Письма в ЖЭТФ, том 43, вып. 12, стр. 557 – 559 *25 июня 1986 г.*

СКАЛЯРНЫЙ МЕЗОН–ДИЛАТОН В КХД

А.А.Андрианов, В.А.Андрианов, В.Ю.Новожилов, Ю.В.Новожилов

Показано, что в КХД скалярный мезон-дилатон появляется при конформной бозонизации производящего функционала КХД для кварковых токов. Динамика π- и σ-мезонов описывается эффективным лагранжианом типа линейной сигма-модели, причем масса сигма-мезона существенно определяется глюонным конденсатом.

Скалярный изосинглетный мезон σ был введен впервые в линейной сигма-модели [1]. В последнее время феноменологическое описание этого мезона широко обсуждается в литературе (см. [2] и содержащиеся там ссылки). В нелинейной сигма-модели σ-мезон как самостоятельная степень свободы исключался из теории. Неудовлетворительность феноменологического описания σ-мезона можно видеть в том, что поле $\sigma(x)$ связывалось лишь с нарушением киральной симметрии и кварковым конденсатом. Между тем, низкоэнергетические процессы в КХД определяются как кварковым, так и глюонным конденсатами. Мы покажем, что скалярный мезон в КХД появляется естественно вследствие нарушения конформной симметрии при образовании глюонного конденсата. Мы рассматриваем совместную динамику π- и σ-мезонов в низкоэнергетической области КХД. Такая динамика описывается эффективным лагранжианом, получаемым в КХД совместной киральной плюс конформной бозонизацией кварковых степеней свободы в духе [3].

Рассмотрим кварковый лагранжиан $\mathcal{L}_\psi = \bar\psi \not{D} \psi$, где полный оператор Дирака $\not{D}(V, A, S, P, G)$ зависит от внешних векторного, аксиального, скалярного и псевдоскалярного изоспиновых полей, а также от глюонного поля G_μ. Масса кварков включена в S. В отличие от [3] произведем не киральное, но киральное плюс конформное преобразование полей $V_\mu \Rightarrow V_\mu^\Phi, \dots$, которое в итоге эквивалентно преобразованию $\not{D}(V, \dots) \Rightarrow \not{D}(V^\Phi, \dots) = \Phi \not{D}(V, \dots)\Phi$, где $\Phi = \exp(\sigma + i\gamma_5 \Pi)/2F_\pi$, а $\sigma(x)$ и $\Pi(x)$ поля σ- и π-мезонов, F_π – константа распада π-мезона. Вычисление эффективного лагранжиана обобщает и следует разработанной ранее методике [3] для случая $\sigma = 0$. Эффективное действие $W_{\text{эфф}}(\pi, \sigma)$ определяется выражением $W_{\text{эфф}}(\pi, \sigma) = -i\ln\{Z_\psi(\not{D}) Z_\psi^{-1}(\Phi \not{D} \Phi)\}$, где $Z_\psi(\not{D})$ есть производящий функционал для кварковых токов в низкоэнергетической области L

$$Z_\psi(\not{D}) = \int_L D\bar\psi D\psi \exp i\int \bar\psi \not{D} \psi d^4x .$$

Область L определяется кварковым и глюонным конденсатами [3].

Эффективный лагранжиан для полей $\sigma(x)$ и $\Pi(x)$ зависит только от их комбинации $\varphi = F_\pi U \exp(-\sigma)$, где $U = -\exp(i\Pi/F_\pi)$ – киральное поле. Мы приводим выражение для $\mathcal{L}_{\text{эфф}}$ для случая, когда внешние поля отсутствуют: $V_\mu = A_\mu = P = 0$, $S = m_q \cdot \mathbb{1}_f$, где m_q – масса кварка и $\mathbb{1}_f$ – единичная матрица в пространстве изоспина:

$$\mathcal{L}_{\text{эфф}}(\varphi) = \frac{1}{4}\operatorname{tr}(\partial_\mu \varphi^+ \partial^+ \varphi) - \mathcal{V}(\varphi) + \mathcal{L}^{(4)}(\varphi) .$$

$$\mathcal{V}(\varphi) = \operatorname{tr}\left\{\frac{\tilde C_g}{48F_\pi^4}(\varphi^+\varphi)^2 - \frac{C_g}{24}\ln\frac{\varphi^+\varphi}{F_\pi^2}\right\} + (m_\pi^2/2F_\pi)\operatorname{tr}\varphi^+\varphi(\varphi + \varphi^+), \qquad (1)$$

$$C_g = \tilde C_g - 18 m_\pi^2 F_\pi^2 = \langle \frac{\alpha_s}{\pi}\sum_a (G^a_{\mu\nu})^2 \rangle ,$$

а слагаемое $\mathcal{L}^{(4)}(\varphi)$ содержит вклады с четырьмя производными от полей, из которых для

понимания физики π- и σ-мезонов наиболее важны: а) член, порождающий тахион

$$\mathcal{L}_T^{(4)} = \frac{\mathrm{tr}}{320\pi^2}\left\{8\frac{\partial^2\varphi\partial^2\varphi^+}{\varphi\varphi^+} - (\varphi^{-1}\partial^2\varphi)^2 - (\partial^2\varphi^+(\varphi^+)^{-1})^2\right\},$$

б) вершины, ответственные за распад $\sigma \to \pi\pi$.

$$\mathcal{L}_{\sigma\pi\pi}^{(4)} = -\frac{\mathrm{tr}}{32\pi^2}\frac{\partial_\mu\varphi^+\partial_\nu\varphi}{\varphi^+\varphi}\{\varphi^{-1}\partial^\mu\partial^\nu\varphi + \partial^\mu\partial^\nu\varphi^+(\varphi^+)^{-1}\},$$

где масса π-мезона выражена через кварковый конденсат: $F_\pi^2 m_\pi = -m_q\langle\bar\psi\psi\rangle$. Первые два члена в потенциале $\mathcal{V}(\varphi)$ киерально-инвариантны и имеют минимум при $\varphi = F_\pi$, а последний член нарушает киральную симметрию. Флуктуации поля $\sigma(x)$ в окрестности минимума $\varphi = F_\pi$ описываются массой дилатона

$$\bar m_\sigma^2 = \frac{2}{3}\frac{C_g}{F_\pi^2} + 3m_\pi^2, \qquad (2)$$

которая определяется в основном глюонным конденсатом C_g. Эффективная масса (2) имеет смысл для энергий, не превышающих 300 МэВ. В этой области линейная сигма-модель (1) сводится к нелинейной модели, описывающей только π-мезоны. Действительно, значение дилатонной массы велико: $\bar m_\sigma = 0{,}8 - 1{,}5$ ГэВ для глюонного конденсата в диапазоне $C_g = (300 - 400\ \text{МэВ})^4$. При указанных низких энергиях кинетический член лагранжиана для поля $\sigma(x)$ нормирован на $F_\sigma = F_\pi$, что влечет за собой киральную симметрию полного кинетического члена для полей $\sigma(x)$ и $\Pi(x)$ в области мягких мезонов.

Член $\mathcal{L}_T^{(4)}$ описывает тахионы как в π- так и в σ-каналах. Появление тахионов связано с сокращением общего числа кварковых степеней свободы в (1) до полей $\Pi(x)$ и $\sigma(x)$. Положение тахиона характеризует применимость эффективного описания (1) в соответствующем канале. Благодаря тахионному члену $\mathcal{L}_T^{(4)}$ как масса дилатона, так и нормировка поля F_σ зависят от энергии. На поверхности масс

$$m_\sigma^2 = \frac{20\pi^2F_\pi^2}{3}\left(\sqrt{1 + \frac{3\bar m_\sigma^2}{10\pi^2F_\pi^2}} - 1\right), \qquad F_\sigma^2 = \frac{3m_\sigma^2}{20\pi^2} + F_\pi^2. \qquad (3)$$

При массе $m_\sigma = 800$ МэВ мы имеем $F_\sigma \cong 1{,}5F_\pi$, что указывает на нарушение киральной симметрии кинетического члена в этой области. Масса тахиона в σ-канале соответствует знаку минус перед корнем в (3); она равна 1,3 ГэВ при $m_\sigma = 800$ МэВ.

Член $\mathcal{L}_{\sigma\pi\pi}^{(4)}$ содержит вершины $\sigma\pi\pi$, которые вместе с аналогичными вершинами в $\mathcal{L}_{\text{эфф}}(\varphi)$ определяют ширину распада дилатона Γ_σ. Заметим, что оценка вершин с высшими производными в (1) показывает, что теория возмущений для лагранжиана (1) становится ненадежной, когда энергии и импульсы превышают 800 МэВ. Мы можем оценить ширину Γ_σ для массы дилатона $m_\sigma = 800$ МэВ, что дает $\Gamma_\sigma \simeq 440$ МэВ. Как масса, так и ширина Γ_σ в этом случае согласуются с экспериментом [4]. Обсуждение других каналов распада, описываемых лагранжианом (1), $\sigma \to$ глюоны, $\gamma\gamma$ ... будет представлено в более подробной работе.

Приведем значения конденсатов и F_π, которые соответствуют массе $m_\sigma = 800$ МэВ. При $F_\pi = 93$ МэВ и $m_\pi = 140$ МэВ были использованы следующие значения конденсатов: $C_g = (335\ \text{МэВ})^4$ и $\langle\bar\psi\psi\rangle = -(185\ \text{МэВ})^3$. Таким образом нами установлена определяющая роль глюонного конденсата в формировании массы скалярного мезона как дилатона. Подчеркнем, что несмотря на существующую точку зрения [2], скалярный мезон сигма-модели и дилатон не являются разными частицами. В рамках единого механизма нарушения киральной и конформной симметрий в КХД дилатон оказывается естественным партнером π-мезона. Более точные предсказания относительно дилатона могут быть сделаны после бозонизации векторных степеней свободы кварков.

Литература

1. *Gell-Mann M., Levy M.* Nuovo Cim., 1958, **16**, 705.
2. *Gomm H., Jain P., Johnson R., Schechter J.* Phys. Rev., 1986, **D33**, 801.
3. *Андрианов А.А., Андрианов В.А., Новожилов В.Ю., Новожилов Ю.В.* Препринт ИТФ-19Р, Киев, 1986; ВАНТ сер.: Общая и ядерная физика, М.: ЦНИИатоминформ, 1986, вып. 2 (35), 41; Preprint Carleton University 85/11, Ottawa, 1985.
4. Review of Particle Properties Rev. Mod. Phys., 1984, 56,

Ленинградский
государственный университет им. А.А.Жданова

Поступила в редакцию
4 мая 1986 г.