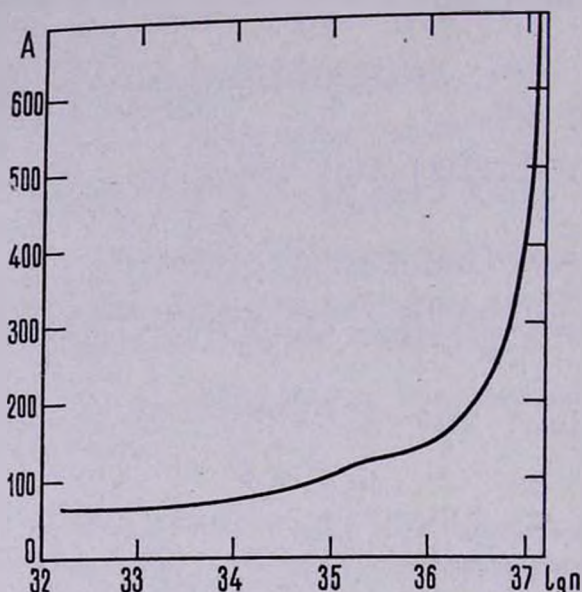


Рис. 2. График $A(n)$ для наивероятного ядра.

Նկ. 2. $A(n)$ գրաֆիկը ամենահավանական կարգի համար:

На рис. 2 приведена зависимость массового числа наивероятных ядер $A(n)$ в „ $\bar{A}e$ “ и „ Aep “-фазах. Все кривые терпят заметный излом у порога „ Aep “-фазы.

3. Идеальный барионный газ. Наличие вырожденного электронно-нуклонного газа в барионных конфигурациях создает необходимые условия для появления не только гиперонов, но и менее устойчивых (с временами жизни порядка ядерной) в обычных условиях всевозможных барионных резонансов. Поскольку в дальнейшем нам будут необходимы всевозможные характеристики этих частиц, то имеет смысл перечислить их. Имеются следующие типы резонансов: нуклонные, с изотопическим спином $T = 1/2$ и с двумя зарядовыми состояниями, (с электрическим зарядом $q = 0$ и $q = e$), Δ — резонансы с $T = 0$, ($q = 0$); Σ — резонансы с $T = 1$, ($q = -e, q = 0, q = e$); Ξ — резонансы с $T = 1/2$, ($q = -e, q = 0$); а также Δ — резонансы с $T = 3/2$, ($q = -e, q = 0, q = e$ и $q = 2e$). В табл. 1 приводится весь спектр частиц, использованных в данной работе.

Таблица 1:

Основные характеристики частиц

Частица или резонанс	Масса (Мэв)	Изотопи- ческий спин	Спин	Частица или резонанс	Масса (Мэв)	Изотопи- ческий спин	Спин
p	938.3				(+) 1189.4		
h	939.6	1/2	1/2	Σ	(●) 1192.6	1	1/2
N' (1470)	1470	1/2	1/2		(-) 1197.4		
N (1518)	1518	1/2	3/2	Σ (1385)	1382.2	1	3/2
N (1550)	1550	1/2	1/2	Σ (1660)	1660	1	3/2
Δ (1236)	1236	3/2	3/2				
Δ (1640)	1640	3/2	1/2	Ξ	(○) 1314.7	1/2	1/2
Λ (1115.6)	1115.6	0	1/2		(-) 1321.3		
Λ (1405)	1405	0	1/2	Ξ (1530)	(○) 1528.9	1/2	3/2
Λ (1518.8)	1518.8	0	3/2		(-) 1533.8		
				Ω	1672.4	0	3/2

Как известно, при плотности порядка ядерной вещество состоит из вырожденного нуклонно-электронного газа. При этом электронный газ ультрарелятивистский — $p_e \gg m_e c$ (p_e — граничный импульс Ферми электронов, m_e — масса электронов), а протоны и нейтроны не релятивистские. Это приводит к тому, что концентрация нейтронов намного превосходит концентрацию протонов и электронов. При плотностях выше ядерной, когда граничная энергия нуклонного газа превышает энергию покоя нестабильных барионов, энергетически становится более выгодным части вещества находиться в гиперонном или резонансном состояниях [3, 4].

Для получения основных соотношений, по которым можно вычислить пороги стабильности и концентрации отдельных видов частиц, удобно рассмотреть гипотетический случай, когда плотность настолько высока, что в среде имеются условия для стабильности всех возможных частиц. При этом в веществе могут быть все барионы (включая их резонансы), электрон, μ^- -мезон и π^- -мезон. Стабильность гиперонов и барионных резонансов обеспечивается наличием в среде вырожденного газа нуклонов, а μ^- -мезонов — наличием вырожденного электронного газа. Вырожденность электронного и μ^- -мезонного газа обеспечивает также стабильность π^- -мезонов. Легко заметить, что в вырожденной ядерной плазме для всех остальных бозонов и их резонансов ни при каких плотностях не выполняются необходимые условия превращения их в стабильные частицы.

Используя условия электронейтральности и сохранения барионного заряда из принципа минимума полной энергии системы находим следующие соотношения термодинамического равновесия:

$$\varepsilon_k^{(++)} = \varepsilon_n - 2\varepsilon_e. \quad (16)$$

$$\varepsilon_k^{(+)} = \varepsilon_n - \varepsilon_e, \quad (17)$$

$$\varepsilon_k^{(0)} = \varepsilon_n, \quad (18)$$

$$\varepsilon_k^{(-)} = \varepsilon_n + \varepsilon_e, \quad (19)$$

$$\varepsilon_e = \varepsilon_e, \quad (20)$$

$$\varepsilon_e = m_e c^2, \quad (21)$$

где ε_k — граничная энергия k -й частицы

$$\varepsilon_k = c \sqrt{p_k^2 + m_k^2 c^2}, \quad p_k = \left(\frac{6\pi^2}{a_k} \right)^{1/3} \hbar n_k^{1/3}, \quad (22)$$

$\hbar$ — постоянная Планка, деленная на 2π , m_k и p_k — соответственно масса и граничный импульс Ферми k -й частицы, $a_k = 2s_k + 1$, (s_k — спиновое квантовое число), n_π — концентрация π -мезонов.

Соотношения (16)–(21) вычислены для наиболее общего случая, когда в среде имеются все виды частиц.

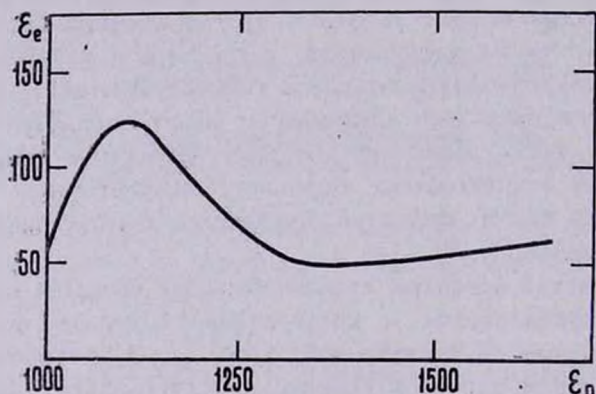


Рис. 3. Зависимость граничной энергии электронов ε_e от граничной энергии нейтронов ε_n в $M\omega$. Максимум кривой соответствует рождению Σ^- -гиперонов, минимум — рождению Δ^{++} (1236) резонансов.

Նկ. 3. Էլեկտրոնների ε_e սահմանային էներգիայի կախումը նեյտրոնների ε_n սահմանային էներգիայից $M\omega$ -ով: Կորի մաքսիմումը համապատասխանում է Σ^- հիպերոնների առաջացմանը, մինիմումը՝ Δ^{++} (1236) լեզանսների առաջացմանը:

4. *Пороги стабильности и концентрации частиц.* В дальнейшем весьма удобно в качестве независимой переменной принять энергию Ферми нейтронов (концентрацию нейтронов). Разобьем всю группу барионов на четыре подгруппы соответственно с зарядами $(++, +,$

(0, —). Частицу минимальной массы каждой подгруппы назовем соответственно основной частицей подгруппы. Как видно из данных табл. 1, основными частицами соответственно являются Δ^{++} (1236), p , n , Σ^- . Воспользовавшись соотношениями (16)–(19), легко выразить импульс Ферми каждой частицы через импульсы основных частиц в каждой подгруппе,

$$p_k = p_\alpha \left(1 - \frac{b_{k\alpha}^2}{p_\alpha^2} \right)^{1/2}, \quad (23)$$

$$b_{k\alpha}^2 = (m_k^2 - m_\alpha^2) c^2, \quad (24)$$

где $\alpha = n, p, \Sigma^-, \Delta^{++}$ (1236), а индекс k охватывает все частицы, принадлежащие к данной зарядовой подгруппе.

Подставив (23) и (24) в условие электронейтральности системы

$$\sum_i n_i q_i = 0,$$

где q_i — заряд i -го типа частиц, получим

$$p_\Delta^3 \sum_{(++)} a_k \left(1 - \frac{b_{k\Delta}^2}{p_\Delta^2} \right)^{3/2} + p_p^3 \sum_{(+)} \frac{a_k}{2} \left(1 - \frac{b_{kp}^2}{p_p^2} \right)^{3/2} - \\ - p_n^3 \sum_{(-)} \frac{a_k}{2} \left(1 - \frac{b_{kn}^2}{p_n^2} \right)^{3/2} - p_\Sigma^3 \left[1 + \left(1 - \frac{m_\Sigma^2 c^2}{p_\Sigma^2} \right)^{3/2} \right] - 3\pi^2 h^3 n_\pi = 0, \quad (25)$$

где

$$cp_\Delta = [(\varepsilon_n - 2\varepsilon_e)^2 - m_\Delta^2 c^4]^{1/2}, \\ cp_p = [(\varepsilon_n - \varepsilon_e)^2 - m_p^2 c^4]^{1/2}, \\ cp_\Sigma = [(\varepsilon_n + \varepsilon_e)^2 - m_\Sigma^2 c^4]^{1/2}. \quad (26)$$

Уравнение (25) с учетом (26) на первый взгляд связывает три неизвестные величины: ε_n , ε_e и n_π . Однако здесь необходимо проявить некоторую осторожность. Как следует из (21), при $\varepsilon_e < m_\pi c^2$ ($n_\pi < 1.19 \cdot 10^{37} \text{ см}^{-3}$) в среде нет условий для стабильности π^- -мезонов и, следовательно, $n_\pi = 0$. В этом случае уравнение (25) сведется к связи между ε_n и ε_e . Задавая одну из них, например ε_n , мы можем определить вторую величину. Если при некотором значении ε_n выполняется условие $\varepsilon_e = m_\pi c^2$, то в дальнейшем ε_e остается постоянной, т. е. концентрация электронов (μ^- -мезонов) при дальнейшем повышении плотности не растет, а остается постоянной. При этом уравнение (25) снова будет связывать две неизвестные величины: ε_n и n_π . Задавая одну из них, например ε_n , мы можем определить соответственно другое значение n_π .

Значениям ϵ_n (а следовательно и n_n), при которых $p_{\pm} = 0$ и обращаются в нуль [см. (26)], соответствуют пороги стабильности основных частиц. Зная же импульсы основных частиц, как функции числа нейтронов n_n , мы можем из (23) определить также концентрации всех остальных частиц, входящих в различные зарядовые подгруппы. При этом значения $p_{\pm} = b_{\pm}$ [см. (23)] определяют пороги стабильности k -й частицы данной зарядовой подгруппы. Таким образом, соотношение (25) вместе с (23) и (26) полностью определяет концентрации и пороги стабильности всех частиц.

В табл. 2 приводятся пороги стабильности всех частиц по зарядовым подгруппам. В скобках указаны значения их масс в $M_{\text{эв}}$. Рядом приводятся пороговые значения энергии нейтронов и их концентрации, а также значение плотности, массы в g/cm^3 . Из таблицы видно, что большинство частиц стабилизируется уже при плотностях $\rho \leq 10^{15} g/cm^3$.

В табл. 3 приводятся концентрации основных частиц в зависимости от ϵ_n и ϵ , до плотностей, более чем на три порядка превышающих ядерную. Имея эти данные, из (23) можно определить также концентрации всех остальных частиц. Здесь из-за краткости мы не приводим.

На рис. 3 показана зависимость граничной энергии электронов ϵ , от граничной энергии нейтронов ϵ_n . Из рисунка видно, что вначале с ростом плотности, энергия Ферми электронов (а значит и их концентрация) растет и в некоторой области превосходит $m_{\pi}c^2 = 102 M_{\text{эв}}$, что приводит к стабильности ρ^- -мезонов. Однако после стабилизации Σ^- -гиперонов концентрация электронов начинает уменьшаться (максимум кривой, соответствующий $n = 1.5 \cdot 10^{39} cm^{-3}$). Если бы число положительных и отрицательных барионов было равно, то, как было показано в [14], при $\rho \rightarrow \infty$, $n_e \rightarrow 0$. В рассматриваемом же случае учтено наличие Δ^{++} резонанса приводит к тому, что после стабилизации этих частиц концентрация электронов начинает снова весьма медленно расти (минимум кривой при $n = 2.5 \cdot 10^{40} cm^{-3}$).

На рис. 4 приведены зависимости концентраций основных частиц от полного числа барионов. Мы замечаем, что если при $n = 10^{40} cm^{-3}$ концентрации всех барионов величины приблизительно одного порядка, то концентрация электронов на три-четыре порядка меньше.

Из данных табл. 3 и рис. 3 и 4 видно, что при плотностях $\rho \leq 10^{15} g/cm^3$ (ρ_0 — ядерная плотность) энергия вырожденного электронного газа не превосходит $60 M_{\text{эв}}$, что делает невозможным стабилизацию π^- -мезонов. По-видимому, это дает основания утверждать, что в недрах стабильных барионных конфигураций наличие π^- -мезонов исключено.

Таблица 2

Пороги стабильности частиц

Зарядовая группа	Частица	ε_n (Мэв)	n_n	ρ (г/см ³)	Зарядовая группа	Частица	ε_n (Мэв)	n_n	ρ (г/см ³)
++	Δ (1236)	1336	$3.7489 \cdot 10^{39}$	$5.62 \cdot 10^{16}$	+	Σ (1189)	1256	$5.5338 \cdot 10^{39}$	$7.99 \cdot 10^{16}$
	Λ (1115.6)	1115.6	$9.922 \cdot 10^{38}$	$2.72 \cdot 10^{15}$		Δ (1236)	1292	$3.0519 \cdot 10^{39}$	$1.29 \cdot 10^{16}$
	Σ (1192.6)	1192.6	$1.734 \cdot 10^{39}$	$7.62 \cdot 10^{15}$		Σ (1382)	1432	$5.5131 \cdot 10^{39}$	$7.98 \cdot 10^{16}$
	Δ (1236)	1236	$2.2663 \cdot 10^{39}$	$1.21 \cdot 10^{16}$		N' (1470)	1525	$7.5827 \cdot 10^{39}$	$1.65 \cdot 10^{17}$
	Ξ (1314.7)	1314.7	$3.4028 \cdot 10^{39}$	$2.77 \cdot 10^{16}$		N' (1525)	1582.6	$9.0354 \cdot 10^{39}$	$2.30 \cdot 10^{17}$
	Σ (1382.2)	1382.2	$4.5549 \cdot 10^{39}$	$5.41 \cdot 10^{16}$		N (1550)	1609	$9.7486 \cdot 10^{39}$	$3.10 \cdot 10^{17}$
	Λ (1405)	1405	$4.9881 \cdot 10^{39}$	$6.63 \cdot 10^{16}$		Σ (1197)	1072	$6.0163 \cdot 10^{38}$	$1.23 \cdot 10^{15}$
	N' (1470)	1470	$6.3204 \cdot 10^{39}$	$1.09 \cdot 10^{17}$		Δ (1236)	1114.5	$9.4248 \cdot 10^{38}$	$2.42 \cdot 10^{15}$
	N (1518)	1518	$7.4165 \cdot 10^{39}$	$1.57 \cdot 10^{17}$		Ξ (1321)	1523	$2.4927 \cdot 10^{39}$	$1.42 \cdot 10^{16}$
	Λ (1518.8)	1518.8	$7.4383 \cdot 10^{39}$	$1.58 \cdot 10^{17}$		Σ (1382)	1333	$3.6990 \cdot 10^{39}$	$3.45 \cdot 10^{16}$
0	Ξ (1528.9)	1528.9	$7.6765 \cdot 10^{39}$	$1.70 \cdot 10^{17}$	—	Ξ (1534)	1481	$6.5632 \cdot 10^{39}$	$1.19 \cdot 10^{17}$
	N (1550)	1550	$8.1975 \cdot 10^{39}$	$1.93 \cdot 10^{17}$		Δ (1640)	1582.4	$9.0310 \cdot 10^{39}$	$1.55 \cdot 10^{17}$
	Δ (1640)	1640	$1.0628 \cdot 10^{40}$	$3.46 \cdot 10^{17}$		Σ (1660)	1600	$9.5036 \cdot 10^{39}$	$2.71 \cdot 10^{17}$
						Ω (1672)	1611.4	$9.7900 \cdot 10^{39}$	$3.11 \cdot 10^{17}$

Таблица 3

Значение концентраций основных частиц, плотность вещества и давление

ε_n (Мэв)	ε_e (Мэв)	n_n	n_p	$n_{\Delta^{++}}$ (1236)	n_{Σ^-} (1197)	n_e	n	ρ (г/см ³)	P (эрг/см ³)	$f(\rho) = q/t_n^2$
1000	60	$1.76 \cdot 10^{38}$	$1.01 \cdot 10^{38}$			$9.45 \cdot 10^{35}$	$1.47 \cdot 10^{38}$	$3.04 \cdot 10^{14}$	$5.18 \cdot 10^{33}$	$1.23 \cdot 10^{37}$
1050	105.5	$4.51 \cdot 10^{38}$	$5.26 \cdot 10^{38}$			$5.14 \cdot 10^{36}$	$4.56 \cdot 10^{38}$	$8.21 \cdot 10^{14}$	$1.81 \cdot 10^{34}$	$1.83 \cdot 10^{37}$
1100	124.5	$8.20 \cdot 10^{38}$	$8.41 \cdot 10^{37}$		$7.51 \cdot 10^{37}$	$8.45 \cdot 10^{36}$	$9.79 \cdot 10^{38}$	$1.82 \cdot 10^{15}$	$8.54 \cdot 10^{34}$	$3.74 \cdot 10^{37}$
1150	109	$1.28 \cdot 10^{39}$	$1.03 \cdot 10^{38}$		$2.60 \cdot 10^{38}$	$5.67 \cdot 10^{36}$	$1.85 \cdot 10^{39}$	$4.20 \cdot 10^{15}$	$2.08 \cdot 10^{35}$	$8.21 \cdot 10^{37}$
1200	89.5	$1.82 \cdot 10^{39}$	$9.21 \cdot 10^{38}$		$4.83 \cdot 10^{38}$	$3.14 \cdot 10^{36}$	$4.05 \cdot 10^{39}$	$8.29 \cdot 10^{15}$	$4.77 \cdot 10^{35}$	$1.14 \cdot 10^{38}$
1250	69.5	$2.45 \cdot 10^{39}$	$1.61 \cdot 10^{39}$		$7.49 \cdot 10^{38}$	$1.44 \cdot 10^{36}$	$6.75 \cdot 10^{39}$	$1.41 \cdot 10^{16}$	$8.84 \cdot 10^{35}$	$1.67 \cdot 10^{38}$
1300	53.5	$3.17 \cdot 10^{39}$	$2.42 \cdot 10^{39}$		$1.10 \cdot 10^{39}$	$6.70 \cdot 10^{35}$	$1.17 \cdot 10^{40}$	$2.38 \cdot 10^{16}$	$1.58 \cdot 10^{36}$	$2.55 \cdot 10^{38}$
1350	48.5	$3.98 \cdot 10^{39}$	$3.21 \cdot 10^{39}$	$7.62 \cdot 10^{37}$	$1.66 \cdot 10^{39}$	$4.99 \cdot 10^{35}$	$1.77 \cdot 10^{40}$	$3.96 \cdot 10^{16}$	$2.70 \cdot 10^{36}$	$3.82 \cdot 10^{38}$
1400	49	$4.89 \cdot 10^{39}$	$4.02 \cdot 10^{39}$	$6.00 \cdot 10^{38}$	$2.38 \cdot 10^{39}$	$5.15 \cdot 10^{35}$	$2.73 \cdot 10^{40}$	$6.34 \cdot 10^{16}$	$4.51 \cdot 10^{36}$	$5.16 \cdot 10^{38}$
1450	51	$5.98 \cdot 10^{39}$	$4.89 \cdot 10^{39}$	$1.36 \cdot 10^{39}$	$3.25 \cdot 10^{39}$	$5.82 \cdot 10^{35}$	$4.01 \cdot 10^{40}$	$9.50 \cdot 10^{16}$	$7.01 \cdot 10^{36}$	$6.70 \cdot 10^{38}$
1500	54	$7.00 \cdot 10^{39}$	$5.82 \cdot 10^{39}$	$2.30 \cdot 10^{39}$	$4.26 \cdot 10^{39}$	$6.56 \cdot 10^{35}$	$5.64 \cdot 10^{40}$	$1.39 \cdot 10^{17}$	$1.10 \cdot 10^{37}$	$8.51 \cdot 10^{38}$
1550	56	$8.20 \cdot 10^{39}$	$6.88 \cdot 10^{39}$	$3.47 \cdot 10^{39}$	$5.37 \cdot 10^{39}$	$7.87 \cdot 10^{35}$	$8.19 \cdot 10^{40}$	$1.93 \cdot 10^{17}$	$1.89 \cdot 10^{37}$	$1.12 \cdot 10^{39}$
1600	58.5	$9.50 \cdot 10^{39}$	$8.61 \cdot 10^{39}$	$4.82 \cdot 10^{39}$	$6.62 \cdot 10^{39}$	$8.75 \cdot 10^{35}$	$1.04 \cdot 10^{41}$	$2.71 \cdot 10^{17}$	$2.40 \cdot 10^{37}$	$1.38 \cdot 10^{39}$
1650	61	$1.09 \cdot 10^{40}$	$9.23 \cdot 10^{39}$	$6.56 \cdot 10^{39}$	$7.99 \cdot 10^{39}$	$9.93 \cdot 10^{35}$	$1.39 \cdot 10^{41}$	$3.49 \cdot 10^{17}$	$3.33 \cdot 10^{37}$	$1.75 \cdot 10^{39}$

Имея относительные концентрации и импульсы всех частиц, мы можем вычислить также суммарную плотность вещества и давление, в предположении, что при всех плотностях барионный газ является идеальным

$$\rho = K_n \sum_k \left(\frac{m_k}{m_n} \right)^4 (\text{sh } t_k - t_k), \quad (27)$$

$$P = \frac{k_n}{3} \sum_k \left(\frac{m_k}{m_n} \right)^4 \left(\text{sh } t_k - 8 \text{sh } \frac{t_k}{2} + 3t_k \right), \quad (28)$$

где $K_n = \frac{m_n^4 c^5}{32 \pi^3 \hbar^3}$, $t_k = \text{arc sh } \frac{p_k}{m_k c}$, а суммирование производится по всем частицам. Результаты вычисления суммарной плотности и давления приведены в табл. 3. На рис. 5 показана зависимость давления от плотности, т. е. кривая $P(\rho)$. Для машинных расчетов весьма удобно эту кривую аппроксимировать некоторым полиномом по степеням ρ . С весьма хорошей точностью в области плотностей $\rho \leq 1000 \rho_0$ имеем

$$P = 2 \cdot 10^{-7} \rho^4 - 2.194 \cdot 10^{-5} \rho^3 + 1.333 \cdot 10^{-3} \rho^2 + 7 \cdot 10^{-2} \rho - 0.005 \quad (29)$$

в единицах Оппенгеймера-Волкова [7].

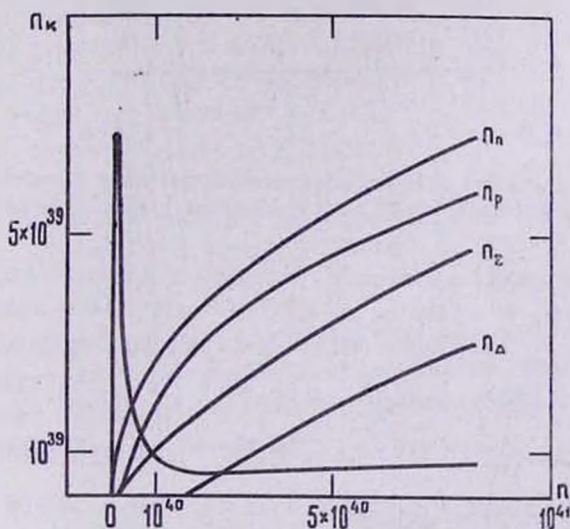


Рис. 4. Концентрации основных частиц в зависимости от полной плотности барионов.

Նկ. 4. Հիմնական մասնիկների կոնցենտրացիան՝ կախված բարիոնների լրիվ խտությունից:

5. Неидеальный барионный газ. Учет ядерного взаимодействия может существенным образом повлиять как на относительные концентрации частиц, так и на пороги их стабильности. В частности, как

было показано в [4], учет взаимодействия может привести к тому, что Σ^- -гипероны станут стабильными уже при плотностях порядка ядерной. Здесь мы не будем касаться влияния взаимодействия на пороги стабильности. Рассмотрим лишь вклад взаимодействия в выражения плотности вещества и давления. При этом будем придерживаться модели, предложенной в [4].

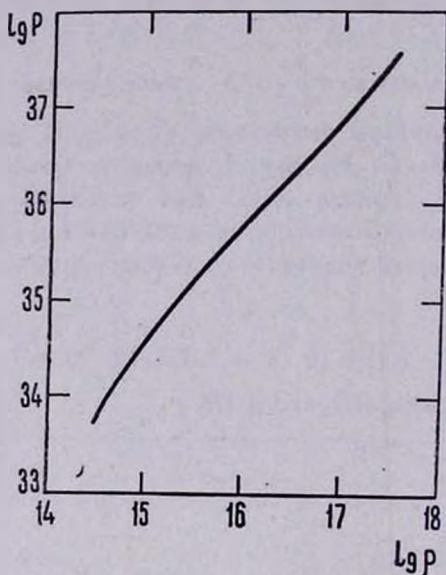


Рис. 5. Зависимость $P(\rho)$, т. е. уравнение состояния идеального газа.

Նկ. 5. $P(\rho)$ կախումը, այսինքն իդեալական գազի վիճակի հավասարումը:

В [4] для части плотности энергии и давления, обусловленного взаимодействием, в области $n > 1.5 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$ (n — полная плотность барионов) были предложены следующие выражения (в эрг/см^3):

$$\rho_v(n) = 2.05 \cdot 10^{-17} n^{4/3} - 8.99 \cdot 10^{-30} n^{5/3} + 8.03 \cdot 10^{-43} n^2, \quad (30)$$

$$P_v(n) = 6.62 \cdot 10^{-18} n^{4/3} - 5.99 \cdot 10^{-30} n^{5/3} + 8.03 \cdot 10^{-43} n^2. \quad (31)$$

Полное давление P_t и плотность энергии ρ_t равны

$$P_t = P + P_v, \quad (32)$$

$$\rho_t = \rho + \rho_v, \quad (33)$$

где ρ и P — соответственно плотность энергии и давление идеального газа.

В табл. 4 приводятся значения ρ_v и P_v , а также ρ_t и P_t . Из сравнения замечаем, что при плотностях порядка ядерной вклад взаимодействия отрицательный. При плотностях, в несколько раз превы-

шающих ядерную, силы притяжения заменяются весьма интенсивным отталкиванием. Так уже при плотности, всего в шесть раз превышающую ядерную, вклад взаимодействия в давление превосходит давление идеального газа, $P_0 > P_i$ и в дальнейшем, с повышением плотности, становится доминирующим: $P_0 \approx P_i$. Плотность же энергии взаимодействия приравнивается к плотности идеального газа приблизительно при плотностях, на два порядка превышающих ядерную. При $\rho_i > 2 \cdot 10^{17}$ г/см³ плотность энергии и давление приравниваются $P_i = p_0$, вступает в силу жесткое уравнение состояния.

Таблица 4
Значение плотности и давление вещества с
учетом взаимодействия

Взаимодействие		Суммарные	
Плотность (г/см ³)	Давление (эрг/см ³)	Плотность (г/см ³)	Давление (эрг/см ³)
$-5.16 \cdot 10^{13}$	$-1.49 \cdot 10^{33}$	$2.52 \cdot 10^{14}$	$3.69 \cdot 10^{33}$
$7.00 \cdot 10^{13}$	$7.00 \cdot 10^{33}$	$8.21 \cdot 10^{14}$	$1.88 \cdot 10^{34}$
$1.12 \cdot 10^{14}$	$1.01 \cdot 10^{35}$	$1.93 \cdot 10^{15}$	$1.86 \cdot 10^{35}$
$7.41 \cdot 10^{14}$	$7.07 \cdot 10^{35}$	$4.94 \cdot 10^{15}$	$7.28 \cdot 10^{35}$
$5.82 \cdot 10^{15}$	$5.24 \cdot 10^{36}$	$1.41 \cdot 10^{16}$	$5.72 \cdot 10^{36}$
$1.95 \cdot 10^{16}$	$1.75 \cdot 10^{37}$	$3.36 \cdot 10^{16}$	$1.84 \cdot 10^{37}$
$6.79 \cdot 10^{16}$	$6.11 \cdot 10^{37}$	$9.17 \cdot 10^{16}$	$6.27 \cdot 10^{37}$
$1.70 \cdot 10^{17}$	$1.53 \cdot 10^{38}$	$2.10 \cdot 10^{17}$	$1.55 \cdot 10^{38}$
$4.48 \cdot 10^{17}$	$3.93 \cdot 10^{38}$	$5.11 \cdot 10^{17}$	$3.97 \cdot 10^{38}$
$9.99 \cdot 10^{17}$	$8.99 \cdot 10^{38}$	$1.09 \cdot 10^{18}$	$9.06 \cdot 10^{38}$
$2.05 \cdot 10^{18}$	$1.84 \cdot 10^{39}$	$2.19 \cdot 10^{18}$	$1.85 \cdot 10^{39}$
$4.52 \cdot 10^{18}$	$4.07 \cdot 10^{39}$	$4.71 \cdot 10^{18}$	$4.09 \cdot 10^{39}$
$7.34 \cdot 10^{18}$	$7.01 \cdot 10^{39}$	$7.61 \cdot 10^{18}$	$7.03 \cdot 10^{39}$
$1.39 \cdot 10^{19}$	$1.25 \cdot 10^{40}$	$1.42 \cdot 10^{19}$	$1.25 \cdot 10^{40}$

6. *Плотность тепловой энергии.* При рассмотрении горячих барионных конфигураций, в частности вычислениях времени их остывания, необходимо иметь прежде всего внутреннюю тепловую энергию— Q , которая определяется соотношением

$$Q = \int_0^R q e^{\lambda/2} 4\pi r^2 dr, \quad (34)$$

где q — плотность тепловой энергии, e^{λ} — радиальная компонента метрического тензора, R — координатный радиус звезды. Ниже приводится вычисление q как функции плотности вещества.

Как известно [9], для вырожденного Ферми газа удельная теплоемкость c_v в первом приближении определяется соотношением

$$c_v = \pi^2 k^2 T \sum_i n_i \frac{\sqrt{x_i^2 + 1}}{m_i x_i^2 c^2}, \quad (35)$$

где T — температура, k — постоянная Больцмана, m_i и n_i — соответственно масса и концентрация i -го типа фермионов, $x_i = \frac{p_i}{m_i c}$, а суммирование производится по всем фермионам.

Имея в виду (35), для плотности тепловой энергии получим

$$q = \frac{\pi^2 t_n^2 m_n c^2}{2} \sum_i \left(\frac{m_n}{m_i} \right) n_i \frac{\sqrt{x_i^2 + 1}}{x_i^2}, \quad (36)$$

где $t_n = \frac{kT}{m_n c^2}$, m_n — масса нейтрона. В табл. 3 приводятся в зависимости от плотности значения величины $f(\rho)$, где

$$f(\rho) = \frac{q(\rho)}{t_n^2} = \frac{\pi^2}{2} m_n c^2 \sum_i \left(\frac{m_n}{m_i} \right) n_i \frac{\sqrt{x_i^2 + 1}}{x_i^2}. \quad (37)$$

В вырожденном барионном газе теплопроводность весьма большая (практически равна бесконечности), и поэтому сверхплотные горячие звезды, за исключением весьма тонкого поверхностного слоя с весьма незначительной массой и толщиной, являются изотермическими. Поэтому при интегрировании (34) температуру можно вынести из-под интеграла и вычислить также безразмерную величину Q/t_n^2 .

Ереванский государственный университет
Бюраканская астрофизическая обсерватория

16 июля 1970 г.

Ռ. Մ. ԱՎԱԿՅԱՆ, ՅՈՒ. Լ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Գ. Ս. ՍԱԶԱԿՅԱՆ

ԱՐՏԱԿԱՐԳ ԲԱՐՁՐ ԽՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ ԱՅԼԱՍԵՐՎԱՄ
ՊԼԱՋՄԱՅԻ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Ա Մ Փ Ռ Վ Ռ Ա Մ

Խտությունների $\rho_0 \leq \rho \leq 1000 \rho_0$ (ρ_0 -ն միջուկային խտությունն է) տիրույթում քննարկված է ռեզոնանսների առկայությամբ գերխիտ նյութի վիճակի հավասարումը: Հաշվարկները կատարված են իդեալական գազի մոդելի համար: Բացի այդ, [4]-ում առաջարկված փոխադրեցության մոդելի օգնությամբ

հաշված է նաև ռեալ գազի վիճակի հավասարումը: Հաշված են առանձին մասնիկների կայունության շեմերը և հարաբերական կոնցենտրացիաները:

Հաշվումները ցույց են տալիս, որ արդեն $\rho \leq 5 \cdot 10^{15}$ գ/սմ³ խտությունների դեպքում (կայուն բարիոնային կոնֆիգուրացիաների տիրույթը) միջավայրում կայուն են դառնում մի շարք ռեզոնանսներ: Հաշվումներից երևում է, որ խտությունների դիտարկված տիրույթում Δ^{++} -ռեզոնանսների առկայությունը չի բերում π^- -մեզոնների կայունացմանը: Աշխատանքում հաշված է նաև գերխիտ նյութի ջերմային էներգիայի խտությունը: Հաշվումների արդյունքները բերված է (2—4) աղյուսակներում և (1—5) նկարներում:

R. M. AVAKIAN, Yu. L. VARTANIAN, G. S. SAHAKIAN

ON THE PROPERTY OF DEGENERATE PLASMA AT EXTREMELY HIGH DENSITIES

S u m m a r y

It is considered the equation of state of extremaly dense matter at densities $\rho_0 \leq \rho \leq 1000 \rho_0$ (ρ_0 — nuclear densities). Calculations was carried out both for models of ideal and real gases according to the model of interaction, proposed in [4]. The thresholds of stabilization of all kinds of particles and their concentration are calculated. The calculation shows, that a number of the resonances are stabilized already at densities $\rho \leq 5 \cdot 10^{15}$ g/cm³ (the region of stabil barion configurations). The taking into account the Δ^{++} resonance doesn't bring to stabilization of π^- -mesons in the considering region of densities. The value of density of thermal energy of highly dense matter is also calculated. All results of the calculations are shown in Figs. 1—5 and Tables 2—4.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. G. B. Van Albada, Bull. Astr. Inst. Netherlands, 10, 161, 1946; Ap. J. 105, 393, 1947.
2. Дж. Уилер, Б. Гаррисон, М. Вакно, К. Торн, Теория гравитации и гравитационный коллапс, М., изд-во «Мир», 1947.
3. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, Астрон. ж. 37, 193, 1960.
4. Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартамян. Nuovo Cimento, 30, 82, 1963; Сообщения Бюраканской обсерватории, 39, 55, 1963.
5. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, Релятивистская астрофизика, М., изд-во «Мир», 1967.
6. С. Мошковский. Сб.: «Стрессение атомного ядра», М., ИЛ, 1959.
7. J. R. Oppenheimer, G. H. Volkoff, Phys. Rev., 55, 374, 1939.
8. С. Чандрасекар, Введение в учение о строении звезд, М., ИЛ, 1950.