

УДК 524.354.6-33

В.С. Секержицкий

ОБ УРАВНЕНИИ СОСТОЯНИЯ ЭЛЕКТРОННО-НЕЙТРОННО-ЯДЕРНОГО ВЕЩЕСТВА В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Рассчитаны равновесные термодинамические и ядерные параметры холодного сверхплотного электронно-нейтронно-ядерного вещества при наличии сверхсильного магнитного поля и получено уравнение состояния. Исследовано влияние сверхсильного магнитного поля на параметры компонентов такого вещества.

Согласно существующим представлениям, в нейтронных звездах (пульсарах) плотность вещества может превышать ядерную. При плотностях, меньших ядерной и 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 - и enp -фазах, имеются также свободные нерелятивистские нейтроны, а в enp -фазе еще и свободные нерелятивистские протоны. Известно также, что сверхплотное вещество может находиться в абсолютно устойчивом состоянии, при котором устанавливается термодинамическое равновесие по отношению к бета-процессам и пикноядерным реакциям [1].

Исследование Ae -, Aen - и enp -фаз вещества, нахождение его параметров и уравнений состояния имеет важное значение для физики сверхплотных астрофизических объектов, в частности, для построения теоретических моделей, позволяющих не только объяснять отдельные наблюдаемые эффекты, но и обосновывать предположения и гипотезы о строении и энергетике указанных небесных тел. Решению этих вопросов посвящено огромное количество научных публикаций, дающих довольно стройное представление о возможных термодинамических свойствах и характеристиках вещества в Ae -, Aen - и enp -фазах.

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

В настоящей работе мы проведем вычисление равновесных параметров Aen -фазы замагниченного вещества с учетом размеров ядер и ядерного взаимодействия свободных нейтронов между собой и получим соответствующее уравнение состояния. Частично эти вопросы обсуждались в [2–5].

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:

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

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

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]), $c_4 = 7,7 \text{ МэВ}$ [6], $c_5 = 6,9 \cdot 10^{-38} \text{ МэВ/Гс}^2$ [7]. Заметим, что в [8] при решении аналогичной задачи при $B = 0$ с использованием модели невзаимодействующих свободных нейтронов берется $c_4 = c_3/27 \approx 0,878 \text{ МэВ}$.

Энергия свободных нейтронов и их число в объеме V равны [6]

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

где (см., например, [5], где имеются ссылки на соответствующие оригинальные работы)

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

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

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

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

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

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

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

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 :

$$Z = \sqrt{\frac{c_1 A}{2c_2} + \frac{c_3^2 B^4 A^2}{4c_2^2} - \frac{c_5 B^2 A}{2c_2}}, \quad (13)$$

а также выразить химические потенциалы электронного и нейтронного газов:

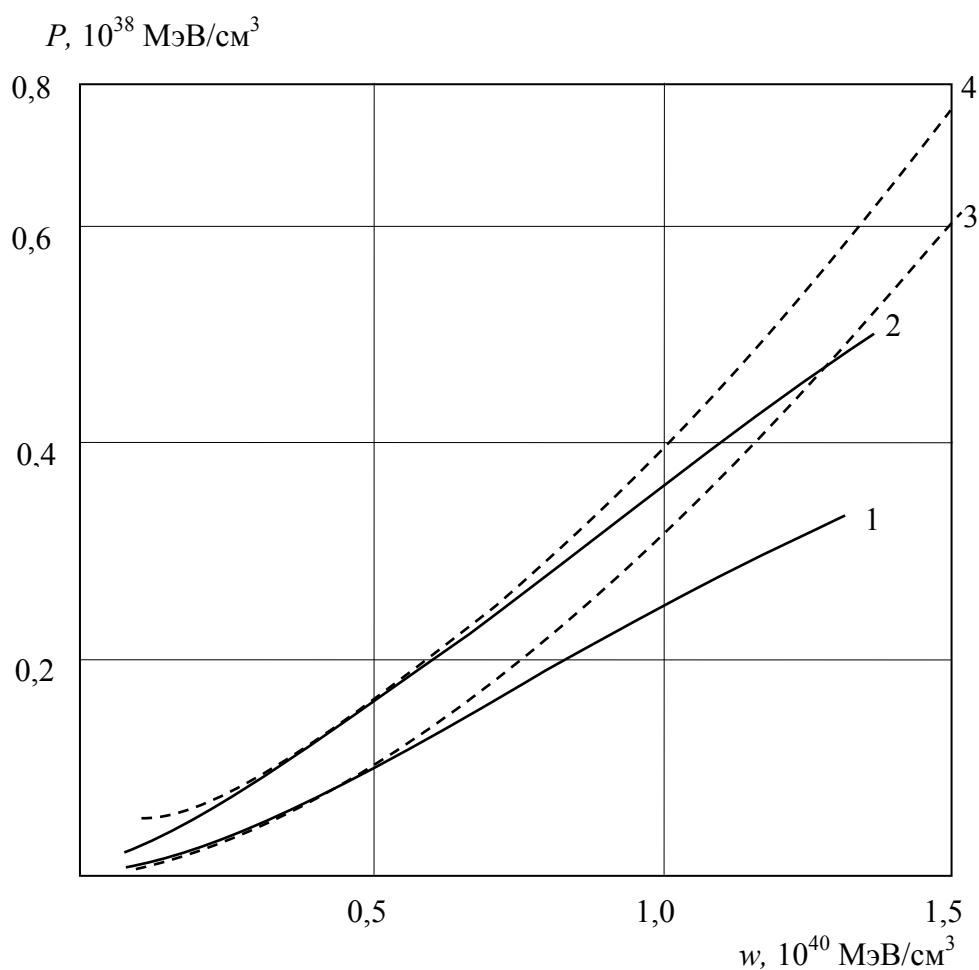
$$\chi_e = \frac{\partial w_e}{\partial n_e} = m_n c^2 - m_p c^2 + 4c_3 - \frac{2Z}{A} (4c_3 + c_2 A^{2/3}) + 8c_4 \left(1 - \frac{2Z}{A}\right)^3 - c_5 B^2 A^{2/3}, \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \chi_n &= \frac{\partial w_n}{\partial n_n}, \quad \frac{\partial w_n}{\partial n_n} - \left(\frac{\partial w_n}{\partial n_n} - \frac{w_n}{n_n} \right) \frac{n_n}{n_0} = \\ &= m_n c^2 + c_3 - c_0 + c_1 A^{-1/3} - \frac{Z^2}{A^2} (4c_3 + c_2 A^{2/3}) + c_4 \left(1 - \frac{2Z}{A}\right)^3 \left(1 + \frac{6Z}{A}\right). \end{aligned} \quad (15)$$

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.

Приведенные выше соотношения позволяют, в частности, установить параметрическую зависимость между давлением $P = P_e + P_n$ и плотностью энергии среды $w = w_A + w_e + w_n$ (уравнение состояния). Результаты численного табулирования уравнения состояния для модели идеальных ферми-газов и модели, учитывающей взаимодействие свободных нейтронов и размеры ядер, представлены на рисунке 1. Из графиков видно, что характер влияния сверхсильного магнитного поля на равновесные параметры сверхплотного вещества тождественен для обеих рассматриваемых моделей, но при этом имеет место заметное расхождение численных значений параметров, рассчитанных в рамках разных моделей вещества.

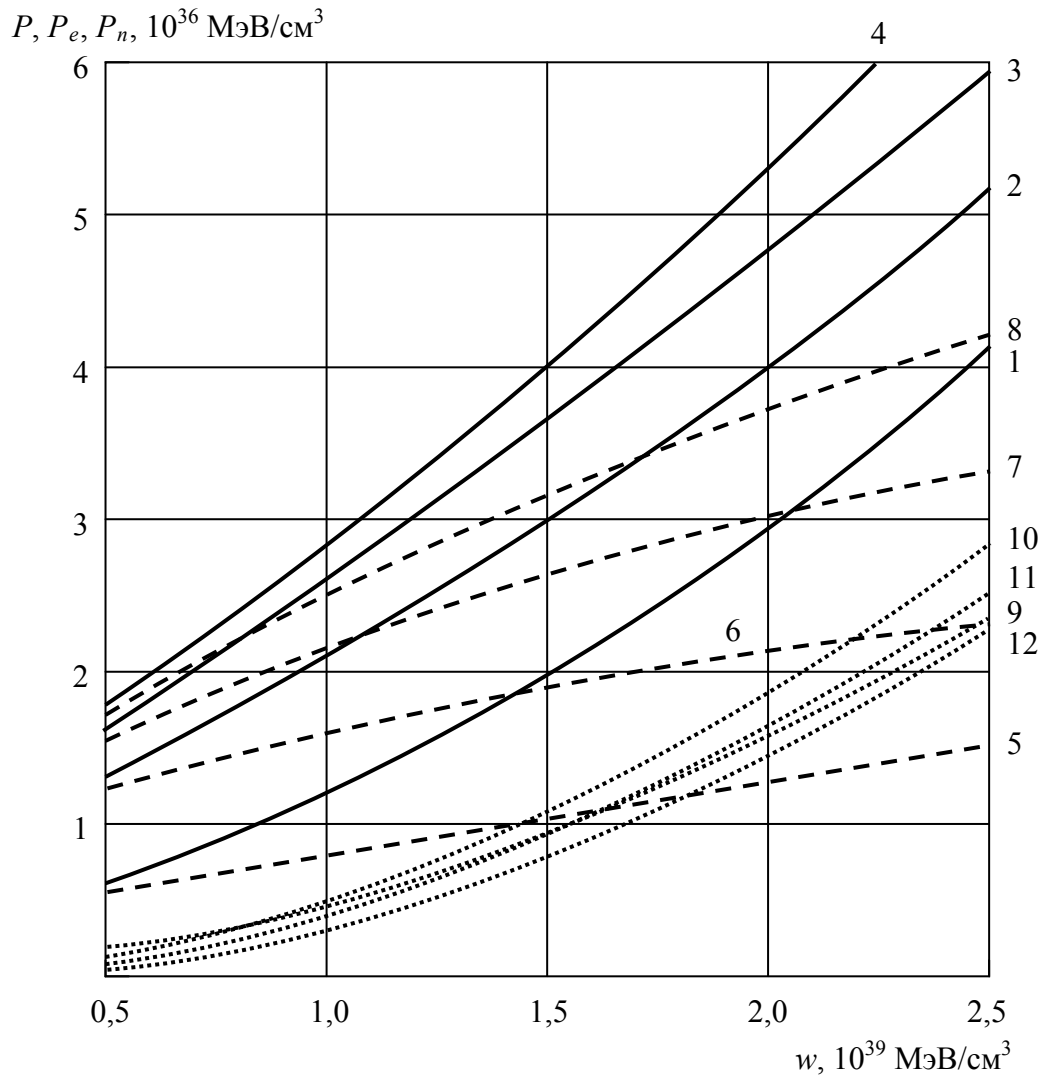


1, 3 – $B = 0$; 2, 4 – $B = 4 \cdot 10^{17}$ Гс;

Рисунок 1 – Зависимость полного давления электронно-нейтронно-ядерного вещества от плотности энергии (уравнение состояния) для модели идеальных ферми-газов (1; 2) и модели, учитывающей взаимодействие свободных нейтронов и размеры ядер (3; 4)

На рисунке 2 даны, в рамках модели идеальных ферми-газов, зависимости парциальных давлений электронного и нейтронного газов, а также полного давления от плотности энергии электронно-нейтронно-ядерного вещества, находящегося в абсолютно устойчивом состоянии, для ряда значений индукции магнитного поля. С ростом

B увеличиваются P_e и P , а P_n сначала увеличивается, а затем начинает уменьшаться. Очевидно, дальнейший рост B привел бы к исчезновению свободных нейтронов при рассматриваемых плотностях (в соответствии с известным эффектом смещения нижнего порога Aep -фазы в сторону более высоких плотностей в сверхсильном магнитном поле [10]). Однако в данном случае проводить расчеты для поля с индукцией $B > 2 \cdot 10^{17}$ Гс вряд ли корректно, т. к. плотность энергии магнитного поля будет выше плотности энергии покоя вещества.



1, 5, 9 – $B = 0$; 2, 6, 10 – $B = 10^{17}$ Гс; 3, 7, 11 – $B = 1,5 \cdot 10^{17}$ Гс;
4, 8, 12 – $B = 2 \cdot 10^{17}$ Гс.

Рисунок 2 – Зависимости давлений абсолютно равновесного электронно-нейтронно-ядерного вещества (1–4), его электронного (5–8) и нейтронного (9–12) компонентов от плотности энергии для модели идеальных ферми-газов

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Саакян, Г.С. Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс / Г.С. Саакян. – М. : Наука, 1972. – 344 с. : ил.

2. Секержицкий, В.С. Об уравнении состояния равновесного сильно замагниченного электронно-нейтронно-ядерного вещества / В.С. Секержицкий // Астрон. ж. – 1995. – Т. 72, № 2. – С. 263–265.
3. Гордеев, Д.В. К вопросу о влиянии сверхсильного магнитного поля и ядерного взаимодействия нейтронов на равновесные параметры сверхплотного вещества / Д.В. Гордеев, В.С. Секержицкий, С.С. Секержицкий // Веснік Брэсцкага ун-та. – 1999. – № 6. – С. 27–33.
4. Секержицкий, В.С. Равновесные параметры холодного электронно-нейтронно-ядерного замагниченного вещества с учетом кулоновских взаимодействий / В.С. Секержицкий, С.С. Секержицкий // Веснік Брэсцкага ун-та. – 2002. – № 6. – С. 71–75.
5. Секержицкий, В.С. К вопросу о влиянии магнитного поля на термодинамические и ядерные параметры холодного сверхплотного вещества / В.С. Секержицкий // Вучоныя запіскі Брэсцкага дзярж. ун-та імя А.С. Пушкіна. – 2005. – Т. 1, ч. 2. – С. 82–93.
6. Саакян, Г.С. Явление пионизации вырожденного вещества / Г.С. Саакян, Л.Ш. Григорян // Астрофизика. – 1977. – Т. 13, вып. 2. – С. 295–311.
7. Леинсон, Л.Б. О делении ядер в сильном магнитном поле / Л.Б. Леинсон, В.Н. Ораевский // Ядерн. физ. – 1978. – Т. 27, вып. 6. – С. 1457–1463.
8. Вартанян, Ю.Л. Нейтронобогатые ядра в Ферми-газе / Ю.Л. Вартанян, Н.К. Овакимова // Астрон. ж. – 1972. – Т. 49, вып. 2. – С. 306–315.
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.
10. Секержицкий, В.С. Об устойчивом состоянии холодного замагниченного вещества при плотностях, меньше ядерной / В.С. Секержицкий, Г.А. Шульман // Астрофизика. – 1977. – Т. 13, вып. 3. – С. 473–484.

V.S. Sekerzhitsky. About States Equation of Electron-Neutron-Nuclear Matter in Strong Magnetic Field

We have calculated the equilibrium thermodynamic and nuclear parameters of cold superdense electron-neutron-nuclear matter during superstrong magnetic field and state equation has been received. Influence of a superstrong magnetic field on parameters of components of such matter is investigated.