

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

УДК 530.12: 531.51

**ПИОННАЯ КОНДЕНСАЦИЯ В КВАРКОВОЙ СРЕДЕ
ПОД ВЛИЯНИЕМ ХРОМОМАГНИТНОГО ПОЛЯ****В. Ч. Жуковский, К. Г. Клименко^{*)}, А. М. Федотов, Д. Эберт^{**)}***(кафедра теоретической физики)*

E-mail: zhukovsk@phys.msu.ru

Рассмотрена конденсация кварков во внешнем хромомагнитном поле в асимметричной по аромату кварковой среде. Показано, что под действием внешнего поля пионная конденсация возможна даже в случае слабого взаимодействия между кварками.

1. Непертурбативные эффекты в КХД при низких энергиях удается исследовать только на основе приближенных методов в рамках различных эффективных моделей. Хорошо известно, что физика легких мезонов описывается на основе четырехфермионных моделей, таких, как, например, модель Намбу–Йона–Лазинио (НЙЛ), которая успешно применялась для воплощения идей динамического нарушения киральной симметрии (ДНКС) и бозонизации (см., напр., [1, 2] и приведенные там ссылки; обзор (2+1)-мерных четырехкварковых эффективных моделей см. в [3]). Подчеркнем, что именно в рамках четырехфермионных моделей удалось показать, что внешнее магнитное или хромомагнитное поле индуцирует ДНКС [4–6], а также продемонстрировать генерацию масс фермионов даже в случае слабого взаимодействия между кварками [7, 8]. Недавно большой интерес вызвали эффекты дикварковой конденсации и цветовой сверхпроводимости. Первые исследования уравнений щели и свободной энергии Гинзбурга–Ландау для системы релятивистских фермионов привели к выводу о возможности возникновения состояний сверхпроводимости и цветовой сверхпроводимости в кварковой среде [9, 10]. Было показано, что, подобно случаю конденсации кварков, дикварковая конденсация также может катализироваться сильными внешними (вакуумными) калибровочными полями [11–14]. Недавно обсуждалась возможность образования новой фазовой структуры, а именно пионного конденсата, в плотной кварковой среде за счет асимметрии ее изоспинового состава [15–19]. Цель настоящей работы — дальнейшее развитие этих идей в случае (3+1)-мерной модели НЙЛ с учетом воздействия фонового хромомагнитного поля.

2. Рассмотрим изоспиновую асимметрию в плотной кварковой среде, предполагая, что барион-

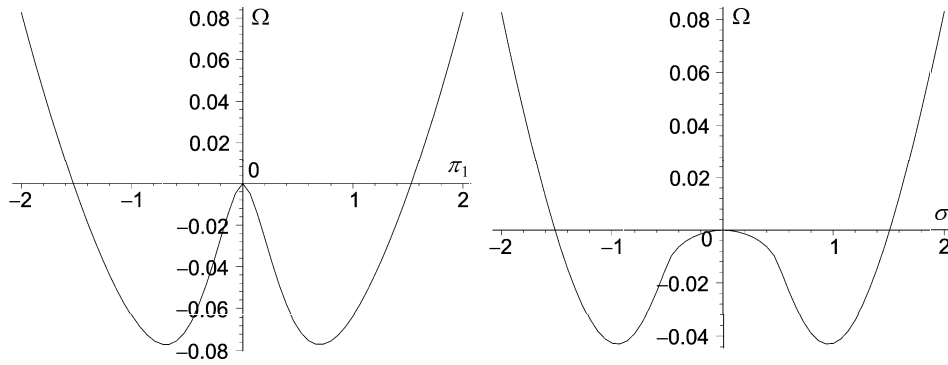
ный μ_B и изоспиновый μ_I химпотенциалы кварков являются независимыми параметрами. В этом случае недавно было показано (см. [20], рис. 1), что при сравнительно высокой асимметрии по аромату реализуется нормальная фаза кварковой среды и цветовой сверхпроводимостью можно пренебречь.

3. Фундаментальный кварковый лагранжиан модели НЙЛ с четырехфермионным слагаемым обеспечивает возможность спонтанного нарушения как киральной, так и цветовой симметрии. В итоге основное состояние модели может характеризоваться двумя конденсатами — кварковым $\langle \bar{q}q \rangle$ (спонтанное нарушение киральной симметрии) и дикварковым $\langle qq \rangle$ (спонтанное нарушение цветовой симметрии). Мы будем рассматривать ситуацию, когда дикварковый конденсат не образуется, $\langle qq \rangle = 0$, однако кварковая материя ароматово асимметрична. Предположим, что отличны от нуля только компоненты внешнего поля $A_\mu^a \neq 0$, $a = 1, 2, 3$, принадлежащие $SU(2)$ подгруппе цветовой группы симметрии модели $SU(3)$, а остальные компоненты равны нулю, $A_\mu^a = 0$, $a = 4, \dots, 8$. Тогда кварки только двух цветов $\alpha = 1, 2$ взаимодействуют с полем A_μ^a , а третий кварк свободен.

Пусть внешнее поле является постоянным и однородным хромомагнитным полем, $F_{\mu\nu}^a = \text{const}$, причем рассмотрим случай абелевого хромомагнитного поля $A_\mu^a = \delta_3^a \delta_{\mu 2} x_1 H$. Спектр Π_k^2 дираковского оператора кварков в таком поле $-(\gamma \nabla)^2$ хорошо известен. Он имеет шесть ветвей, две из которых соответствуют свободным кваркам ($\alpha = 3$) $\Pi_{1,2}^2 = \mathbf{p}^2$, а четыре другие соответствуют двум цветовым степеням свободы с «зарядами» $\pm g/2$ с взаимодействием с внешним полем. Спектр кварков Π_k^2 в этом случае ($\alpha = 1, 2$) имеет вид $\Pi_{3,4,5,6}^2 = gH(n + \frac{1}{2} + \frac{\zeta}{2}) + p_3^2$, где $\zeta = \pm 1$ — проекция спина на направление внеш-

*) ИФВЭ, Серпухов.

**) Humboldt University, Berlin.



Термодинамический потенциал Ω как функция $\pi_1(\sigma = 0)$ (слева) и $\sigma(\pi_1 = 0)$ (справа)

него поля, p_3 — продольная компонента импульса кварков ($-\infty < p_3 < \infty$), $p_1^2 = gH(n + 1/2)$ — поперечная компонента импульса кварка в квадрате, а $n = 0, 1, 2, \dots$ — квантовое число Ландау.

4. Будем предполагать, что внешнее поле достаточно сильное по сравнению с величиной конденсата. В этом случае напряженность внешнего поля H , моделирующего глюонный конденсат, оценивается как $gH = 0.4-0.6$ ГэВ, т. е. может считаться достаточно большой. Значения других параметров возьмем, как в [19, 21], константа четырехфермионного взаимодействия $G = 5.01$ ГэВ $^{-2}$.

Рассмотрим случай, когда барионный химпотенциал, вторая и третья компоненты пионного конденсата, массы кварков и температура равняются нулю: $\mu_B = \pi_2 = \pi_3 = m = T = 0$, а первая компонента пионного конденсата, кварковый конденсат и изотопическая асимметрия отличны от нуля: $\pi_1 \neq 0$, $\sigma \neq 0$, $\mu' \neq 0$. Численный расчет показывает, что, например, для импульса обрезания $\Lambda_p = 0.46$ ГэВ и малой эффективной константы связи четырехфермионной модели $\tilde{g} = 0.64$ эффективный потенциал системы Ω имеет глобальный минимум при отличном от нуля значении пионного конденсата π_1 , что свидетельствует о возможности катализа пионной конденсации хромомангнитным полем (рисунок).

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Немецкого научно-исследовательского общества (грант DFG 436 RUS 113/477/4) и РФФИ (грант 05-02-16699).

Литература

1. Ebert D., Reinhardt H. // Nucl. Phys. 1986. **B271**. P. 188.
2. Ebert D., Reinhardt H., Volkov M.K. // Progr. Part. Nucl. Phys. 1994. **33**. P. 1.
3. Vshiotsev A.S., Zhukovsky V.Ch., Klimenko K.G., Magnitsky B.V. // Phys. Part. Nucl. 1998. **29**. P. 523.
4. Klimenko K.G. // Teor. Mat. Fiz. 1991. **89**. P. 211; 1992. **90**. P. 3; Z. Phys. 1992. **C54**. P. 323.
5. Krive I.V., Naftulin S.A. // Phys. Rev. 1992. **D46**. P. 2737.
6. Vshiotsev A.S., Klimenko K.G., Magnitsky B.V. // JETP Lett. 1995. **62**. P. 283; Teor. Mat. Fiz. 1996. **106**. P. 319.
7. Klimenko K.G., Magnitsky B.V., Vshiotsev A.S. // Nuovo Cim. 1994. **A107**. C. 439; Theor. Math. Phys. 1994. **101**. P. 1436; Phys. Atom. Nucl. 1994. **57**. P. 2171.
8. Ebert D., Zhukovsky V.Ch. // Mod. Phys. Lett. 1997. **A12**. P. 2567.
9. Bailin D., Love A. // Phys.Rept. 1984. **107**. P. 325.
10. Alford M., Rajagopal K., Wilczek F. // Phys. Lett. 1998. **B422**. P. 247; Nucl. Phys. 1999. **B537**. P. 443.
11. Zhukovsky V.Ch., Klimenko K.G., Khudyakov V.V., Ebert D. // JETP Lett. 2001. **73**. P. 121 (Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 2001. **73**. P. 137).
12. Zhukovsky V.Ch., Khudyakov V.V., Klimenko K.G., Ebert D. // JETP Lett. 2001. **74**. P. 523 (Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 2001. **74**. P. 595).
13. Ebert D., Klimenko K.G., Toki H. // Phys. Rev. 2001. **D64**. P. 014038 (hep-ph/0011273).
14. Ebert D., Khudyakov V.V., Zhukovsky V.Ch., Klimenko K.G. // Phys. Rev. 2002. **D65**. P. 054024 (hep-ph/0106110).
15. Nebauer R., Gastineau F., Aichelin J. // Phys. Rev. 2002. **C65**. P. 045204.
16. Steiner A.W., Reddy S., Prakash M. // Phys. Rev. 2002. **D66**. P. 094007.
17. Buballa M., Oertel M. // Nucl. Phys. 2002. **A703**. P. 770.
18. Ebert D., Klimenko K.G., Yudichev V.L. // J. Phys. 2006. **G32**. P. 599; hep-ph/0412129.
19. Ebert D., Klimenko K.G. // Phys. Rev. 2005. **C72**. P. 015201; hep-ph/0507007.
20. Bedaque P.F. // Nucl. Phys. 2002. **A697**. P. 569.
21. He L., Jin M., Zhuang P. // Phys. Rev. **D71**. P. 116001.

Поступила в редакцию
20.03.06