

УДК 524.354.6-33

В.С. Секержицкий, Д.В. Адамчук**ЭЛЕКТРОННО-НЕЙТРОННО-ЯДЕРНОЕ ВЕЩЕСТВО
В СВЕРХСИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

Рассчитаны равновесные термодинамические и ядерные параметры холодного сверхплотного электронно-нейтронно-ядерного вещества при наличии сверхсильного магнитного поля. Исследовано влияние сверхсильного магнитного поля на параметры, соответствующие границам электронно-нейтронно-ядерной фазы такого вещества.

Согласно существующим представлениям, при плотностях, характерных для оболочек нейтронных звезд и недр белых карликов, должны быть условия для реализации электронно-ядерной (Ae), электронно-нейтронно-ядерной (Aen) или электронно-нуклонной (enp) фаз сверхплотного крайне вырожденного вещества [1]. В любой из перечисленных фаз одним из компонентов вещества является газ свободных электронов, который при плотностях $\rho > 10^6$ г/см³ является релятивистским; при этом температура его вырождения превышает 10^{10} К, что значительно больше предполагаемых температур в недрах указанных астрофизических объектов. В веществе, находящемся в Aen -фазе, имеются свободные нерелятивистские нейтроны. Известно, что сверхплотное вещество может находиться в абсолютно устойчивом состоянии термодинамического равновесия по отношению к бета-процессам и пикноядерным реакциям [1].

Теоретически обоснованная и подтвержденная наблюдательными данными (по крайней мере, косвенными) возможность существования в сверхплотных звездах весьма сильных магнитных полей делает актуальной задачу об учете их влияния на физические свойства сверхплотного вещества.

Цель данной работы – исследование влияния сверхсильного магнитного поля на соответствующие границам Aen -фазы значения термодинамических и ядерных параметров холодного абсолютно равновесного электронно-нейтронно-ядерного вещества для различных известных из литературы его моделей. Следует заметить, что в [2] ставится под сомнение сама возможность существования Aen -фазы вещества из-за альтернативного нейтронизации процесса пионизации ядер. Проведенные нами исследования (например, [3]) дают, однако, основание полагать, что сверхсильные магнитные поля подавляют процесс пионизации более интенсивно, чем процесс нейтронизации, приводящий к образованию Aen -фазы, и поставленная в настоящей работе задача вполне корректна и актуальна.

При численных расчетах и оценках не будет учитываться зависимость величины магнитного момента нейтрона от индукции магнитного поля; не будет учитываться также малая величина аномального магнитного момента электрона.

Представим энергию электронно-нейтронно-ядерного вещества в виде суммы энергий ядер, электронов и свободных нейтронов:

$$E = E_A + E_e + E_n; \quad (1)$$

при этом мы пренебрегаем кинетической энергией ядер и считаем, что электроны образуют крайне вырожденный идеальный газ. Числа частиц компонентов вещества связаны соотношением:

$$N = N_n + AN_A = N_n + \frac{A}{Z} N_e, \quad (2)$$

где N, N_A, N_n, N_e – соответственно числа всех нуклонов, ядер, свободных нейтронов и электронов в объеме V рассматриваемой электронейтральной среды, A и Z – массовое и зарядовое числа ядра. Концентрация всех нуклонов связана с концентрациями компонентов среды и ядерными параметрами соотношением:

$$n = n_n \frac{n_0 - n}{n_0 - n_n} + n_e \frac{A}{Z}. \quad (3)$$

где $n_0 = 1,3 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$ – концентрация нуклонов в ядре.

Энергию покоя ядра будем вычислять с помощью модифицированной следующим образом формулы Бете-Вайцзеккера:

$$Mc^2 = (A - Z)m_n c^2 + Zm_p c^2 + W, \quad (4)$$

$$W = -c_0 A + c_1 A^{2/3} + c_2 \frac{Z^2}{A^{1/3}} \left(1 - \frac{3n_A^{1/3}}{2n_0^{1/3}} \right) + c_3 A \left(1 - \frac{2Z}{A} \right)^2 + c_4 A \left(1 - \frac{2Z}{A} \right)^4 + c_5 B^2 Z A^{2/3}. \quad (5)$$

Здесь m_n и m_p – массы нейтрона и протона, W – энергия связи ядра, B – индукция магнитного поля; $c_0 = 15,75 \text{ МэВ}$, $c_1 = 17,8 \text{ МэВ}$, $c_2 = 0,71 \text{ МэВ}$, $c_3 = 23,7 \text{ МэВ}$ (значения взяты из [1]), $c_4 = 7,7 \text{ МэВ}$ [4], $c_5 = 6,9 \cdot 10^{-38} \text{ МэВ/Гс}^2$ [5]. Заметим, что в [6] при решении аналогичной задачи при $B=0$ с использованием модели невзаимодействующих свободных нейтронов берется $c_4 = c_3/27 \approx 0,878 \text{ МэВ}$. Поправка в третьем слагаемом (5) связана с учетом кулоновского взаимодействия протонов ядра с окружающими ядрами (т.н. «кулоновская энергия решетки» [7]).

Энергия свободных нейтронов и их число в объеме V равны [4]:

$$E_n = w_n \left(V - \frac{AN_A}{n_0} \right), \quad N_n = n_n \left(V - \frac{AN_A}{n_0} \right), \quad (6)$$

где (в [8] имеются ссылки на соответствующие оригинальные работы)

$$w_n = n_n (m_n c^2 + \zeta_n) - P_n, \quad (7)$$

$$n_n = \frac{(2m_n)^{3/2}}{6\pi^2 \hbar^3} \left((\zeta_n - \varepsilon_{Я} + \sigma_n \mu_{Я} B)^{3/2} + (\zeta_n - \varepsilon_{Я} - \sigma_n \mu_{Я} B)^{3/2} \right), \quad (8)$$

$$P_n = \frac{2}{5} n_n \frac{(\zeta_n - \varepsilon_{Я} + \sigma_n \mu_{Я} B)^{5/2} + (\zeta_n - \varepsilon_{Я} - \sigma_n \mu_{Я} B)^{5/2}}{(\zeta_n - \varepsilon_{Я} + \sigma_n \mu_{Я} B)^{3/2} + (\zeta_n - \varepsilon_{Я} - \sigma_n \mu_{Я} B)^{3/2}}, \quad (9)$$

$$\varepsilon_{Я} = -1,48 \cdot 10^{-38} n_n \frac{40,4 - 1,61 \cdot 10^{-38} n_n}{1 + 6,25 \cdot 10^{-13} n_n^{1/3}} \text{ МэВ}, \quad (10)$$

n_n и P_n – концентрация и давление свободных нейтронов, $\chi_n = \zeta_n + m_n c^2$ – их химический потенциал, $\mu_{Я}$ – ядерный магнетон, $\sigma_n = 1,913$.

Энергия ультрарелятивистского электронного газа в сверхсильном магнитном поле определяется следующим образом [9]:

$$E_e = w_e V, \quad w_e = \frac{\pi^2 \hbar^3 c n_e^2}{2m_e \mu_B B} = P_e = \frac{1}{2} \chi_e n_e, \quad (11)$$

где n_e, P_e, χ_e – концентрация, давление и химический потенциал электронов, m_e – масса электрона, μ_B – магнетон Бора.

Абсолютно устойчивому состоянию термодинамического равновесия соответствует минимум энергии среды E относительно независимых параметров A , Z и N_A при фиксированных N и B :

$$\frac{\partial E}{\partial A} = \frac{\partial E}{\partial Z} = \frac{\partial E}{\partial N_A} = 0. \quad (12)$$

Таким образом, имеем систему уравнений, которая позволяет установить однозначное соответствие между массовым числом A и зарядовым числом Z наиболее устойчивого ядра при фиксированном значении индукции магнитного поля B :

$$Z = \sqrt{\frac{c_1 A}{2c_2 J} + \frac{c_5^2 B^4 A^2}{4c_2^2 J^2}} - \frac{c_5 B^2 A}{2c_2 J}, \quad J = 1 - \frac{3n_A^{1/3}}{4n_0^{1/3}}, \quad (13)$$

а также выразить химические потенциалы электронного и нейтронного газов:

$$\chi_e = \frac{\partial w_e}{\partial n_e} = m_n c^2 - m_p c^2 + 4c_3 - \frac{2Z}{A} (4c_3 + c_2 A^{2/3} (2J-1)) + 8c_4 \left(1 - \frac{2Z}{A}\right)^3 - c_5 B^2 A^{2/3}, \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \chi_n &= \frac{\partial w_n}{\partial n_n}, \quad \frac{\partial w_n}{\partial n_n} - \left(\frac{\partial w_n}{\partial n_n} - \frac{w_n}{n_n} \right) \frac{n_n}{n_0} = \\ &= m_n c^2 + c_3 - c_0 - \frac{Z^2}{A^2} \left(4c_3 + c_2 A^{2/3} \frac{4J-1}{3} \right) + c_4 \left(1 - \frac{2Z}{A} \right)^3 \left(1 + \frac{6Z}{A} \right). \end{aligned} \quad (15)$$

Полученные соотношения дают возможность, задавая значения B и $n = N/V$ (или значение массовой плотности $\rho \approx m_n n$ вместо концентрации нуклонов n), вычислять равновесные термодинамические и ядерные параметры электронно-нейтронно-ядерного и электронно-ядерного замагниченного вещества (в последнем случае применимы все приведенные выше формулы при условии $n_n = 0$). Порог развала ядер и образования сплошной ядерной материи (электронно-нуклонной *enp*-фазы) можно оценить из условия равенства нулю энергии связи ядра.

Численные оценки показывают, что в сверхсильном магнитном поле границы электронно-нейтронно-ядерной фазы абсолютно равновесного вещества смещаются в сторону более высоких плотностей, и заметно изменяются пороговые значения термодинамических и ядерных параметров вещества. Расчеты проведены для трех моделей электронно-нейтронно-ядерного вещества:

- 1) модели, учитывающей размеры ядер и ядерное взаимодействие свободных нейтронов между собой;
- 2) модели, учитывающей кулоновское взаимодействие протонов ядра с соседними ядрами (ядра в сверхплотном веществе полностью ионизированные);
- 3) модели, в которой электронный и нейтронный компоненты электронно-нейтронно-ядерного вещества рассматриваются как крайне вырожденные идеальные ферми-газы.

В таблицах 1 и 2 представлены результаты расчетов для трех указанных моделей (строки сверху вниз соответствуют моделям 1, 2, 3) значений массового числа A наибо-

лее устойчивого ядра, зарядового числа Z , отношения Z / A , удельной энергии связи ядра b , химического потенциала электронов χ_e , концентраций n_e , n_n , n соответственно электронов, свободных нейтронов и всех нуклонов вещества, давлений P_e , P_n и P , плотностей энергии w_e , w_n и w , массовой плотности ρ для фиксированных значений индукции магнитного поля B . Из таблиц видно, что учет кулоновского взаимодействия мало изменяет значения параметров, рассчитанных в рамках модели идеальных ферми-газов для компонентов сверхплотного вещества. Учет же размеров ядер и ядерного взаимодействия свободных нейтронов заметнее влияет на численные значения равновесных параметров электронно-нейтронно-ядерного вещества.

Таблица 1 – Параметры абсолютно равновесного вещества у нижнего порога A_{en} -фазы

Параметры	$B=0$	$B=2 \cdot 10^{17}$ Гс	$B=4 \cdot 10^{17}$ Гс	$B=6 \cdot 10^{17}$ Гс
A	111,8	110,0	104,8	97,2
	123,0	108,0	94,0	81,0
	120,4	105,4	91,3	78,5
Z	37,4	36,9	35,5	33,4
	39,6	37,0	34,1	31,0
	38,9	36,1	33,1	30,0
Z/A	0,335	0,335	0,337	0,339
	0,322	0,343	0,363	0,382
	0,322	0,343	0,363	0,382
$ b $, МэВ	7,53	7,52	7,49	7,44
	7,40	7,84	8,14	8,32
	7,35	7,75	8,03	8,20
χ_e , МэВ	23,8	23,7	23,4	23,0
	24,4	20,7	17,2	13,7
	24,1	20,4	16,8	13,3
n_e , см ⁻³	$5,9 \cdot 10^{34}$	$1,8 \cdot 10^{35}$	$3,6 \cdot 10^{35}$	$5,4 \cdot 10^{35}$
	$6,4 \cdot 10^{34}$	$1,6 \cdot 10^{35}$	$2,7 \cdot 10^{35}$	$3,2 \cdot 10^{35}$
	$6,1 \cdot 10^{34}$	$1,6 \cdot 10^{35}$	$2,6 \cdot 10^{35}$	$3,1 \cdot 10^{35}$
P_e , МэВ/см ³	$3,5 \cdot 1036$	$2,2 \cdot 1036$	$4,1 \cdot 1036$	$5,7 \cdot 1036$
	$3,9 \cdot 1036$	$1,7 \cdot 1036$	$2,3 \cdot 1036$	$2,2 \cdot 1036$
	$3,7 \cdot 1036$	$1,6 \cdot 1036$	$2,2 \cdot 1036$	$2,1 \cdot 1036$
n , см ⁻³	$1,8 \cdot 10^{35}$	$5,5 \cdot 10^{35}$	$1,1 \cdot 10^{36}$	$1,5 \cdot 10^{36}$
	$2,0 \cdot 10^{35}$	$4,7 \cdot 10^{35}$	$7,4 \cdot 10^{36}$	$8,4 \cdot 10^{36}$
	$1,9 \cdot 10^{35}$	$4,6 \cdot 10^{35}$	$7,2 \cdot 10^{35}$	$8,1 \cdot 10^{35}$
w , МэВ/см ³	$1,7 \cdot 10^{38}$	$5,1 \cdot 10^{38}$	$1,0 \cdot 10^{39}$	$1,4 \cdot 10^{39}$
	$1,9 \cdot 10^{38}$	$4,4 \cdot 10^{38}$	$6,9 \cdot 10^{39}$	$7,9 \cdot 10^{39}$
	$1,8 \cdot 10^{38}$	$4,3 \cdot 10^{38}$	$6,7 \cdot 10^{38}$	$7,6 \cdot 10^{38}$
ρ , г/см ³	$2,9 \cdot 10^{11}$	$9,2 \cdot 10^{11}$	$1,8 \cdot 10^{12}$	$2,6 \cdot 10^{12}$
	$3,4 \cdot 10^{11}$	$7,9 \cdot 10^{11}$	$1,2 \cdot 10^{12}$	$1,4 \cdot 10^{12}$
	$3,2 \cdot 10^{11}$	$7,7 \cdot 10^{11}$	$1,2 \cdot 10^{12}$	$1,4 \cdot 10^{12}$

Таблица 2 – Параметры абсолютно равновесного вещества у верхнего порога A_{en} -фазы

Параметры	$B=0$	$B=2 \cdot 10^{17}$ Гс	$B=4 \cdot 10^{17}$ Гс	$B=6 \cdot 10^{17}$ Гс
A	468,8	455,8	420,5	372,2
	694,0	663,0	605,0	524,0
	661,0	638,2	578,2	499,1
Z	76,7	74,7	69,4	62,1
	94,8	91,0	83,8	73,7
	91,0	88,2	80,8	70,8
Z/A	0,164	0,164	0,165	0,167
	0,137	0,137	0,139	0,140
	0,138	0,138	0,140	0,142
χ_e , МэВ	69,9	69,7	69,5	69,1
	58,7	58,5	58,5	58,5
	57,9	57,8	57,7	57,5
n_e , см ⁻³	$1,5 \cdot 10^{36}$	$5,4 \cdot 10^{35}$	$1,1 \cdot 10^{36}$	$1,6 \cdot 10^{36}$
	$8,8 \cdot 10^{35}$	$4,6 \cdot 10^{35}$	$9,1 \cdot 10^{35}$	$1,4 \cdot 10^{36}$
	$8,4 \cdot 10^{35}$	$4,5 \cdot 10^{35}$	$9,0 \cdot 10^{35}$	$1,3 \cdot 10^{36}$
w_e , МэВ/см ³	$7,8 \cdot 10^{37}$	$1,9 \cdot 10^{37}$	$3,8 \cdot 10^{37}$	$5,6 \cdot 10^{37}$
	$3,9 \cdot 10^{37}$	$1,3 \cdot 10^{37}$	$2,7 \cdot 10^{37}$	$4,0 \cdot 10^{37}$
	$3,7 \cdot 10^{37}$	$1,3 \cdot 10^{37}$	$2,6 \cdot 10^{37}$	$3,9 \cdot 10^{37}$
P_e , МэВ/см ³	$2,6 \cdot 10^{37}$	$1,9 \cdot 10^{37}$	$3,8 \cdot 10^{37}$	$5,6 \cdot 10^{37}$
	$1,3 \cdot 10^{37}$	$1,3 \cdot 10^{37}$	$2,7 \cdot 10^{37}$	$4,0 \cdot 10^{37}$
	$1,2 \cdot 10^{37}$	$1,3 \cdot 10^{37}$	$2,6 \cdot 10^{37}$	$3,9 \cdot 10^{37}$
n_n , см ⁻³	$2,9 \cdot 10^{37}$	$2,9 \cdot 10^{37}$	$3,0 \cdot 10^{37}$	$3,1 \cdot 10^{37}$
	$7,8 \cdot 10^{36}$	$7,9 \cdot 10^{36}$	$8,2 \cdot 10^{36}$	$8,7 \cdot 10^{36}$
	$7,8 \cdot 10^{36}$	$7,9 \cdot 10^{36}$	$8,2 \cdot 10^{36}$	$8,7 \cdot 10^{36}$
Pn , МэВ/см ³	$2,2 \cdot 10^{38}$	$2,2 \cdot 10^{38}$	$2,3 \cdot 10^{38}$	$2,5 \cdot 10^{38}$
	$2,4 \cdot 10^{37}$	$2,6 \cdot 10^{37}$	$3,0 \cdot 10^{37}$	$3,6 \cdot 10^{37}$
	$2,4 \cdot 10^{37}$	$2,5 \cdot 10^{37}$	$2,9 \cdot 10^{37}$	$3,6 \cdot 10^{37}$
n , см ⁻³	$3,6 \cdot 10^{37}$	$3,2 \cdot 10^{37}$	$3,5 \cdot 10^{37}$	$3,8 \cdot 10^{37}$
	$1,4 \cdot 10^{37}$	$1,1 \cdot 10^{37}$	$1,5 \cdot 10^{37}$	$1,8 \cdot 10^{37}$
	$1,4 \cdot 10^{37}$	$1,1 \cdot 10^{37}$	$1,5 \cdot 10^{37}$	$1,8 \cdot 10^{37}$
w , МэВ/см ³	$3,6 \cdot 10^{40}$	$3,1 \cdot 10^{40}$	$3,5 \cdot 10^{40}$	$3,9 \cdot 10^{40}$
	$1,4 \cdot 10^{40}$	$1,1 \cdot 10^{40}$	$1,4 \cdot 10^{40}$	$1,7 \cdot 10^{40}$
	$1,3 \cdot 10^{40}$	$1,1 \cdot 10^{40}$	$1,4 \cdot 10^{40}$	$1,7 \cdot 10^{40}$
P , МэВ/см ³	$2,4 \cdot 10^{38}$	$2,4 \cdot 10^{38}$	$2,7 \cdot 10^{38}$	$3,1 \cdot 10^{38}$
	$3,7 \cdot 10^{37}$	$3,9 \cdot 10^{37}$	$5,6 \cdot 10^{37}$	$7,6 \cdot 10^{37}$
	$3,6 \cdot 10^{37}$	$3,8 \cdot 10^{37}$	$5,5 \cdot 10^{37}$	$7,4 \cdot 10^{37}$
ρ , г/см ³	$6,0 \cdot 10^{13}$	$5,3 \cdot 10^{13}$	$5,9 \cdot 10^{13}$	$6,4 \cdot 10^{13}$
	$2,4 \cdot 10^{13}$	$1,9 \cdot 10^{13}$	$2,5 \cdot 10^{13}$	$3,1 \cdot 10^{13}$
	$2,3 \cdot 10^{13}$	$1,9 \cdot 10^{13}$	$2,4 \cdot 10^{13}$	$3,1 \cdot 10^{13}$

СПИСОК ЛІТЕРАТУРЫ

1. Саакян, Г.С. Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс / Г.С. Саакян. – М. : Наука, 1972. – 344 с.
2. Саакян, Г.С. Физика нейтронных звезд / Г.С. Саакян. – Дубна : Изд-во ОИЯИ, 1995. – 347 с.
3. Секержицкий, В.С. О влиянии магнитного поля на пионизацию ядер / В.С. Секержицкий // Веснік Брэсцкага ўн-та. Сер. 4. Фізіка. Матэматыка. – 2010. – № 2. – С. 39–44.
4. Саакян, Г.С. Явление пионизации вырожденного вещества / Г.С. Саакян, Л.Ш. Григорян // Астрофизика. – 1977. – Т. 13, вып. 2. – С. 295–311.
5. Леинсон, Л.Б. О делении ядер в сильном магнитном поле / Л.Б. Леинсон, В.Н. Ораевский // Ядерная физика. – 1978. – Т. 27, вып. 6. – С. 1457–1463.
6. Вартанян, Ю.Л. Нейтронобогатые ядра в ферми-газе / Ю.Л. Вартанян, Н.К. Овакимова // Астрономический журнал – 1972. – Т. 49, вып. 2. – С. 306–315.
7. Володин, В.А. Влияние кристаллической решетки на ядерные свойства сверхплотного вещества / В.А. Володин, Д.А. Киржниц // Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1971. – Т. 13, № 8. – с. 450–452.
6. Секержицкий, В.С. Равновесные системы фермионов и бозонов в магнитных полях / В.С. Секержицкий. – Брест : Изд-во БрГУ, 2008. – 198 с.
9. Шульман, Г.А. О свойствах холодного плотного вещества с замороженным сверхсильным магнитным полем / Г.А. Шульман // Астрофизика. – 1975. – Т. 11, вып. 1. – С. 89–95.

V.S. Sekerzhitsky, D.V. Adamchuk. Electron-Neutron-Nuclear Matter in Superstrong Magnetic Field

We have calculated the equilibrium thermodynamic and nuclear parameters of cold superdense electron-neutron-nuclear matter during superstrong magnetic field. Influence of a superstrong magnetic field on parameters that correspond to bounds of electron-neutron-nuclear phase of such matter is investigated.

Рукапіс паступіў у рэдкалегію 30.02.2012