

СТРУКТУРА РАЗВИТОГО π -КОНДЕНСАТА

Г.А.Сорокин

Рассмотрен фазовый переход, приводящий к изменению структуры пионного конденсата в ядерном веществе.

Как известно [1, 2], в ядерном веществе при достаточной плотности может произойти фазовый переход с образованием пионного конден-

сата. В изотопически симметричном ядерном веществе ($N = Z$) неустойчивость наступает одновременно для всех компонент пионного поля, и возникает статический электронейтральный конденсат π^0 , π^+ и π^- -мезонов. При $Z \ll N$ может возникнуть как π^0 -конденсат, так и конденсат $\pi^+\pi^-$ -пар [3].

π -конденсация в конечной системе (атомном ядре) была рассмотрена в [4, 5]. Было показано, что в достаточно тяжелом ядре существование π -конденсата приводит к нарушению сферической симметрии. В данной работе мы покажем, что достаточно далеко от точки перехода в системе может произойти второй фазовый переход, связанный с изменением структуры конденсата. В ядре такой переход привел бы к нарушению аксиальной симметрии.

Рассмотрим для краткости нейтральный конденсат. Плотность энергии системы в присутствии статического поля ϕ_0 была найдена в [2]

$$E^\pi(\phi_0) = \sum_{\mathbf{k}} \frac{\tilde{\omega}^2(\mathbf{k})}{2} \phi_{0,\mathbf{k}} \phi_{0,-\mathbf{k}} + \frac{1}{4V} \int \phi_0^4 dV, \quad (1)$$

где $\tilde{\omega}^2(\mathbf{k}) = 1 + k^2 + \Pi(\mathbf{k}, 0)$, $\Pi(\mathbf{k}, \omega)$ — поляризационный оператор нейтральных пионов (здесь и далее $\hbar = c = m_\pi = 1$). При достижении критической плотности $n_c \approx 0,5 n_0$, n_0 — нормальная ядерная плотность, появляются состояния, для которых $\tilde{\omega}^2 = 0$. При дальнейшем повышении плотности $\tilde{\omega}^2(k^2) < 0$ при $k_2^2 < k^2 < k_3^2$, $\tilde{\omega}^2(k_2^2) = \tilde{\omega}^2(k_3^2) = 0$ [2].

Вблизи точки перехода конденсатное поле имеет вид

$$\phi_0 = a_0 \sin \mathbf{k}_0 \mathbf{r},$$

$$a_0^2 = 4 |\omega_0^2| / 3\lambda, \quad \omega_0^2 = \min \tilde{\omega}^2(k^2) = \tilde{\omega}^2(k_0^2), \quad (2)$$

\mathbf{k}_0 — произвольно направленный вектор, а энергия конденсации $E_0 = -(\omega_0^4 / 6\lambda)$. Вообще говоря, к полю (2) необходимо добавить высшие гармоники $a_1 \sin 3\mathbf{k}_0 \mathbf{r}$ и т. д., однако вблизи точки перехода амплитуда $a_1 \sim |\omega_0^2| / \tilde{\omega}^2(9k_0^2) \ll 1$ и ими можно пренебречь [3]. Тот факт, что минимальную энергию дает одномерная структура, объясняется разумеется, пион-пионным отталкиванием.

Как показывают численные расчеты [2], ширина интервала (k_2^2, k_3^2) быстро растет с ростом плотности n . Функция $\tilde{\omega}^2(k^2)$ медленно меняется в интервале $k_2^2 < k^2 < k_3^2$ и быстро возрастает с ростом k при $k^2 > k_3^2$. При плотности $n \approx n_0$, $k_3^2 = 5 - 6k_0^2$, т. е. область $\tilde{\omega}^2 < 0$ достаточно широка. Покажем, что при таких условиях одномерная структура (2) может оказаться неустойчивой относительно поперечных колебаний.

Рассмотрим спектр надконденсатных возбуждений, определяемый линеаризованным волновым уравнением

$$[\omega^2 - 1 - k^2 - \Pi(\mathbf{k}, \omega) - 3\lambda \phi_0^2] \phi' = 0 \quad (3)$$

$\phi = \phi_0 + \phi'$, $|\phi'| \ll |\phi_0|$; ω и \mathbf{k} здесь надо понимать как операторо-

ры $i \partial/\partial t$ и $-i \nabla$. Для поля

$$\phi = [Ae^{iqr} + Be^{i(q+2k_0)r} + Ce^{i(q-2k_0)r}]e^{-i\omega t} \quad (4)$$

при $q \perp k_0$ получим дисперсионное уравнение

$$\{P_q \omega^2 - \omega_q^2 - 2|\omega_0^2|\} \{P_+ \omega^2 - \omega_+^2 - 2|\omega_0^2|\} - 2\omega_0^4 = 0, \quad (5)$$

где $\omega_q^2 = \tilde{\omega}^2(q)$, $\omega_+^2 = \tilde{\omega}^2(q + 2k_0)$, $P = 1 - \frac{\partial \Pi}{\partial \omega^2}$ (так как нас инте-

ресует область, где ω^2 меняет знак, было произведено разложение поляризованного оператора в ряд по степеням ω^2). Легко видеть, что при

$$\epsilon = \left\{ \frac{1}{2} - \left(1 - \frac{\omega_q^2}{2\omega_0^2}\right) \left(1 - \frac{\omega_+^2}{2\omega_0^2}\right) \right\} > 0 \quad (6)$$

дисперсионное уравнение (5) имеет решения с $\omega^2 < 0$, что свидетельствует о неустойчивости одномерной структуры (2). Таким образом, при плотности n_c^* , при которой ϵ меняет знак, имеет место второй фазовый переход, связанный с изменением структуры конденсата. Вид равновесной структуры вблизи точки второго перехода (при $\epsilon \ll 1$) можно легко найти, если предположить, что по-прежнему $|\omega_0^2/\tilde{\omega}^2(9k_0^2)| \ll 1$ (последнее условие существенно упрощает расчеты)

$$\phi = a \sin \mathbf{k}r (1 + \xi \cos 2\mathbf{q}r) + b \sin \mathbf{q}r (1 + \zeta \cos 2\mathbf{k}r). \quad (7)$$

Мы не будем приводить весьма громоздкие точные значения коэффициентов, входящих в (7), укажем только, что $k^2 - k^2 \sim \epsilon k_0^2$, $a^2 - a^2 \sim b^2 \sim \epsilon a_0^2$, $\zeta \sim 1$, $\xi \sim \epsilon$. q определяется из условия $\partial \epsilon / \partial q = 0$. При этом поправка к энергии конденсации $\Delta E = E - E_0 \sim \epsilon^2 E_0$. Отметим, что из-за усреднения по объему члены порядка $a_0 b^3$ исчезают, и переход первого рода не может иметь места. Итак, в рассматриваемой модели равновесным состоянием является двумерная решетка (7). Можно показать, что трехмерная структура типа (7) энергетически не выгодна.

Как отмечалось в [4, 5], π -конденсация приводит к нарушению сферической симметрии ядра как за счет изменения его формы, так и за счет модуляции плотности нуклонов. Образование двумерной структуры (7) привело бы по тем же причинам к нарушению аксиальной симметрии ядра.

Отметим в заключение, что возможность фазового перехода с изменением структуры должна учитываться при расчетах влияния пионного конденсата на свойства нейтронной звезды [6, 7].

Автор благодарен А.Б. Мигдалу за интерес к работе и обсуждение результатов.

Институт теоретической физики

им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
15 января 1975 г.

Литература

- [1] А.Б.Мигдал. ЖЭТФ, 61, 2210, 1971.
 - [2] А.Б.Мигдал. ЖЭТФ, 63, 1993, 1972.
 - [3] А.В.Мигдал. Phys. Rev. Lett., 31, 257, 1973.
 - [4] А.Б.Мигдал, Н.А.Кириченко, Г.А.Сорокин. Письма в ЖЭТФ, 19, 326, 1974.
 - [5] А.В.Мигдал, Н.А.Кириченко, Г.А.Сорокин. Phys. Lett., 50B, 411, 1974.
 - [6] О.А.Маркин, И.Н.Мишустин. Письма в ЖЭТФ, 20, 497, 1974.
 - [7] J.Hartle, R.Sawyer, D.Scalapino. Preprint, 1974.
-