

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПРИБЛИЖЕННОЙ КИРАЛЬНОЙ СИММЕТРИИ В КХД₄ КАК СЛЕДСТВИЕ ЭКРАНИРОВОК ХРОМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И ХРОМОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Э.Х. Велиев*

Исследован киральный фазовый переход в КХД₄ при конечных температурах T и барионных плотностях ρ. Показано, что вне области конфайнмента восстанавливается приближенная киральная симметрия, обусловленная экранировкой хромозлектрических и хромагнитных полей.

В настоящее время интенсивно обсуждается квантовая хромодинамика (КХД) при конечных температурах T и барионных плотностях ρ /1/. Это обусловлено прежде всего тем, что с точки зрения КХД адронная материя может находиться в различных фазовых состояниях, в частности, в форме кварк-глюонной плазмы (КГП). Особый интерес представляет температурная эволюция КГП, в которой киральный фазовый переход (КФП) /2, 3/ и фазовый переход деконфайнмента (ФПД) /4/ занимают центральное место.

В работах /5–8/ разработан формализм непертурбативных вычислений динамической массы кварков m(ρ, T). Однако в /6, 8/ отмечено, что в рамках этого формализма параметры КФП однозначно не фиксируются.

Настоящая работа посвящена изучению КФП в КХД₄ при μ, T ≠ 0. Показано, что если предположить неэкранируемость хромозлектрических и хромагнитных полей в фазе конфайнмента, параметры КФП в рамках вышеупомянутого формализма определяются однозначно. Причем киральная симметрия восстанавливается лишь приближенно.

Для полноты изложения напомним ключевые моменты формализма самосогласованных вычислений, развитого в /5–7/.

Уравнение типа Швингера–Дайсона для температурной функции Грина спинорного поля представляет основной предмет нашего исследования: $G^{-1}(q) = G_0^{-1}(q) + \Sigma(q)$. Здесь $G_0(q)$ – свободная функция Грина спинорного поля, а массовый оператор кварков

$$\Sigma(q) = \frac{N^2 - 1}{2N} \frac{g^2}{\beta} \sum_{p_4} \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} D_{\alpha\beta}(p - q) \gamma_\beta G(p) \Gamma_\alpha(p, q, p - q) \quad (1)$$

вычислен в данной работе вне рамок теории возмущений. Везде в дальнейшем предполагается калибровка $A_4 = 0$. В (1) G, D обозначают точные пропагаторы, а Γ – точную вершину. Для конкретных вычислений в /5/ предложена простая интерполяция кварк-глюонной вершины, удовлетворяющая тождеству Славнова – Тейлора. Там же с использованием точных пропагаторов глюонных и кварковых полей и выражений для вершинных функций в виде разложения по образующим алгебры γ-матриц, получено непертурбативное уравнение для m(μ, T). Это уравнение дополняется стандартным выражением для барионной плотности.

Непертурбативная аппроксимация глюонного пропагатора в (1) достигается учетом конечной экранировки хромозлектрических и хромагнитных сил и имеет вид:

* Азербайджанский Государственный университет, г. Баку.

$$D_{ij}(p) = \frac{1}{p^2 + m_M^2} \left(\delta_{ij} - \frac{p_i p_j}{p^2} \right) + \frac{1}{p^2 + m_E^2} \frac{p^2}{p^4} \frac{p_i p_j}{p^2}.$$

Здесь m_E^2 и m_M^2 — соответственно электрическая и магнитная массы глюонов,

$$m_E^2 = g^2 T^2 + \sum_{f=1}^{N_f} g^2(\mu T) (2\pi)^{-2} \int_0^\infty \epsilon^{-1} p^2 dp n^+(1 + \epsilon^2/p^2), \quad (2)$$

$$m_M^2 = (9/8\pi)^2 g^4(\mu, T) (T^2 + H\mu^2) \ln [1 + \kappa^2/g^2(\mu, T)], \quad (3)$$

где

$$n^\pm = (\exp [\beta(\epsilon - \mu)] + 1)^{-1} \pm (\exp [\beta(\epsilon + \mu)] + 1)^{-1}, \quad \epsilon = \sqrt{p^2 + m^2}. \quad (4)$$

Выражения (2) и (3) считаются справедливыми вне области конфайнмента с учетом соответствующей интерполяции для $g^2(\mu, T)$:

$$g^2(\mu, T)/16\pi^2 = \Delta^{-1} \text{th} [\Delta^a / (16\pi^2)^\sigma],$$

$$\Delta = \ln \left[1 + \left(\frac{T^2 + H\mu^2}{\Lambda^2} \right)^{b_0} \left[\ln \left(1 + \frac{T^2 + H\mu^2}{\Lambda^2} \right) \right]^{b_1/b_0} \right],$$

где $a = 1 - b_0/(b_1 + b_0^2)$, $b_0 = 11 - (2/3)N_f$, $b_1 = 102 - (38/3)N_f$ и H — безразмерный параметр. В данной работе предполагается, что в фазе конфайнмента $m_E^2 = m_M^2 = 0$.

После ряда упрощений получим перенормированную систему уравнений, которая является замкнутой относительно функций $m(T)$ и $\mu(T)$ и допускает их поиск вне рамок теории возмущений:

$$\frac{m(\mu, T) - m_0}{m(\mu, T)} = \frac{g^2(\mu, T)}{3\pi^2} \left[\frac{1}{m^2 - m_E^2} + \frac{2R}{m^2 - m_M^2} \right], \quad \rho = \frac{3}{\pi^2} \int_0^\infty dp p^2 n^-(p). \quad (5)$$

В (5) I и R — известные интегралы, зависящие от $m(T)$, $\mu(T)$ и других параметров теории:

$$I = \int_0^\infty p^2 dp [m^2 (m^2 + p^2)^{-3/2} n^+(p) + 2m_E^2 (m_E^2 + p^2)^{-3/2} f(p, m_E)],$$

$$R = \int_0^\infty p^2 dp [(m^2 + p^2)^{-1/2} n^+(p) + 2(m_M^2 + p^2)^{-1/2} f(p, m_M)],$$

где $f(p, M) = [\exp(\beta\sqrt{p^2 + M^2}) - 1]^{-1}$. Функции $n^\pm(p)$ определены в (4).

В предельных случаях система уравнений (5) допускает аналитические решения. Рассмотрим частные случаи $\mu = 0$, $T \neq 0$ и $\mu \neq 0$, $T = 0$. Решения системы уравнений (5) в этих частных случаях имеют вид:

$$\frac{m(T)}{m_0} \Big|_{\mu=0, T \rightarrow \infty} = \frac{27}{4} \frac{\ln [\ln (T^2/\Lambda^2)]}{\ln (T^2/\Lambda^2)}, \quad \frac{m(T)}{m_0} \Big|_{\mu=0, T \rightarrow 0} \cong 1 + \frac{\lambda^2}{\sqrt{T}} \exp \left(-\frac{m_0}{T} \right),$$

$$\frac{m(\mu)}{m_0} \Big|_{T=0, \mu \rightarrow \infty} = \frac{27}{4} \pi^2 H \frac{\ln [\ln (\mu^2/\Lambda^2)]}{\ln (\mu^2/\Lambda^2)}, \quad \frac{m(\mu)}{m_0} \Big|_{T=0, \mu \rightarrow m_0} \cong 1 + \frac{g^2(m_0)}{3\pi^2} \left[\left(\frac{\mu}{m_0} \right)^2 - 1 \right]^{3/2},$$

где $\lambda^2 = \text{const}$. При произвольных значениях ρ и T система уравнений (5) решается численными методами. На рис. 1 показан результат вычислений при $\rho = 1 \text{ Фм}^{-3}$. Такая зависимость имеет место для любых значений ρ , но с ростом ρ температура кирального фазового перехода падает.

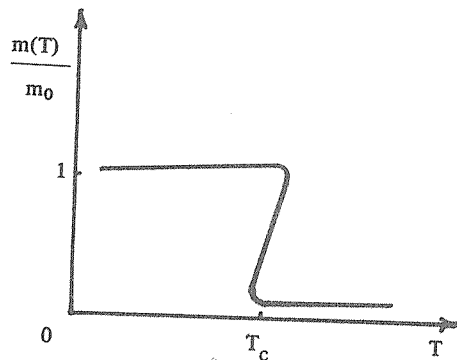


Рис. 1. Температурная зависимость динамической массы кварков при $\rho = 1 \text{ Фм}^{-3}$.

Представленная модель КФП позволяет качественно описывать температурное поведение динамической массы кварков в КХД₄ и не входит в противоречие с существующими работами [9, 10]. В рассматриваемой модели КФП обусловлен экранировкой хромозлектрических и хромоманнитных полей, и совпадает с ФПД. Отметим, что большинство расчетов, проводимых в калибровочных теориях на решетке, также указывают на совпадение этих фазовых переходов. Таким образом, можно надеяться, что КФП станет предметом экспериментальных исследований в ближайшие годы.

Автор благодарен В.Я. Файнбергу, О.К. Калашникову, С.А. Гаджиеву, М.А. Рахманову и Ф.М. Сараджеву за ценные советы и обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Shuryak E. V. Phys. Rep., 115, 151 (1984); Kalashnikov O. K. Fortschr. Phys., 32, 525 (1984); Cleymans J., Gavaï R. V., Suhonen E. Phys. Rep., 130, 217 (1986); McLerran L. Rev. Mod. Phys., 58, 1021 (1986).
2. Caldi D. G. Phys. Rev. Lett., 39, 121 (1977); Callan C. G., Dashen R. F., Gross D. J. Phys. Rev., D17, 2717 (1978).
3. Shuryak E. V. Phys. Lett., B107, 103 (1981); Pisarski R. D. Phys. Lett., B110, 155 (1982).
4. Kalashnikov O. K., Klimov V. V. Phys. Lett., B88, 328 (1979); Kapusta J. Nucl. Phys., B148, 461 (1979).
5. Калашников О. К. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 12, 54 (1986); Кабо А., Kalashnikov O. K., Veliev E. Kh. Nucl. Phys., B299, 367 (1988).
6. Велиев Э. Х., Кабо А. Препринт ФИАН № 41, М., 1988.
7. Kalashnikov O. K. Hel. Univ. preprint 51, 1987.
8. Велиев Э. Х. Кандидатская диссертация. Москва, 1988.
9. Fucito F., Solomon S., Rebbi C. Phys. Rev., D31, 1460 (1985); Kovacs E. V. E., Sinclair D. K., Kogut J. B. Phys. Rev. Lett., 58, 751 (1987).
10. Stam K. Phys. Lett., B152, 238 (1985); Qureshi M., Wong M. Phys. Rev., D31, 1528 (1985).

Поступила в редакцию 13 февраля 1989 г.