

УДК 524.3+539.171

А. И. СЕРЫЙ

Брест, БрГУ

К ВОПРОСУ О НАМАГНИЧЕННОСТИ В АСТРОФИЗИКЕ

Важность вопроса о спиновой поляризации нуклонов в астрофизике связана с магнитными полями нейтронных звезд и некоторых белых карликов (у 1% белых карликов должны быть магнитные поля до 10^8 Гс, хотя у большинства они ниже 10^4 Гс [1, с. 185]), а также влияние намагниченности на сценарий нуклеосинтеза при взрывах Сверхновых II типа.

Исследования проведены по предложению В.Г. Барышевского и В.В. Тихомирова. Рассмотрим электронно-протонно-нейтронную систему, где ядерное взаимодействие контактное [2, с. 22], кулоновское взаимодействие с учетом компенсаций рассмотрено в виде обменных слагаемых [3, с. 302].

Через критерий Стонера в ферми-газовом подходе в [4, с. 35] показано, что ферромагнетизм вырожденной нейтронно-протонной системы возможен для плотностей ниже 10^8 г/см³ и выше 10^{12} г/см³; областям под водородными оболочками белых карликов спектрального класса DA (DAP, DAN) [1, с. 185; 3, с. 409] соответствует 1-й случай; а взрывам Сверхновых II типа могут соответствовать оба случая (это обсуждалось в личной Интернет-переписке с автором [6]). О разных случаях см. в таблице 1.

Таблица 1 – Объект исследования при различных условиях

Примеры	Где конкретно	α	Необходимость учета химического равновесия	Приближение $T = 0$ К
Белые карлики	под водородными оболочками	≈ -1	да	хорошее
Сверхновые II типа	в выброшенной массе	≈ 0	нет	плохое
Нейтронные звезды	в жидких ядрах	≈ 1	да	хорошее

Критерий Стонера, однако, «сидит на ферми-поверхности» [3, с. 87] и не позволяет найти конкретные значения спиновой поляризации нуклонов. Для этого воспользуемся алгоритмом из [7, с. 15–17]; при этом n_i и p_{0i} – концентрации и степени поляризации нуклонов ($i = n, p$), γ_i – их собственные магнитные моменты в единицах ядерного магнетона μ_N ; α – параметр изоспиновой асимметрии. Индукцию поляризованного магнитного поля найдем по формуле (результаты расчетов в Mathematica см. в таблицах 2, 3)

$$B = 4\pi\mu_{\text{Я}}(\gamma_p p_{0p} n_p + \gamma_n p_{0n} n_n). \quad (1)$$

Таблица 2 – Магнитные поля, характерные для нейтронных звезд

$\alpha = 0,92$				$\alpha = 0,94$			
$n, \text{фм}^{-3}$	p_{0p}	$-p_{0n}$	$B, 10^{14} \text{ Гс}$	$n, \text{фм}^{-3}$	p_{0p}	$-p_{0n}$	$B, 10^{14} \text{ Гс}$
0,13	0,0100	0,00684	1,129186	0,21	0,0143	0,00827	2,205621
0,14	0,0120	0,008	1,423724	0,22	0,0158	0,00895	2,504315
0,15	0,0136	0,00888	1,697414	0,23	0,0172	0,00953	2,790594

Таблица 3 – Магнитные поля, возможные в Сверхновых II типа

$n = 0.002 \text{ фм}^{-3}$				$n = 0.0025 \text{ фм}^{-3}$			
α	p_{0p}	$-p_{0n}$	$B, 10^{11} \text{ Гс}$	α	p_{0p}	$-p_{0n}$	$B, 10^{11} \text{ Гс}$
-0.1	0,001355	0,00139	4,16	-0.1	0,002153	0,00225	8,32
0.0	0,001517	0,00152	4,53	0.0	0,002421	0,00242	9,04
0.1	0,001384	0,00135	4,01	0.1	0,002249	0,00215	8,08

Т.е. для нейтронных звезд расчет согласуется с наблюдениями и результатами, полученными в [7, с. 11]. Понижение плотности чуть менее, чем на 2 порядка, приводит к уменьшению индукции поляризованного магнитного поля чуть более, чем на 2 порядка. Поскольку в верхних слоях белых карликов плотность еще на 5-6 порядков меньше, то объяснить наличие вышеупомянутых магнитных полей до 10^8 Гс с использованием данного алгоритма не удастся (поляризованные решения вообще не удалось найти, что требует более точного учета всех взаимодействий между подсистемами различных фермионов, т.к. в данном алгоритме использовались усредненные по изоспину амплитуды рассеяния, а обменные поправки Фока для кулоновского взаимодействия вообще не учитывались).

Критерий Стонера, кроме того, не ставит вопрос о химическом равновесии, которое может быть как за счет электронов (β -равновесие), так и за счет пионов (при более высоких плотностях), поэтому для его нахождения в случае белых карликов возможен следующий порядок действий:

1) составляем систему из 3 уравнений, выражающих бета-равновесие, а также 2 равенства для химических потенциалов нуклонов одного сорта с противоположными проекциями спина (T_{3i} – проекция изоспина; поляризацию электронов пока не рассматриваем):

$$\begin{aligned} \Phi_i &= 0, i = \overline{1,3}; \Phi_1 = X_{n\uparrow} - X_{p\uparrow} - X_e, & \Phi_2 &= X_{p\downarrow} - X_{p\uparrow}, \Phi_3 = X_{n\downarrow} - X_{n\uparrow}, \\ X_e &= (m_e^2 c^4 + (3\pi^2 \hbar^3 n_e^{2/3} c^2)^{1/2} + E_{e(\uparrow,\downarrow)}^{обм}), & E_{e\uparrow}^{обм} &= E_{e\downarrow}^{обм}, \\ X_{i(\uparrow,\downarrow)} &= m_i c^2 + H_{i(\uparrow,\downarrow)} + U_{i(\uparrow,\downarrow)} + E_{p(\uparrow,\downarrow)}^{обм} \left(\frac{1}{2} + T_{3i} \right), & i &= n, p, \end{aligned}$$

$$E_{i(\uparrow,\downarrow)}^{обм} = -\frac{e^2(6\pi^2 n_{i(\uparrow,\downarrow)})^{1/3}}{\pi}, i = e, p, H_{i(\uparrow,\downarrow)} = \frac{(6\pi^2 \hbar^3 n_{i(\uparrow,\downarrow)})^{2/3}}{2m_i}, i = n, p,$$

$$U_{i(\uparrow,\downarrow)} = g_{np}^{\uparrow\uparrow} n_{j(\uparrow,\downarrow)} + g_{np}^{\uparrow\downarrow} n_{j(\downarrow,\uparrow)} + g_{ii} n_{i(\downarrow,\uparrow)}, i, j = n, p \text{ или } p, n; \quad (2)$$

2) задаем значение полной концентрации $n = n_p + n_n$, в результате чего остается 3 уравнения с 3 неизвестными: α, p_{0p}, p_{0n} . Поэтому поиск минимума для плотности энергии системы $w(n_p, n_n, p_{0p}, p_{0n}) = w(n, \alpha, p_{0p}, p_{0n})$ нельзя оформить как задачу на условный экстремум, решаемую методом Лагранжа, поскольку число уравнений (связей) равно числу неизвестных;

3) находим α_0 при $p_{0p} = p_{0n} = 0$, и α_1 при $p_{0p} \neq p_{0n} \neq 0$, т. к. при n выше порога нейтронизации всегда есть еще и неполяризованное решение; 4) проверяем неравенство $w(n, \alpha_1, p_{0p}, p_{0n}) < w(n, \alpha_0, 0, 0)$; 5) если неравенство в п. 4 выполняется, находим B по формуле (1).

В результате вычислений пока не удалось найти такие решения, при которых все указанные условия одновременно выполняются при $\rho \sim 10^8$ г/см³. Возможные причины: 1. Необходим учет обменного усиления парамагнитной восприимчивости и критерия Стонера для электронов [8, с. 550]. Это оправдано хотя бы тем, что мы рассматриваем плотности, которые заметно больше изучаемых в земных условиях, но для которых электронный ферромагнетизм наблюдается; внешним магнитным полем для электронов может служить магнитное поле поляризованных нуклонов. 2. Необходим учет обменных поправок для ядерного взаимодействия (при $\rho \sim 10^8$ г/см³ в рамках теории возмущений это разрешено). 3. Необходим учет энергии собственных магнитных моментов нуклонов и электронов в собственном магнитном поле (создаваемом нуклонами и электронами). 4. Возможно, химическое равновесие между нуклонами за счет одних только электронов отсутствует, но достигается за счет более сложных механизмов. 5. Возможно, спиновой поляризации вообще нет, а магнитные поля белых карликов имеют другую природу. 6. Возможно, спины протонов и нейтронов направлены в одну сторону, т.е. тип поляризации другой.

В силу выполнимости критерия Стонера (хотя и за пределами применимости теории возмущений) для нуклонов последние 2 предположения пока будем игнорировать. Также представляет интерес вопрос о возможной связи магнитных полей белых карликов с их возрастом.

Первыми работами, по пикноядерным реакциям в холодном и плотном звездном веществе являются [9–11]. Поэтому в связи с реакциями $n(p, d)\gamma$ и $p(p, d)e^+\nu_e$ должно иметь место убывание количества нуклонов с дей-

тронизацией и образованием различных примесей, что может подавлять поляризацию и намагниченность. В связи с этим см. Таблицу 4.

Таблица 4 – Возможная связь магнитных полей и возраста белых карликов, содержащих водород

Предполагаемый возраст белых карликов	$< 10^5$ лет	$> 10^5$ лет
Наблюдается ли линия водорода	да	да
Водород в оболочках есть, преимущественно, в виде	p	d
Есть ли спиновая поляризация нуклонов.	да?	нет?
Поляризационное магнитное поле должно быть	больше	меньше
% таких белых карликов от общего их количества	1	?

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Физическая энциклопедия / Гл. ред. А.М. Прохоров. Ред. Кол. Д.М. Алексеев, А.М. Балдин, А.М. Бонч-Бруевич, А.С. Боровик-Романов и др. // М.: Сов. энциклопедия, Т. I. Ааронова–Бома эффект – Длинные линии. 1988. – 704 с., ил.
2. Ситенко, А.Г. Лекции по теории ядра / А.Г. Ситенко, В.К. Тартаковский – М. : Атомиздат, 1972. – 351 с.
3. Левитов, Л.С. Функции Грина. Задачи и решения / Л.С. Левитов, А.В. Шитов // М.: Физматлит, 2003. – 392 с.
4. Серый, А.И. О ферромагнетизме вырожденной нейтронно-протонной системы. / А.И. Серый // Веснік Брэсцкага універсітэта. Сер. 4. Фізіка. Матэматыка». – 2012. – № 1. – С. 30–37.
5. Mitton, J. The Penguin Dictionary of Astronomy / J. Mitton. – England: Penguin Books, 1993. – 431 p.
6. Bruenn, S.W. Recent 2D/3D Core-Collapse Supernovae Simulations Results Obtained with the CHIMERA Code / S.W. Bruenn et al. // physics.fau.edu.
7. Isayev, A.A. Spin polarized states in nuclear matter with Skyrme effective interaction / A.A. Isayev, J. Yang // arXiv: nucl-th/0403059 v1 20 Mar 2004.
8. Физическая энциклопедия / Гл. ред. А. М. Прохоров. Ред. кол. Д.М. Алексеев, А. М. Балдин, А. М. Бонч-Бруевич, А. С. Боровик-Романов и др. – М.: Большая Российская энциклопедия, Т. 3. Магнитоплазменный – Пойнтинга теорема. 1992. – 672 с., ил.
9. Wildhack, W.A. The proton-deuteron transformation as a source of energy in dense stars. / W.A. Wildhack // Phys. Rev. – 1940. – v. 57. – P. 81.
10. Зельдович, Я.Б. О ядерных реакциях в сверхплотном холодном водороде. / Я.Б. Зельдович // ЖЭТФ – 1957. – Т. 33, № 4(10). – С. 991–993.
11. Salpeter, E.E. Nuclear reaction rates at high densities. / E.E. Salpeter, H.M. Van Horn // Astrophys. J. – 1969. – V. 155. – P. 183.