

УДК 537.6+539.171.11

А.И. Серый

О ФЕРРОМАГНЕТИЗМЕ ВЫРОЖДЕННОЙ НЕЙТРОННО-ПРОТОННОЙ СИСТЕМЫ

Для смеси нейтронного и протонного газов с контактным ядерным взаимодействием вычисляется магнитная восприимчивость и находится критерий ферромагнетизма в случае слабого внешнего магнитного поля. Квантование Ландау для протонов не учитывается. Вычислено, что минимальные концентрации нуклонов, необходимые для возникновения ферромагнетизма и поляризационных магнитных полей, имеют порядок 10^{34} см^{-3} . Учет обменного кулоновского взаимодействия между протонами немного понижает минимальную ферромагнитную концентрацию протонов и приводит к появлению дополнительной области ферромагнетизма, включающую порог нейтронизации. Такой ферромагнетизм мог бы быть возможен, соответственно, при взрывах Сверхновых II типа и в верхних слоях белых карликов.

Введение

Исследования в данной статье проведены по предложению В.Г. Барышевского и В.В. Тихомирова. Предмет исследований – возможность генерации магнитных полей в астрофизике через спиновую поляризацию нуклонов; объект исследований – нейтронно-протонная система (пр-система); метод исследования – критерий ферромагнетизма Стонера в модели контактного межнуклонного и обменного кулоновского протон-протонного взаимодействия (рр-взаимодействие). Объект исследования встречается при разных условиях, и к нему применяются разные подходы (таблица 1; нас будут интересовать случаи I, II).

Таблица 1 – Объект исследований при разных условиях

А	Б	В	Г	Д	Е	Ж
I	Под оболочками с водородом [1, с. 185]	Начало нейтронизации водорода [2, с. 271]	7	∞	Невелика	Газовый
II	От $R \approx 0$ до $R \geq 100 \text{ км}$ [3]	$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$	11	<1	Иные ядра	Газовый
III	В жидких ядрах [2, с. 281]	Диссоциация ядер при коллапсе	14	∞	Пионы	Жидкостный

Примечание: А – Астрофизический объект или событие (I – белый карлик, II – взрыв Сверхновой II типа, III – нейтронная звезда); Б – Область нахождения пр-смеси; В – Возможный путь образования; Г – Плотность, lg (г/см^3); Д – Время жизни, с; Е – Примесь иных частиц; Ж – Ферми-подходы к изучению.

Возможность реакции протонов и антинейтрино подтверждается наличием соответствующих компонентов в Сверхновых II типа благодаря линии водорода в их спектрах и антинейтринным вспышкам перед их взрывами (в т.ч. в 1987 г.) [4, с. 433, 434].

Запишем потенциал и критерий Стонера (для магнитной восприимчивости χ) в случае односортового Ферми-газа с контактным взаимодействием (ν_0 – плотность числа состояний на уровне Ферми, g – константа взаимодействия) [5, с. 198; 6, с. 23]:

$$U(\vec{r} - \vec{r}') = g\delta(\vec{r} - \vec{r}'); \quad \chi = 2\tilde{\mu}^2\nu_0(1 - \nu_0g)^{-1}, 1 - \nu_0g \leq 0. \quad (1)$$

Критерий Стонера «сидит на поверхности Ферми» [5, с. 87], и не найти значения поляризации нуклонов; их следует искать через минимум энергии пр-системы. В критерии типа (1) для вырожденного пр-газа константы g зависят от спина и изоспина нуклонов. Внешнее магнитное поле слабое ($\hbar\omega_B \equiv \mu_Y B \ll E_{Fi}$, $i = n, p$), т.е. можно применять методы из [5, с. 187, 198].

Задача: 1) выяснить, при каких условиях вследствие ферромагнетизма магнитное поле поляризованных нуклонов может быть гораздо больше внешнего; 2) учесть влияние обменного кулоновского пр-взаимодействия.

Замечания: 1) электронно-нейтронное взаимодействие (ен-взаимодействие) не учтено из-за малости длины еп-рассеяния [2, с. 268]; 2) контактное ядерное взаимодействие можно описать и через ядерное псевдомагнитное поле (ниже), которое на 2 порядка превосходит обычное магнитное [7, с. 54], поэтому последнее (как и квантование Ландау для протонов) не учитываем; 3) в функциях Грина спектры частиц линеаризованы вблизи поверхности Ферми [5, с. 8], что допустимо при малых степенях поляризации [8, с. 59]; 4) $T \approx 0$ К; 5) Возможные эффекты сверхтекучести не учитываем даже при низких температурах, т.к. доля сверхтекучей компоненты все равно невелика [9, с. 22].

Замечание о взаимодействиях и применимости теорий возмущений

Если m^* – приведённая масса 2 нуклонов, $s_{1,2}$ – проекции их спинов, a – длина рассеяния, то константа g даётся выражением [6, с. 22, 23]:

$$g = 2\pi\hbar^2 (m^*)^{-1} a, \quad a = (3a_t + a_s)/4 + s_1 s_2 (a_t - a_s), \quad (2)$$

Для нейтрона и протона длины синглетного и триплетного s -рассеяния (в 10^{-13} см) [6, с. 20]: $a_s = -23,71$, $a_t = 5,42$. Можно показать, что $a_t = 0$ для тождественных нуклонов [10, с. 366], а их синглетные s -длины a_i (в 10^{-13} см): $a_p = a_n = -17,2$ [6, с. 30, 31]; равенство верно при компенсации протонной энергии Хартри электронным фоном. Переворот спинов при рассеянии в случае вырождения и занятости соответствующих конечных состояний подавляется. Тогда при $s_1 \cdot s_2 = \pm 1/4$ из (2) получим:

$$J_{ij} = \pi\hbar^2 (m_{ij}^*)^{-1}, g_{np}^{\uparrow\uparrow} = 2J_{np} a_t > 0, g_{np}^{\uparrow\downarrow} = J_{np} (a_t + a_s) < 0, g_{ii} = J_{ii} a_i < 0. \quad (3)$$

Т.е. в данной модели для односортового газа критерий Стонера не выполняется.

Выразим степени спиновой поляризации через концентрации частиц ($n_i, i = e, n, p$) с определенной проекцией спина (в затравочном магнитном поле сонаправлены магнитные моменты, поэтому у нейтронов поляризация отрицательна):

$$p_{0i} = (n_{i\uparrow} - n_{i\downarrow}) / n_i \Rightarrow n_{i(\uparrow,\downarrow)} = n_i (1 \pm p_{0i}) / 2. \quad (4)$$

Например, энергия взаимодействия нейтрона со спином «вверх» с протонами, с точки зрения контактного взаимодействия, согласно [5, с. 197], с учетом (3) и (4) равна

$$U_{np} = g_{np}^{\uparrow\uparrow} n_{p\uparrow} + g_{np}^{\uparrow\downarrow} n_{p\downarrow} = 2J_{np} \frac{3a_t + a_s}{4} n_p + 2J_{np} \frac{a_t - a_s}{4} n_p p_{0p} = V_{np} + W_{np}. \quad (5)$$

W_{np} можно представить как энергию нейтрона в ядерном псевдомагнитном поле $\vec{B}_{\phi}$, создаваемом поляризованными протонами ($\vec{p}_{0p} = \vec{r}_{0p}$ – вектор поляризации их

спинов или собственных магнитных моментов, $\vec{s}_n$ – вектор спина нейтрона; ценность такого представления в том, что оно экспериментально обосновано) [7, с. 54]:

$$W_{np} = -\frac{2\pi\hbar^2 n_p \beta_{np} \vec{s}_n \cdot \vec{p}_{0p}}{m_{np}^*} = -\vec{\mu}_n \frac{\pi\hbar^2 n_p |\beta_{np}| |\vec{s}_n \cdot \vec{r}_{0p}|}{m_{np}^* |\vec{\mu}_n|} \equiv -\vec{\mu}_n \cdot \vec{B}_{\text{эф}}^{np}, \quad (6)$$

$$\beta_{np} = \frac{f_t - f_s}{2} = -\frac{a_t + |a_s|}{2}, f_{t,s} \xrightarrow{E \rightarrow 0} -a_{t,s}. \quad (7)$$

Отметим, что $\vec{r}_{0p} = \vec{p}_{0p}, \vec{r}_{0n} = -\vec{p}_{0n}$, т.к. у нейтрона спин и магнитный момент антипараллельны. Поскольку $\vec{r}_{0i} \uparrow\uparrow \vec{B}$ ($i = p, n$), из (6), (7) видно, что $\vec{B}_{\text{эф}}^{np} \uparrow\uparrow \vec{B}$. Т.е. ядерное псевдомагнитное поле, действующее на нейтроны со стороны поляризованных протонов, сонаправлено с обычным магнитным полем, могущим вызвать поляризацию протонов. Аналогично доказывается, что $\vec{B}_{\text{эф}}^{nn} \uparrow\downarrow \vec{B}$, $\vec{B}_{\text{эф}}^{pn} \uparrow\uparrow \vec{B}$, $\vec{B}_{\text{эф}}^{pp} \uparrow\uparrow \vec{B}$. Таким образом,

$$\text{sign}(\vec{B}_{\text{эф}}^{ij} \cdot \vec{B}) = -\text{sign}(T_{3i} T_{3j}). \quad (8)$$

Плотность энергии обменного взаимодействия [5, с. 202] можно продифференцировать по $n_{i\uparrow}$ и найти добавки к химическим потенциалам (с учетом (4)):

$$\Omega_{обм} = \Omega_p + \Omega_e, \Omega_i = -e^2 (6\pi^2)^{4/3} (n_{i\uparrow}^{4/3} + n_{i\downarrow}^{4/3}) / (8\pi^3), n_e = n_p, \\ E_{обм} = E_p^{обм} + E_e^{обм}, E_i^{обм} = -\frac{e^2}{\pi} (6\pi^2 n_{i\uparrow})^{1/3} = -\frac{e^2}{\pi} (3\pi^2 n_i (1 + p_{0i}))^{1/3}. \quad (9)$$

Все рассмотренные взаимодействия отвечают первому порядку теорий возмущений по фреиховской константе и константам (3). Рассмотрим их в таблице 2.

Таблица 2 – Сравнительная характеристика различных теорий возмущений

Взаимодействие	Кулоновское (дальнодейственное)	Ядерное (короткодейственное)
Параметр теории возмущений α	$\frac{e^2}{\hbar u_F}, u_F = \frac{q_{Fi}}{m}$ [5, с. 189]	$\frac{q_{Fi} a}{\hbar}$ [8, с. 36]
При $\alpha < 1$	$n_p > n_p^* = 1,42 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-3}$	$n_i < n^{**} = 5,31 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-3}; i = n, p$
Учет поправок 1-го порядка (даже при $\alpha > 1$, когда теория возмущений неприменима)	Энергия Хартри – нет (компенсирована фоном электронов); энергия Фока (обменная) – да (принцип Паули все равно действует) [5, с. 189, 201, 202, 209]	Да – (5); существование ядерного псевдомагнитного поля подтверждено экспериментально [7, с. 55]

В обоих случаях ряд знакопеременный (согласно [5, с. 206; 8, с. 40] и (3)). Учтем известное соотношение для импульса Ферми [8, с. 61] и распишем условия для $\alpha < 1$:

$$q_{Fi} = (3\pi^2)^{1/3} \hbar n_i^{1/3}, \varepsilon_{0i} = q_{Fi}^2 (2m_i)^{-1}, \quad (10)$$

$$n_i^* = m_i^3 e^6 (3\hbar^6 \pi^2)^{-1} = \alpha_0^3 (3\pi^2 \lambda_{iC}^3)^{-1}, \lambda_{iC} = \hbar (m_i c)^{-1}, \alpha_0 \equiv e^2 (\hbar c)^{-1}, i = e, p, \quad (11)$$

$$n^{**} = 8(3\pi^2 a_n^3)^{-1}. \quad (12)$$

Численные данные в (3) дают минимальное значение в (12) именно при $a_n = a_p$.

Вывод критерия Стонера через полюсы магнитной восприимчивости

В основном состоянии ориентации спинов одинаковы, и, согласно [5, с. 8] и (10),

$$q_{Fi} = q_{Fi\uparrow} = q_{Fi\downarrow}, \frac{n_i}{2} = \frac{4\pi q_{Fi}^3}{3(2\pi\hbar)^3} = \frac{4\pi^4 \hbar^6 c^6 \nu_{0i}^3}{3(m_p c^2)^3}, \nu_{0i} = \nu_{0i\uparrow} = \nu_{0i\downarrow} = \frac{m_i \sqrt{m_i \varepsilon_{0i}}}{\sqrt{2\pi^2 \hbar^3}}, \quad (13)$$

где $i = p, n$; ν_{0i} – плотности числа состояний на уровне Ферми. В слабом магнитном поле меняется баланс между концентрациями для разных проекций спина. При этом

$$\xi_{i\uparrow,\downarrow} = \frac{n_i}{2} + \delta n_{i\uparrow,\downarrow} = \frac{4\pi(q_{Fi} + \delta q_{i\uparrow,\downarrow})^3}{3(2\pi\hbar)^3}, \gamma_i = \mu_i / \mu_Y; i = n, p, \delta n_{i\uparrow} = -\delta n_{i\downarrow},$$

$$E_{Fi} = \frac{(q_{Fi} + \delta q_{i\uparrow,\downarrow})^2}{2m_i} \mp 2|\gamma_i| \hbar \omega_B T_{3i} + g_{ii} \xi_{i\downarrow,\uparrow} + g_{ij}^{\uparrow\downarrow} \xi_{j\downarrow,\uparrow} + g_{ij}^{\uparrow\uparrow} \xi_{j\uparrow,\downarrow}, \quad (14)$$

где $\pm |\gamma_i| \hbar \omega_B = \pm |\gamma_i| \mu_Y B$ – зеемановская энергия. Выполняя разложения, получим:

$$(q_{Fi} + \delta q_{i\uparrow,\downarrow})^k \approx q_{Fi}^k + k q_{Fi}^{k-1} \delta q_{i\uparrow,\downarrow}, k = 2, 3; \delta n_{i\uparrow,\downarrow} = \nu_{0i} q_{Fi} \delta q_{i\uparrow,\downarrow} / m_i, \quad (15)$$

$$\delta n_{i\uparrow} = \nu_{0i} (2|\gamma_i| \hbar \omega_B T_{3i} + g_{ii} \delta n_{i\uparrow} + \tilde{g} \delta n_{j\uparrow}), \tilde{g} = g_{np}^{\uparrow\downarrow} - g_{np}^{\uparrow\uparrow}. \quad (16)$$

Решая (16) при $B=0$ и $B \neq 0$, найдем $\delta n_{i\uparrow}$ и намагниченность ($\vec{k}$ – орт оси z):

$$\delta n_{i\uparrow}^{B=0} = \nu_{0i} \tilde{g} \lambda_i^{-1} \delta n_{j\uparrow}, \delta n_{i\uparrow}^{B \neq 0} = 2\nu_{0i} \hbar \omega_B T_{3i} (|\gamma_i| \lambda_j - \nu_{0j} |\gamma_j| \tilde{g}) \Omega^{-1}, \quad (17)$$

$$\vec{M} = 2\vec{k} \mu_Y \sum_{i=n,p} T_{3i} |\gamma_i| (\delta n_{i\uparrow} - \delta n_{i\downarrow}) = 2\vec{k} \mu_Y \hbar \omega_B \Omega^{-1} \Gamma, \quad (18)$$

$$\Gamma = \nu_{0p} \gamma_p^2 \lambda_n + \nu_{0n} \gamma_n^2 \lambda_p - 2\tilde{g} \prod_{i=n,p} \nu_{0i} |\gamma_i|, \Omega = \lambda_p \lambda_n - \nu_{0p} \nu_{0n} \tilde{g}^2, \lambda_i = 1 - \nu_{0i} g_{ii}. \quad (19)$$

$\Gamma > 0$, т.к. $\tilde{g} < 0$ в силу (3), (16). Критерий Стонера для магнитной восприимчивости $\chi = |\vec{M}| / B$ запишем по аналогии с (1) в виде:

$$\Omega \leq 0 \Rightarrow \nu_{0n} \nu_{0p} \Xi - |g_{nn}| \nu_{0n} - |g_{pp}| \nu_{0p} - 1 \geq 0 \Rightarrow \nu_{0i} \geq \lambda_j / (\nu_{0j} \Xi - |g_{ii}|),$$

$$\nu_{0j} \Xi \geq |g_{ii}|; \Xi = \tilde{g}^2 - g_{pp} g_{nn}. \quad (20)$$

Последнее неравенство в (20) дает границы применимости для предпоследнего. Учет обменной энергии дает добавку в правую часть (14) при $i = p$, согласно (9):

$$\tilde{E}_{Fp} = E_{Fp} + E_{p\uparrow,\downarrow}^{обм}, E_{p\uparrow,\downarrow}^{обм} = -\frac{e^2}{\pi} (6\pi^2)^{1/3} \xi_{p\uparrow,\downarrow}^{1/3}. \quad (21)$$

С учетом (13), (15), (16) заключаем, что в дальнейших формулах нужна замена

$$g_{pp} \mapsto \tilde{g}_{pp} = g_{pp} + 2\pi e^2 (3\pi^2 n_p)^{-2/3} = g_{pp} + \nu_{0p}^{-2} \Delta, 2\Delta = \alpha_0 m_p^2 c^4 (\pi \hbar c)^{-3} \quad (22)$$

Тогда второе неравенство в (20) после несложных преобразований примет вид:

$$\nu_{0n} \nu_{0p}^2 \Xi + \nu_{0n} |g_{nn}| \Delta - |g_{nn}| \nu_{0n} \nu_{0p} - |g_{pp}| \nu_{0p}^2 - \nu_{0p} + \Delta > 0. \quad (23)$$

При низких температурах ($kT\varepsilon_{0i}^{-1} \ll 1$), согласно [11, с. 281] и с учетом (13), в самом простом приближении делаем в (20) и (23) следующую замену:

$$\nu_{0i} \mapsto \tilde{\nu}_{0i} = \frac{m_i \sqrt{m_i \tilde{\varepsilon}_{0i}}}{\sqrt{2\pi^2 \hbar^3}}, \tilde{\varepsilon}_{0i} = \varepsilon_{0i} \left(1 - \frac{\pi^2}{12} (kT)^2 \varepsilon_{0i}^{-2}\right). \quad (24)$$

Вывод критерия Стонера через флуктуации энергии

Получим формулы для смещения энергии системы (рассмотрим пример без учета обменных кулоновских поправок). В слабом магнитном поле смещение составляющей энергии, не зависящей от взаимодействия между фермионами, находится аналогично [5, с. 199] с учётом (17) и $\delta n_{i\uparrow} = -\delta n_{i\downarrow}$:

$$\begin{aligned} \delta E_0 &= \delta E_{0n} + \delta E_{0p} = \sum_{i=n,p} \frac{(\delta n_{i\uparrow})^2 + (\delta n_{i\downarrow})^2}{2\nu_{0i}} = \sum_{i=n,p} \frac{(\delta n_{i\uparrow} - \delta n_{i\downarrow})^2}{4\nu_{0i}} = \\ &= \hbar^2 \omega_B^2 \Omega^{-2} \sum_{i=n,p} \nu_{0i} (|\gamma_i| |\lambda_j - \nu_{0j}| |\gamma_j| |\tilde{g}|)^2, T_{3j} = -T_{3i}. \end{aligned} \quad (25)$$

Изменение энергии взаимодействия выглядит аналогично [5, с. 199], однако в случае смеси 2 газов появляется «интерференционное» слагаемое δE_{int}^{np} :

$$\begin{aligned} \delta E_{int} &= \delta E_{int}^p + \delta E_{int}^n + \delta E_{int}^{np} = \sum_{i=n,p} g_{ii} \delta n_{i\uparrow} \delta n_{i\downarrow} + g_{np}^{\uparrow\uparrow} (\delta n_{n\uparrow} \delta n_{p\uparrow} + \delta n_{n\downarrow} \delta n_{p\downarrow}) + \\ &+ g_{np}^{\uparrow\downarrow} (\delta n_{n\uparrow} \delta n_{p\downarrow} + \delta n_{n\downarrow} \delta n_{p\uparrow}) = -\frac{1}{4} \sum_{i=n,p} g_{ii} (\delta n_{i\uparrow} - \delta n_{i\downarrow})^2 - \frac{1}{2} \tilde{g} \prod_{i=n,p} (\delta n_{i\uparrow} - \delta n_{i\downarrow}). \end{aligned} \quad (26)$$

Из (17), (25), (26) после некоторых преобразований получим общее изменение энергии без учёта зеемановской ($\tilde{\delta E} = \delta E_0 + \delta E_{int}$):

$$\tilde{\delta E} = -\frac{\Omega \Gamma}{4} \prod_{i=n,p} \frac{\delta n_{i\uparrow} - \delta n_{i\downarrow}}{\nu_{0i} (|\gamma_j| |\lambda_i - \nu_{0i}| |\gamma_i| |\tilde{g}|)}, T_{3i} = -T_{3j}. \quad (27)$$

Можно убедиться, что при выполнении (20) лишь $(\delta n_{p\uparrow} - \delta n_{p\downarrow})(\delta n_{n\uparrow} - \delta n_{n\downarrow}) < 0$ (в силу того, что при $\vec{B} \neq \vec{0}$ сонаправлены магнитные моменты, а не спины), то $\tilde{\delta E} < 0$. Добавив к (25), (26) зеемановскую энергию, продифференцируем по $\delta n_{i\uparrow} - \delta n_{i\downarrow}$:

$$\delta E_B = -2\hbar\omega_B \sum_{i=n,p} |\gamma_i| T_{3i} (\delta n_{i\uparrow} - \delta n_{i\downarrow}), \delta E = \delta E_B + \tilde{\delta E}, \quad (28)$$

$$A \equiv \frac{\partial(\delta E)}{\partial(2\delta n_{i\uparrow})} = \frac{\lambda_i (\delta n_{i\uparrow} - \delta n_{i\downarrow})}{2\nu_{0i}} - \frac{1}{2} \tilde{g} (\delta n_{j\uparrow} - \delta n_{j\downarrow}) - 2|\gamma_i| \hbar\omega_B T_{3i}. \quad (29)$$

Приравнявая (29) к нулю, для $\delta n_{n\uparrow}, \delta n_{p\uparrow}$ получаем результаты, совпадающие с (16), (17). Не изменятся и формулы (18)–(20). Т.е. критерий Стонера, как и для однокомпонентного случая, выводится различными путями.

Интерпретация численных и графических результатов

Решения неравенств (20) и (23), с учетом связи между n_i и ν_{0i} в (13), представлены в виде зависимости $n_{0n}^{(St)}(n_p)$ и соответствуют областям выше кривых на рисун-

ках 1 (решение есть только у (23)) и 2. Учтено, что по физическому смыслу $n_i \geq 0$, поэтому на рисунке 1 при $n_p \leq 3.85 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-3}$ идет прямая линия по оси абсцисс, а левая граница (не показана) – ось ординат. В таблице 3, кроме того, использован т.н. параметр нейтронного избытка:

$$\eta = (n_n - n_p) / (n_n + n_p). \quad (30)$$

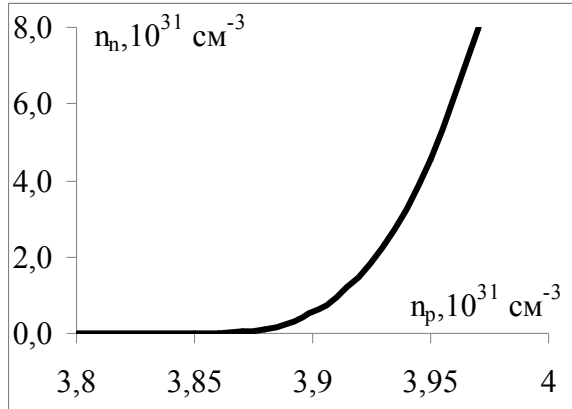


Рисунок 1 – Критерий Стонера при малых концентрациях протонов

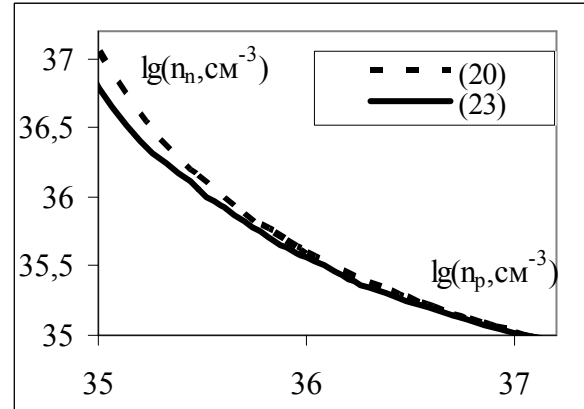


Рисунок 2 – Критерий Стонера при больших концентрациях протонов

С учетом (11), при $\rho \sim 10^{-4} \rho_0$, $\rho_0 \sim 10^{14} \text{ г/см}^3$, обсуждаемые приближения допустимы. Из [3] видно, что если пр-смесь доминирует сразу после начала взрыва в области до $R \approx 200 \text{ км}$, то это примерно в 20 раз больше радиуса будущей нейтронной звезды (где в жидком ядре $\rho \sim \rho_0$) [2, с. 281], и такое сжатие соответствует росту плотности в $20^3 = 0.8 \cdot 10^4$ раз. Нужные значения также могут быть достигнуты при расширении водорода, поглощающего антинейтрино (комментарии к таблице 1).

Таблица 3 – Стонеровские концентрации (в 10^{35} см^{-3}) при различных η

n_p	$n_n^{(St)}(23)$	η	n_p	$n_n^{(St)}(23)$	$\eta(23)$	$n_n^{(St)}(20)$	$\eta(20)$
$7.4 \cdot 10^{-5}$	$\rightarrow +0$	$\rightarrow -1$	0,2079	$\rightarrow +\infty$	$\rightarrow 1$	---	---
$3.85 \cdot 10^{-4}$	$\rightarrow +0$	$\rightarrow -1$	0,3156	4521,57	0,9999	$\rightarrow +\infty$	$\rightarrow 1$
$4 \cdot 10^{-4}$	$1,62 \cdot 10^{-3}$	0,6040	2	19,51	0,8141	26,375	0,859
$4,5 \cdot 10^{-4}$	0,237	0,9962	6	5,57	-0,0363	6,341	0,028
$5 \cdot 10^{-4}$	2,666	0,9996	10	3,63	-0,4675	3,967	-0,432
$6,91 \cdot 10^{-4}$	$\rightarrow +\infty$	$\rightarrow 1$	$\rightarrow +\infty$	0,3156	$\rightarrow -1$	0,3156	$\rightarrow -1$

Покажем, что случай $n_p = 7.4 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-3}$, $n_n \rightarrow +0$ близок к порогу нейтронизации. Запишем уравнение бета-равновесия без учета спиновой поляризации:

$$X_p + X_e = X_n, \quad X_p = m_p c^2 + \frac{(3\pi^2 \hbar^3 n_p)^{2/3}}{2m_p} + \frac{g_{pp}}{2} n_p + E_p^{обм},$$

$$X_n = m_n c^2 + \frac{g_{np}^{\uparrow\uparrow} + g_{np}^{\uparrow\downarrow}}{2} n_p, \quad X_e = (m_e^2 c^4 + (3\pi^2 \hbar^3 n_e)^{2/3} c^2)^{1/2} + E_e^{обм}. \quad (31)$$

С учетом (9) точное решение (31) $n_p = 7,412 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-3}$. Влияние контактного ядерного и обменного кулоновского взаимодействия на порог нейтронизации мало.

Таблица 4 – Соответствие результатов астрофизическим условиям

Рисунок	Чему соответствует	I	II	$lg(T, K)$	$n_i, \text{см}^{-3}$	$kT\varepsilon_{0i}^{-1}$
1	Белым карликам	–	+	$\sim 3 \div 4$ [1, с. 185]	10^{31}	$\sim 10^{-3}$
2	Сверхновым II типа	+	–	$\sim 9 \div 10$ [2, с. 281]	10^{35}	$\sim 0.01 \div 0.1$

Примечание: Применимость теории возмущений для взаимодействий: I – Обменного кулоновского; II – Ядерного.

Замечания:

1. Значения концентраций n_i выбраны согласно таблице 3; k – постоянная Больцмана.

2. Для нуклонов учет лишь s -рассеяния допустим при $E < 10$ МэВ [6, с. 13], что согласуется с температурами в таблице 4.

3. Приближение $T=0$ К надежнее для белых карликов, хотя при подстановке $kT\varepsilon_{0i}^{-1}$ в (23) результаты сильно не изменятся в обоих случаях.

4. Приближение (7) правомерно при $E < 1$ кэВ (что согласуется с kT в белых карликах), а при $E = 1$ МэВ (что ближе к kT для Сверхновых) сечение рассеяния меньше в 4 раза [12, с. 13]. Т.е. для более точных расчетов нужен учет зависимости амплитуд рассеяния от энергии, хотя уменьшение амплитуды повышает, согласно (12), верхнюю границу применимости теории возмущений по величинам (3).

5. Для электронов, согласно (11), кулоновская теория возмущений применима при $n_e > n_e^* = 2,28 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$. В металлах $n_e \sim 10^{22} \div 10^{23} \text{ см}^{-3}$ [2, с. 351, 600], но теория возмущений используется [5, с. 189, 209], хотя эффективная масса электрона может быть больше массы покоя [2, с. 115–118], что, согласно (11), ужесточает требования. Поэтому наши результаты также могут иметь смысл. Таким образом, как и в [13], показана важность учета энергии Фока. В силу знакопеременности ряда поправка 3-го порядка такая же по знаку, как и обменная, и превосходит корреляционную и т.д. При необходимости нужно применять непerturbативные методы.

6. Пренебрежение реакцией $n(p, \gamma)d$ правомерно, т.к. при указанных температурах соответствующее сечение по крайней мере на 2 порядка меньше сечения рассеяния [6, с. 15; 14, с. 403]. При более высоких концентрациях нейтронов эту реакцию нужно учитывать, поэтому вряд ли вся область на рисунке 1 имеет право на существование.

Заключение

Для смеси нейтронного и протонного газов с контактным ядерным взаимодействием вычислена магнитная восприимчивость и найден критерий Стонера без учета квантования Ландау для протонов. Вычислено, что без учета обменного кулоновского взаимодействия минимальные концентрации нуклонов, необходимые для возникновения ферромагнетизма, имеют порядок 10^{34} см^{-3} . Учет обменного кулоновского взаимодействия между протонами немного понижает минимальную ферромагнитную концентрацию протонов и приводит к появлению дополнительной области ферромагнетизма, включающую порог нейтронизации. Такой ферромагнетизм мог бы быть возможен, соответственно, при взрывах Сверхновых II типа и в верхних слоях белых карликов, для которых это может служить одним из объяснений генерации их магнитных полей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Физическая энциклопедия / Гл. ред. А.М. Прохоров; редкол. Д.М. Алексеев [и др.]. – М. : Совет. энцикл., 1988. – Т. 1: Ааронова–Бома эффект – Длинные линии. – 704 с.
2. Физическая энциклопедия / Гл. ред. А.М. Прохоров; редкол. Д.М. Алексеев [и др.]. – М. : Большая рос. энцикл., 1992. – Т. 3: Магнитоплазменный – Пойнтинга теорема. – 672 с.
3. Bruenn, S.W. Recent 2D/3D Core-Collapse Supernovae Simulations Results Obtained with the CHIMERA Code / S.W. Bruenn [et al.] // physics.fau.edu.
4. Физическая энциклопедия / Гл. ред. А.М. Прохоров; редкол. Д.М. Алексеев [и др.]. – М. : Большая рос. энцикл., 1994. – Т. 4: Пойнтинга – Робертсона – Стриме-ры. – 704 с.
5. Левитов, Л.С. Функции Грина. Задачи и решения / Л.С. Левитов, А.В. Шитов // М. : Физматлит, 2003. – 392 с.
6. Ситенко, А.Г. Лекции по теории ядра / А.Г. Ситенко, В.К. Тартаковский // М. : Атомиздат, 1972. – 351 с.
7. Барышевский, В.Г. Ядерная оптика поляризованных сред / В.Г. Барышевский. – М. : Энергоатомиздат, 1995. – 320 с.
8. Ландау, Л.Д. Теоретическая физика : учеб. пособие для вузов : в 10 т. / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001. – Т. IX: Статистическая физика, Ч. 2: Теория конденсированного состояния. – 496 с.
9. Ахиезер, А.И. К теории сверхтекучести ядерной материи на основе Ферми-жидкостного подхода / А.И. Ахиезер [и др.] // ЖЭТФ – 1997. – Т. 112, вып. 1(7). – С. 3–24.
10. Левич, В.Г. Курс теоретической физики : в 2 т. / В.Г. Левич. – М. Наука, 1971. – Т. 2: Квантовая механика. Квантовая статистика и физическая кинетика / В.Г. Левич, Ю.А. Вдовин, В.А. Мямлин. – 936 с.
11. Румер, Ю.Б. Термодинамика, статистическая физика и кинетика : учеб. пособие / Ю.Б. Румер, М.Ш. Рывкин. – Новосибирск : Изд-во Новосиб. ун-та, 2000. – 608 с.
12. Крамер-Агеев, Е.А. Экспериментальные методы нейтронных исследований / Е.А. Крамер-Агеев [и др.]. – М. : Энергоатомиздат, 1990. – 272 с.
13. Maruyama, T. Ferromagnetism of nuclear matter in the relativistic approach / T. Maruyama, T. Tatsumi // Nucl. Phys. A – 2001. – Vol. 693, Issues 3-4. – P. 710 – 730.
14. Маляров, В.В. Основы теории атомного ядра / В.В. Маляров. – М. : Физматлит, 1959. – 472 с.

A.I. Sery On the Ferromagnetism of Degenerate Neutron-Proton System

For mixture of neutron and proton gases with contact nuclear interaction magnetic susceptibility is calculated and ferromagnetism criterion is obtained for the case of weak external magnetic field. Landau quantizing for protons is neglected. Minimal nucleon concentrations necessary for ferromagnetism and polarizational magnetic fields initiation are estimated to have the order of 10^{34} cm^{-3} . The consideration of Coulomb exchange interaction between protons slightly decreases the minimal ferromagnetic proton concentration and leads to formation of extra region of ferromagnetism including the neutronization threshold. Such a ferromagnetism could be possible at type II Supernovae explosions and in the upper layers of white dwarfs, respectively.

Рукапіс паступіў у рэдкалегію 02.04.2012