

УДК 524.3+537.6+539.171

А.И. Серый

К ВОПРОСУ О МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ И СВЕРХНОВЫХ II ТИПА

Рассмотрено электронно-протонное вещество с учетом ядерной (в контактном приближении), обменной и корреляционной кулоновской энергии протонов. Рассмотрен вопрос об агрегатном состоянии водорода в оболочках белых карликов. Показано понижение энергии при спиновой поляризации протонов (с возникновением намагнитченности) в определенном диапазоне температур и плотностей. Рассматривается возможность возникновения намагнитченности при взрывах Сверхновых II типа, а также объяснения магнитных полей до 10^9 Гс в водородных белых карликах на основе протонного ферромагнетизма.

Введение. Постановка задачи

Работа является продолжением исследований, начатых в [1, с. 30–37]. Предмет исследований – величина магнитных полей, возникающих вследствие спиновой поляризации нуклонов; объект исследований – электронно-протонная (ер-) система в оболочках белых карликов и при взрывах Сверхновых II типа.

Проблема магнетизма белых карликов исследуется с конца 1970-х гг. [2, 3]. У некоторых белых карликов магнитные поля довольно велики [4, с. 185; 5, 6]. Основные версии происхождения таких полей [7–11; 12, с. 176, 192]: 1) у одиночных белых карликов оно возникает благодаря сохранению магнитного потока при сжатии ядра первоначальной звезды; 2) у белых карликов в тесных двойных системах оно может возникнуть благодаря аккреции, вращению, гидромагнитному динамо, общей оболочке и т.д. [7]. Интересны белые карлики классов DAP и DAN [4, с. 185], т.к. они доминируют среди белых карликов с $B \sim 10^7$ – 10^9 Гс [6; 8; 9, р. 11–13; 10].

Возможные замечания: 1) не всегда объяснения убедительные и единственно возможные; они, скорее, дополняют друг друга; 2) не уделяется заметного внимания вопросу о спиновой поляризации протонов, этот вопрос рассмотрен в данной работе; 3) вопрос важен и для Сверхновых II типа, т.к. там также есть водород [13, с. 433].

Будем рассматривать водород в приближениях как низких, так и высоких температур (т.к. свойства протонной и электронной подсистем могут сильно различаться), используя приближения из [1, с. 31]. Рассмотрим модель с характеристиками: 1) электронно-протонное вещество уже достаточно плотное для того, чтобы произошла металлизация; 2) соотношение между плотностью и температурой таково, что протонная компонента находится в расплавленном состоянии и невырожденна; 3) возможность ферромагнетизма рассматриваем только для протонов, но не для электронов.

К вопросу о магнитной восприимчивости электронов

Рассмотрим вопрос о пренебрежении магнитной восприимчивостью электронов. Для них сумма парамагнитной восприимчивости Паули и диамагнитной Ландау [14, с. 550; 15, с. 571] в вырожденном состоянии равна

$$\chi_e = \chi_{\Pi} + \chi_{\text{д}} = \frac{2}{3} \chi_{\Pi} = \frac{2\mu_B^2 n_e^{1/3} m_e c^2}{(3\pi^2)^{2/3} \hbar^2 c^2} = \frac{\alpha \hbar n_e^{1/3}}{2m_e c (3\pi^2)^{1/3}}, \alpha = \frac{e^2}{\hbar c}. \quad (1)$$

Даже при $n_e = 10^{33} \text{ см}^{-3}$ $4\pi\chi_e = 0,0185$, что мало по сравнению с единицей. При переходе к невырожденному состоянию ситуация качественно не должна измениться.

В [1, с. 33] было получено выражение для критерия Стонера с учетом обменной энергии для кулоновского взаимодействия протонов, которое в отсутствии нейтронов ($v_{0n} = 0$) перепишем в виде:

$$-|g_{pp}|v_{0p}^2 - v_{0p} + \Delta > 0, \quad g_{pp} = \frac{2\pi\hbar^2}{m_p} a_p, \quad \Delta = \frac{e^2 m_p^2}{2\pi^3 \hbar^4}, \quad v_{0p} = \frac{3^{1/3} m_p n_p^{1/3}}{2\pi^{4/3} \hbar^2}. \quad (2)$$

Для электронов также имеет место критерий Стонера и обменное усиление χ_e [13, с. 692]; при этом константа, аналогичная g_{pp} , отсутствует в силу отсутствия ядерного взаимодействия. Тогда вместо (2) имеем

$$v_{0e} - \Delta_e < 0, \quad \Delta_e = \frac{e^2 m_e^2}{2\pi^3 \hbar^4}. \quad (3)$$

Численно это дает $n_e < 7,35 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, что сравнимо с концентрациями свободных электронов в ферромагнетиках, но гораздо меньше концентраций, рассматриваемых в данной работе. Т.е. пренебрежение ферромагнетизмом электронов правомерно.

Об агрегатном состоянии водорода

Металлизация водорода наступает, когда радиус 1-й боровской орбиты становится порядка расстояний между ионами [16, с. 18]. В модели простой кубической решетки примем это расстояние в точности равным расстоянию между соседними ионами (e – элементарный заряд):

$$n_p > n_{met}, \rho > \rho_{met}, \rho_{met} \approx n_{met} m_p, \frac{\hbar^2}{m_e e^2} = n_{met}^{-1/3} \Rightarrow n_{met} = \frac{m_e^3 e^6}{\hbar^6}, \quad (4)$$

где m_e, m_p – массы электрона и протона. Численно это дает $n_{met} = 6,755 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-3}$, $\rho_{met} \approx 11,3 \text{ г/см}^3$. Условие невырождения для протонов:

$$\varepsilon_F \ll kT, \varepsilon_F = p_F^2 / (2m_p), p_F = (3\pi^2 n_p)^{1/3} \hbar. \quad (5)$$

Водород удовлетворяет таким условиям, по-видимому, в Сверхновых II типа и в самых внешних слоях белых карликов. При аккреции возможно $T \sim 10^8 \text{ К}$ [10, р. 4]. Тогда будут плавиться и более глубокие слои белых карликов. Особо интересны случаи, когда аккрецирующее вещество состоит также преимущественно из водорода (т.е. идет с поверхности гиганта или звезды главной последовательности [15, с. 68, 69]).

Под оболочками белых карликов, в т.ч. вблизи порога нейтронизации, водород, скорее всего, близок к кристаллическому. Рассмотрим при $n_e = 7.4 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-3}$ (вблизи порога нейтронизации [12, с. 54]) и $T = 7 \cdot 10^4 \text{ К}$ (на поверхности самых горячих белых карликов [4, с. 185]) значения средней потенциальной энергии кулоновского взаимодействия двух соседних ионов U_0 [12, с. 101], полной кулоновской энергии ячейки решетки Вигнера – Зейтца ε_c [16, с. 21], средней тепловой энергии kT , энергии нулевых колеба-

ний протонов в решетке ε_0 [12, с. 102], средней энергии колебаний протонов в решетке ε_T при температуре T [17]:

$$U_0 = e^2 \left(\frac{4\pi}{3} n_p \right)^{1/3}, \quad \varepsilon_C = 0.9U_0, \quad \varepsilon_0 = \hbar \sqrt{\frac{3\pi n_p e^2}{m_p}}, \quad \varepsilon_T = \varepsilon_0 \operatorname{cth} \left(\frac{\varepsilon_0}{3kT} \right). \quad (6)$$

Рассмотрим критерии устойчивости решетки:

1. Температурный критерий Линдемманна [12, с. 104]

$$\Gamma > \Gamma_{\min}, \quad 75 \leq \Gamma_{\min} \leq 174, \quad \Gamma \equiv U_0 / (kT). \quad (7)$$

С учетом сказанного выше получаем $\Gamma_{\min} = 481$, т.е. критерий выполняется.

2. По отношению к нулевым колебаниям [12, с. 45, 102]:

$$f \equiv \varepsilon_0 / \varepsilon_C \ll 1. \quad (8)$$

Численно $\varepsilon_0 / \varepsilon_C = 0,501$, т.е. критерий выполнен удовлетворительно. При замене ε_0 на ε_T при вышеуказанных значениях n_p и T результат заметно не изменится.

3. Даже магнитные поля $B \sim 10^7 - 10^9$ Гс не способны заметно повлиять на разрушение водородной решетки. Вместо U_0 , ε_0 имеем [18, с. 85]

$$U(B) = U_0(1+t), \quad \varepsilon(B) = \frac{1}{3} E_0 (1 + 2\sqrt{1+t}), \quad t = \frac{3B^2}{16\pi\rho c^2}, \quad \rho \approx m_p n_p. \quad (9)$$

При $B = 10^9$ Гс, $n_p = 7.4 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-3}$ получим, что $z = 5,4 \cdot 10^{-12} \ll 1$.

4. Сравним энергию протонной подсистемы в твердой и жидкой фазе.

$$w_{TT} = -U_1 n_p + E_0 n_p, \quad w_{Ж} = \frac{3}{5} n_p \varepsilon_F + w_{\text{exch}} = \frac{3(3\pi^2)^{2/3} n_p^{5/3} \hbar^2}{10m_p} - \frac{e^2 (3\pi^2)^{4/3} n_p^{4/3}}{4\pi^3}. \quad (10)$$

При $n_p = 7,4 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-3}$ $w_{TT} \approx -0,035 \cdot 10^{30} \text{ МэВ} \cdot \text{см}^{-3} < w_{Ж} \approx -0,012 \cdot 10^{30} \text{ МэВ} \cdot \text{см}^{-3}$.

Поэтому дополнительно рассмотрим выражение для корреляционной энергии Ферми-жидкости [19, с. 205, 206].

$$\alpha \frac{\partial}{\partial \alpha} w_{\text{corr}} = -\hbar c \frac{\kappa^4 p_F}{8\pi^3 m_p c} \int_0^{+\infty} \ln \left(1 + \frac{p_F^2}{\kappa^2 \hbar^2 P(s)} \right) P^2(s) ds, \quad P(s) = 1 - s \cdot \operatorname{arctg} \left(\frac{1}{s} \right). \quad (11)$$

Пусть s_1 – корень уравнения (график зависимости s_1 от n_p см. на рисунке 1).

$$p_F^2 = \kappa^2 \hbar^2 P^2(s_1), \quad \kappa^2 = 4\pi\alpha \hbar c \nu, \quad \nu = \frac{m_p p_F}{\pi^2 \hbar^3}. \quad (12)$$

Тогда для получения возможности интегрирования по α выполним разложение:

$$\int_0^{+\infty} \ln(F(s))P^2(s)ds = \int_0^{s_1} \ln(F(s))P^2(s)ds + \int_{s_1}^{+\infty} \ln(F(s))P^2(s)ds, F(s) = 1 + G(s),$$

$$G(s) = \frac{P_F^2}{\kappa^2 \hbar^2 P(s)}, \ln(F(s)) = \sum_{j=1}^{\infty} \frac{(-1)^{j-1}}{j} (G(s))^j, 0 < s < s_1,$$

$$\ln(F(s)) = \ln\left(\frac{P_F^2}{\kappa^2 \hbar^2}\right) - \ln(P(s)) + \ln(1 + G^{-1}(s)) = \ln\left(\frac{P_F^2}{\kappa^2 \hbar^2}\right) - \ln(P(s)) +$$

$$\sum_{j=1}^{\infty} \frac{(-1)^{j-1}}{j} G^{-j}(s), s > s_1. \tag{13}$$

С учетом (11)–(13) найдем выражение для w_{corr} :

$$w_{corr} = -\frac{6m_p c^2 n_p}{\pi^3} \left(Z\alpha I_1 - \frac{1}{2} Z^2 s_1 \ln \alpha + \Sigma_1 + \frac{\alpha^2}{2} \left(\left(\ln\left(\frac{Z}{\alpha}\right) + \frac{1}{2} \right) J_0 - Y \right) + \Sigma_2 \right),$$

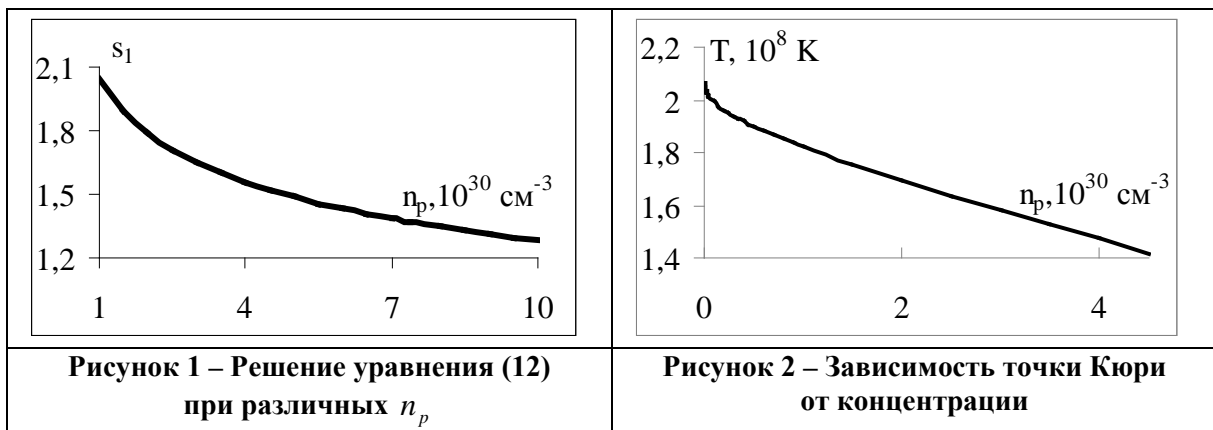
$$Z = \frac{\pi p_F}{4m_p c}, \Sigma_1 = \sum_{j=3}^{\infty} \frac{(-1)^{j-1} Z^j \alpha^{2-j}}{j(2-j)} I_j, \Sigma_2 = \sum_{j=1}^{\infty} \frac{(-1)^{j-1} Z^{-j} \alpha^{2+j}}{j(2+j)} J_j,$$

$$I_j = \int_0^{s_1} P^{2-j}(s) ds, J_j = \int_{s_1}^{+\infty} P^{2+j}(s) ds, Y = \int_{s_1}^{+\infty} P^2(s) \ln(P(s)) ds. \tag{14}$$

С учетом (14) выражение для $w_{ж}$ в (10) примет вид

$$w_{ж} = \frac{3}{5} n_p \varepsilon_F + w_{exch} + w_{corr}. \tag{15}$$

При $n_p = 7,4 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-3}$ $s_1 \approx 1,36419$, $Z \approx 0,000996$, $Y \approx -0,0277$, $I_1 \approx 0,562618$, $J_0 \approx 0,0105$. Подставляя численные данные в (15) (с учетом (14)), вновь получаем, что $w_{TT} < w_{ж}$, т.к. $w_{ж} \approx -0,022 \cdot 10^{30} \text{ МэВ} \cdot \text{см}^{-3}$, т.е. под оболочками водородных белых карликов вблизи порога нейтронизации водород кристаллический, и применять к нему расчеты в рамках модели вырожденного Ферми-газа правомерно лишь для электронов.



Поскольку считается, что электроны в любом случае представляют собой газ, изменение энергии для них не рассматривается.

Ферромагнетизм невырожденных протонов

Плотность энергии горячих невзаимодействующих протонов

$$w_p = \frac{3}{2} n_p kT = \frac{3}{2} (n_{p\uparrow} + n_{p\downarrow}) kT. \quad (16)$$

Стрелки означают направления спинов, k – постоянная Больцмана. Т.к. (16) не зависит от спиновой поляризации, уточним выражения для химического потенциала и связанных с ним величин. Запишем приближенное выражение

$$\left(\exp\{-\omega_j\} + 1\right)^{-1} \approx \exp\{\omega_j\} - \exp\{2\omega_j\}, \omega_j = \frac{\mu_j - \varepsilon}{kT}, \varepsilon = \frac{p^2}{2m}. \quad (17)$$

В отсутствие спиновой поляризации, согласно (17) и [20, с. 194],

$$n_{p\uparrow,\downarrow} = \frac{4\pi}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^{+\infty} \frac{p^2 dp}{\exp(-\omega_{\uparrow,\downarrow}) + 1} \approx \frac{(\pi m_p kT)^{3/2}}{(2\pi\hbar)^3} \left(2^{3/2} \exp\left\{\frac{\mu_{\uparrow,\downarrow}}{kT}\right\} - \exp\left\{\frac{2\mu_{\uparrow,\downarrow}}{kT}\right\} \right). \quad (18)$$

Из (18) уточним выражение для химического потенциала:

$$\mu_{\uparrow,\downarrow} = kT \ln\left(\sqrt{2}(1 - \sqrt{1 - x_{\uparrow,\downarrow}})\right) \approx \{x_{\uparrow,\downarrow} \ll 1\} \approx kT \ln\left(\frac{x}{\sqrt{2}}\right), x_{\uparrow,\downarrow} = \frac{(2\pi\hbar)^3 n_{p\uparrow,\downarrow}}{2(\pi m_p kT)^{3/2}}. \quad (19)$$

Найдем, согласно (17), уточненное выражение для плотности энергии:

$$w_p = \frac{4\pi}{(2\pi\hbar)^3} \left(\int_0^{+\infty} \frac{\varepsilon p^2 dp}{\exp(-\omega_{\uparrow}) + 1} + \int_0^{+\infty} \frac{\varepsilon p^2 dp}{\exp(-\omega_{\downarrow}) + 1} \right) \approx \frac{4\pi}{2m_p (2\pi\hbar)^3} (\Lambda_1 - \Lambda_2), \quad (20)$$

$$\Lambda_r = \frac{3}{8} \left(\exp\left\{\frac{r\mu_{\uparrow}}{kT}\right\} + \exp\left\{\frac{r\mu_{\downarrow}}{kT}\right\} \right) \left(\frac{2m_p kT}{r} \right)^{5/2} \sqrt{\pi}. \quad (21)$$

Подставляя (19) в (21), получаем:

$$w_p = \frac{3\pi^{3/2} (m_p kT)^{5/2}}{2m_p (2\pi\hbar)^3} (4(y_{\uparrow} + y_{\downarrow}) - (y_{\uparrow}^2 + y_{\downarrow}^2)), y_{\uparrow,\downarrow} = 1 - \sqrt{1 - x_{\uparrow,\downarrow}}. \quad (22)$$

Рассмотрим разность выражений (22) при $n_{p\uparrow,\downarrow} = \frac{n_p}{2}$ и $n_{p\uparrow,\downarrow} = \frac{n_p}{2} + \delta n_{p\uparrow,\downarrow}$:

$$\delta w_p = \frac{3\pi^{3/2} \hbar^3}{4m_p^{3/2} \sqrt{kT}} \left((\delta n_{p\uparrow})^2 + (\delta n_{p\downarrow})^2 \right) > 0. \quad (23)$$

Выражение для плотности обменной энергии [20, с. 290]:

$$w_{exch} = -\frac{e^2 m_p^2 (kT)^2}{8\pi^2 \hbar^4} \left(\exp\left\{\frac{2\mu_{\uparrow}}{kT}\right\} + \exp\left\{\frac{2\mu_{\downarrow}}{kT}\right\} \right). \quad (24)$$

Подставляя (19) в (24), рассмотрим получающееся выражение при $n_{p\uparrow,\downarrow} = \frac{n_p}{2}$ и $n_{p\uparrow,\downarrow} = \frac{n_p}{2} + \delta n_{p\uparrow,\downarrow}$, после чего, как и в (23), найдем δw_{exch} :

$$\delta w_{exch} = -\frac{\alpha \pi (\hbar c)^3}{m_p c^2 kT} \left((\delta n_{p\uparrow})^2 + (\delta n_{p\downarrow})^2 \right) < 0, \alpha = \frac{e^2}{\hbar c}. \quad (25)$$

Для плотности корреляционной энергии используем формулу Веденова – Ларкина [21, с. 460, 461]

$$w_{corr} = -\frac{kT\chi^3}{8\pi}, \chi^2 = 4\pi e^2 \left(\frac{\partial n_{p\uparrow}}{\partial \mu_{\uparrow}} + \frac{\partial n_{p\downarrow}}{\partial \mu_{\downarrow}} \right). \quad (26)$$

Подставляя (19) (без приближений) в (26), рассмотрим получающееся выражение при $n_{p\uparrow,\downarrow} = \frac{n_p}{2}$ и $n_{p\uparrow,\downarrow} = \frac{n_p}{2} + \delta n_{p\uparrow,\downarrow}$, после чего, как и в (23), (25), найдем δw_{corr} :

$$\delta w_{corr} = \frac{3\pi^2 \alpha^{3/2} (\hbar c)^{9/2} n_p^{1/2}}{2(m_p c^2)^{3/2} (kT)^2} \left((\delta n_{p\uparrow})^2 + (\delta n_{p\downarrow})^2 \right) > 0. \quad (27)$$

Плотность ядерной энергии $w_N = g_{pp} n_{p\uparrow} n_{p\downarrow}$ [22, с. 22] (в силу наличия электронного фона $a_p = a_n = -17,2$ фм [22, с. 31]) дает выражение для флуктуаций ($r_{0p} = 2,79$ фм) [22, с. 20, 30]:

$$\delta w_N = g_{pp} \delta n_{p\uparrow} \delta n_{p\downarrow} = -\frac{g_{pp}}{2} \left((\delta n_{p\uparrow})^2 + (\delta n_{p\downarrow})^2 \right) > 0, g_{pp} = -\frac{2\pi \hbar^2}{m_p} f_{pp},$$

$$f_{pp} = \left(-\frac{1}{a_n} + \frac{1}{2} r_{0p} \left(\frac{p}{\hbar} \right)^2 \right)^{-1} > 0, p \approx \sqrt{3m_p kT}. \quad (28)$$

Запишем критерий Стонера через флуктуации энергии [19, с. 198, 199] с учетом (23), (25), (27), (28):

$$\frac{3\sqrt{\pi} \hbar c (kT)^{3/2}}{4(m_p c^2)^{1/2}} - \alpha \hbar c kT + \frac{3\pi \alpha^{3/2} (\hbar c)^{5/2} n_p^{1/2}}{2(m_p c^2)^{1/2}} + (kT)^2 \left(\frac{1}{|a_n|} + \frac{3r_{0p} m_p kT}{2\hbar^2} \right)^{-1} < 0. \quad (29)$$

При $n_p \rightarrow 0$ $T < T_K \approx 2,05 \cdot 10^8$ К (выше этого значения ферромагнетизм невозможен ни при каком n_p , удовлетворяющем (5)). При заданном $n_p \neq 0$ левая часть (29) имеет минимум при $T_1 \approx 9,52 \cdot 10^7$ К. При таком T она отрицательна, если $n_p < n_{pK} \approx 6,75 \cdot 10^{30}$ см⁻³ (выше такого n_p ферромагнетизм невозможен ни при каких T , при которых выполняется (5)). При таком n_p критерий невырождения выполняется, т.к. $kT_1 \approx 10 \varepsilon_F$. Численные результаты представлены на рисунке 2 (ферромагнетизм ниже кривой Кюри; влияние 2-го слагаемого в скобках (29) несущественно).

О значениях индукции магнитных полей

Таким образом, в белых карликах условия для ферромагнетизма более благоприятные, чем в Сверхновых II типа (в последнем случае возникновение намагниченности возможно в верхних слоях, более разреженных и успевших достаточно остыть). Магнитное поле $\vec{B} = B\vec{n}$ (\vec{n} – единичный вектор), создаваемое поляризованными протонами с собственными магнитными моментами $\mu_p = \mu_Y \sigma_p$ (μ_Y – ядерный магнетон, $\sigma_p = 2,7928$) в ферромагнитном случае найдем через связь между намагниченностью \vec{I} и напряженностью \vec{H} [23, с. 316, 327] (χ – магнитная восприимчивость протонов):

$$\vec{B} = (1 + 4\pi\chi)\vec{H} = (\chi^{-1} + 4\pi)\vec{I} \xrightarrow{\chi \rightarrow \infty} 4\pi\vec{I} = 4\pi n_p p_{0p} \mu_Y \sigma_p \vec{n}. \quad (30)$$

Формулу (29) надо учитывать совместно с (4), (5). К примеру, при $T \approx 7 \cdot 10^4$ К [4, с. 185; 6, с. 4] $kT = 10 \varepsilon_F$ при $n_p \approx 1,67 \cdot 10^{26}$ см⁻³. Тогда для верхних расплавленных металлических слоев белых карликов при $p_{0p} \rightarrow 1$ $B \approx 2,97 \cdot 10^4$ Гс $\ll 10^9$ Гс. Если такое B может быть «затравочным» для протонов в решетке, то подстановка в (30) $n_p \approx 7,4 \cdot 10^{30}$ см⁻³ при $p_{0p} \rightarrow 1$ дает $B \approx 1,31 \cdot 10^9$ Гс. Такая оценка правомерна в силу (1) и того обстоятельства, что радиус локализации волновой функции отдельного протона не больше размеров кристаллической ячейки [19, с. 210], т.е. роль принципа Паули во взаимодействии соседних протонов резко снижается, исчезает Ферми-статистика:

$$r_0 = n_p^{-1/3} \left(\frac{P_F}{\alpha m_p c} \right)^{1/4} \approx \{ n_p \approx 7,4 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-3} \} \approx 0,646 n_p^{-1/3}. \quad (31)$$

В вопросе о взаимосвязи между магнитными полями и возрастами белых карликов важны следующие факторы. 1. Остывание может способствовать поляризации и, следовательно, росту магнитного поля. 2. Выгорание водорода [16, с. 86; 18, с. 76] и накопление примесей может препятствовать поляризации и, следовательно, приводить к ослаблению магнитного поля. 3. Остывание со временем должно способствовать кристаллизации, что снижает правомерность расчетов, выполненных Ферми-газовым методом.

При $n_p \approx 7,4 \cdot 10^{30}$ см⁻³, $\rho \approx m_p n_p = 1,23 \cdot 10^7$ г/см³ скорость вероятности пикноядерной реакции около 10^{-13} с⁻¹ [18, с. 77; 24; 25], т.е. $\sim 10^6$ лет. За это время количество водорода уменьшится в e раз, и можно оценить время выгорания в 10^7 лет. Если поля-

ризация со временем ослабляется, то интенсивные магнитные поля могут свидетельствовать о том, что возраст таких белых карликов намного меньше, чем 10^7 лет.

Для Сверхновых II типа при $n_p \approx 6,75 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-3}$ и $\rho_{0p} \leq 1$ получаем $B \sim 10^8 - 10^9$ Гс, и остается подтвердить этот результат данными наблюдений.

Заключение. Основные результаты

Рассматривалась модель невырожденного жидкого металлического водорода с учетом ядерной (в контактном приближении), обменной и корреляционной кулоновской энергии протонов. Рассмотрен вопрос об агрегатном состоянии водорода в оболочках и под оболочками белых карликов. Показано понижение энергии при спиновой поляризации протонов (с возникновением намагниченности) в определенном диапазоне температур и плотностей, установлен вид кривой Кюри. Рассмотрена возможность возникновения намагниченности при взрывах Сверхновых II типа, а также объяснения магнитных полей до 10^9 Гс в водородных белых карликах на основе протонного ферромагнетизма.

Часть идей, лежащих в основе данной работы, принадлежат В.Г. Барышевскому и В.В. Тихомирову.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Серый, А.И. О ферромагнетизме вырожденной нейтронно-протонной системы / А.И. Серый // Весн. Брэсц. ун-та. Сер. 4, Фізика. Матэматыка. – 2012. – № 1. – С. 30–37.
2. Angel, J.P.R. Magnetic White Dwarfs / J.P.R. Angel // Ann. Rev. Astron. Astrophys. – 1978. – Vol. 16. – P. 487.
3. Landstreet, J.D. The Magnetic Fields of Single White Dwarfs / J.D. Landstreet // White Dwarfs and Variable Degenerate Stars (IAU Colloq. No 53) ; eds. H.M. Van Horn, V. Weidemann. – New York : University of Rochester Press, 1979.
4. Физическая энциклопедия / редкол. : Д.М. Алексеев [и др.] ; гл. ред. А.М. Прохоров. – М. : Сов. Энцикл. 1988. – Т. I : Аронова – Бома эффект – Длинные линии. 704 с.
5. Valyavin, G.G. Magnetic fields of white dwarfs / G.G. Valyavin [et al.] // Astronomy Reports. – 2003. – Vol. 47, № 7. – P. 587–599.
6. Jordan, S. The fraction of DA white dwarfs with kilo-Gauss magnetic fields / S. Jordan [et al.] [Electronic resource]. – Mode of access : arxiv.org/abs/astro-ph/0610875v2. – P. 1–10.
7. Cumming, Andrew. Magnetic Field Evolution in Accreting White Dwarfs / Andrew Cumming // ASP Conference Series. – P. 1–13.
8. Tout, Christopher A. The origin of the strongest magnetic fields in dwarfs / Christopher A. Tout // Pramana – J. Phys. – July 2011. – Vol. 77, № 1. – P. 199–212.
9. Liebert, James. The True Incidence of Magnetism Among Field White Dwarfs / James Liebert, P. Bergeron, J.B. Holberg [Electronic resource]. – Mode of access : arxiv.org/abs/astro-ph/0210319v2. – P. 1–16.
10. Nordhaus, Jason. Formation of high-field magnetic white dwarfs from common envelopes / Jason Nordhaus [et al.] [Electronic resource]. – Mode of access : // www.pnas.org/cgi/doi/10.1073/pnas.1015005108. – P. 1–6.
11. Norton, A.J. The spin periods and magnetic moments of white dwarfs in magnetic cataclysmic variables / A.J. Norton, G.A. Wynn and R.V. Somerscales // Astrophysical Journal. – 2004. – № 614 (1, Par). – P. 349–357.
12. Шапиро, С.Л. Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды. В 2 ч. Ч. 1. / С.Л. Шапиро, С.А. Тьюколски ; пер. с англ. – М. : Мир, 1985. – 256 с.

13. Физическая энциклопедия / редкол. : Д.М. Алексеев [и др.] ; гл. ред. А.М. Прохоров. – М. : Большая рос. энцикл., 1994. – Т. 4 : Пойнтинга – Робертсона – Стримеры. – 704 с.
14. Физическая энциклопедия / редкол. : Д.М. Алексеев [и др.] ; гл. ред. А.М. Прохоров. – М. : Большая рос. энцикл., 1992. – Т. 3 : Магнитоплазменный – Пойнтинга теорема. – 672 с.
15. Физическая энциклопедия / редкол. : Д.М. Алексеев [и др.] ; гл. ред. А.М. Прохоров. – М. : Сов. энцикл., 1990. – Т. 2 : Добротность – Магнитооптика. – 703 с.
16. Саакян, Г.С. Физика нейтронных звезд / Г.С. Саакян. – Дубна, 1995. – 348 с.
17. Киржниц, Д.А. О внутреннем строении сверхплотных звезд / Д.А. Киржниц // ЖЭТФ. – 1960. – Т. 38, № 2. – С. 503–508.
18. Секержицкий, В.С. Равновесные системы фермионов и бозонов в магнитных полях : монография / В.С. Секержицкий ; Брест. гос. ун-т. – Брест : Изд-во БрГУ, 2008. – 198 с.
19. Левитов, Л.С. Функции Грина. Задачи и решения / Л.С. Левитов, А.В. Шитов // М. : ФИЗМАТЛИТ, 2003. – 392 с.
20. Ландау, Л.Д. Теоретическая физика : учеб. пособие для вузов. В 10 т. / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М. : ФИЗМАТЛИТ, 2001. – Т. V : Статистическая физика, ч. I. – 616 с.
21. Ландау, Л.Д. Теоретическая физика : учеб. пособие для вузов. В 10 т. Т. IX. Статистическая физика. В 2 ч. Ч. 2. Теория конденсированного состояния / Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. – 3-е изд.. – М. : ФИЗМАТЛИТ, 2001. – 496 с.
22. Ситенко, А.Г. Лекции по теории ядра / А.Г. Ситенко, В.К. Тартаковский. – М. : Атомиздат, 1972. – 351 с.
23. Сивухин, Д.В. Общий курс физики. Т. 3. Электричество / Д.В. Сивухин. – М. : Наука, 1977. – 688 с.
24. Зельдович, Я.Б. О ядерных реакциях в сверхплотном холодном водороде / Я.Б. Зельдович // ЖЭТФ. – 1957. – Т. 33, № 4 (10). – С. 991–993.
25. Чубарян, Э.В. Некоторые свойства вещества при плотностях ниже ядерной / Э.В. Чубарян // ДАН Арм. ССР. – 1964. – Т. 38, № 1. – С. 17–21.

A.I. Sery. On the Problem of Magnetic Fields of white Dwarfs and Type II Supernovae

Electron-proton matter is considered with regard to nuclear (in contact approximation), exchange and correlation Coulomb energy of protons. The question of aggregate state of hydrogen in the envelopes of white dwarfs is considered. Energy reduction at spin polarization of protons (with magnetization initiation) in defined range of temperatures and densities is shown. The possibility of magnetization initiation at type II Supernovae explosion is considered, as well as the explanation of magnetic fields up to 10^9 Gs in hydrogen white dwarfs on the basis of ferromagnetism of protons.

Рукапіс паступіў у рэдкалегію 23.04.2013