Письма в ЖЭТФ, том 37, вып. 12, стр. 611 – 613 *20 июня 1983 г.*

ВЫЧИСЛЕНИЕ КОНСТАНТЫ g_A В КВАНТОВОЙ ХРОМОДИНАМИКЕ

В.М.Беляев, Я.И.Коган

Вычислена константа нуклонной аксиальной связи g_A в непертурбативной КХД. Показано, что перенормировка $g_A - 1$ связана со взаимодействием пионного поля с кварковым конденсатом. Результаты расчетов находятся в хорошем согласии с опытом.

Метод правил сумм КХД, предложенный в работе Вайнштейна, Захарова и Шифмана [1], в настоящее время широко используется для описания свойств адронов. Были вычислены массы мезонов [1], барионов [2, 3], формфакторы и константы связи мезонов [4]. В недавней работе [5] были впервые сформированы правила сумм для поляризационного оператора нуклонных токов во внешнем электромагнитном поле, позволившие вычислить магнитные моменты нуклонов. В настоящей работе исследуются аналогичные правила сумм во внешнем аксиальном поле, что позволяет вычислить константу аксиальной связи g_A. О возможности вычисления методом внешнего поля впервые упоминалось в работе [5].

1) Рассмотрим поляризационный оператор во внешнем поле A_μ:

$$\Pi(q) = i \int d^4 x\, e^{iqx} < T\{ \eta(x), \bar{\eta}(0) \}>_A , \qquad (1)$$

где

$$\eta(x) = \epsilon^{abc} [(u^a C d^b) u^c - (u^a C\gamma_5 d^b)\gamma_5 u^c] \qquad (2)$$

кварковый ток с квантовыми числами протона, C — матрица заряженного сопряжения, a, b и c — цветовые индексы. Поляризационный оператор (1), в отсутствие внешнего поля, использовался в работах [2] для определения массы протона. Рассмотрение корреляторов во внешнем аксиальном поле A_μ эквивалентно рассмотрению корреляторов в обычном вакууме КХД, но с добавочным членом в лагранжиане, вида:

$$\Delta \mathcal{L} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\bar{u}\gamma_\mu\gamma_5 u - \bar{d}\gamma_\mu\gamma_5 d) A_\mu , \qquad (3)$$

где A_μ — внешнее аксиальное поле, являющееся третьей (нейтральной) компонентой изотопического триплета. Для вычисления константы g_A необходимо рассмотреть линейное по A_μ приближение.

Зная (3) и используя PCAC можно получить явные формулы для кварковых пропагаторов и вакуумных средних $< \psi^a_\alpha(x)\bar{\psi}^b_\beta(0)>_A$ и $<\psi^a_\alpha(x) G^i_{\mu\nu}(y)\bar{\psi}^b_\beta(0)>_A$ в линейном по A_μ приближении, выражающиеся через известные вакуумные средние и пионную константу $f_\pi = 133$ МэВ.

Таким образом, используя операторное разложение, можно вычислить поляризационный оператор $\Pi(q)$ во внешнем аксиальном поле при $-q^2 \sim 1$ ГэВ^2. Для нахождения g_A достаточно учесть члены операторного разложения до $<\bar{\psi}\psi>^2$.

2) Выпишем теперь вклад физических состояний в поляризационный оператор (1). Интересующие нас члены, отвечающие диаграмме рис. *а*, имеют вид

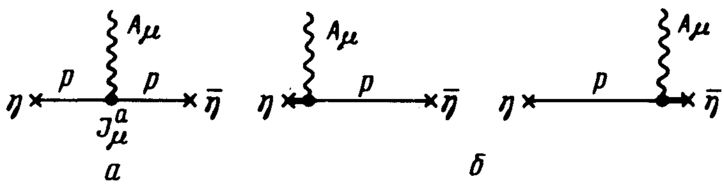
$$<0|\eta|p><p|J^A_\mu|p><p|\bar{\eta}|0> A_\mu (q^2 - m^2)^{-2},$$

где

$$J^A_\mu = \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{u}_p(q_1)[g_A(Q^2)\gamma_\mu\gamma_5 + f_1(Q^2) Q_\mu\gamma_5] u_p(q_2)|_{Q_\mu = q_{1\mu} - q_{2\mu} \to 0} \qquad (4)$$

— нуклонный аксиальный ток. При выборе условия $Q_\mu A_\mu \equiv 0$, член пропорциональный $Q_\mu\gamma_5$ зануляется и не возникает трудностей, связанных с полюсным поведением $f_1(Q^2)$

при $Q^2 \to 0$. В этом случае, в интересующем нас пределе постоянного внешнего поля A_μ, появляются три тензорные структуры: $\hat{A}\gamma_5$, $(\hat{q}\hat{A} - \hat{A}\hat{q})\gamma_5$, $2(A\,q)\hat{q}\gamma_5$. Последняя структура является наиболее предпочтительной по следующим причинам: во-первых, эта структура содержит максимальное число импульсов и поэтому подавлены вклады высших барионных состояний и вакуумных средних операторов высших размерностей в правила сумм; во-вторых, оказывается, что для этой структуры можно выделить члены операторного разложения, отвечающие правилу сумм с $g_A = 1$, и сформулировать правила сумм для величины $g_A - 1$. В настоящей работе мы будем изучать только структуру $2(Aq)\hat{q}\gamma_5$.



Кроме интересующего нас двойного полюса, отвечающего диаграмме рис. *а*, имеются также однополюсные члены, отвечающие диаграммам рис. *б*. Как было показано в работе [5], однополюсные члены не являются экспоненциально подавленными, по отношению к двуполюсным в Борелевских правилах сумм. Т. е. помимо членов $1/M^2 \exp(-m^2/M^2)$, отвечающих двойному полюсу, имеются также члены $\exp(-m^2/M^2)$, соответствующие одинарным полюсам, которые необходимо учитывать для нахождения правильного значения g_A.

3) Вычисление поляризационного оператора приводит к следующим Борелевским правилам сумм для структуры $2(Aq)\hat{q}\gamma_5$:

$$\frac{1}{8}M^4 + \frac{g^2 \langle G^2 \rangle}{32} + \frac{(2\pi)^4 \langle \bar{\psi}\psi \rangle^2}{M^2}\left(\frac{1}{6}+\frac{1}{9}\right) + \frac{(2\pi)^2 f_\pi^2\, m_1^2}{4 \cdot 18} =$$
$$= \left(\frac{\tilde{\beta}^2 g_A}{M^2} + C\right)\exp(-m^2/M^2) + \sum_i \left(A_i/M^2 + D_i\right)\exp(-m_i^2/M^2), \tag{5}$$

где $\langle 0|\eta|p\rangle = \tilde{\beta}/(2\pi)^2 \gamma_5 v(q)$, $(\hat{q} - m)\,v(q) = 0$, C, A_i, D_i – неизвестные константы. Отметим, что значение $m_1^2 = 0{,}8$ ГэВ^2, полученное в работе [6], входит в определение матричного элемента $g\langle 0|\bar{u}\tilde{G}_{\mu\nu}\gamma_\nu d|\pi\rangle = i m_1^2/4\, f_\pi q_\mu$. Сравнивая (5) с правилами сумм, полученными в работах [2,3], видим, что некоторые члены операторного разложения соответствуют правилу сумм с $g_A = 1$.

Интересующее нас правило сумм из работы [2] имеет вид

$$\frac{1}{8}M^4 + \frac{g^2 \langle G^2 \rangle}{32} + \frac{(2\pi)^4 \langle \bar{\psi}\psi \rangle^2}{6M^2} = \frac{\tilde{\beta}^2}{M^2}\exp(-m^2/M^2) + (\text{вклад высших состояний}). \tag{6}$$

Можно показать, что совпадающие в обоих правилах сумм члены операторного разложения соответствуют диаграммам, в которых внешнее поле (или пион) взаимодействует с жесткими кварками. Это позволяет сформулировать правила сумм непосредственно для величины $g_A - 1$. Используя (5) и (6), а также учитывая аномальные размерности барионных токов и членов операторного разложения, пренебрегая вкладом высших состояний, получаем правила сумм для $g_A - 1$:

$$(g_A - 1) + C'M^2 = \frac{1}{\tilde{\beta}^2}\exp(m^2/M^2)\left[\frac{(2\pi)^4 \langle\bar{\psi}\psi\rangle^2}{9}L^{4/9} + \frac{f_\pi^2\,(2\pi)^2 m_1^2}{4 \cdot 18}L^{-8/9}\right], \tag{7}$$

где $L = \left(\dfrac{\alpha_s(\mu)}{\alpha_s(M)}\right)$, $\mu = 0{,}5$ ГэВ. $\tilde{\beta}^2 = 0{,}35$ ГэВ^6 [2,3].

Анализ правил сумм (7) дает значение $g_A - 1 = 0,3 \pm 0,05$, где ошибки определяются, в основном, неопределенностью в значении вычета $\widetilde{\beta}^2$. При этом величина C' оказывается равной примерно $-0,03 \pm 0,02$ ГэВ$^{-2}$. Численную малость этой величины можно объяснить, по-видимому, малостью ширин распада высших нуклонных резонансов на $p\pi$.

Полученное значение $g_A - 1$ находится в прекрасном согласии с экспериментом. Следует отметить, что вычисление g_A означает, согласно соотношению Гольдбергера – Треймана, также вычисление пион-нуклонной константы связи $g_{\pi NN}$, а используя правило сумм Адлера – Вайсбергера, можно вычислить константу перехода $\Delta \to p\pi$.

Авторы благодарны Б.Л.Иоффе, обратившему наше внимание на эту проблему, за интересные и полезные обсуждения многих вопросов. Мы также искренне признательны А.В.Смилге и М.А.Шифману за важные советы и замечания, сделанные в ходе работы.

Литература

1. *Shifman M.A., Vainshtein A.I., Zakharov V.I.* Nucl. Phys., 1979, **B147**, 385, 448.
2. *Ioffe B.L.* Nucl. Phys., 1981, **B188**, 317; 1981, (E) **B191**, 591; *Беляев В.М., Иоффе Б.Л.*, ЖЭТФ, 1982, 83, 876.
3. *Chung Y. et al.* Nucl. Phys., 1981, **B197**, 55.
4. *Ioffe B.L., Smilga A.V.* Phys. Lett., 1982, **114B**, 353; *Nesterenko V.A., Radyushkin A.V.* Phys. Lett., 1982, **115B**, 410; *Eletsky V.L., Ioffe B.L., Kogan Ya.I.* Preprint ITEP-98, 1982.
5. *Иоффе Б.Л., Смилга А.В.* Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 250.
6. *Novikov V.A. et al.* Preprint ITEP-71, 1983.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
5 мая 1983 г.