

Физика

УДК 539.14:001.1

Г. А. АВETИСЯН, Г. Б. АЛАВЕРДЯН, Ю. Л. ВАРТАНЯН

О ДВУХ МОДЕЛЯХ ПИОННОГО КОНДЕНСАТА

Проводится сравнение двух моделей пионной конденсации в области плотностей $5 \lesssim \rho/\rho_0 \lesssim 10$ (ρ_0 —ядерная плотность). Показано, что в этой области для энергии пионного конденсата получается противоречивый результат

Идея о возможности образования в ядерном веществе пионного конденсата (ПК) [1] привела к появлению ряда оригинальных работ, в которых рассматривались различные вопросы, связанные как непосредственно с самим явлением ПК, так и с возможным его проявлением в структуре и динамике нейтронных звезд. В частности, весьма актуальным является возможность образования второго отрицательного минимума* функции $\epsilon(\rho)$ (ϵ —энергия на барион, ρ —число барионов в см^{-3}). Именно с этим минимумом связывается возможность существования ядер, в которых плотность в 7--10 раз больше, чем в обычных [2], а также совершенно нового типа сверхплотных самоудерживающихся ядерных образований, масса которых может принимать значение от $10^5 m_p$ до солнечных масс [3, 4]. Все эти вопросы сильно зависят от вида энергии ПК в околоядерной области плотностей. При вычислении этой величины возникают трудности, обусловленные не только спецификой сильного взаимодействия, но и проблемой многих частиц, поэтому приходится прибегать к модельным представлениям. В настоящее время существуют две модели для расчета энергии ПК с учетом нуклонных корреляций и вклада N^* -резонанса [5, 6]. Обычно, используя ту или иную модель для исследования характеристик объектов с пионным конденсатом во всей области изменения плотности, авторы не обсуждают вопросы модельной зависимости такого рассмотрения. Порой на основе лишь одной модели делаются критические утверждения относительно реализации той или иной физической ситуации. Так как самая интересная для применений область плотностей ($5 \lesssim \rho/\rho_0 \lesssim 10$, ρ_0 —ядерная плотность) охватывается обеими моделями, то становится возможным в этой области провести сравнительный количественный анализ этих моделей. Именно такая задача ставится в настоящем сообщении.

Для сравнения двух моделей в перекрывающейся области плотностей коротко перечислим основные положения и результаты каждой модели.

Теоретической основой обеих моделей является свойство приближенной симметрии сильных взаимодействий относительно кирального $SU(2) \otimes SU(2)$ преобразования. В рамках σ -модели конденсатное поле заряженных пионов, имеющих импульс k и химический потенциал μ , в работе [7] выбирается в виде бегущей волны

* Первый минимум соответствует энергии связи обычных ядер.

$$\langle \pi \rangle = \frac{f_\pi}{2} \sin \vartheta \exp(i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \mu t)), \quad (1)$$

где f_π — константа распада пиона.

Для обеспечения инвариантности величины $\langle \sigma^2 + \pi^2 \rangle = f_\pi^2$ относительно киральных преобразований пионное поле (1) сочетается с σ -полем, имеющим вид

$$\langle \sigma \rangle = f_\pi \cos \vartheta. \quad (2)$$

Угол ϑ , фигурирующий в выражениях (1) и (2), есть, так называемый, киральный угол, характеризующий ориентацию вектора конденсатного состояния $\{\langle \sigma \rangle, \sqrt{2}\langle \pi \rangle\}$ в плоскости (σ, π) относительно оси σ (рис. 1).

Без учета вклада N^* -резонанса в работе [5] было получено выражение для энергии конденсата, приходящейся на один барион, в виде

$$\epsilon(\pi) = -\frac{\rho}{8f_\pi^2} \frac{g_\Lambda^* (g_\Lambda^{*2} - 1) \sin^2 \vartheta}{1 + (g_\Lambda^{*2} - 1) \sin^2 \vartheta} + \frac{2}{\rho} f_\pi^2 m_\pi^2 \sin^2 \vartheta / 2, \quad (3)$$

где $g_\Lambda^* = g_\Lambda (1 - \gamma)^{1/2}$, g_Λ — аксиальная константа связи, а γ — фактор, учитывающий вклад нуклонных корреляций. Минимизация $\epsilon(\pi)$ по переменной ϑ приводит к выражению

$$\rho = \frac{2f_\pi^2 m_\pi}{g_\Lambda^* (g_\Lambda^{*2} - 1)^{1/2}} \frac{1 + (g_\Lambda^{*2} - 1) \sin^2 \vartheta}{\sqrt{\cos \vartheta}}, \quad (4)$$

откуда видно, что величина

$$\rho(\vartheta=0) = \rho_c = \frac{2f_\pi^2 m_\pi}{g_\Lambda^* (g_\Lambda^{*2} - 1)^{1/2}} \quad (5)$$

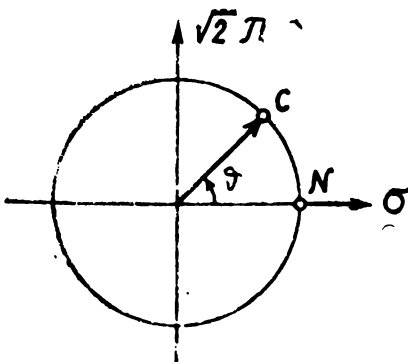


Рис. 1. π - σ диаграмма. Точка N соответствует нормальному состоянию, точка C — конденсированному.

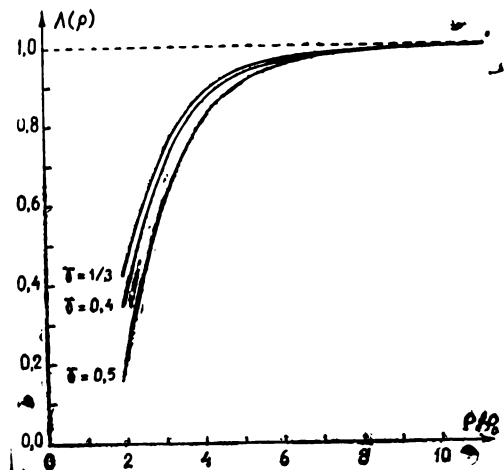


Рис. 2. Величина $\Lambda = \sin^2 \vartheta$ в зависимости от плотности барионов для трех значений параметра γ .

имеет смысл пороговой плотности конденсации. Функция $\vartheta(\rho)$ является монотонно возрастающей функцией плотности и пробегает значение от нуля (при $\rho = \rho_0$) до $\vartheta = \pi/2$ (при $\rho \rightarrow \infty$).

В работе [5] было показано, что учет N^* -резонансов приводит к выражению для гамильтониана в виде матрицы 20×20 . Однако получен-

ная таким образом матрица имеет настолько сложный вид, что не допускает аналитической диагонализации в общем случае для любого значения угла ϑ . В случае $\vartheta = \pi/2$, соответствующего предельному конденсатному полю (развитый пионный конденсат), в этой работе (назовем эту модель моделью ВСДМ) удастся аналитически решить поставленную задачу и, ограничившись только первыми двумя членами разложения по параметру $\Delta/(g_{\Lambda}^* k) (\Delta = m_{N^*} - m_N)$, который мал при больших плотностях, найти выражение для энергии конденсата, приходящейся на один барион:

$$\varepsilon_{\text{ВСДМ}}^{(\pi)}\left(\rho, \vartheta = \frac{\pi}{2}\right) = -\frac{\rho}{8f_{\pi}^2} \left(\frac{81}{25} g_{\Lambda}^{**} - 1\right) + \frac{f_{\pi}^2 m_{\pi}^2}{\rho} + \frac{\Delta}{3}. \quad (6)$$

Отметим, что выражение (6) имеет место при больших плотностях, когда оптимальное значение кирального угла близко к значению $\pi/2$. Из рис. 2, где приведена функция $\Lambda(\rho) = \sin^2 \vartheta$ для трех значений $\gamma = 1/3, 0,4$ и $0,5$ в зависимости от плотности ρ , видно, что в области плотностей $\rho \geq 5\rho_0$ образуется развитый пионный конденсат ($\vartheta = \pi/2$). Следовательно, выражение (6) имеет место для значений плотности $\rho \gtrsim 5\rho_0$.

В другой модели (обозначим эту модель индексом WB) Вейс и Браун [6] численно диагонализировали полученную в [5] матрицу и показали, что дополнительный учет релятивистских поправок изобарных вершинных функций позволяет в области $\rho \lesssim 10\rho_0$ учет вклада N^* -резонанса свести к перенормировке аксиальной константы связи

$$g_{\Lambda}^{**} = \eta(\rho) g_{\Lambda}^* = \eta(\rho) (1 - \gamma)^{1/2} g_{\Lambda}, \quad (7)$$

где $\eta(\rho)$ — слабо зависящая от плотности ρ функция. Представленная на рис. 2 работы [6] зависимость эффективной константы g_{Λ}^{**} от плотности ρ позволяет функцию $\eta(\rho)$ приближенно параметризовать в виде

$$\eta(\rho) = 1,33 + 0,013\rho/\rho_0. \quad (8)$$

В этой модели энергия конденсата, приходящаяся на один барион,

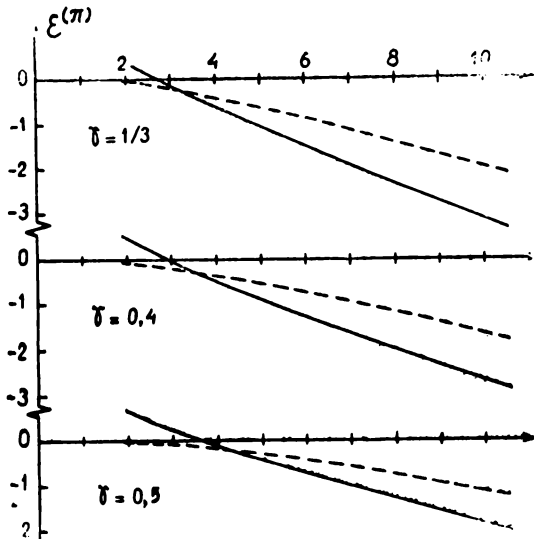


Рис. 3. Энергия π -конденсата, приходящаяся на один барион в зависимости от плотности барионов для трех значений параметра γ . Сплошная кривая — результат расчета в модели ВСДМ, пунктирная — в модели WB.

вычисляется по формулам (3) — (5) с перенормированной аксиальной константой (7). Результаты расчета энергии конденсата в зависимости от плотности ρ для трех значений корреляционного параметра $\gamma = 1/3, 0,4$ и $0,5$ представлены на рис. 3. Как видно из этого рисунка, в области $5 \lesssim \rho/\rho_0 \lesssim 10$, где применимость обеих моделей обеспечена, выполняется неравенство $\varepsilon_{\text{ВСДМ}}^{(\pi)} < \varepsilon_{\text{WB}}^{(\pi)}$.

Однако из общих соображений следует, что именно в этой области должно выполняться обратное соотношение $\varepsilon_{\text{ВСДМ}}^{(\pi)} > \varepsilon_{\text{WB}}^{(\pi)}$. Действительно, поскольку $\varepsilon_{\text{ВСДМ}}^{(\pi)}$ — энергия, соответствующая развитому пионному кон-

денсату, т. е. значению кирального угла $\theta = \pi/2$, а $\epsilon_{WB}^{(\pi)}$ — энергия конденсата в модели Вейса-Брауна, полученная путем минимизации относительно кирального угла θ , то для заданного значения плотности ρ $\epsilon_{WB}^{(\pi)}$ не может быть больше $\epsilon_{BCDM}^{(\pi)}$.

Таким образом, известные в настоящее время модели пионного конденсата BCDM и WB приводят к противоречивому соотношению для энергии ПК в области $5 \lesssim \rho/\rho_0 \lesssim 10$. Поэтому в настоящее время на основе конкретных численных расчетов, основанных на этих моделях, нельзя делать категорические заключения о возможности осуществления той или иной физической ситуации, так как такие расчеты имеют лишь иллюстративный характер.

Кафедра теории волновых процессов и физики

Поступила 1.03.1985

ЛИТЕРАТУРА

1. Мигдал А. Б. Устойчивость вакуума и предельные поля.—ЖЭТФ, 1971, т. 61, с. 2209; Sawyer R. F. Condensed π —Phase in Neutron-star Matter.— Phys. Rev. Lett., 1972, v. 29, p. 382; Scalapino D. J. π —Condensate in dense Nuclear Matter.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 29, p. 386.
2. Мигдал А. Б., Маркин О. А., Мишустин И. Н., Сорокин Г. А. Пионная конденсация и области устойчивости аномальных ядер.—ЖЭТФ, 1977, т. 72, с. 1247.
3. Hartle J. B., Sawyer R. F., Scalapino D. J. Pion condensed matter at high densities. Equation of State and stellar models.—Astrophys. J., 1975, v. 199, p. 471.
4. Вартамян Ю. Л., Аджян Г. С., Алавердян Г. Б. Пионные звезды. Астрон. ж., 1984, т. 61, с. 677.
5. Baym G., Campbell D., Dashen R., Manassah J. A simple model calculation of pion condensation in neutron matter.— Phys. Lett., 1975, v. 58 B, p. 304.
6. Weise W., Brown G. E. Equation of state for neutron matter in the presence of a pion condensate.— Phys. Lett., 1975, v. 58B, p. 300.
7. Campbell D. K., Dashen R. F., Manassah T. Chiral symmetry and pion condensation. I. Model-dependent results.— Phys. Rev. D., 1978, v. 12, p. 979.

Գ. Ա. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ, Գ. Բ. ԱՎԱԵՐԴՅԱՆ, ՅՈՒ. Լ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

ՊԻՈՆԱՅԻՆ ԿՈՆԴԵՆՍԱՏԻ ԵՐԿՈՒ ՄՈԴԵԼՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Ա մ փ ո փ ու մ

խտությունների $5 \lesssim \rho/\rho_0 \lesssim 10$ տիրույթում (ρ_0 -ն միջուկային խտություն է) համեմատվում են պիոնային կոնդենսացիայի երկու մոդելներ: Ցույց է տված, որ այդ տիրույթում պիոնային կոնդենսատի էներգիայի համար ստացվում է հակասական արդյունք: