

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.172

КВАРК-БИКВАРКОВАЯ СТРУКТУРА БАРИОНОВ: МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ В КХД И В УНИТАРНОЙ СИММЕТРИИ

Л. Жельми (Люксембург), В. С. Замиралов, С. Н. Лепшюков

(НИИЯФ)

Для магнитных моментов барионов октета $1/2^+$ получено представление $e_q a + e'_q b$, где a и b — вклады бикварка и одиночного кварка соответственно, причем $4a \sim 1$ в единицах $e\hbar/(2cM_B)$.

Недавно магнитные моменты октета барионов были исследованы в рамках борелевских правил сумм [1, 2], где они определялись вычислением корреляционных функций

$$P(p^2) = i \int d^4x e^{ipx} \langle T \{ \eta(x), \bar{\eta}(0) \} \rangle$$

барионного тока

$$\eta(x) = \varepsilon_{ijk} [q^i(x) C \gamma_\mu q^j(x)] \gamma^\mu \gamma_5 q'^k(x)$$

(здесь $i, j, k=1, 2, 3$ — индексы группы цвета $SU(3)$, C — зарядовая матрица) в присутствии внешнего электромагнитного поля. Непертурбативный характер вакуума в КХД учитывался с помощью введения отличных от нуля вакуумных средних операторов $\bar{q}q$, $g_c^2 G_{\alpha\beta}^n G^{n\alpha\beta}$:

$$a = -(2\pi)^2 \langle \bar{q}q \rangle \simeq 0,45 \div 0,55 \text{ ГэВ}^3,$$

$$b = \langle g_c^2 G_{\alpha\beta}^n G^{n\alpha\beta} \rangle \simeq 0,8 \text{ ГэВ}^4,$$

$$m_0^2 = -(2\pi)^2 \langle \bar{q} g_c \sigma_{\mu\nu} G_{\mu\nu} q \rangle / a \simeq 0,8 \text{ ГэВ}^2,$$

a также $\bar{q} \sigma_{\mu\nu} q$, $\bar{q} g_c G q$, $\bar{q} \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} g_c G^{\rho\sigma} \gamma_5 q$. Здесь $G_{\alpha\beta}^n$ — тензор глюонного поля, $n=1, \dots, 8$; $\alpha, \beta=0, \dots, 3$;

$$G_{\alpha\beta}^n = \partial_\alpha g_\beta^n - \partial_\beta g_\alpha^n + g_c f^{nml} g_\alpha^m g_\beta^l,$$

g_α^m — октет векторных безмассовых глюонов, g_c — константа кварк-глюонной связи.

В [3] в развитие работ [1, 2] была высказана гипотеза, что магнитные моменты барионов $B((qq)q')$ представимы в виде

$$\mu_B = 4e_q (1 + \delta_B) \frac{e\hbar}{2cM_B}, \quad (1)$$

где e_q — заряд кварка q , M — масса бариона, а δ_B — поправка, рассчитываемая по КХД. Однако величины δ_B оказались, вообще говоря, не малы (см. таблицу). Мы полагаем, что причина этого состоит в эффективном исчезновении в (1) вклада одиночного кварка q' с зарядом $e_{q'}$, входящего в состав бариона $B((qq)q')$, хотя до этого он аккуратно учитывался во всех диаграммах.

Изомультиплет	Бариян $B((qq)q')$	μ_B из [8], $\frac{e\hbar}{2cM_N}$	μ_B из [8], $\frac{e\hbar}{2cM_B}$	В единицах $e\hbar/(2cM_B)$			Доверительные интервалы $M^*, \Gamma^{\pm 2}$ из [3]
				$(1 + \delta_B)$ из [3]	$\frac{w}{2} = (1 + \delta_{qq})$	v	
N	$p \left(\begin{pmatrix} uu \\ dd \end{pmatrix} d' \right)$	2,793 -1,913	2,793 -1,913	$\begin{pmatrix} 1+0,047 \\ 1+0,435 \end{pmatrix}$	0,918 = (1-0,082)	-1,033	0,9 ÷ 1,2
	$\Sigma^+ \left(\begin{pmatrix} uu \\ dd \end{pmatrix} s' \right)$	2,379 ± 0,02	3,012 ± 0,03	$\begin{pmatrix} 1+0,129 \\ 1-0,156 \end{pmatrix}$	1,03 ± 0,04 = (1+0,03) ± 0,04	-0,76 ± 0,17	1,2 ÷ 1,6
	$\Sigma^- \left(\begin{pmatrix} ss \\ ss \end{pmatrix} d' \right)$	-0,89 ± 0,05	-1,125 ± 0,07	$\begin{pmatrix} 1-0,27 \\ 1+0,32 \end{pmatrix}$	0,93 ± 0,04 = (1-0,07) ± 0,04	-0,79 ± 0,08	1,6 ÷ 2,0

Более того, диаграммы явным образом разделились на две группы — в одной из них фотон взаимодействует с кварком q из бикварка (qq) , а в другой — с одиночным кварком q' , что естественно соотносить с результатами [4], где такое разделение было связано с наличием тензорных структур F - и D -типа в электромагнитном токе барионов.

В [5] для магнитных моментов барионов было получено представление

$$\mu_B = 2e_q w_{qq}^B + e_{q'} v_{q'}^B, \quad (2)$$

которое в пределе $w_{uu}^{p,\Sigma^+} = w_{dd}^{n,\Sigma^-} = w_{ss}^{\Xi^0,\Xi^-} = w$; $v_u^{n,\Xi^0} = v_d^{p,\Xi^-} = v_s^{\Sigma^+,\Sigma^-} = v$; $f = 1$ немедленно приводило к стандартному в $SU(3)$ выражению через константы F - и D -связи при $w=F$, $v=F-D$. Здесь

$$w_{\uparrow\uparrow}^B = \langle (q_{\uparrow} q_{\uparrow}) q'_{\downarrow} | \hat{w}_{q(B)} | (q_{\uparrow} q_{\uparrow}) q'_{\downarrow} \rangle = w_{qq}^B,$$

$$w_{\uparrow\downarrow}^B = \langle (q_{\uparrow} q_{\downarrow}) q'_{\uparrow} | \hat{w}_{q(B)} | (q_{\uparrow} q_{\downarrow}) q'_{\uparrow} \rangle,$$

$$v_{\uparrow\uparrow}^B = \langle q_{\uparrow} q_{\uparrow} q'_{\downarrow} | \hat{w}_{q'(B)} | (q_{\uparrow} q_{\uparrow}) q'_{\downarrow} \rangle,$$

$$v_{\uparrow\downarrow}^B = \langle (q_{\uparrow} q_{\downarrow}) q'_{\uparrow} | \hat{w}_{q'(B)} | (q_{\uparrow} q_{\downarrow}) q'_{\uparrow} \rangle.$$

$$v_{q'}^B = (2v_{\uparrow\uparrow}^B - v_{\uparrow\downarrow}^B)/3,$$

$q_{\uparrow}$, $q_{\downarrow}$ — волновые функции кварков в нерелятивистской кварковой модели. Стрелки означают ориентацию спина частицы или кварка. Оператор $\hat{w}$, введенный в [5], различает кварк q бикварка (qq) и одиночный кварк q' . Отметим, что матричный элемент $w_{\uparrow\downarrow}^B$ дает вклад в магнитный момент только Λ -частицы, кварк-бикварковая структура которой приведена в [4].

Выпишем отдельно вклады бикварков в магнитные моменты барионов:

$$2w_{uu}^p = 2w_{dd}^n = (2\mu_p + \mu_n) = 3,673 \frac{e\hbar}{2cM_N},$$

$$2w_{uu}^{\Sigma^+} = 2w_{dd}^{\Sigma^-} = -(\mu_{\Sigma^-} - \mu_{\Sigma^+}) = (4,137 \pm 0,1) \frac{e\hbar}{2cM_{\Sigma}}, \quad (3)$$

$$2w_{ss}^{\Xi^0,\Xi^-} = -(\mu_{\Xi^-} + \mu_{\Xi^0}) = (3,70 \pm$$

$$\pm 0,08) \frac{e\hbar}{2cM_{\Xi}}.$$

Эти комбинации замечательны по двум причинам. Во-первых, значения $\omega/2$ с большой точностью равны ядерным магнетонам барионов $e\hbar/(2cM_B)$, т. е. вклады бикварков в магнитные моменты барионов $B((qq)q')$ представимы как

$$4e_q(1 + \delta_{qq}^B) \frac{e\hbar}{2cM_B}$$

(см. таблицу, где $|\delta_{qq}^B| < 0, 1$). Во-вторых, они в точности соответствуют комбинациям магнитных моментов в борелевских правилах сумм при лоренц-структурах $(p_\mu \gamma_\mu - p_\nu \gamma_\nu) p_\alpha \gamma_\alpha$, в которых сокращаются вклады, зависящие от коэффициентов (цвето-) магнитной восприимчивости χ, ξ, κ :

$$X_N M_N aT = -2 + \mu_p + 2\mu_n + \text{const} \cdot M^2,$$

$$X_\Sigma M_\Sigma \left[aT + \frac{4}{9} \frac{m_s a^2}{M^2} + \frac{m_s M^4 (1 - e^{-W_\Sigma^2/M^2})}{L^{8/9}} \right] =$$

$$= -2 + \mu_{\Sigma^+} - \mu_{\Sigma^-} + \text{const} \cdot M^2,$$

$$-X_\Xi M_\Xi \left(aT - \frac{m_s a^2 f}{9M^2} \right) = 2 + 2\mu_{\Xi^-} + \mu_{\Xi^0} + \text{const} \cdot M^2.$$

Здесь магнитные моменты выражены в $e\hbar/(2cM_B)$, M^2 — борелевский параметр, $m_s = 150$ МэВ — масса токового s -кварка,

$$X_B = [\tilde{\beta}^2 e^{-M_B^2/M^2}]^{-1}; f = \langle \bar{s}s \rangle / \langle \bar{u}u \rangle = 0,8;$$

$$(2\pi)^2 \langle 0 | \eta_B(0) | p, \sigma \rangle = \beta_B u(p, \sigma); W_\Sigma^2 = 3,2 \text{ ГэВ}^2;$$

$$L = \ln(M^2/\Lambda_{\text{KXD}})/\ln(\mu^2/\Lambda_{\text{KXD}}); T = \left(M^2 - \frac{m_0^2}{4L^{4/9}} \right).$$

Масштабный параметр КХД выбираем как $\Lambda_{\text{KXD}} = 100$ МэВ, точку перенормировки берем $\mu = 500$ МэВ.

В предположении, что ω_{qq}^B линейно зависят от гиперзаряда, выражения (3) дают правило сумм

$$\mu_n + 2\mu_p = 2(\mu_{\Sigma^+} + \mu_{\Sigma^-}) + \mu_{\Xi^0} + 2\mu_{\Xi^-}. \quad (4)$$

Это равенство хорошо согласуется с экспериментом:

$$3,67 \frac{e\hbar}{2cM_N} = (3,75 \pm 0,68) \frac{e\hbar}{2cM_N}.$$

В пределе $m_s \rightarrow 0$, $M_N = M_\Sigma = M_\Xi$, $X_N = X_\Sigma = X_\Xi$, $f = 1$ выражения (4) тождественно удовлетворяются. Тот факт, что они выполняются при значениях борелевских вычетов $\tilde{\beta}_B$ из [3] и реальных значениях масс, говорит о тонком механизме взаимного сокращения.

Рассмотрим теперь, как обстоит дело с вкладами одиночных кварков, которые присутствуют в (2), но эффективно отсутствуют в (1):

$$v_{d,u}^{p,n} = (\mu_p + 2\mu_n) = -1,03 \frac{e\hbar}{2cM_N}.$$

$$v_{\Sigma^+, \Sigma^-}^{\Sigma^+, \Sigma^-} = (2\mu_{\Sigma^-} + \mu_{\Sigma^+}) = -(0,58 \pm 0,12) \frac{e\hbar}{2cM_N} = (-0,76 \pm 0,17) \frac{e\hbar}{2cM_{\Sigma}}.$$

$$v_{u,d}^{\Xi^0, \Xi^-} = (\mu_{\Xi^0} - \mu_{\Xi^-}) = (-0,56 \pm 0,05) \frac{e\hbar}{2cM_N} = (-0,79 \pm 0,08) \frac{e\hbar}{2cM_{\Xi}}.$$

Это как раз и есть комбинации [3], в которых исключены (цвето-) магнитные восприимчивости в борелевских правилах сумм при лоренц-структурах $(\rho_{\alpha}\gamma_{\alpha}\sigma_{\mu\nu} + \sigma_{\mu\nu}\rho_{\alpha}\gamma_{\alpha})$ [1, 2]:

$$(F-D) \Leftarrow \frac{1}{3} X_N P = (\mu_p + 2\mu_n) + \text{const} \cdot M^2,$$

$$(F-D) \Leftarrow \frac{1}{3} X_{\Sigma} P = (\mu_{\Sigma^+} + 2\mu_{\Sigma^-}) + \text{const} \cdot M^2, \quad (5)$$

$$(F-D) \Leftarrow \frac{1}{3} X_{\Xi} (P + 6m_s a f M^2 L^{-4/9}) = (\mu_{\Xi^0} - \mu_{\Xi^-}) + \text{const} \cdot M^2,$$

$$P = (a^2 L^{4/9} - b M^2 \cdot 8^{-1} L^{-4/9})$$

(в магнетонах $e\hbar/(2cM_B)$).

В (5) нет простых численных закономерностей. Только для нуклонов естественно предположить, что $v_{\uparrow\uparrow}^N = -v_{\uparrow\downarrow}^N = -e\hbar/(2cM_N)$, тогда $v_{u,d}^N = -e\hbar/(2cM_B)$, что неверно для странных барионов. Это не исчерпывает круга вопросов, связанных с вкладами одиночных кварков. Из (5) можно видеть, что при значениях борелевских вычетов из [3] $(v_s^{\Sigma}/v_{u,d}^N) \geq 0,837$ при $M \geq 1$ ГэВ, тогда как в эксперименте $(v_s^{\Sigma}/v_{u,d}^N) \simeq 0,55 \pm 0,07$. Правда, использование значения $\tilde{\beta}_N^2 = 0,35$ ГэВ² из [6] улучшает картину, приводя к $(v_s^{\Sigma}/v_{u,d}^N) \geq 0,66$, но это значение вычета, вероятно, завышено [1, 2, 7]. Видимо, вклады одиночных кварков в магнитные моменты барионов более чувствительны к выбору конкретного набора диаграмм, нежели соответствующие вклады бикварка.

Анализ борелевских правил сумм совместно с гипотезой о кварк-бикварковой структуре барионов показал адекватность представления (2) для магнитных моментов барионов. С теоретико-групповой точки зрения магнитные моменты барионов выражаются через константы F - и D -связи, отражающие тензорную структуру электромагнитного тока барионов, с поправками, рассчитываемыми в рамках КХД.

Аналогичный результат должен быть справедлив и для слабых аксиально-векторных токов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Беляев В. М., Иоффе Б. Л. // ЖЭТФ. 1982. 83, № 3. С. 867. [2] Беляев В. М., Иоффе Б. Л. // ЖЭТФ. 1983. 84, № 4. С. 1236. [3] Chiu C. B., Pasupathy J., Wilson S. J. // Phys. Rev. 1986. D 33, N 7. P. 1961. [4] Жельми Л., Замиралов В. С. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1987. 28, № 2. С. 39. [5] Жельми Л., Замиралов В. С. Препринт физ. фак. МГУ № 23/1984. М., 1984. [6] Беляев В. М., Коган Я. И. // Письма в ЖЭТФ. 1983. 37, № 12. С. 611. [7] Chiu C. B., Pasupathy J., Wilson S. J. // Phys. Rev. 1986. D 32, N 7. P. 1786. [8] Particle Data Group // Phys. Lett. 1986. 170 B.