Письма в ЖЭТФ, том 28, вып.7, стр. 486 – 489 5 октября 1978 г.

О ХАРАКТЕРЕ π-КОНДЕНСАТНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ПРИ КОНЕЧНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

Д.Н.Воскресенский, И.Н.Мишустин

Представлены результаты аналитических расчетов критической температуры пионной конденсации, из которых, в частности, следует, что при достаточно высокой температуре пионная конденсация происходит как фазовый переход первого рода.

В последние годы значительно возрос интерес к изучению свойств ядерной материи при высокой плотности и температуре. Особое внимание вызывает впервые изучавшаяся Мигдалом проблема пионной конденсации и возможного существования аномальных ядерных состояний [1 – 4].

Для обнаружения проявлений π-конденсатного фазового перехода в экспериментах по столкновению тяжелых ионов высоких энергий требуется знание температурной зависимости его характеристик, таких как критическая плотность, энергия и др. Аналогичные вопросы возникают также при изучении пионной конденсации в нейтронных звездах на начальной стадии их эволюции, когда температуры достигают десятков МэВ.

Для изучения пионной конденсации при конечной температуре удобно использовать подход, развитый для $T = 0$ в работах [2,5,6]. В [5,6] были рассчитаны энергии нуклонных и N^* (1232) – квазичастиц при произвольной амплитуде a заряженного конденсатного поля вида бегущей волны: $a = F_\pi \cdot \mathrm{tg}\,\theta$ ($F_\pi = 189$ МэВ – константа распада пиона, θ – угол кирального поворота: $0 \leqslant \theta \leqslant \pi/2$) в достаточно реалистической модели, учитывающей S и P – волновое πNN-и πNN^*-взаимодействие, $\pi\pi$-взаимодействие и нуклонные корреляции.

Если происходит фазовый переход второго рода, то вблизи критической точки ($\theta \to 0$) приращения свободной энергии F или термодинамического потенциала Ω связаны с поляризационным оператором π-мезона в нуклонной среде Π, выраженным в соответствующих переменных ($\hbar = c = m_\pi = 1$):

$$\delta F(n,\ T) = \delta\,\Omega(\mu,\ T) = (1 + k^2 + \Pi - \omega^2)\ \frac{F_\pi^2\,\theta}{8}\,. \tag{1}$$

Химический потенциал μ и плотность барионов связаны соотношением $n = -\partial\Omega/\partial\mu$, ω и k – частота и волновое число конденсатного поля.

Зная зависимость Π от T и используя те же методы, что и в работе [2], можно найти зависимость критической плотности пионной конденсации от температуры $n_c(T)$ или обратную ей функцию $T_c(n)$ на плоскости $n - T$; состояния с пионным конденсатом лежат ниже кривой $T_c(n)$.

При расчете $T_c(n)$ мы пренебрегаем зависимостью от температуры локальных характеристик системы таких, как f, g', m и др. (см. ниже). При этом из-за резкой зависимости основных слагаемых Π от температуры можно выделить характерные области I и II.

Область I : $T \ll \Delta \equiv m_{N^*} - m_N$. В этой области T заполняются только спин-изоспиновые нуклонные состояния. Все N^*-частичные состояния отделены щелью Δ и ввиду наличия фактора $e^{-\Delta/T}$ заполняются экспоненциально слабо. Область $T \ll \Delta$ разбивается на две подобласти : Ia $T \ll \epsilon_F$ и Iб $\epsilon_F \ll T \ll \Delta$.

Для полюсного слагаемого Π_p, соответствующего графику типа частица-дырка, температура $T \ll \epsilon_F$ является низкой, а $T \gg \epsilon_F$ — высокой. Для резонансного слагаемого Π_R, связанного с графиками N^*-частица — нуклонная дырка температура $T \ll \Delta$ — низкая и его зависимость от температуры связана только с учетом отдачи. Для S-волнового слагаемого Π_S температура $T \ll \epsilon_F$ является низкой. В этом пределе $\Pi_S \sim (n^n - n^p)$ и не зависит от температуры. При $T \gg \epsilon_F$ $\Pi_s \to 0$ (в изосимметричной среде $\Pi_S = 0$).

В области I имеем:

$$\Pi = -f^2k^2\Gamma A(k, \omega, T) + \Pi_S, \quad \Gamma = (1 + g'A)^{-1}, \tag{2}$$

$$A(k, \omega, T) = \frac{2m}{\pi^2}\{p_F^n\, \widetilde{\Phi}^n(k, \omega, T) + p_F^p\, \widetilde{\Phi}^p(k, -\omega, T)\}.$$

Здесь индексы n и p отвечают нейтронам и протонам, $f = 1{,}0$, m — эффективная масса нуклона ($m \approx m_N$), $p_F^{n,p} = (3\pi^2 n^{n,p})^{1/3}$ - импульс Ферми.

$$\widetilde{\Phi}(k, \omega, T) = \Phi_1(k, \omega, T) + \frac{32}{25}\Phi_1(k, \omega - \Delta, T). \tag{3}$$

Фактор Γ учитывает нуклонные корреляции, g' — ферми-жидкостной параметр [2]. Для простоты аналитической записи мы считаем одинаковыми NN-, NN^*- и N^*N^*-корреляции.

Для функции $\Phi_1(k, \omega, T)$ справедливы разложения:

Ia:

$$\Phi_1(k, \omega, T) = \Phi_1(k, \omega)\left\{1 - \frac{\pi^2}{12}\left[1 - \left(\frac{\omega}{kv_F} \quad \frac{k}{2p_F}\right)^2\right]^{-1}\left(\frac{T}{\epsilon_F}\right)^2\right\}, \tag{4}$$

где $v_F = p_F/m$, $\Phi_1(k, \omega) \equiv \Phi_1(k, \omega, T = 0)$ то же, что и в [2].

Так как в нейтронной среде физически интересные температуры $T \sim 0{,}1$ относятся к области Ia, то в других областях приведем результат только для среды с $N = Z$, когда $\omega = 0$.

Iб:

$$\widetilde{\Phi}(k,0,T) = \frac{\epsilon_F}{3T}\left\{1 - \frac{k^2}{12mT} + \frac{64}{25}\left(\frac{T}{\Delta}\right)\left[1 + \frac{\pi^2 k^2}{3P_F^2}\left(\frac{T}{\Delta}\right)^2\right]\right\}. \qquad (5)$$

На основании приведенных выражений можно сделать следующие заключения. В области Iа в среде с $N = Z$ $T_c(n) \sim \epsilon_F\sqrt{\frac{n - n_c}{n_c}}$, где $n_c = n_c(T = 0)$, а критический импульс конденсатного поля k_c имеет положительную добавку $\sim T^2$. В области Iб ход $T_c(n)$ сильно зависит от выбора параметров. В нейтронной среде в области I кривая $T_c(n)$ имеет обратный ход ($\partial T_c / \partial n < 0$), т.е. повышение температуры способствует развитию конденсата. Это связано с тем, что в этом случае $\omega \sim (\Delta - \omega) >> k^2/2m$ и, как видно из (4), и полюсное и резонансное слагаемые $\widetilde{\Phi}$ имеют положительные температурные добавки. В среде с $N = Z$ ($\omega = 0$) эти добавки имеют противоположные знаки. Вообще говоря, при вариации параметров теории в разумных пределах обратный ход кривой $T_c(n)$ в области I возможен и в симметричной ядерной материи. Эта возможность становится еще более правдоподобной, если справедливо предположение [1,2] о том, что имеются лишь NN-корреляции, а NN^*- и N^*N^*-корреляции близки к нулю. Если же ситуация обратная, т.е. роль изобария мала, то в области Iб: $T_c(n) \approx f^2(1-\gamma)n$, $k_c^2 = \sqrt{12mT/(1-\gamma)}$, где $\gamma = g'/f^2$.

Область II : $T >> \Delta$. В этой области одновременно происходит заполнение всех двадцати спин-изоспиновых состояний: нуклонов – 4 и N^*-частиц – 16. При $T \gtrsim \Delta$ в рассмотрение включаются также графики типа изобара-изобарная дырка, которые ведут себя подобно графикам типа нуклонная частица-дырка. Высокотемпературный предел для Π_R наступает лишь при температурах $T >> T^* = m\Delta^2(1-\gamma)/3$ (см. формулу (7)). В этой области поляризационный оператор можно представить в виде:

$$\Pi = -\frac{cnf^2k^2}{T}\widetilde{\Gamma}\left(1 - \frac{k^2}{12mT}\widetilde{\Gamma}\right) + f^2(c-1)mn\widetilde{\Gamma}^2\left(\frac{\Delta}{T}\right)^2,$$

$$\widetilde{\Gamma} = (1 + g'cn/T)^{-1}; \; c = 189/125 \qquad (6)$$

критические параметры в области II выражаются формулами:

$$n_c(T) \approx \frac{T}{cf^2(1-\gamma)}\left[1 + \frac{1}{\sqrt{3mT(1-\gamma)}} + O\left(\frac{1}{T}\right)\right], k_c^2 \approx \sqrt{\frac{12mT}{1-\gamma}\left(1 + \frac{T^*}{T}\right)}. \qquad (7)$$

В работе [7] при численном расчете $T_c(n)$ отбрасывалась зависимость от T резонансного слагаемого Π_R, а также не учитывалось заполнение N^*-частичных состояний при высокой температуре, что существенно изменяет результат.

Свободную энергию системы при конечной температуре удается аналитически рассчитать также в случае предельного конденсатного поля ($\theta = \pi/2$), что позволяет исследовать возможность фазового перехода первого рода. В предельном поле при $T = 0$ заполняется одна ферми-сфера квазичастиц, являющихся суперпозицией нуклонов и N^*-частиц [5]. С повышением температуры постепенно заполняются возбужденные состояния, отделенные от основного щелями $\Delta/3$, $2\Delta/3, \Delta$. При $T << \Delta/3$ приращение свободной энергии, связанное с появлением предельного конденсатного поля, пропорционально плотности n и поэтому не зависит от температуры. Соответствующая критическая плотность, начиная с которой такое состояние становится энергетически выгодным рассчитана в [5, 6] (при $T \approx 0$ $n_c(\theta = \pi/2) > n_c(\theta \to 0)$. При $T >> \Delta$ появляется зависимость от температуры, а выражения для критических параметров имеют вид

$$n_c(T; \theta = \pi/2) \approx \frac{T}{cf^2(1-\gamma)}\left[1 + O\left(\frac{1}{T}\right)\right], k_c^2 = \frac{4T}{fF_\pi}\sqrt{\frac{3}{c(1-\gamma)}} .$$

Как видно, выражение для $n_c(\theta = \pi/2)$ с точностью до малой поправки $O(1/\sqrt{T})$ совпадает с выражением (7) для $n_c(\theta \to 0)$. Однако учет этой поправки приводит к тому, что при температурах $T >> \Delta$ выполняется неравенство: $n_c(\theta = \pi/2) < n_c(\theta \to 0)$, т.е. при повышении плотности состояние с предельным полем становится энергетически выгодным раньше, чем состояние со слабым полем. Таким образом, при достаточно высоких температурах $T \sim 1$ или даже раньше происходит фазовый переход первого рода. Это обстоятельство может существенно повлиять на динамику столкновения тяжелых ионов.

Московский
инженерно-физический институт

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
29 августа 1978 г.

Литература

[1] А.Б.Мигдал. ЖЭТФ, **61**, 1971; **63**, 1993, 1972.

[2] А.Б.Мигдал, О.А.Маркин, И.Н.Мишустин. ЖЭТФ, **66**, 443, 1974; **70**, 1592, 1976.

[3] T.D.Lee, G.C.Wick. Phys. Rev., **D9**, 2291, 1974.

[4] A.B.Migdal, G.Z.Sorokin, O.A.Markin, I.N.Mishustin. Phys. Lett., **65B**, 423, 1976; ЖЭТФ, **72**, 1247, 1977.

[5] D.Campbell, R.Sashen, J.Manassah. Phys. Rev., **D12**, 279, 1975.

[6] G.Baym, D.Campbell, R.Dashen, J.Manassah. Phys. Lett., **58B**, 304, 1975.

[7] V.Rick, M.Gyulassi, W.Greiner. Z. Phys., **A277**, 391, 1977.