Письма в ЖЭТФ, том 35, вып.8, стр. 341 – 344 *20 апреля 1982 г.*

КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ И ЖИДКАЯ ФАЗЫ ПИОННОГО КОНДЕНСАТА

А.М.Дюгаев

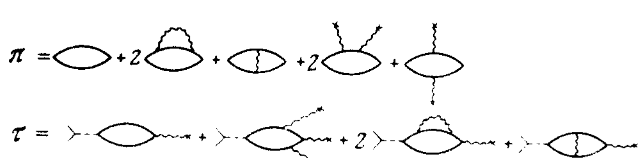
Критические явления при π- конденсатном фазовом переходе нейтронного вещества рассматриваются в приближении Томаса – Ферми. Определены скачок пионного поля и линия перехода $n = n_c(T)$. Пионная решетка имеет низкую температуру плавления.

1. Близость ядерного вещества к π-конденсатному фазовому переходу проявляется в смягчении спинзвуковых возбуждений с квантовыми числами пиона [1]. Из-за большого фазового объема флуктуаций пионного поля происходит изменение характера перехода со второго рода на первый [2]. В связи с сильным разогревом ядерного вещества, происходящим при столкновении тяжелых ионов [3], возник интерес к изучению тепловых флуктуаций [4,5]. Ниже критические явления при π-конденсации рассматриваются методом Томаса – Ферми, который был применен в[1] при изучении свойств развитого конденсата в длинноволновом приближении $k_0^2 \ll 4p_F^2$ (k_0 – волновой вектор поля). Это приближение используется как нулевое, на фоне которого учитываются флуктуации. Удается получить точное решение, т.е. найти скачки основных термодинамических величин на кривой плавления $n = n_c(T)$. Разогрев вещества до $T \sim 1$ МэВ разрушает даже развитую пионную решетку. При больших T на кривой плавления никаких существенных изменений не происходит, скачки всех термодинамических величин малы. При плавлении решетки происходит разрушение только дальнего порядка, но остается ближний, который проявляется в сильном увеличении чисел заполнения пионных возбуждений при $k \approx k_0$; $n_k \gg 1$. В жидкой фазе сфера $k = k_0$ равномерно заселена возбуждениями и при $\Delta \ll T$, где Δ – характерная частота пионов, для них применимо классическое рассмотрение. Рассеяние нейтронов на флуктуациях поля происходит, как на магнитных примесях, что приводит к сильному уменьшению длины свободного пробега нейтронных квазичастиц. В кристаллической фазе функция $n_{\mathbf{k}}$ анизотропна, так как пионы конденсируются в шести (для трехмерной решетки) точках на сфере $k = k_0$. Энергии всех фаз конденсата близки, поэтому обнаружение фазового перехода в таких грубых экспериментах, как столкновение тяжелых ядер, кажется маловероятным. Даже при сильном уплотнении вещества, из-за его разогрева энергетически более выгодной является жидкая фаза.

2. Ограничимся рассмотрением нейтронной среды со статическим взаимодействием

$$V_{1,2} = -f^2 \frac{(\vec{\sigma}_1 \mathbf{k})(\vec{\sigma}_2 \mathbf{k})}{k^2 + m^2}.$$

Для функции распространения пиона $D = \dfrac{V}{1 - V\pi}$ и аномальной спиновой вершины $\tau_{\mathbf{k}} = (\vec{\sigma}\mathbf{k})\,\varphi_{\mathbf{k}}$ можно написать систему уравнений



(1)

Сплошная линия в (1) – функция Грина нейтрона G, пунктирная – V, волнистая – D, линия со звездочкой – поле φ. Предполагая, что поле φ длинноволновое, можно разделить интегрирование по нуклонным и пионным переменным. При этом фермионные петли в (1) стягиваются в точку, их величина определяет эффективное $\pi\pi$-взаимодействие через возбуждение нейтронной среды. Это дает возможность параметризовать D-функцию [2]:

$$D(\mathbf{k},\omega) = -f^2 \frac{\left(\vec{\sigma}_1 \frac{\mathbf{k}}{k_0}\right)\left(\vec{\sigma}_2 \frac{\mathbf{k}}{k_0}\right)}{\xi^2 + \gamma^2\left(\frac{k^2}{k_0^2}-1\right)^2 - i\,\frac{|\omega|}{\epsilon_0}} \qquad \epsilon_0 = \frac{2k_0 V}{\pi} \quad \gamma^2 = \frac{k_0^2}{12p_F^2}, \quad k_0^2 = 2\sqrt{3}\,p_F\, m \tag{2}$$

Чувствительной к изменению плотности и температуры является величина ξ^2 в (2), которая имеет смысл безразмерной ротонной щели спектра пионов

$$\xi^2 = 1 + \frac{m^2}{k_0^2} + f^2\pi(k_0, 0)\ ; \quad \xi_0^2 = \frac{n - n_c^0(T)}{3n_c^0(0)}\ ; \quad n_c^0(T) = n_c^0(0)\left(1 + \frac{\pi^2 T^2}{4\epsilon_F^2}\right) \tag{3}$$

ξ_0^2 – затравочная ротонная щель, $n = n_c^0(T)$ – линия перехода в приближении Томаса – Ферми. В этом приближении оптимальной является простая кубическая решетка пионного поля

$$\varphi(\mathbf{r}) = 2a\left(\frac{6}{7}\right)^{1/2} \frac{\epsilon_F}{k_0}\left\{\cos k_0 x + \cos k_0 y + \cos k_0 z\right\}. \tag{4}$$

Величина a в (4) – амплитуда поля, для слабых полей $a^2 \ll 1$. После проделанной параметризации D и φ (1) является системой уравнений для двух величин a^2 и ξ^2. Решение этих уравнений имеет вид

$$\begin{aligned} &\xi^2 = \xi_0^2 + a^2 + 2\beta\xi(J(\xi^2) - 1) \\ &\xi^2 = a^2\delta^2, \quad \delta^2 = \frac{3}{28}, \ \beta = \frac{7\epsilon_0 m}{6\epsilon_F p_F} \end{aligned} \qquad J(\xi^2) = \int_0^\infty \frac{\operatorname{sh}\frac{z}{2}\, dz}{\exp\left\{\frac{\xi^2 \epsilon_0}{T}\operatorname{sh} z\right\} - 1}. \tag{5}$$

Параметр β в (5) мал как $\left(\frac{k_0}{2p_F}\right)^3$, от вида решетки зависит только δ^2, для квадратной мы получили бы $\delta_2^2 = \frac{5}{56}$, для одномерной $\delta_1^2 = \frac{1}{28}$. Свободную энергию F можно найти из (5), так как уравнение для a^2 определяет экстремум F как функции a^2

$$\frac{F - F_0}{E_0} = \xi_0^2 a^2 + \frac{(1-\delta^2)\, a^4}{2} - 2\beta^2\xi^2(J(\xi^2) - 1)^2 - \frac{4}{3}\beta\xi^3 - 2\beta\int_{\xi^2}^{\infty} J(\xi^2)\,\xi\, d\xi^2 \tag{6}$$

F_0 – энергия идеального газа нейтронов, $E_0 = \frac{27}{7}\epsilon_F n$. Из (5) и (6) можно найти все характеристики системы, производные F по n и T дают значения химического потенциала μ, сжимаемости и энтропии S.

3. При рассмотрении предела $T = 0$ введем переменные: $a^2 = \beta^2\varphi_0^2$, $\xi_0^2 = \beta^2\Delta_0$. В этих переменных из (6) получаем

$$\frac{F - F_0}{E_0\beta^4} = (2 + \Delta_0)\varphi_0^2 + \frac{(1-\delta^2)}{2}\varphi_0^4 - \frac{4}{3}(1 + \Delta_0 + \varphi_0^2)^{3/2} + 2\Delta_0 + \frac{4}{3}. \tag{7}$$

Разложение (7) при малых Δ_0 и φ_0^2 имеет вид

$$4\frac{F - F_0}{E_0\beta^4} = \Delta_0^2\varphi_0^2 + \varphi_0^4(\Delta_0 - 2\delta^2) + \frac{1}{3}\varphi_0^6 - 2\Delta_0^2 + \frac{1}{3}\Delta_0^3. \tag{8}$$

Система устойчива относительно малых вариаций φ_0, так как член $\sim \varphi_0^2$ всегда положительный, фазовый переход связан с изменением знака члена $\sim \varphi_0^4$. Это общее свойство как квантовых [2], так и классических систем [6]. Оптимальное φ_0 находится вариацией (8) по φ_0^2: $\varphi_0 = \delta + (\delta^2 - \Delta_0)^{1/2}$. Пионное поле возникает скачком: $a_c^2 = \delta^2\beta^2 \frac{6}{2+\sqrt{3}}$. Скачок поля имеет буквенную $\left(\frac{k_0}{2p_F}\right)^6$ и численную δ^2 малость. Из (5) можно найти ротонную щель в жидкой и кристаллической фазах

$$\frac{\xi_1}{\beta} = (1+\Delta_0)^{1/2} - 1, \quad \frac{\xi_2}{\beta} = \delta^2 + \delta(\delta^2 - \Delta_0)^{1/2}, \quad \Delta_0 = \frac{n_c^0 - n}{3\beta^2 n_c^0}.$$

Скачок ротонной щели велик: $\xi_2^2(n_c) = \xi_1^2(n_c)(1+\sqrt{3})^2$. Так как параметр δ^2 мал, пионы сохраняют мягкость даже на фоне развитой решетки.

4. Анализируя выражение для F (6), можно найти зависимость $n_c(T)$

$$n_c(T) = n_c(0)\left(1 + \frac{T^2}{T_1^2}\right), \qquad n_c(T) = n_c(0)\left(1 + \frac{T^{2/3}}{T_2^{2/3}}\right) \qquad T_1 \cong 0{,}1\epsilon_F \frac{m^2}{p_F^2}$$

$$T < T_3 \sim \epsilon_0\beta^2\delta^4, \quad T > T_3, \quad T_2 \cong 0{,}01\epsilon_F \frac{p_F}{m}.$$

Для реальных ядер $T_1 \sim T_2 \sim 1$ МэВ; $T_3 \sim 0{,}1$ МэВ. Чтобы была понятна причина малости T_{1-3}, приведем выражение для энергии системы при $T = 0$ в закритической области $n > n_c$, где жидкая фаза метастабильна

$$F = F_0 - \frac{3\epsilon_F(n - n_c^0)^2}{14 n_c^0(1-\delta^2)}. \tag{9}$$

Для жидкой фазы следует положить в (9) $\delta^2 = 0$. Так как параметр δ^2 мал для всех типов решеток, энергии всех фаз близки, и малого разогрева вещества достаточно, чтобы сделать жидкую фазу стабильной. Все явления, связанные с фазовым переходом, происходят при таких малых T, что можно пренебречь температурным размытием импульсного распределения нейтронных квазичастиц и следить только за температурой газа пионных возбуждений. В классической области $T > T_3$, скачки всех величин имеют степенную зависимость от T

$$\Delta S \sim T^{1/3}; \quad \Delta\mu \sim T^{2/3}; \quad a_c^2 \sim T^{2/3}; \quad \Delta\xi^2 \sim T^{2/3} \quad n = n_c(T).$$

5. Свойства жидкой фазы определяются соотношением между ротонной щелью $\Delta = \epsilon_0\xi^2$ и T. Величина ξ^2 находится из (5) при $a^2 = 0$. Существует три области (n, T). В квантовой области $\Delta >> T$ система является ферми-жидкостью с мягкой пионной модой. В классической области $\Delta << T$, импульсное распределение пионов имеет δ-образный максимум при

$$n(k) \sim \frac{T}{\epsilon_0} \frac{1}{\xi^2 + \gamma^2\left(\frac{k^2}{k_0^2} - 1\right)^2}, \quad n_\pi = n\frac{9\pi T m}{\epsilon_0 p_F \xi}.$$

Плотность пионных возбуждений n_π растет с уменьшением ротонной щели. Величина $C_\pi = n_\pi / n$ есть концентрация этих возбуждений (число пионов на один нуклон). Через нее выражается затухание нейтронных квазичастиц

$$G^{-1}(p, \epsilon) = \epsilon - (p - p_F)\mathrm{v} + i\gamma\frac{\epsilon}{|\epsilon|}; \quad \epsilon > \Delta \qquad \gamma = \frac{2}{3}C_\pi\epsilon_F$$

γ^{-1} является временем между столкновениями с пионными возбуждениями. Третья область (n, T) связана с эффектом сокращения вкладов квантовых и классических флуктуаций. В этой полуквантовой области $\Delta = \lambda_0 T$, число $\lambda_0 \sim 1$ и не зависит от n и T при $T \to 0$, $\xi_0^4 \ll \frac{T}{\epsilon_0}$. При этом в системе нет ни реальных, ни виртуальных возбуждений, сфера $k = k_0$ пуста.

Выражаю благодарность за обсуждения А.Б.Мигдалу, С.А.Бразовскому, а Л.А.Толочко за помощь в работе.

Литература

1. *Мигдал А.Б.* Фермионы и бозоны в сильных полях. М.: Наука, 1978.

2. *Дюгаев А.М.* Письма в ЖЭТФ, 1975, 22, 181.

3. *Nagamiya S., Anderson L., Brucner W., Chamberlain O. et al.* Phys. Lett., 1979, 81 B, 147.

4. *Воскресенский Д.Н., Мишустин И.Н.* Письма в ЖЭТФ, 1981, 34, 317.

5. *Бунатян Г.Г., Мишустин И.Н.* ОИЯИ, Р2-81-291, Дубна, 1981.

6. *Бразовский С.А.* ЖЭТФ, 1975, 68, 175.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
24 декабря 1981 г.
После переработки
18 марта 1982 г.