

УДК 524.3+537.6

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ПО СПИНУ ЭЛЕКТРОННО-НУКЛОННОЙ СРЕДЫ В ПРИБЛИЖЕНИИ КРАЙНЕГО ВЫРОЖДЕНИЯ

Сулим А. П.

Брестский государственный университет имени А. С. Пушкина, г. Брест, Беларусь  
 Научный руководитель: Серый А. И., канд. физ.-мат. наук, доцент

Модели электронно-протонной, электронно-нейтронно-протонной и пионно-нейтронно-протонной сред широко распространены в астрофизике (первая – при исследовании оболочек водородных белых карликов, вторая – при исследовании взрывов Сверхновых II типа, третья – при исследовании жидких ядер нейтронных звезд). Помимо важных вопросов термодинамического характера, которые обычно исследуются, видное место занимают вопросы бета-равновесия между электронно-протонной и нейтронной составляющими, а также спиновой поляризации электронов и нуклонов. Указанные вопросы имеют важное значение для объяснения происхождения магнитных полей звезд.

Будем исследовать модель электронно-протонно-нейтронного вещества в приближении крайнего вырождения (это оправдано при высоких плотностях, когда энергия теплового движения  $kT$  мала по сравнению с энергией Ферми  $\varepsilon_F$ ). Будем учитывать следующие виды энергий: а) энергию Ферми; б) энергию междуклонного взаимодействия в контактном приближении (которое оправдано в силу малости радиуса действия ядерных сил; соответствующие константы определены в [1, с. 31]); в) обменную кулоновскую энергию для протонов; г) энергию отдельно взятого фермиона в магнитном поле, которое само обусловлено спиновой поляризацией (в силу большого значения магнетона Бора по сравнению с ядерным магнетонном можно пренебречь спиновой поляризацией электронов). Тогда запишем систему уравнений, описывающих поляризованное по спину вещество, с учетом бета-равновесия и равенства химических потенциалов нуклонов с противоположными проекциями спина ( $T_{3i}$  – проекция изоспина нуклонов,  $i = n, p$ ) [2, с. 32, 33].

Уравнение бета-равновесия имеет вид

$$E_{Fp} + E_{Fe} = E_{Fn}. \quad (1)$$

Если пренебречь спиновой поляризацией электронного газа, то химический потенциал выражается по формуле (с учетом, что электронейтральности концентрации электронов и протонов равны между собой)

$$E_{Fe} = \left( m_e^2 c^4 + (3\pi^2 \hbar^3 n_p)^{2/3} c^2 \right)^{1/2}. \quad (2)$$

Поскольку нуклонные газы считаются поляризованными по спину, то нужно учесть равенство химических потенциалов (отдельно для протонов и нейтронов) нуклонов со спинами, направленными вдоль линии индукции магнитного поля и в противоположную сторону. Соответствующие равенства в общем случае имеют вид (в случае полной поляризации оно сменяется неравенством)

$$E_{Fi}^{\uparrow} = E_{Fi}^{\downarrow} = E_{Fi}. \quad (3)$$

Более подробное выражение для каждого химического потенциала имеет вид

$$E_{Fi}^{\uparrow, \downarrow} = \frac{(6\pi^2 n_{i\pm})^{2/3} \hbar^2}{2m_i} + g_{ii} n_{i\mp} + g_{np}^{\uparrow\uparrow} n_{j\pm} + g_{np}^{\uparrow\downarrow} n_{j\mp} + \left(\frac{1}{2} + T_{3i}\right) \Lambda_{\pm} + \Delta E_{B(i)}^{\uparrow, \downarrow}. \quad (4)$$

Сделаем пояснение для некоторых слагаемых, входящих в (4), обозначая через  $p_{0i}$  степень спиновой поляризации соответствующих нуклонов, можно выразить концентрацию нуклонов с определенной проекцией спинов через полную концентрацию нуклонов соответствующего сорта  $n_i$  и их спиновую поляризацию.

$$n_{i\pm} = \frac{n_i}{2} (1 \pm p_{0i}). \quad (5)$$

Первое слагаемое в правой части (4) представляет собой энергию Ферми идеального газа. Второе слагаемое отвечает за взаимодействие нуклонов данного сорта с данной проекцией спина с нуклонами того же сорта с противоположной проекцией спинов за счет ядерного взаимодействия. Третье и четвертое слагаемые аналогичны второму, но относятся к нуклонам другого сорта (т. е. с противоположной проекцией изоспина). Пятое слагаемое относится к обменной кулоновской энергии, поэтому отлично от нуля только для протонов.

$$\Lambda_{\pm} = -\frac{e^2}{\pi} (6\pi^2 n_{p\pm})^{1/3}, T_{3p} = -T_{3n} = 1/2. \quad (6)$$

Последнее слагаемое в (4) представляет собой энергию отдельно взятого нуклона в магнитном поле, которое само обусловлено спиновой поляризацией нуклонов.

$$\Delta E_{B(i)}^{\uparrow, \downarrow} = \mp \gamma_i \mu_{\pi} B = \mp 4\pi \gamma_i \mu_{\pi}^2 \sum_{j=n,p} n_j p_{0j} \gamma_j, \gamma_p = 2.79, \gamma_n = -1.91. \quad (7)$$

Решение системы уравнений (1) – (4) (с учетом пояснений (5) – (7)) при частичной поляризации нуклонов может быть найдено только численно. При  $n_p \sim 10^{31} \text{ см}^{-3}$  получаем  $p_{0p} \sim 0,9$ , а значение  $p_{0n}$  отрицательно по знаку и по абсолютной величине меньше 0,01 при  $n_n \sim 10^{32} - 10^{35} \text{ см}^{-3}$  (с ростом  $n_n$  значение  $p_{0n}$  по абсолютной величине уменьшается) при этом значение индукции магнитного поля  $B$  по порядку величины остается  $10^9 \text{ Гс}$ , что превышает характерные значения для белых карликов и уступает характерным значениям для нейтронных звезд. Открытым остается вопрос о существовании таких магнитных полей при взрыве Сверхновых II типа.

#### Список цитированных источников

1. Серый, А.И. О ферромагнетизме вырожденной нейтронно-протонной системы / А.И. Серый // Веснік Брэсцкага універсітэта. Серыя 4: «Фізіка. Матэматыка». – 2012. – № 1. – С. 30–37.
2. Серый, А.И. О некоторых поляризационных эффектах в астрофизической плазме / А.И. Серый // Веснік Брэсцкага універсітэта. Серыя 4: «Фізіка. Матэматыка». – 2014. – № 1. – С. 30 – 43.