

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧИСЛЕННОГО ЗНАЧЕНИЯ СМЕШАННОГО КВАРК-ГЛЮОННОГО ВАКУУМНОГО КОНДЕНСАТА

А. А. Пивоваров

На основе использования метода правил сумм определено численное значение смешанного кварк-глюонного вакуумного конденсата.

Спектр адронов в теории сильных взаимодействий — квантовой хромодинамике — во многом определяется структурой основного состояния. Сложная структура вакуума КХД, обусловленная существованием инстантонов /1/, была впервые обнаружена и описана более десяти лет назад /2/, однако непосредственное теоретическое вычисление свойств адронов на основе описания инстантонного вакуума КХД все еще отсутствует. В рамках метода правил сумм в теории сильных взаимодействий /3, 4/ сложная структура вакуума, проявляющаяся в существовании сильных вакуумных флуктуаций глюонного и кварковых полей, параметризуется с помощью вакуумных конденсатов калибровочно-инвариантных локальных операторов. Наряду с кварковым $\langle \bar{q}q \rangle$ /5/ и глюонным $\langle G_{\mu\mu}^2 \rangle$ /4/ конденсатами, важнейшей характеристикой вакуума в этом подходе является смешанный кварк-глюонный конденсат $\langle g_s \bar{q} \sigma^{\mu\nu} G_{\mu\nu} q \rangle (= \langle \bar{q} G q \rangle)$, где g_s — константа сильной связи, $G_{\mu\nu}$ — тензор напряженности глюонного поля, $\sigma^{\mu\nu} = (i/2) [\gamma^\mu, \gamma^\nu]$. Впервые параметр $m_0^2 = \langle \bar{q} G q \rangle / \langle \bar{q} q \rangle$ с достаточной точностью был найден в /6/ из анализа правил сумм для барионов $m_0^2 = 0,8 \pm 0,2 \text{ ГэВ}^2$. В ряде работ /7, 8/, однако, приводилось существенно меньшее значение $m_0^2 = 0,2 - 0,5 \text{ ГэВ}^2$. Решеточные вычисления дают $m_0^2(1 \text{ ГэВ}) = 1,1 \text{ ГэВ}^2$ /9/, где 1 ГэВ — точка нормировки. В работе /10/ параметр m_0^2 и значение смешанного конденсата для странных кварков были вычислены с помощью волновой функции пиона неведущего твиста $m_0^2(1 \text{ ГэВ}) = 0,8 \pm 0,16 \text{ ГэВ}^2$ и $\langle \bar{s} G s \rangle = 0,5 \langle \bar{u} G u \rangle$.

Поскольку различные феноменологические приложения настоятельно требуют знания численного значения смешанного кварк-глюонного вакуумного конденсата, в настоящей работе предпринято независимое вычисление этого параметра на основе использования метода правил сумм для недиагонального коррелятора векторного и тензорного токов.

Операторное разложение для амплитуды $\Pi(q^2)$ коррелятора

$$\Pi_{\mu\nu,\alpha}(q) = \int \langle T \bar{u} \sigma_{\mu\nu} d(x) \bar{d} \gamma_\alpha u(0) \rangle e^{iqx} dx = (q_\mu g_{\nu\alpha} - q_\nu g_{\mu\alpha}) \Pi(q^2) \quad (1)$$

имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \Pi(q^2) = & (\overline{uu} + \overline{dd})/q^2 + (\overline{uGu} + \overline{dGd})/3q^4 - \\ & - 2g_s^2 (\overline{uJ}_\mu iD_\mu u + \overline{dJ}_\mu iD_\mu d)/9q^6, \end{aligned} \quad (2)$$

где $J_\mu = t^a \sum_q \overline{q} \gamma_\mu t^a q$ и $D_\mu = \partial_\mu - ig_s A_\mu$ — ковариантная производная. Вводя обозначение q для легкого кварка u или d , используя изотопическую $SU(2)$ симметрию и гипотезу факторизации для оценки вакуумного среднего операторов размерности семь, $g_s^2 \langle \overline{qJ}_\mu D_\mu q \rangle^f = 0$, получаем

$$\Pi(Q^2) = -2\langle \overline{qq} \rangle / Q^2 + 2\langle \overline{qGq} \rangle / 3Q^4 + 0/Q^6, \quad Q^2 = -q^2. \quad (3)$$

Феноменологически в величину $\Pi(Q^2)$ дают вклад векторные мезоны $J^{PC} = 1^{--}$, причем состоянием с наименьшей массой является ρ -мезон. Определив вычеты векторных мезонов в виде $\langle \rho(p, \lambda) | \overline{d} \gamma_\alpha u | 0 \rangle = f_\rho \epsilon_\alpha^*(p, \lambda)$ и $\langle 0 | \overline{u} \sigma_{\mu\nu} d | \rho(p, \lambda) \rangle = ig_\rho (\epsilon_\mu p_\nu - \epsilon_\nu p_\mu)$, находим представление

$$\Pi^{ph}(Q^2) = g_\rho f_\rho / (m_\rho^2 + Q^2) + \dots$$

Конечноэнергетические правила сумм /11/ при использовании двухрезонансного приближения для феноменологической части коррелятора,

$$\Pi^{ph}(Q^2) = \frac{g_\rho f_\rho}{m_\rho^2 + Q^2} + \frac{g_{\rho'} f_{\rho'}}{m_{\rho'}^2 + Q^2}, \quad (4)$$

позволяют получить аналитическое выражение для параметра m_0^2 через массу радиального возбуждения ρ' -мезона

$$m_0^2 = 3 \frac{m_\rho^2 m_{\rho'}^2}{m_\rho^2 + m_{\rho'}^2}.$$

Величина $m_{\rho'}^2$ может рассматриваться как эффективный параметр феноменологического спектра. Для $m_{\rho'} = 1,45$ ГэВ (возможное положение первого радиального возбуждения /11, 12/) получаем $m_0^2 = 1,40$ ГэВ². Учет аномальных размерностей операторов $g_s \overline{q} \sigma^{\mu\nu} G_{\mu\nu} q$ /13/ и $\overline{q} q$ дает $m_0^2(1 \text{ ГэВ}) = 1,05$ ГэВ² ($\Lambda = 100$ МэВ) и $m_0^2(1 \text{ ГэВ}) = 0,95$ ГэВ² ($\Lambda = 200$ МэВ).

Обработка соотношений (3), (4) с помощью борелевских правил сумм /4/ приводит к результату $m_0^2(1 \text{ ГэВ}) = 1,0 \pm 0,1 \text{ ГэВ}^2$.

Предложенный способ вычисления параметра m_0^2 позволяет существенно увеличить точность по сравнению с методом работ /6, 8/, поскольку вклад оператора $g_s \bar{q} \sigma^{\mu\nu} G_{\mu\nu} q$ в теоретическую часть правил сумм значителен, а физический спектр допускает простую и эффективную параметризацию.

После посылки статьи в печать автор узнал, что коррелятор (2) был вычислен в работе /14/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Belavin A. A. et al. Phys. Lett., **59B**, 85 (1975).
2. Callan C. G. Jr., Dashen R. F., Gross D. J. Phys. Lett., **63B**, 334 (1976).
3. Logunov A. A., Soloviev L. D., Tavkhelidze A. N. Phys. Lett., **24B**, 181 (1976); Chetyrkin K. G., Krasnikov N. V., Tavkhelidze A. N. Phys. Lett., **76B**, 83 (1978).
4. Shifman M. A., Vainshtein A. I., Zakharov V. I. Nucl. Phys., **B147**, 385 (1979).
5. Gell-Mann M., Oakes R. J., Renner B. Phys. Rev., **175**, 2195 (1968).
6. Беляев В. М., Иоффе Б. Л. ЖЭТФ, **83**, 876 (1982).
7. Shuryak E. V. Nucl. Phys., **B198**, 83 (1982).
8. Chung Y. et al. Z. Phys., **C25**, 151 (1984).
9. Kremer M., Schierholz G. Preprint DESY 87—024, 1987.
10. Овчинников А. А., Пивоваров А. А. ЯФ, **48**, 1135 (1988).
11. Krasnikov N. V., Pivovarov A. A. Phys. Lett., **112B**, 397 (1982).
12. Particle Data Group, Phys. Lett., **B239**, 1 (1990).
13. Морозов А. Ю. ЯФ, **40**, 788 (1984).
14. Балицкий Я. Я., Колесниченко А. В., Юнг А. В. ЯФ, **41**, 282 (1985).