АСТРОФИЗИКА

ТОМ 25 ДЕКАБРЬ, 1986 ВЫПУСК 3

УДК: 524.354.6—337

О ПАРАМАГНИТНЫХ ЭФФЕКТАХ В СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЕ

К. М. ШАХАБАСЯН

Поступила 26 марта 1986

Принята к печати 20 мая 1986

Исследовано влияние спинового парамагнетизма протонов на сверхпроводимость в «пре»-фазе нейтронной звезды. Показано, что это приводит к уменьшению поля H_{c2}. Вычислены величины, характеризующие протонный сверхпроводник второго рода в зависимости от плотности вещества.

1. В работе [1] исследовалось влияние напряженности магнитного поля, возникшей из-за эффекта увлечения сверхпроводящих протонов вращающимися сверхтекучими нейтронами, на конденсат неувлеченных протонов. Этот конденсат, находящийся в «пре»-фазе нейтронной звезды, представляет собой сверхпроводник второго рода. Смешанное состояние существует в нем в следующем интервале магнитных полей: $H_{c1} < H < H_{c2}$. Здесь H_{c1} и H_{c2} — соответственно нижнее и верхнее критические магнитные поля. В этом состоянии магнитное поле проникает внутрь сверхпроводника и приводит к возникновению неоднородных пучков протонных вихревых нитей, сгруппированных вокруг каждого нейтронного вихря. Нейтронные вихревые нити нового типа, обладающие потоком магнитной индукции Φ_1 [2], возникают из-за вращения звезды. При этом, однако, не учитывалось влияние магнитного поля увлечения на спины неувлеченных протонов. Однако в случае сверхпроводников второго рода с высокими значениями параметра $\varkappa = \lambda/\xi_1$ верхнее критическое поле H_{c2}, при котором разрушается сверхпроводимость, может быть большим. В таком случае нельзя пренебрегать вкладом, вносимым спиновой восприимчивостью (парамагнетизм Паули) в термодинамическое равновесие

Если нормальная протонная жидкость находится во внешнем магнитном поле, то спины большинства протонов вблизи поверхности Ферми стремятся повернуться в направлении поля. Следовательно, в нормальном состоянии имеется малая конечная спиновая восприимчивость, и магнитная свободная энергия в очень сильных полях понизится значительно из-за парамагнитного упорядочения спинов протонов.

Так как в сверхпроводящем состоянии спиновая восприимчивость протонов из-за образования куперовских пар существенно уменьшается, то нормальное состояние сильнее поляризуется, чем сверхпроводящее. Поэтому при наличии сильных полей поляризованное нормальное состояние может иметь более низкую свободную энергию, чем сверхпроводящая фаза.

Следовательно, в достаточно сильном магнитном поле для протонной жидкости может оказаться энергетически более выгодно перейти в нормальное парамагнитное состояние, в котором спины большинства протонов вблизи поверхности Ферми поворачиваются параллельно полю, чем оставаться в сверхпроводящем состоянии со спаренными протонами, спины которых антипараллельны.

Поле $H_p(T)$, при котором совершается переход из сверхпроводящего в нормальное парамагнитное состояние, определяется из следующего условия равенства энергии поляризации и энергии сверхпроводящей конденсации:

$$\frac{1}{2}(\varkappa_n - \varkappa_s) H_p^2(T) = \frac{H_c^2(T)}{8\pi}. \tag{1}$$

Здесь $H_c(T)$ — термодинамическое критическое поле; $\varkappa_s$ — спиновая восприимчивотсь сверхпроводящего состояния; $\varkappa_n = 0.5(g\beta)^2 N(0)$ — — спиновая восприимчивость нормального состояния, g — спектроскопический фактор для протона ($g = 2$), $\beta = 2.79\ \mu_0$ — магнитный момент протона, $\mu_0 = e\hbar/2m_1c$ — ядерный магнетон, $N(0) = m_1^* p_F/2\pi^2\hbar^3$ — плотность состояний на единицу энергии и на единицу объема на поверхности Ферми, m_1^* и m_1 — соответственно эффективная и инертная (истинная) массы протона. Из (1) получаем следующее выражение для парамагнитного предела $H_p(T)$ [3, 4].

$$H_p(T) = \frac{H_c(T)}{\sqrt{4\pi(\varkappa_n - \varkappa_s)}}. \tag{2}$$

При температуре $T = 0$ спиновая восприимчивость протонного сверхпроводника должна быть, по-видимому, равна нулю и предел $H_p(0)$ равен [3, 4]

$$H_p(0) = \frac{H_c(0)}{\sqrt{2\pi N(0)}\, g\beta} = \frac{\sqrt{2}\,\Delta(0)}{g\beta}. \tag{3}$$

Здесь $H_c(0) = (4\pi N(0))^{1/2} \Delta(0)$ — термодинамическое критическое поле при $T = 0$, $\Delta(0)$ — величина энергетической щели при $T = 0$. Из уравнения (3) следует, что для поляризации протонного сверхпроводника нужно разбить связанные протонные пары. Иными словами, энергия поляризации равна энергии образования пары.

Для протонного сверхпроводника сверхпроводящий переход происходит в поле H_{c2} и является фазовым переходом второго рода. Поскольку значения $\varkappa$ для протонного вещества могут быть большими, постольку при вычислении истинного поля, в котором происходит сверхпроводящий переход, нужно учитывать спиновый парамагнетизм и орбитальные эффекты. Аналогичная ситуация имеет место для конденсата электронных куперовских пар в металлическом сверхпроводнике второго рода, находящемся в достаточно сильном магнитном поле [5]. Ниже мы будем использовать результаты теоретических исследований для этого (обычного) сверхпроводника.

2. Используя результаты, полученные в работе [6], можно записать оператор кинетической энергии сверхпроводящих протонов в нейтронно-протонной сверхтекучей жидкости в «пре»-фазе нейтронной звезды в виде

$$\hat{T} = \frac{1}{2m_1^*}\left(\hat{\vec{p}} - \frac{e}{c}\vec{A}'\right)^2, \tag{4}$$

где m_1^* — эффективная масса протона, обусловленная взаимодействием протонов с нейтронами, $\vec{A}'$ — эффективный векторный потенциал, равный

$$\vec{A}' = -\frac{c}{e}m_1\vec{v}_1 - \frac{c}{e}(m_1^* - m_1)\vec{v}_2 + \frac{c}{e}m_1\vec{v}_n. \tag{5}$$

Здесь $\vec{v}_n = [\vec{\omega}\vec{r}]$ — скорость нормального компонента, $\vec{\omega}$ — угловая скорость вращения звезды, $\vec{v}_1$ и $\vec{v}_2$ — скорости конденсатов протонов и нейтронов, равные

$$\vec{v}_1 = \frac{1}{2m_1}\left(\hbar\nabla\varphi_1 - \frac{2e}{c}\vec{A}\right), \quad \vec{v}_2 = \frac{\hbar}{2m_2}\nabla\varphi_2. \tag{6}$$

Здесь A — векторный потенциал электромагнитного поля, φ_1 и φ_2 — фазы конденсатных волновых функций протонов и нейтронов, m_2 — масса свободного нейтрона. Второе слагаемое в (5) появляется из-за эффекта увлечения сверхпроводящих протонов движущимися сверхтекучими нейтронами [6]. Полный гамильтониан сверхпроводящих протонов во внешнем однородном магнитном поле H, направленном по оси z, запишется в представлении вторичного квантования в виде

$$\hat{H} = \frac{1}{2m_1^*}\int \hat{\psi}_\alpha^+(\vec{r})\left(\hat{\vec{p}} - \frac{e}{c}\vec{A}'\right)^2 \hat{\psi}_\alpha(\vec{r})\, d\vec{r} +$$

$$+ \frac{g}{2}\int \hat{\psi}_\beta^+(\vec{r})\hat{\psi}_\alpha^+(\vec{r})\hat{\psi}_\alpha(\vec{r})\hat{\psi}_\beta(\vec{r})\, d\vec{r} - \beta H \int \{\hat{\psi}_\uparrow^+(\vec{r})\hat{\psi}_\uparrow(\vec{r}) - \hat{\psi}_\downarrow^+(\vec{r})\hat{\psi}_\downarrow(\vec{r})\} d\vec{r} -$$

$$- \mu_1 \int \hat{\psi}_\alpha^+(\vec{r})\hat{\psi}_\alpha(\vec{r})\, d\vec{r}. \qquad (7)$$

Здесь $\psi_\alpha(\vec{r})$ — оператор вторичного квантования, который уничтожает протон со спином α, расположенный в точке $\vec{r}$. Операторы $\psi_\alpha(\vec{r})$ подчиняются следующим соотношениям антикоммутации:

$$\begin{aligned}
&\hat{\psi}_\alpha(\vec{r})\hat{\psi}_\beta(\vec{r}\,') + \hat{\psi}_\beta(\vec{r}\,')\hat{\psi}_\alpha(\vec{r}) = 0,\\
&\hat{\psi}_\alpha^+(\vec{r})\hat{\psi}_\beta^+(\vec{r}\,') + \hat{\psi}_\beta^+(\vec{r}\,')\hat{\psi}_\alpha^+(\vec{r}) = 0, \qquad (8)\\
&\hat{\psi}_\alpha^+(\vec{r})\hat{\psi}_\beta(\vec{r}\,') + \hat{\psi}_\beta(\vec{r}\,')\hat{\psi}_\alpha^+(\vec{r}) = \delta_{\alpha\beta}\delta(\vec{r} - \vec{r}\,').
\end{aligned}$$

В гамильтониане (7) g-постоянная взаимодействия ($g < 0$), μ_1 — химический потенциал протонов, $\hat{p} = -i\hbar\nabla$ — оператор импульса. Первое слагаемое в (7) представляет кинетическую энергию протонов, второе слагаемое описывает их непосредственное взаимодействие, приводящее к образованию куперовских пар, третье слагаемое соответствует поляризации спинов протонов, обусловленной полем H. По повторяющимся спиновым индексам в (7) проводится суммирование.

Далее обычным образом получаем уравнения Горькова для протонов в движущейся нейтронно-протонной сверхтекучей жидкости

$$\left\{i\omega - \frac{1}{2m_1^*}\left(\hat{\vec{p}}_1 - \frac{e}{c}\vec{A}'\right)^2 + \mu_1 - \beta H\right\} G_\omega^+(\vec{r}, \vec{r}_2) + \Delta(\vec{r}_1)\tilde{F}_\omega(\vec{r}_1, \vec{r}_2) =$$

$$= \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2),$$

$$\left\{i\omega + \frac{1}{2m_1^*}\left(\hat{\vec{p}}_1 + \frac{e}{c}\vec{A}'\right)^2 - \mu_1 - \beta H\right\}\tilde{F}_\omega(\vec{r}_1, \vec{r}_2) + \Delta^*(\vec{r}_1)\, G_\omega^+(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = 0, \qquad (9)$$

$$\left\{i\omega - \frac{1}{2m_1^*}\left(\hat{\vec{p}}_1 - \frac{e}{c}\vec{A}'\right)^2 + \mu_1 + \beta H\right\} G_\omega^-(\vec{r}_1, \vec{r}_2) +$$

$$+ \Delta(\vec{r}_1)\tilde{F}_\omega(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2),$$

$$\left\{i\omega + \frac{1}{2m_1^*}\left(\vec{p}_1 + \frac{e}{c}\vec{A}'\right)^2 - \mu_1 + \beta H\right\}\widetilde{F}_\omega(\vec{r}_1, \vec{r}_2) + \Delta^*(\vec{r}_1)\, G_\omega^-(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = 0,$$

$$\Delta^*(\vec{r}_1) = |g|\, kT\sum_n \widetilde{F}_\omega(\vec{r}_1, \vec{r}_1),$$

$$\Delta(\vec{r}_1) = |g|\, kT\sum_n F_\omega(\vec{r}_1, \vec{r}_1).$$

Здесь

$$G_\omega^+(\vec{r}_1, \vec{r}_2),\quad G_\omega^-(\vec{r}_1, \vec{r}_2),\quad \widetilde{F}_\omega(\vec{r}_1, \vec{r}_2),\quad F_\omega(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$$

— фурье-компоненты температурных функций Грина, Δ — параметр порядка, $\omega = \pi kT(2n+1)$ — мацубаровская частота, T — температура.

Температурные гриновские функции протонов определяются следующим образом:

$$G^+(\vec{r}_1, \tau_1; \vec{r}_2, \tau_2) = -\,Sp\left\{e^{\frac{\Omega-\hat{H}}{kT}}\, T_\tau(\widetilde{\psi}_\uparrow(\vec{r}_1, \tau_1)\,\widetilde{\widetilde{\psi}}_\uparrow(\vec{r}_2, \tau_2))\right\} \equiv$$

$$\equiv -\langle\, T_\tau(\widetilde{\psi}_\uparrow(\vec{r}_1, \tau_1)\,\widetilde{\widetilde{\psi}}_\uparrow(\vec{r}_2, \tau_2))\,\rangle,$$

$$G^-(x_1, x_2) = -\langle\, T_\tau(\widetilde{\psi}_\downarrow(\vec{r}_1, \tau_1)\,\widetilde{\widetilde{\psi}}_\downarrow(\vec{r}_2, \tau_2))\,\rangle,$$

$$\widetilde{F}(x_1, x_2) = \langle\, T_\tau(\widetilde{\widetilde{\psi}}_\downarrow(x_1)\,\widetilde{\widetilde{\psi}}_\uparrow(x_2))\,\rangle, \tag{10}$$

$$F(x_1, x_2) = \langle\, T_\tau(\widetilde{\psi}_\downarrow(x_1)\,\widetilde{\psi}_\uparrow(x_2))\,\rangle,$$

$$G^+(x_1, x_2) = kT\sum_n e^{-i\omega\tau}\, G_\omega^+(\vec{r}_1, \vec{r}_2),$$

$$\widetilde{F}(x_1, x_2) = kT\sum_n e^{-i\omega\tau}\,\widetilde{F}_\omega(\vec{r}_1, \vec{r}_2).$$

Стоящая в экспоненте в (10) величина Ω представляет собой термодинамический потенциал в переменных T, V, μ_1. Символ T_τ означает операцию T-упорядочения, причем операторы, стоящие под знаком T_τ-произведения, располагаются слева направо в порядке убывания „времени" τ. Гейзенберговские операторы $\widetilde{\psi}_\downarrow$ и $\widetilde{\widetilde{\psi}}_\uparrow$ в (10) определяются как [7]

$$\widetilde{\psi}_\uparrow(\vec{r}, \tau) = e^{\tau\hat{H}}\,\hat{\psi}_\uparrow(\vec{r})\, e^{-\tau\hat{H}},\quad \widetilde{\widetilde{\psi}}_\uparrow(\vec{r}, \tau) = e^{\tau\hat{H}}\,\hat{\psi}_\uparrow^+(\vec{r})\, e^{-\tau\hat{H}}. \tag{11}$$

Уравнения (9) похожи на уравнения для обычного сверхпроводника во внешнем однородном поле H. Однако имеются существенные отличия — векторный потенциал магнитного поля $\vec{A}$ заменен эффективным потенциалом $\vec{A}'$, а истинная масса протона m_1 заменена эффективной массой m_1^*.

3. В работе [8] изучалось влияние спинового парамагнетизма Паули на смешанное состояние обычного сверхпроводника. При этом учитывались также орбитальные эффекты реального магнитного поля. В этой работе было показано, что для любого значения параметра $\alpha = \sqrt{2}\, H_{c2}(0)/H_p(0) > 1.8$ возможно существование нового типа сверхпроводящего состояния — неоднородного сверхпроводящего состояния или состояния Фульде и Феррела [9, 10]. Здесь $H_{c2}(0) = 6.59\, \Delta^2(0)\, c/e\hbar v_F^2$ — верхнее критическое поле в отсутствие парамагнитного эффекта при температуре $T = 0$. Возникающие в истинном поле H_{c2} куперовские пары находятся на нижнем уровне Ландау и имеют также скорость в направлении приложенного поля. Этот результат является обобщением результатов работ Фульде и Феррела [9] и Ларкина и Овчинникова [10], которые рассматривали проблему влияния однородного эффективного поля только на спины электронов в сверхпроводнике.

Переход из смешанного состояния в состояние Фульде и Феррела является фазовым переходом первого рода, в то время как переход из состояния Фульде и Феррела в нормальное состояние—фазовый переход второго рода. Поэтому для вычисления истинного поля H_{c2} нужно рассмотреть следующее линеаризованное интегральное уравнение для параметра порядка, которое получается из системы уравнений (9) вблизи H_{c2}:

$$\Delta(\vec{r}) = \int K(\vec{r}, \vec{r}\,')\, \Delta(\vec{r}\,')\, d\vec{r}\,', \tag{12}$$

где

$$K(\vec{r}, \vec{r}\,') = |g|\, kT \sum_{\omega} \tilde{G}_{\omega}^{+}(\vec{r}, \vec{r}\,')\, \tilde{G}_{-\omega}^{-}(\vec{r}, \vec{r}\,') = \sum_{\omega} K_{\omega}(\vec{r}, \vec{r}\,').$$

Здесь $\tilde{G}_{\omega}^{+}$ и $\tilde{G}_{\omega}^{-}$ — температурные гриновские функции нормальных протонов в магнитном поле, полученные в квазиклассическом приближении,

$$\tilde{G}_{\omega}^{\pm} = -\frac{m_1^*}{2\pi\rho\hbar^2} \exp\left\{\left[i\,(p_F v_F \pm \beta H)\,\mathrm{sgn}\,\omega - |\omega|\right] \frac{\rho}{\hbar v_F} + \frac{ie}{\hbar c} \int_{\vec{r}\,'}^{\vec{r}} \vec{A}'(\vec{s})\, d\vec{s}\right\}, \tag{13}$$

где v_F и p_F — скорость и импульс протонов на поверхности Ферми, $\rho = |\vec{r} - \vec{r}\,'|$. Интегрирование (13) ведется по прямой, соединяющей точки с радиус-векторами $\vec{r}\,'$ и $\vec{r}$. Для $K_\omega(\vec{r}, \vec{r}\,')$ получаем следующее выражение:

$$K_\omega(\vec{r}, \vec{r}\,') = \exp\left\{\frac{2ie}{\hbar c}\int_{\vec{r}\,'}^{\vec{r}} \vec{A}\,'(\vec{s})\, d\vec{s} + \frac{2i\beta H\rho}{\hbar v_F}\right\} K_\omega^0(\rho). \qquad (14)$$

Второе слагаемое в экспоненте появляется из-за парамагнетизма Паули. $K_\omega^0(\rho)$ — интегральное ядро для протонного сверхпроводника в отсутствие магнитного поля, равное [7]

$$K_\omega^0(\rho) = |g|\, kT\left(\frac{m_1^*}{2\pi\rho\hbar^2}\right)^2 \exp\left(-\frac{2|\omega|\rho}{\hbar v_F}\right). \qquad (15)$$

При расчете поля H_{c2} магнитное поле можно считать постоянным и равным приложенному однородному внешнему полю, поскольку изменением поля под влиянием сверхпроводящего тока можно пренебречь. Действительно, ток мал из-за малости Δ. Поэтому $\vec{A}\,' \doteq -(1/2)[\vec{H}\vec{r}]$, поле H направлено по оси z. Тогда точное решение уравнения (12) запишется в виде [8]

$$\Delta(\vec{r}) = \exp\left[iQz - \frac{x^2 + y^2}{2r_c^2}\right], \qquad (16)$$

где $r_c = (\hbar c/eH)^{1/2}$. Параметр порядка (16) описывает неоднородное сверхпроводящее состояние, в котором куперовские пары протонов имеют единый импульс $\hbar Q$, направленный по оси z.

Подставляя (14), (16) в интегральное уравнение (12), получаем [8]

$$1 = |g|\, kT\left(\frac{m_1^*}{2\pi\hbar^2}\right)^2 Re \sum_{\omega>0} \int d^3\rho\, \frac{1}{\rho^2} \exp[g(\rho)], \qquad (17)$$

где

$$g(\rho) = -\left\{\frac{2\rho(\omega + i\beta H)}{\hbar v_F}\right\} - \left\{iQz + \frac{x^2 + y^2}{2r_c^2}\right\}. \qquad (18)$$

Уравнение (17) представляют собой неявную функцию параметра Q, оптимальное значение которого должно соответствовать максимуму H_{c2}. Это уравнение решено численно для случая $T = 0$ Грюнбергом.

и Гюнтером [8]. Для значений параметра $\alpha > 1.8$ оптимальное решение соответствует ненулевому значению Q. Равновесное значение Q быстро возрастает с ростом α и стремится далее к асимптотическому значению $Q\xi_1 = 0.58$ для $\alpha = \infty$. H_{c2} стремится в этой области к своему асимптотическому значению $1.07\,H_p(0)$. Таким образом, парамагнитный эффект приводит к уменьшению верхнего критического поля H_{c2} (см. табл. 1 и 2). Кроме того, протонный сверхпроводник, имеющий значения параметра $\alpha > 1.8$, в полях, близких к H_{c2} и при температуре T, меньшей некоторой характерной температуры $T_0(\alpha)$, переходит в неоднородное сверхпроводящее состояние. Главными характерными особенностями этого состояния являются: а) каждая куперовская пара имеет конечный импульс $\hbar Q$, который является функцией параметра α; б) сверхпроводник в этой фазе имеет конечную спиновую поляризацию в отличие от фазы БКШ, в которой спиновая поляризация отсутствует; в) анизотропия эффекта Мейсснера, то есть глубина проникновения магнитного поля в направлении параллельном к Q меньше, чем в перпендикулярном направлении; г) щель в выражении для удельной теплоемкости в точке перехода между сверхпроводящей и нормальной фазами стремится к нулю при $T \to 0$; д) протонные вихревые нити представляют собой винтовые линии, оси которых параллельны приложенному полю.

В табл. 1 и 2 приведены значения напряженности магнитного поля H_{max} в центре пучка протонных нитей, критических магнитных полей $H_{c1} = (\Phi_0/4\pi\lambda^2)\ln \lambda/\xi_1$ и $H_{c2}(0)$, истинного поля H_{c2}, парамагнитного предела $H_p(0)$, глубины проникновения магнитного поля $\lambda = (m_1c^2/4\pi ne^2)^{1/2}$, длины когерентности протонов при $T = 0$ $\xi_1 = \hbar v_F/\pi\Delta(0)$, параметров $\varkappa$ и α, зависящие от плотности вещества “пре“-фазы ρ. При составлении табл. 1 использовалось уравнение состояния вещества, приведенное в [11], а при составлении табл. 2 — уравнение состояния, приведенное в [12]. Поскольку всегда $\varkappa > 0.707$, то протоны представляют собой сверхпроводник второго рода.

Значения эффективной массы m_1^* и щели $\Delta(0)$ взяты из работы [13]. Кривая для щели, приведенная в [13], аппроксимирована следующим многочленом [14]:

$$\Delta(0) = a_0 + a_1 n + a_2 n^2 + a_3 n^3. \tag{19}$$

Здесь $\Delta(0)$ измеряется в МэВ, n — концентрация нуклонов в Фм$^{-3}$, $a_0 = -0.0974$, $a_1 = 10.88$, $a_2 = -41.87$, $a_3 = 47.91$.

Как видно из табл. 2, образование неоднородного сверхпроводящего состояния в «пре»-фазе нейтронной звезды с уравнением состояния [12] невозможно. Это заключение является следствием малости параметра α, которая в свою очередь обусловлена малостью параметра $\varkappa$.

Таблица 1

ЗАВИСИМОСТЬ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОТОННОГО СВЕРХПРОВОДНИКА ОТ ПЛОТНОСТИ ДЛЯ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ [11]

ρ 10^{14} г/см³	λ 10^2 Фм	ξ_1 10^2 Фм	$\varkappa$	H_{c1} 10^{14} Гс	H_{max} 10^{14} Гс	$H_{c2}(0)$ 10^{14} Гс	$H_p(0)$ 10^{14} Гс	α	H_{c2} 10^{14} Гс
0.21	15.2	0.41	37	0.01	0.04	26	26	1.44	17
0.32	10.1	0.19	53	0.04	0.11	118	77	2.17	60
0.43	7.6	0.15	50	0.07	0.23	196	125	2.22	100
0.54	6.1	0.13	47	0.11	0.39	253	171	2.09	130
0.65	5.1	0.12	42	0.16	0.63	294	208	1.99	156
0.76	4.4	0.12	37	0.21	0.91	323	251	1.82	180
0.87	3.9	0.11	34	0.25	1.25	342	292	1.66	190
1.09	3.2	0.11	29	0.37	2.12	359	362	1.4	220
1.32	2.6	0.11	24	0.49	3.23	359	419	1.21	240
1.54	2.3	0.11	21	0.63	4.59	354	469	1.07	250
1.75	2.0	0.11	17	0.77	6.20	332	512	0.91	250
1.98	1.8	0.12	15	0.91	8.05	312	548	0.81	240
2.19	1.6	0.12	13	1.06	10.0	280	577	0.68	230
2.42	1.5	0.13	11	1.20	12.5	265	598	0.62	226
2.64	1.3	0.13	10	1.34	15.0	242	616	0.56	227
2.86	1.2	0.14	9	1.47	17.9	219	627	0.49	210
3.08	1.1	0.14	8	1.60	20.9	196	630	0.44	189
3.41	1.0	0.16	6	1.77	26.0	165	630	0.37	145

Таблица 2

ЗАВИСИМОСТЬ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОТОННОГО СВЕРХПРОВОДНИКА ОТ ПЛОТНОСТИ ДЛЯ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ [12]

ρ 10^{14} Г/см³	λ 10^2 Фм	ξ_1 10^2 Фм	$\varkappa$	H_{c1} 10^{14} Гс	H_{max} 10^{15} Гс	H_{c2} 10^{16} Гс	H_p 10^{16} Гс	α	H_{c2} 10^{16} Гс
2.29	1.19	0.16	7.4	1.54	2.1	1.7	5.9	0.41	1.1
2.51	1.14	0.16	7.1	1.64	2.3	1.6	6.0	0.39	1.2
2.73	1.09	0.16	6.8	1.74	2.5	1.6	6.1	0.36	1.2
2.95	1.04	0.17	6.1	1.83	2.8	1.5	6.2	0.34	1.3
3.17	0.99	0.17	5.8	1.92	3.1	1.4	6.3	0.31	1.2
3.39	0.94	0.18	5.2	2.00	3.5	1.3	6.3	0.28	1.2
3.61	0.90	0.19	4.7	2.06	3.9	1.2	6.3	0.26	1.0
3.84	0.86	0.20	4.3	2.11	4.4	1.1	6.2	0.24	0.9
4.05	0.83	0.21	3.9	2.14	4.9	0.9	6.1	0.21	0.8
4.28	0.79	0.23	3.4	2.15	5.5	0.8	6.0	0.19	0.6
4.38	0.76	0.24	3.2	2.14	5.8	0.7	5.9	0.17	0.6

Значения параметра α для определенного интервала плотностей в «пре»-фазе нейтронной звезды с уравнением состояния [11] больше критического значения $\alpha_c = 1.8$ (см. табл. 1). Однако и в этом случае состояние Фульде и Феррела не возникает, так как даже максимальное значение напряженности магнитного поля H_{max} на два порядка меньше значения H_{c2}.

Заметим, что после H_{max} вычисляется по следующей формуле:

$$H_{max} = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2} \frac{m_1 (m_1^* - m_1)}{m_2 \qquad m_1} \ln \frac{b}{\xi_2}, \tag{20}$$

где $b = (\hbar/2m_2\omega)^{1/2}$ — внешний радиус нейтронного вихря.

Таким образом, неоднородное сверхпроводящее состояние в «пре»-фазе нейтронной звезды не возникает. В этой фазе реализуется смешанное состояние, подробно рассмотренное в [1, 14]. Парамагнитные эффекты приводят лишь к уменьшению поля H_{c2}.

Отметим, что электроны не оказывают влияния на магнитные свойства вещества «пре»-фазы, так как магнитная восприимчивость релятивистских вырожденных электронов χ_e равна [15, 16]

$$\chi_e = \frac{\gamma}{6\pi^2} \ln \left\{ \frac{\mu_e + (\mu_e^2 - m_e^2 c^4)^{1/2}}{m_e c^2} \right\} \approx 5 \cdot 10^{-4}. \tag{21}$$

Здесь μ_e — химический потенциал релятивистских электронов, включающий энергию покоя, $\gamma = e^2/\hbar c$ — постоянная тонкой структуры, m_e — масса покоя электрона.

Автор благодарит Г. С. Мкртчяна и Д. М. Седракяна за полезные обсуждения.

Ереванский государственный
университет

ABOUT THE PARAMAGNETIC EFFECTS IN THE SUPERCONDUCTING NEUTRON STAR

K. M. SHAHABASSIAN

The effect of Pauli spin paramagnetism on the mixed state in the "npe"-phase of the neutron star is considered. The drag of superfluid protons by rotating superfluid neutrons is also taken into account. It has been shown that the Fulde-Ferrell state can not exist in the neutron star with hard equation of state. The value of second-order transition

field H_{c2} decreases. The characteristics of type II proton superconductor are calculated as functions of density.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, А. Г. Мовсисян*, Астрофизика, 19, 303, 1983.
2. *Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян*, Докл. АН Арм.ССР, Физика, 70, 28, 1980.
3. *A. M. Clogston*, Phys. Rev. Lett., 9, 266, 1962.
4. *B. S. Chandrasekhar*, Appl. Phys. Lett., 1, 7, 1962.
5. *Д. Сан-Жам, Г. Сарма, Е. Томас*, Сверхпроводимость второго рода, Мир, М., 1970.
6. *Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян*, Астрофизика, 16, 727, 1980.
7. *А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский*, Методы квантовой теории поля в статистической физике, Физматгиз, М., 1962.
8. *L. W. Gruenberg, L. Guntner*, Phys. Rev. Lett., 16, 996, 1966.
9. *P. Fulde, R. A. Ferrell*, Phys. Rev., A135, 550, 1964.
10. *А. И. Ларкин, Ю. Н. Овчинников*, Ж. эксперим. и теор. физ., 47, 1136, 1964.
11. *G. S. Sahakian, Yu. L. Vartanian*, Nuovo Cim., 30, 82, 1963.
12. *G. Baym, H. A. Bethe, C. J. Pethick*, Nucl. Phys., A175, 225, 1971.
13. *N. C. Chao, J. W. Clark, C. H. Yang*, Nucl. Phys., A179, 320, 1972.
14. *Д. М. Седракян, К. М. Шахабасян, А. Г. Мовсисян*, Астрофизика, 21, 547, 1984.
15. *А. А. Рухадзе, В. П. Силин*, Ж. эксперим. и теор. физ., 38, 645, 1960.
16. *I. Easson, C. J. Pethick*, Astrophys. J., 227, 995, 1979.