Письма в ЖЭТФ, том 20, вып. 7, стр. 497 – 500 5 октября 1974 г.

π-КОНДЕНСАЦИЯ В НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ

О.А.Маркин, И.Н.Мишустин

В работе изучается изменение уравнения состояния нейтронного вещества, обусловленное π-конденсацией.

Вопрос о фазовом переходе в ядерном веществе с образованием π-конденсата был рассмотрен в [1]. Позже, в [2, 3] было показано, что в нейтронной среде при плотности $n = n_c^{\circ}$ возникает неустойчивость поля π°-мезонов и образуется π°-конденсат. Примерно при той же плотности $n = n_c^{\pm} \sim n_c^{\circ}$ появляется еще одна неустойчивость: в спектре $\pi^{+}\pi^{-}$-мезонов появляется точка, где сумма их энергий обращается в нуль. Эта неустойчивость приводит к образованию электронейтрального конденсата пар $\pi^{+}\pi^{-}$-мезонов. Появление конденсатов понижает энергию основного состояния системы и восстанавливает ее устойчивость, т. е. частоты π°-мезонов и сумма энергий π^{+} и π^{-}-мезонов после появления конденсатов положительны.

Из наших расчетов (см. [3]) следует, что критические плотности n_c° и $n_c^{\pm}$ близки, но соотношение между ними целиком зависит от величины констант спин-спинового взаимодействия нуклонов g^{nn} и g^{-}, которые для нейтронной среды неизвестны ($n_c^{\circ} = 0,4 \approx n_c^{\pm}$ при g^{nn} и g^{-} равных соответствующим константам для среды с $N = Z, g^{nn} = 1, g^{-} = 0,8$).

В данной работе мы рассмотрим нейтронную среду с плотностью $n > n_c^{\circ}, n_c^{\pm}$, положив, для простоты, $n_c^{\circ} = n_c^{\pm} = n_c$ и ограничиваясь теорией возмущений по конденсатному полю, найдем изменение в уравнении состояния, обусловленное π-конденсатом и структуру конденсатного поля.

В присутствии π-конденсата плотность энергии системы нейтронов при плотностях, близких к n_c, может быть записана в виде ($\hbar = m_\pi = c = 1$) [1]

$$E(n) = E_0(n) - \frac{\gamma}{2}(n - n_c)^2 \qquad n \geqslant n_c , \tag{1}$$

где n — плотность нейтронов, $E_0(n)$ — энергия нейтронов в отсутствии конденсата. Второе слагаемое представляет собой понижение энергии нейтронной системы, вызванное π-конденсацией. Таким образом, изменение уравнения состояния вблизи точки перехода определяется константой γ.

Структура π-конденсата и величина γ зависят от значения констант спин-спинового взаимодействия нуклонов g^{nn} и g^-, а также от взаимодействия π^0-конденсата и конденсата пар $\pi^+\pi^-$. Вначале мы оценим величину γ, предполагая конденсаты невзаимодействующими. В этом случае $\gamma = \gamma_{\pi^0} + \gamma_{\pi^\pm}$, γ_{π^0} описывает вклад π^0-конденсата в энергию системы, $\gamma_{\pi^\pm}$ — вклад конденсата $\pi^+\pi^-$-пар.

Удобным методом для выяснения структуры статического поля π^0-конденсата $\phi(\mathbf{r})$ и для оценки величины γ_{π^0} является приближение Томаса — Ферми, в котором поле $\phi(\mathbf{r})$ предполагается длинноволновым, т. е. $k_0^2/4p_F^2 << 1$ (k_0 — волновое число поля π^0-конденсата). Как мы показываем в [5], в этом случае

$$\gamma_{\pi^0} = 0{,}6(1 + 0{,}9\, g^{nn})^4 \left(1 + \frac{1}{3}\,\frac{\left\langle \left[\left(\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial\phi}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial\phi}{\partial z}\right)^2\right]^2 \right\rangle}{\left\langle \left(\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial\phi}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial\phi}{\partial z}\right)^2 \right\rangle^2}\right)^{-1}. \tag{2}$$

Здесь треугольные скобки означают усреднение по координатам, множитель $(1 + 0{,}9\, g^{nn})^4$ возник из-за учета нуклонных корреляций.

Как видно из этого выражения наибольшему γ_{π^0} соответствует поле конденсата $\phi(\mathbf{r})$, имеющее вид трехмерной решетки

$$\phi(\mathbf{r}) = a(\cos k_0 x + \cos k_0 y + \cos k_0 z), \quad a^2 \sim n - n_c . \tag{3}$$

В этом случае

$$\gamma^{(3)}_{\pi^0} = 0{,}4(1 + 0{,}9\, g^{nn})^4 . \tag{4}$$

Для примера приведем значеиия γ_{π^0} для поля ϕ в виде плоских слоев и двумерной структуры:

$$\phi = a\cos k_0 x, \quad \gamma^{(1)}_{\pi^0} = \frac{25}{27}\gamma^{(3)}_{\pi^0}, \tag{4'}$$

$$\phi = a(\cos k_0 x + \cos k_0 y), \quad \gamma^{(2)}_{\pi^0} = \frac{50}{51}\gamma^{(3)}_{\pi^0} .$$

Вклад конденсата пар $\pi^+\pi^-$ в энергию системы (т. е. величину $\gamma_{\pi\pm}$) можно оценить следующим образом. Допустим, что поле $\pi^+\pi^-$-конденсата имеет вид

$$\phi(r, t) = \{a_1 \cos(\mathbf{k}_1\mathbf{r} - \omega_1 t);\ a_1 \sin(\mathbf{k}_1\mathbf{r} - \omega_1 t);\ 0\} \tag{5}$$

(напомним, что мезонное поле $\vec{\phi} = \{\phi_1, \phi_2, \phi_3\}$ связано с полями π^+, π^-, π^0-мезонов следующим образом: $\phi_{\pi\pm} = (\phi_1 \pm i\phi_2)/\sqrt{2}$; $\phi_{\pi^0} = \phi_3$). Тогда, как показано в [4], эффективный легранжиан пионного поля в нейтронной среде, можно записать (в приближении $|\omega_1| >> k_1 v_F$) в виде

$$L_\pi \equiv L(\phi) - L(0) = (\omega^2 - \omega_k^2)\frac{a_1^2}{2} - \frac{n\omega}{2}(\xi - 1), \tag{6}$$

где $\omega_k = 1 + k^2$; $\xi^2 = 1 + 4f^2k^2a_1^2/\omega^2$; $f = 1,0$ – константа πN-взаимодействия. Вариация L_π по a_1 приводит к уравнению для a_1 [4]

$$\omega^2 = \omega_k^2 + \frac{2nf^2k^2}{\xi\omega}\ . \tag{7}$$

Условие электронейтральности, как мы подробно выясняли в [3], приводит к уравнению для определения ω_1 [4]:

$$\frac{\partial L_\pi}{\partial\omega} = 0 \text{ или } \quad 2\omega\left[1 + \frac{\omega^2 - \omega_k^2}{\omega^2(\xi + 1)}\right]a_1^2 = 0. \tag{8}$$

Волновое число k_1 определяется из условия отсутствия тока в основном состоянии системы (см. [5])

$$\frac{\partial L_\pi}{\partial k} = 0 \quad \text{или} \quad \left(1 + \frac{2nf^2}{\xi\omega}\right)a_1^2 = 0. \tag{9}$$

Используя равенство (см. [3])

$$E_\pi = \omega\frac{\partial L_\pi}{\partial\omega} - L_\pi$$

с учетом (6) – (8) легко получить выражения для энергии E_π и амплитуды конденсатного поля a_1

$$E_\pi = -\frac{1}{2}(n - n_c)^2 \quad \text{т. е. } \gamma_{\pi\pm} = 1, \tag{10}$$

$$a_1^2 = \frac{1}{4}(n - n_c)$$

при этом оказывается, что $\omega_1 = -1$ и не зависит от плотности; $k_1^2 = \frac{n}{n_c} + 1$; $n_c^\pm = \frac{1}{2f^2} = n_c$.

Выражение (10) получено в предположении, что $|\omega_1| >> k_1 v_F$ и поле $\pi^+\pi^-$-конденсата имеет вид бегущей волны (без предположения малости конденсатного поля). В [5], не предполагая $|\omega| \gg kv_F$, мы рассмотрели другие конфигурации полей. Поле вида (5) дает среди рассмотренных наименьшую энергию. В той же работе мы показываем, как меняется результат (10) от учета нуклонных корреляций. Здесь мы приведем величину $\gamma_{\pi^\pm}$ которая при этом получилась равной

$$\gamma_{\pi^\pm} = 2{,}1\,(1 + 0{,}25\, g^-)^4 \tag{11}$$

До сих пор мы не учитывали взаимодействия между конденсатом π^0-мезонов и конденсатом пар $\pi^+\pi^-$, которое существенно влияет на структуру конденсатного поля и величину γ. Подробное обсуждение этого вопроса содержится в работе [5]. Основные результаты, которые при этом получаются, таковы,

1.Если константы спин-спинового взаимодействия нуклонов g^{nn} и g^- удовлетворяют неравенству

$$g^{nn} < 2{,}3 + 0{,}8\, g^- \tag{12}$$

в системе существует одновременно конденсат π^0-мезонов и конденсат пар $\pi^+\pi^-$-мезонов. Наиболее выгодным при этом оказывается поле вида ($\mathbf{k}_0 \parallel \mathbf{k}_1$)

$$\vec{\Phi}(r) = \{ a_1 \cos(\mathbf{k}_1\mathbf{r} - \omega_1 t); \quad a_1 \sin(\mathbf{k}_1\mathbf{r} - \omega_1 t); \quad a_0 \cos \mathbf{k}_0\mathbf{r} \},$$

для которого

$$\gamma = 1{,}1(\gamma^{(1)}_{\pi^0} + \gamma_{\pi^\pm}) - 0{,}6\sqrt{\gamma^{(1)}_{\pi^0}\, \gamma_{\pi^\pm}}\,. \tag{13}$$

2.Если $g^{nn} > 2{,}3 + 0{,}8\, g^-$, то в нейтронной среде существует лишь статический π^0-конденсат. Поле конденсата имеет вид трехмерной решетки (3), а соответствующая величина $\gamma = \gamma^{(3)}_{\pi^0}$ приведена в (4). Этот конденсат стабилизирует систему и $\pi^+\pi^-$-конденсации не происходит.

В заключение авторы выражают благодарность А.Б.Мигдалу за многочисленные плодотворные обсуждения.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
5 августа 1974 г.

Литература

[1] А.Б.Мигдал. ЖЭТФ, 61, 2209, 1971; 63, 1993, 1972; Nucl. Phys., A210, 421, 1973.

[2] А.Б.Мигдал. Phys. Rev. Lett., 31, 257, 1973.

[3] А.Б.Мигдал, О.А.Маркин, И.М.Мишустин. ЖЭТФ, 66, 443, 1974.

[4] А.Б.Мигдал. Письма в ЖЭТФ, 18, 443, 1973; Phys. Lett., 47B, 96, 1973.

[5] А.Б.Мигдал, О.А.Маркин, И.Н.Мишустин. ЖЭТФ, (в печати)