

Г. С. АДЖЯН, А. С. АРУТЮНЯН, Ю. Л. ВАРТАНЯН

## О ВОЗМОЖНОСТИ СУЩЕСТВОВАНИЯ СВЕРХПЛОТНЫХ И СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

Исследуется бесконечная ядерная плазма при наличии пионного конденсата и конденсированных лептонов. Найдены относительные концентрации частиц в зависимости от плотности барионов, а также определена область допустимых значений ядерных констант, при которых такая система может находиться в связанном состоянии.

### 1. Введение

Теория пионного конденсата [1, 2] предсказывает существование сверхплотных ядер с массовым числом  $A < A_1 \sim 10^2 \div 10^3$  и  $v \equiv Z/A \approx 0,5$ , а также гигантских ядер с  $A > A_2 \approx 10^5 - 10^7$  и  $v \ll 1$ . При определении порогов  $A_1, A_2$  в [1, 2] не была учтена лептонная конденсация в таких ядрах [3, 4]. Наличие электронного  $\mu^-$ -мезонного облака сильно уменьшает значение  $A_2$  ( $A_2 \sim 1/e^3$ ) [4]. В целом ряде работ исследовалось распределение электронов и  $\mu^-$ -мезонов в этих ядрах [3—5], которое находилось решением релятивистского аналога уравнения Томаса-Ферми. Эти исследования показывают, что заряд внутренних областей гигантских ядер полностью компенсируется зарядом электронов и  $\mu^-$ -мезонов и лишь узкий поверхностный слой остается заряженным.

В случае лептонной конденсации, помимо решения уравнения Томаса-Ферми, необходимо решить задачу полного локального минимума энергии ядерно-лептонной материи, из которой определяется зависимость барионной плотности от расстояния до центра ядра. Такая задача в общем случае в настоящее время не решена. Однако при исследовании внутренних областей гигантских ядер наличие электронейтральности сильно упрощает ситуацию [4, 5], которая весьма похожа на состояние вещества в нейтронных звездах при наличии пионного конденсата [6-8]. Различие заключается в том, что в случае сверхтяжелых ядер накладывается дополнительное условие связанности системы—наличие отрицательного значения минимума энергии.

При решении вышеуказанной задачи имеется определенный произвол, обусловленный недостаточной определенностью в настоящее время некоторых ядерных констант. В данной работе вычисляются относительные концентрации частиц равновесной ядерной плазмы, а также определяется область допустимых значений ядерных констант, при которых такая система может находиться в связанном состоянии. Найдены значения равновесной ядерной плотности  $\rho_{m1a}$  и энергии связи на барион  $\epsilon(\rho_{m1a})$ , соответствующие различным значениям ядерных констант.

2. Основные уравнения

Энергия, приходящаяся на один барион, при наличии электронов и  $\mu^-$ -мезонов, равна

$$\varepsilon = \varepsilon_h(n, \nu) + n_e \varepsilon_e / n + n_\mu \varepsilon_\mu / n \quad (1)$$

Здесь  $n$  — полная плотность барионов ( $см^{-3}$ ),  $\nu$  — заряд адронной системы, приходящий на один барион,  $n_e$  и  $n_\mu$  — плотности электронов и  $\mu^-$ -мезонов,  $\varepsilon_e$  и  $\varepsilon_\mu$  — средние энергии этих частиц, которые равны [9],

$$\varepsilon_l = (3m_l c^2 / 8x_l^2) [x_l (1 + 2x_l^2) \sqrt{1 + x_l^2} - \ln(x_l + \sqrt{1 + x_l^2})], \quad (2)$$

где  $x_l = (\hbar / m_l c) (3\pi^2 n_l)^{1/3}$ ,  $l = e, \mu$ .  $\varepsilon_h$  — энергия адронной подсистемы

$$\varepsilon_h(n, \nu) = \varepsilon_B(n) + \varepsilon_\pi(n, \nu), \quad (3)$$

где  $\varepsilon_B(n)$  — барионная энергия, а  $\varepsilon_\pi$  — энергия пионного конденсата. Следуя [1, 2], для этих величин примем: для  $\varepsilon_B$  — энергию чистого нейтронного газа с потенциалом взаимодействия Рейда [10] и для  $\varepsilon_\pi$  — выражение, полученное в [11],

$$\varepsilon_\pi = \alpha_\pi n (1 - 2\nu)^2 - 81f^2 (1 - \gamma) n / 50 + \Delta / 3, \quad (4)$$

где  $\alpha_\pi = 1/2F^2$ ,  $F = 1.35$  — константа распада пиона,  $f = g_A / F$ ,  $g_A = 1.36$  — аксиальная константа,  $\gamma$  учитывает вклад нуклонных корреляций,  $\Delta = m_N^* - m_N = 2.1$ . Здесь и далее использована система единиц  $m_\pi = \hbar = c = 1$ .

При определении констант  $f$  и  $\gamma$  имеется определенный произвол. Поэтому в [1, 2] при исследовании сверхплотных ядер был рассмотрен набор значений этих констант для двух зарядовых состояний  $\nu = 1/2$  (сверхплотные нормальные ядра) и  $\nu = 0$  («нейтронные» ядра). Здесь мы не будем конкретизировать значение  $\nu$ , а рассмотрим всю возможную область изменения  $0 \lesssim \nu \lesssim 1/2$ . Подставляя (2) — (4) в (1), получим

$$\varepsilon = \varepsilon(n, n_e, n_\mu, \nu, a), \quad \text{где } a \equiv f^2(1 - \gamma). \quad (5)$$

Условие минимума  $\varepsilon$  по  $n_e$ ,  $n_\mu$  и  $\nu$  при дополнительном условии электронейтральности

$$n\nu = n_e + n_\mu \quad (6)$$

приводит к соотношению между химическими потенциалами электронов,  $\mu^-$ -мезонов и  $\pi^-$ -мезонов

$$\mu_e = \mu_\mu = \mu_\pi \quad (7)$$

При выводе (7) учтено, что в модели развитого пионного конденсата плотности всех шести барионных квазичастиц ( $N_\pi^{*++}$ ,  $N_\pi^{*+}$ ,  $p$ ,  $n$ ,  $N_\pi^{*0}$ ,  $N_\pi^{*-}$ ) одинаковы, т. е.

$$n\nu = n/2 - n_\pi. \quad (8)$$

Из (4) и (5) получим

$$4\alpha_\pi n (1 - 2\nu) = m_e x_e, \quad (9)$$

$$m_e x_e = m_\mu^2 \sqrt{1 + x_\mu^2} \quad (10)$$

$$p\nu = (1/3\pi^2)[(m_e x_e)^3 + (m_\mu x_\mu)^3]. \quad (11)$$

### 3. Результаты расчета

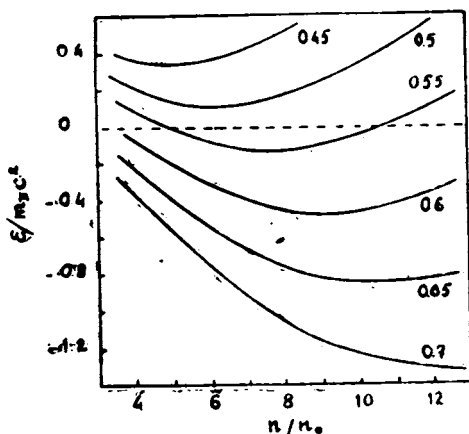
Решение системы (9) — (11) дает зависимости  $n_e(p)$ ,  $n_\mu(p)$  и  $\nu(p)$  или, что то же,  $n_e(n)$ ,  $n_\mu(n)$  и  $\nu(n)$ , которые приведены в таблице.

В [4] было отмечено, что при весьма больших плотностях заряд барионов нейтрализуется всецело зарядом электронов и  $\mu^-$ -мезонов. Это является следствием того, что энергия пионного конденсата растет пропорционально  $n^2$ , а лептонов —  $n^{3/2}$ . Однако, как видно из таблицы, такая ситуация наступает, когда  $n/n_0 \gtrsim 100$ , т. е. в области, о существовании в которой барионных квазичастиц вряд ли имеет смысл говорить. В области же плотностей, где возможно существование сверхплотных гигантских ядер (см. (13) — (14)), состоящих из барионов и пионного конденсата, а также конденсированных электронов и  $\mu$ -мезонов  $0.18 \leq \nu < 0.3$ .

Таблица

Концентрации частиц

| $n/n_0$   | 3     | 4     | 5     | 6     | 7     | 8     | 9     | 10    | 15    | 25    | 50    | 190   |
|-----------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| $\nu$     | 0.083 | 0.121 | 0.152 | 0.177 | 0.200 | 0.218 | 0.234 | 0.248 | 0.297 | 0.349 | 0.400 | 0.436 |
| $n_\pi/n$ | 0.417 | 0.379 | 0.348 | 0.322 | 0.300 | 0.282 | 0.266 | 0.252 | 0.203 | 0.151 | 0.100 | 0.064 |
| $n_e/n$   | 0.054 | 0.072 | 0.087 | 0.100 | 0.109 | 0.118 | 0.125 | 0.132 | 0.155 | 0.179 | 0.200 | 0.218 |
| $n_\mu/n$ | 0.029 | 0.049 | 0.065 | 0.077 | 0.091 | 0.100 | 0.109 | 0.116 | 0.142 | 0.170 | 0.200 | 0.218 |



Зависимость энергии на барион  $\epsilon(n)$  от плотности барионов  $n$  для различных значений постоянной  $\alpha$ . Рядом с кривыми приведены значения коэффициента  $\alpha$ .

Подставляя  $n_e(n)$ ,  $n_\mu(n)$  и  $\nu(n)$  в (5), получим

$$\epsilon = \epsilon(n, \alpha), \quad (12)$$

Придавая различные значения постоянной  $\alpha$ , можно построить кривые  $\epsilon_\alpha(n)$ , вид которых приведен на рисунке. При  $\alpha \lesssim 0.53$ , несмотря на то, что энергетические кривые имеют минимум, условие связности ( $\epsilon(n_{\min}) > 0$ ) нарушается.

В области изменения  $0.5 \lesssim \alpha \lesssim 0.8$  глубина ямы  $\epsilon_{\min}$  и его местоположение с хорошей точностью даются аппроксимационными формулами

$$\epsilon_{\min} = -0,88 + 8,62a - 13,2a^2, \quad (13)$$

$$(n/n_0)_{\min} = 33,2a - 10,6. \quad (14)$$

Необходимо отметить, что связанные состояния образуются и для тех значений  $a$ , при которых  $d\epsilon/dn < 0$  вплоть до плотностей на два и более порядков, превышающих ядерную. При таких больших плотностях уже нельзя говорить о ядерной плазме, состоящей из отдельных барионных квазичастиц, которые будут раздавлены, среда будет состоять из отдельных кварков. В этом случае нельзя пользоваться выражением энергии (2). Но из общих физических соображений следует, что при таких чрезвычайно больших плотностях  $d\epsilon/dn$  станет больше нуля — т. е. ядерный коллапс невозможен. В этом случае образуется связанная система, состоящая из кварков.

Кафедра ядерной физики

Поступила 28.05.1982

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Мигдал А. Б. Фермионы и бозоны в сильных полях. М.: Наука, 1978.
2. Мигдал А. Б., Маркин О. А., Мишустин И. Н., Сорокин Г. А. Пионная конденсация и области устойчивости аномальных ядер.—ЖЭТФ, 1977, т. 72, с. 1247.
3. Воскресенский Д. Н., Сорокин Г. А., Черноуцан А. И. Распределение заряда в аномальных ядрах.—Письма в ЖЭТФ, 1977, № 25, с. 495.
4. Chernoustan A. I., Sorokin G. A., Voskresensky D. N. Charge Distribution in Abnormal Nuclei.—Preprint of the L. D. Landau Institute for Theoretical Phys. The Academy of Sciences, of the USSR, 1977.
5. Мигдал А. Б., Попов В. С., Воскресенский Д. Н. О распределении вакуумного заряда вблизи сверхзаряженных ядер.—Письма в ЖЭТФ, 1976, т. 24, с. 186. Распределение вакуумного заряда вблизи сверхзаряженных ядер.—ЖЭТФ, 1977, т. 72, с. 834.
6. Au C. K., Baym G. Pion Condensation in Neutron Star Matter (II). Nuclear Forces and Stability.—Nuclear Physics, 1974, v. A 236, p. 500.
7. Au C. K. Equation of State for Pion Condensed Neutron Star Matter.—Physics Letters, 1976, 61B, p. 300.
8. Григорян Г. Ш., Саакян Г. С. Эффект пионизации и его астрофизические аспекты.—ЭЧАЯ, 1979, т. 10, с. 1075.
9. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Теория тяготения и эволюция звезд, М., Наука, ФМ, 1971.
10. Pandharipande V. Hyperonic Matter.—Nucl. Phys. 1971, v. A 178, p. 123.
11. Baym G., Campbell D. R. Dasken and J. Manassah, A Simple Model Calculation of Pion Condensation in Neutron Matter.—Phys. Lett., 1975 v. 58B, p. 304.

Գ. Ս. ՀԱԶՋԱՆ, Ա. Ս. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, ՅՈՒ. Լ. ՎԱՐԿԱՆՅԱՆ

ԳԵՐԻԻՏ ԵՎ ԳԵՐԾԱՆՐ ՄԻՋՈՒԿՆԵՐԻ ԳՈՅՈՒԹՅԱՆ  
ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ա մ փ ո փ ու մ

Հետազոտվում է անվերջ չեզոք միջուկային պլազման պիոնային կոնդենսատի առկայության դեպքում: Գտնված են մասնիկների հարաբերական կոնցենտրացիաները՝ կախված բարիոնների խտությունից, և միջուկային հաստատունների թուլատրելի արժեքների տիրույթը, որտեղ համակարգը կարող է գտնվել կապված վիճակում: