

О СТРУКТУРЕ π -КОНДЕНСАТА В ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ

В.П.Березовой, Е.М.Чудновский

Найдено точное решение уравнений квазиклассической модели π -конденсации. Численная малость амплитуды π -конденсата допускает его существование при нормальной ядерной плотности.

В работе [1] были получены и приближенно исследованы нелинейные уравнения, описывающие неоднородный π -конденсат в ядерной материи. Мы приведем точное решение этих уравнений, минимизирующее энергию.

Как известно (см., например, [2]), в настоящее время не существует однозначного ответа на вопрос, является ли плотность нуклонов в атомных ядрах достаточной для возникновения в них π -конденсата. В связи с этим обсуждается возможность образования π -конденсата при сжатии ядерной материи в столкновениях тяжелых ядер. С целью, хотя бы качественно, распространить полученные нами ответы для структуры π -конденсата на этот круг задач мы воспользуемся тривиальным обобщением уравнений работы [1] на случай отличной от нуля температуры ядерного вещества.

Эффективный лагранжиан пионного поля в изотопически симметричной ядерной материи, полученный аналогично [1], для зависящей от температуры T фермиевской матрицы плотности определяется выражением¹⁾

$$L = \frac{1}{2}(\partial_t \vec{\pi})^2 - \frac{1}{2}\xi(\nabla\vec{\pi})^2 - \frac{1}{2}\pi^2 - \frac{1}{12}\beta\{(\nabla\vec{\pi})^4 + [\nabla\pi^\alpha \times \nabla\pi^\gamma]^2\}, \quad (1)$$

в котором введены обозначения

$$\xi = 1 + \frac{\pi^2}{24} \left(\frac{T}{\epsilon_F}\right)^2 - \frac{p_F}{p_c}, \quad \beta = \frac{\pi^2 M}{p_c^2 p_F^3} \quad (2)$$

p_F и ϵ_F — импульс и энергия Ферми, M — масса нуклона, p_c — критическое значение фермиевского импульса, выше которого при $T = 0$ выгодно образование π -конденсата (мы предполагаем, что $T \ll \epsilon_F$; все величины измеряются в единицах массы π -мезона).

В случае, когда отлична от нуля одна изотопическая компонента и амплитуда конденсата меняется вдоль избранного направления (ось x), первый интеграл уравнения Лагранжа имеет вид

$$\left[\xi + \beta \left(\frac{d\pi}{dx}\right)^2 \right]^2 - 2\beta\pi^2 = C, \quad (3)$$

где C — произвольная константа. Неустойчивость относительно образования π -конденсата имеет место в области плотностей и температур,

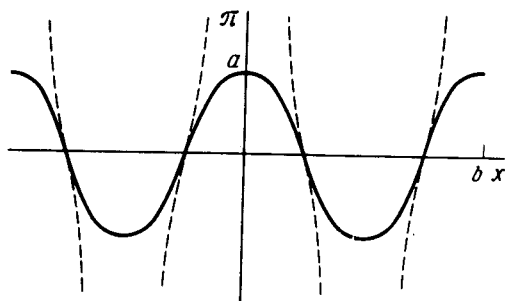
¹⁾Согласно [3] используемое нерелятивистское приближение справедливо вплоть до плотностей, в восемь раз превышающих нормальную ядерную.

для которых $\xi < 0$. В этом случае уравнение (3) для $0 \leq C < \xi^2$ имеет ограниченные периодические решения, в неявном виде выражающие $\pi(x)$ через эллиптические функции. Минимум энергии достигается, однако, при $C = 0$, когда решение принимает вид простой периодической функции, состоящей из сшитых кусков парабол (рисунок), каждая из которых определяется уравнением

$$\pi_n(x) = (-1)^{n+1} (2\beta)^{-1/2} \left[\xi + \frac{1}{2} \left(x - \frac{1}{2} \pi b \right)^2 \right] \quad (4)$$

с заданным $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Амплитуда a и период b π -конденсата даются формулами

$$a = -\xi (2\beta)^{-1/2}, \quad b = 4(-2\xi)^{1/2}. \quad (5)$$



При нормальной ядерной плотности для $T = 0$ зависимость амплитуды π -конденсата от отношения $\gamma = p_c / p_F$ имеет вид

$$a = 0,42(1 - \gamma), \quad 0 < \gamma < 1. \quad (6)$$

Как известно [2], анализ экспериментальных данных приводит к ограничению на амплитуду π -конденсата в атомных ядрах $a^2 \lesssim 0,1$. Согласно (6), это условие удовлетворяется в довольно широком интервале изменения переменной γ

$$0,3 < \gamma < 1, \quad (7)$$

в который попадают значения p_c , вычисленные в большинстве теоретических работ [2,3]. Таким образом, малость численного коэффициента в выражении для амплитуды π -конденсата делает достаточно вероятным существование решения, описанного нами типа, в атомных ядрах. Заметим, что дополнительная энергия связи в расчете на один нуклон, связанная с образованием π -конденсата, в допустимом интервале значений p_c не превышает 1 Мэв .

Для случая, когда p_c больше значения p_F при нормальной ядерной плотности, обсуждается возможность образования π -конденсата в стол-

кновениях тяжелых ионов. В таких процессах плотность n и температура T образовавшегося сгустка ядерной материи зависят от кинетической энергии ϵ_k , приходящейся в системе центра масс на один нуклон сталкиваемых ионов. Поэтому при $T \sim \epsilon_k$ выполнение условия неустойчивости $\xi < 0$ требует достаточно быстрого возрастания n с увеличением ϵ_k .

Мы благодарны Е.В.Инопину, И.В.Криве, А.Б.Мигдалу, И.Н.Мишустину и И.С.Шапиро за полезные обсуждения.

Харьковский
государственный университет
им.А.М.Горького

Поступила в редакцию
15 февраля 1978 г.

Литература

- [1] А.Б.Мигдал, О.А.Маркин, И.Н.Мишустин. ЖЭТФ, 70, 1592, 1976.
 - [2] А.Б.Мигдал. УФН, 123, 369, 1977.
 - [3] И.В.Криве, Е.М.Чудновский. ЖЭТФ, 74, 421, 1978.
-