

УДК 52—726

## РАВНОВЕСНЫЕ СОСТОЯНИЯ ВЫРОЖДЕННОЙ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ЭЛЕКТРОННО-ЯДЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

С. С. ЛИПОВЕЦКИЙ, В. С. СЕКЕРЖИЦКИЙ

Поступила 15 июня 1983

Принята к печати 20 января 1984

Проведено вычисление термодинамических и ядерных параметров вырожденного сильно замагниченного вещества при плотностях  $\sim 10^7 - 10^{13}$  г.см<sup>-3</sup>, устойчивого относительно  $\beta^-$ -процессов и лямбда-ядерных реакций. Обсуждается корректность применимости модели невзаимодействующих частиц для подобных расчетов.

Как известно [1], в коре пульсаров, обладающих магнитными полями  $\sim 10^{10} - 10^{13}$  Гс у поверхностей [2] и, возможно, еще более сильными в недрах, могут реализоваться электронно-ядерная (Ае) и электронно-нейтронно-ядерная (Аен) фазы вещества. Проведем вычисления параметров плотного замагниченного вещества, находящегося в относительно и абсолютно устойчивых состояниях термодинамического равновесия. Частично данный вопрос обсуждался в [3—6].

Этим состояниям Ае-фазы отвечают, соответственно, условия [1, 3—6]:

$$\left(\frac{\partial w}{\partial Z}\right)_{A, n_B, H} = 0; \quad \left(\frac{\partial w}{\partial Z}\right)_{A, n_B, H} = \left(\frac{\partial w}{\partial A}\right)_{Z, n_B, H} = 0. \quad (1)$$

Для модели невзаимодействующих частиц и ядер одного сорта плотность энергии среды  $w = m_A c^2 n_A + w_e$ , где  $n_A$  и  $n_B$  — концентрации ядер и всех барионов,  $A$  и  $Z$  — массовое и зарядовое числа ядра,  $w_e$  — плотность энергии электронов. Энергию покоя ядра вычисляем с помощью формулы Вайцзеккера, модифицированной согласно [7, 8]:

$$\begin{aligned} m_A c^2 = & 939.55 (A - Z) + 938.256 Z - 15.75 A + 17.8 A^{2/3} + \\ & + 0.71 Z^2 A^{-1/3} + 23.7 A (1 - 2 Z A^{-1})^2 + \\ & + 0.878 A (1 - 2 Z A^{-1})^4 + \alpha H^2 Z A^{2/3}. \end{aligned} \quad (2)$$

Значения коэффициентов в (2) даны в МэВ и взяты из [1],  $\alpha \approx 1.1 \times 10^{-43}$  см<sup>6</sup>. Предпоследнее слагаемое (2) не учитывалось в [3, 4],

последнее — в [3]. Используя результаты [9], для вырожденного идеального релятивистского электронного газа в квантующем магнитном поле с напряженностью  $H$  имеем:

$$\epsilon_e(H) = \left( \frac{\partial w_e}{\partial n_e} \right)_H = [m_e^2 c^4 + (3\pi^2)^{2/3} c^2 \hbar^2 n_e^{2/3} x_e^2 R^{-2/3}]^{1/2}, \quad (3)$$

$$x_e^2 = \frac{\epsilon_e^2(H) - m_e^2 c^4}{2m_e c^2 \mu_B H}; \quad R = \frac{3}{2} \left[ x_e + 2 \sum_{n=1}^l (x_e^2 - 2n) \right], \quad (4)$$

$m_e c^2$  — энергия покоя электрона,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $n_e = Z n_A = ZA^{-1} n_B$  — концентрация электронов,  $n$  — номер квантового уровня Ландау. Суммирование в (4) ведется, пока  $x_e^2 > 2l$ .

В Аеп-фазе  $w = m_A c^2 n_A + w_0 + w_n$ . С помощью метода, изложенного в [10], плотность энергии вырожденного идеального нерелятивистского нейтронного газа в магнитном поле выразим следующим образом:

$$w_n = 0.4 (3\pi^2)^{2/3} \hbar^2 n_n^{5/3} (2m_n)^{-1} (2.5 x_n R_2 - R_1) R_2^{-5/3} + m_n c^2 n_n, \quad (5)$$

где

$$x_n = \frac{\epsilon_n(H)}{\mu_n H}; \quad R_2 = \frac{1}{2} [(x_n - 1)^{3/2} + (x_n + 1)^{3/2}]; \quad \frac{dR_1}{dx_n} = \frac{5}{2} R_2, \quad (6)$$

$$\epsilon_n(H) = (3\pi^2)^{2/3} \hbar^2 n_n^{2/3} x_n (2m_n)^{-1} R_2^{-2/3}, \quad (7)$$

$n_n$  — концентрация нейтронов,  $m_n$  и  $\mu_n$  — масса и магнитный момент нейтрона. В Аеп-фазе  $n_B - n_n = A n_A = AZ^{-1} n_e$ . Поэтому для абсолютно устойчивого состояния [1, 3, 5, 6]

$$\left( \frac{dw}{\partial n_n} \right)_{Z, A; n_B, H} = \left( \frac{\partial w}{\partial Z} \right)_{n_n, A, n_B, H} = \left( \frac{\partial w}{\partial A} \right)_{n_n, Z, n_B, H} = 0. \quad (8)$$

В этом случае (как и для Ае-фазы) при  $H = \text{const}$  имеет место однозначное соответствие между  $Z$  и  $A$  и между  $A$  и  $\rho \approx m_n n_B$ .

Заметим, что в [4, 6] абсолютно устойчивое состояние Аеп-фазы не рассматривалось, а в [3, 5] влияние магнитного поля на нейтронный газ описывалось просто добавлением к плотности энергии  $w_n(0)$  слагаемого  $\mu_n H$ , что не вполне корректно.

Для наглядности и упрощения интерпретации результатов полагаем, как и в [4–6],  $H = H_0 (\rho/\rho_0)^{2/3}$ , где  $\rho_0 = 10^6$  г·см<sup>-3</sup>.

На рис. 1 представлены графики зависимости  $Z/A$  от  $\rho$  для относительно и абсолютно устойчивых состояний Ae-фазы. Параметры вещества у порогов перехода фаз Ae  $\rightarrow$  Aeп приведены в табл. 1. С ростом  $H_0$  у порогов Aeп-фазы увеличиваются концентрации ядер и электронов, возрас-

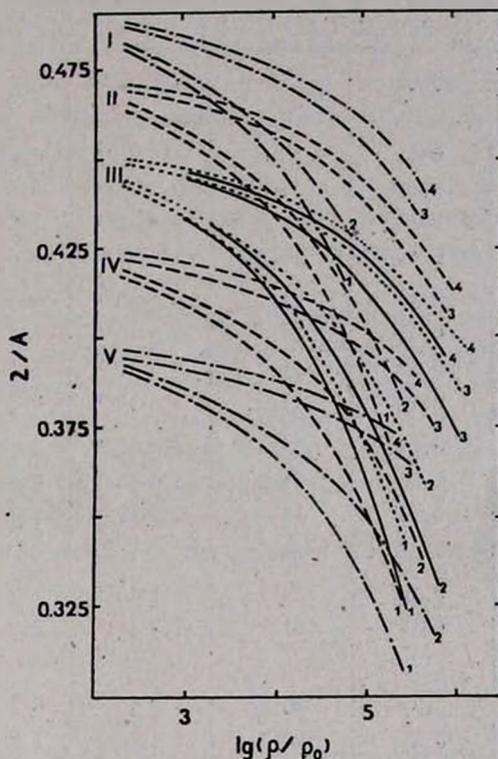


Рис. 1. 1— $H_0 = 0$ ; 2— $H_0 = 2 \cdot 10^{13}$  Гс; 3— $H_0 = 4 \cdot 10^{13}$  Гс; 4— $H_0 = 5 \cdot 10^{13}$  Гс; I— $A = 8$ ; II— $A = 27$ ; III— $A = 64$ ; IV— $A = 125$ ; V— $A = 216$ ; для абсолютно устойчивого состояния линии сплошные. Ограничения справа всех линий серий I и II, 1—3 серии III, 1, 2 серий IV, V и сплошных соответствуют порогам Aeп-фазы; ограничения остальных линий — порогам развала ядер.

тают плотность вещества и величина  $Z/A$ , уменьшается энергия Ферми электронов  $\epsilon_e$ . Расчеты показывают, что при больших  $H_0$ , вследствие повышения порогов Aeп-фазы и снижения порогов развала ядер, оцениваемых, как и в [1], из условия равенства нулю энергии связи ядра, область плотностей, соответствующих Aeп-фазе, сокращается. Пропуски в табл. 1 соответствуют таким значениям  $H_0$ , при которых в плотном замагниченном веществе Aeп-фаза вообще не реализуется.

В [4] не учитывалась возможность отсутствия Aeп-фазы, а также рассматривалось магнитное поле с  $H_0 = 10^{14}$  Гс, при котором  $\rho c^2 <$

$< N^2/8\pi$  во всем диапазоне плотностей Ae-фазы, что вряд ли возможно в реальных условиях.

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ ХОЛОДНОГО ВЕЩЕСТВА В ОТНОСИТЕЛЬНО И АБСОЛЮТНО УСТОЙЧИВЫХ СОСТОЯНИЯХ У ПОРОГА РОЖДЕНИЯ СВОБОДНЫХ НЕЙТРОНОВ.  $A_0$  — МАССОВОЕ ЧИСЛО НАИБОЛЕЕ УСТОЙЧИВОГО ЯДРА

$A$	$H_0$ , Гс	$Z/A$	$\varepsilon_p$ , МэВ	$n_p$ , см $^{-3}$	$n_A$ , см $^{-3}$	$\rho$ , г·см $^{-3}$
8	0	0.42	15.0	$1.5 \cdot 10^{31}$	$4.4 \cdot 10^{33}$	$5.9 \cdot 10^{10}$
	$2 \cdot 10^{12}$	0.42	14.4	$2.3 \cdot 10^{34}$	$6.8 \cdot 10^{33}$	$9.0 \cdot 10^{10}$
	$4 \cdot 10^{13}$	0.43	12.0	$9.8 \cdot 10^{31}$	$2.8 \cdot 10^{34}$	$3.8 \cdot 10^{11}$
	$5 \cdot 10^{13}$	0.44	10.6	$1.3 \cdot 10^{35}$	$3.6 \cdot 10^{34}$	$4.9 \cdot 10^{11}$
27	0	0.37	21.1	$4.1 \cdot 10^{34}$	$4.1 \cdot 10^{33}$	$1.9 \cdot 10^{11}$
	$2 \cdot 10^{13}$	0.38	19.6	$7.0 \cdot 10^{34}$	$6.9 \cdot 10^{33}$	$3.1 \cdot 10^{11}$
	$4 \cdot 10^{13}$	0.40	15.0	$2.3 \cdot 10^{35}$	$2.1 \cdot 10^{34}$	$9.4 \cdot 10^{11}$
	$5 \cdot 10^{13}$	0.41	12.9	$2.6 \cdot 10^{35}$	$2.4 \cdot 10^{34}$	$1.1 \cdot 10^{12}$
64	0	0.34	23.5	$5.7 \cdot 10^{34}$	$2.6 \cdot 10^{33}$	$2.8 \cdot 10^{11}$
	$2 \cdot 10^{13}$	0.35	21.3	$1.0 \cdot 10^{35}$	$4.6 \cdot 10^{33}$	$4.9 \cdot 10^{11}$
	$4 \cdot 10^{13}$	0.38	15.7	$2.9 \cdot 10^{35}$	$1.2 \cdot 10^{34}$	$1.3 \cdot 10^{12}$
	$5 \cdot 10^{13}$	—	—	—	—	—
125	0	0.32	24.1	$6.1 \cdot 10^{34}$	$1.5 \cdot 10^{33}$	$3.2 \cdot 10^{11}$
	$2 \cdot 10^{13}$	0.33	21.4	$1.2 \cdot 10^{35}$	$2.8 \cdot 10^{33}$	$5.9 \cdot 10^{11}$
	$4 \cdot 10^{13}$	—	—	—	—	—
216	0	0.32	23.5	$5.7 \cdot 10^{34}$	$8.7 \cdot 10^{32}$	$3.2 \cdot 10^{11}$
	$2 \cdot 10^{13}$	0.33	20.7	$1.2 \cdot 10^{35}$	$1.8 \cdot 10^{33}$	$6.3 \cdot 10^{11}$
	$4 \cdot 10^{13}$	—	—	—	—	—
$A_0$	0	0.32	24.1	$6.1 \cdot 10^{34}$	$1.6 \cdot 10^{33}$	$3.2 \cdot 10^{11}$
	$2 \cdot 10^{13}$	0.34	21.5	$1.2 \cdot 10^{35}$	$3.1 \cdot 10^{33}$	$5.8 \cdot 10^{11}$
	$4 \cdot 10^{13}$	—	—	—	—	—

Результаты работы получены из определенных модельных представлений и предположений, не обязательно соответствующих реальным ситуациям в холодных сверхплотных замагниченных астрофизических объектах, поэтому они имеют, в известной степени, качественный характер. Используя результаты [5, 11], легко оценить, что рассматриваемые нами магнитные поля не нарушают приближения вырожденного идеального газа для релятивистских электронов.

В [4] учитывалось влияние кулоновского взаимодействия ядер и электронов на параметры наиболее устойчивых ядер Ае-фазы замагниченного вещества добавлением к плотности энергии  $\omega$  слагаемого [12]  $\omega_k = -1.5 n_A^{4/3} n_0^{-1,3} 0.71 Z^2 A^{-1,3}$ , где  $n_0 = 1.3 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$ . Несложно оценить, что даже у порогов развала ядер  $\omega_k/n_A$  не превышает 14% величины  $0.71 Z^2 A^{-1,3}$  при любых разумных  $H$ . Поскольку слагаемое  $0.71 Z^2 A^{-1,3}$  не является наиболее существенным в (2), то учет данной поправки не может заметно изменить результаты наших расчетов, но усложнил бы их.

Ядерное взаимодействие компонентов среды для описания сильно замагниченного вещества также вряд ли существенно, т. к. при  $H_0 \gtrsim 2 \cdot 10^{13}$  Гс массовая плотность у порога развала ядер на два и более порядка ниже ядерной плотности.

В [13, 14] обсуждался вопрос о возможности наличия в тяжелых ядрах Ае-фазы отрицательных пионов. Сверхсильное магнитное поле препятствует образованию устойчивых ядер с большими  $A$  и  $Z$ , поэтому данный вопрос, очевидно, снимается в рассматриваемой задаче.

Таким образом, применяемая нами модель невзаимодействующих частиц позволяет достаточно корректно описывать свойства холодного плотного сильно замагниченного вещества.

Авторы признательны А. Д. Чернину и Д. Г. Яковлеву за существенные замечания.

Брестский государственный  
педагогический институт

## THE EQUILIBRIUM STATES OF DEGENERATE MAGNETIZED ELECTRON—NUCLEAR PLASMA

S. S. LIPOVETSKY, V. S. SEKERZHITSKY

Thermodynamic and nuclear parameters of degenerate strong magnetized matter with density  $\rho \sim 10^7 - 10^{13} \text{ g cm}^{-3}$ , stabilized relative to  $\beta$ -processes and piononuclear reactions are calculated. The correctness of the used independent particle model for similar calculations is discussed.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
2. Ф. Г. Смит, Пульсары, Мир, М., 1979.
3. В. С. Секержицкий, Г. А. Шульман, *Астрофизика*, 13, 473, 1977.

4. Л. Б. Леинсон, В. Н. Ораевский, *Астрон. ж.*, 56, 1256, 1979.
5. В. С. Секержицкий, *Кандидатская диссертация*, ЛГУ, 1981.
6. Г. М. Недялкова, В. С. Секержицкий, С. С. Секержицкий, Г. А. Шильман, в сб. «Исследования по физике звезд», Л., ЛГПИ, 1981, стр. 41.
7. Ю. Л. Вартамян, Н. К. Овакимова, *Астрон. ж.*, 49, 306, 1972.
8. Л. Б. Леинсон, В. Н. Ораевский, *Ядерная физика*, 27, 1457, 1978.
9. Г. А. Шильман, *Астрофизика*, 10, 543, 1974; 11, 89, 1975.
10. Ю. Б. Румер, М. Ш. Рыбкин, *Термодинамика, статистическая физика и кинетика*, Наука, М., 1977.
11. Г. А. Шильман, В. С. Секержицкий, *Астрофизика*, 13, 165, 1977.
12. В. А. Володин, Д. А. Киржицу, *Письма ЖЭТФ*, 13, 450, 1971.
13. Г. С. Саакян, Л. Ш. Григорян, *Астрофизика*, 13, 295, 669, 1977.
14. Л. Ш. Григорян, Г. С. Саакян, *Астрофизика*, 13, 463, 1977.