

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

УДК 539.172

**О СИММЕТРИИ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ БАРИОНОВ
В КВАРК-СОЛИТОННОЙ МОДЕЛИ**

Е. Н. Букина^{*)}, В. М. Дубовик^{*)}, В. С. Замиралов

(НИИЯФ)

Показано, что киральные модели *ChPT* и кварк-солитонная χQSM приводят к аналогичному описанию магнитных моментов барионов октета $B(qq, q')$. В свою очередь, окончательные выражения для барионов $B(qq, q')$ за вычетом нелинейных поправок, пропорциональных $Q(I(I + 1) - 3/4)$, сводятся к известным формулам теории унитарной симметрии $SU(3)_f$. Расхождения в представлении магнитного момента Λ -гиперона численно несущественны.

Введение

Проблема вычисления магнитных моментов барионов октета в течение многих лет привлекает внимание теоретиков. Даже модель унитарной симметрии $SU(3)_f$ с помощью двух параметров вполне описывала экспериментальные данные на качественном уровне [1]. Простые кварковые модели (см., напр., [2]) привели к числу параметров не менее трех и оказались в состоянии количественно описать магнитные моменты барионов с точностью лучше 10%. Однако в настоящее время экспериментальные данные имеют погрешность не более 1% [3]. В связи с этим появилось много новых интересных моделей, на основе которых пытаются решить проблему вычисления магнитных моментов барионов с большей точностью (см., в частности, [4–9]).

Недавно соотношения между магнитными моментами барионов были проанализированы с помощью двух независимых киральных моделей [10, 11]. Показано, что в основе симметрии магнитных моментов барионов лежит унитарная симметрия, а отклонения от нее можно учесть в рамках киральной модели *ChPT* [1] и киральной кварк-солитонной модели χQSM [11]. В настоящей работе мы установим связь между этими двумя моделями и предложим вполне аналогичную феноменологическую модель, основанную на унитарной симметрии.

1. Киральная модель *ChPT* для магнитных моментов барионов

В модели [10] предполагалось, что ведущие $SU(3)_f$ -поправки к магнитным моментам барионов октета имеют те же трансформационные свойства, что и массовый оператор странного кварка, а соответствующие коэффициенты — величины порядка m_s/Λ_χ , где m_s и Λ_χ — масса странного кварка и масштаб нарушения киральной симметрии соответственно. Приведем формулы для магнитных момен-

тов барионов октета, полученные в этой модели:

$$\begin{aligned} \mu(p) &= \frac{1}{3}(b_1 + \alpha_4) + (b_2 + \alpha_2) + \alpha_1 + \frac{1}{3}\alpha_3 - \frac{1}{3}\beta_1, \\ \mu(n) &= -\frac{2}{3}(b_1 + \alpha_4) - \frac{2}{3}\alpha_3 - \frac{1}{3}\beta_1, \\ \mu(\Sigma^+) &= \frac{1}{3}(b_1 + \alpha_4) + (b_2 + \alpha_2) - \alpha_2 - \frac{1}{3}\alpha_4 - \frac{1}{3}\beta_1, \\ \mu(\Sigma^-) &= \frac{1}{3}(b_1 + \alpha_4) - (b_2 + \alpha_2) + \alpha_2 - \frac{1}{3}\alpha_4 - \frac{1}{3}\beta_1, \\ \mu(\Xi^0) &= -\frac{2}{3}(b_1 + \alpha_4) + \frac{2}{3}\alpha_3 - \frac{1}{3}\beta_1, \\ \mu(\Xi^-) &= \frac{1}{3}(b_1 + \alpha_4) - (b_2 + \alpha_2) + \alpha_1 - \frac{1}{3}\alpha_3 - \frac{1}{3}\beta_1, \\ \mu(\Lambda^0) &= -\frac{1}{3}(b_1 + \alpha_4) - \frac{5}{9}\alpha_4 - \frac{1}{3}\beta_1. \end{aligned} \tag{1}$$

Эти выражения нетрудно переписать в виде, явно показывающем, что киральная модель *ChPT* [10], в сущности, определенным образом вводит алгоритм нарушения масс в модель унитарной симметрии для электромагнитного тока барионов:

$$\begin{aligned} \mu(p) &= F_N + \frac{1}{3}D_N - \frac{1}{3}\beta_1, \quad \mu(n) = -\frac{2}{3}D_N - \frac{1}{3}\beta_1, \\ \mu(\Sigma^+) &= F_\Sigma + \frac{1}{3}D_\Sigma - \frac{1}{3}\beta_1, \quad \mu(\Sigma^-) = -F_\Sigma + \frac{1}{3}D_\Sigma - \frac{1}{3}\beta_1, \\ \mu(\Xi^0) &= -\frac{2}{3}D_\Xi - \frac{1}{3}\beta_1, \quad \mu(\Xi^-) = -F_\Xi + \frac{1}{3}D_\Xi - \frac{1}{3}\beta_1, \\ \mu(\Lambda^0) &= -\frac{1}{3}D_\Lambda - \frac{1}{3}\beta_1. \end{aligned} \tag{2}$$

Здесь $F_N = b_2 + \alpha_1 + \alpha_2$, $F_\Sigma = b_2$, $F_\Xi = b_2 - \alpha_1 + \alpha_2$, $D_N = b_1 + \alpha_3 + \alpha_4$, $D_\Sigma = b_1$, $D_\Xi = b_1 - \alpha_3 + \alpha_4$, $D_\Lambda = b_1 - \frac{8}{3}\alpha_4$.

При $F_N = F_\Sigma = F_\Xi = F$, $D_N = D_\Sigma = D_\Xi = D_\Lambda = D$ и $\beta_1 = 0$ мы возвращаемся к формулам унитарной симметрии. Основное отличие модели [10] от

^{*)} Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова, ОИЯИ, Дубна.

моделей, вводящих разного рода механизмы нарушения унитарной симметрии, состоит в наличии вклада от единичного оператора, нарушающего октетную структуру электромагнитного тока в модели $SU(3)_f$. Перенормировка констант связана с вкладом так называемых средне-сильных взаимодействий. Это непосредственно следует из того факта, что для барионов вида $B(qq, q')$ она может быть сведена к виду, характерному для нарушения масс в унитарной симметрии:

$$\begin{aligned}\mu(p) &= F + \frac{1}{3}D + g_1 + \beta, \\ \mu(n) &= -\frac{2}{3}D + g_1 + \beta, \\ \mu(\Sigma^+) &= F + \frac{1}{3}D + \beta + d, \\ \mu(\Sigma^-) &= -F + \frac{1}{3}D + \beta - d, \\ \mu(\Xi^0) &= -\frac{2}{3}D + g_2 + \beta, \\ \mu(\Xi^-) &= -F + \frac{1}{3}D + g_2 + \beta,\end{aligned}\quad (3)$$

$F = b_2 + \alpha_2 + \alpha_3$, $D = b_1 + \alpha_1 + \alpha_4$, $g_1 = \alpha_1 - \frac{2}{3}\alpha_3 + \frac{1}{3}\alpha_4$, $g_2 = \alpha_1 + \frac{2}{3}\alpha_3 + \frac{1}{3}\alpha_4$, $\beta = -\frac{1}{3}\beta_1 - \frac{1}{3}\alpha_1 - \frac{1}{3}\alpha_4$, $d = \alpha_2 + \alpha_3$.

Соотношения (3) могут быть получены из выражения для электромагнитного тока, имеющего следующую унитарную структуру (мы опускаем пространственные индексы):

$$\begin{aligned}J^{sym1} &= -F(\bar{B}_1^\gamma B_1^\gamma - \bar{B}_1^\beta B_1^\beta) + D(\bar{B}_1^\gamma B_1^\beta + \bar{B}_1^\beta B_1^\gamma) + \\ &+ g_1 \bar{B}_3^\gamma B_3^\gamma + g_2 \bar{B}_3^\beta B_3^\beta + (\beta - \frac{2}{3}D) \text{Sp}(\bar{B}_\beta^\gamma B_\gamma^\beta) + \\ &+ d(\bar{B}_2^1 B_1^2 - \bar{B}_1^2 B_2^1).\end{aligned}\quad (4)$$

Здесь B_η^γ — октет барионов, $\gamma, \eta = 1, 2, 3$ — унитарные индексы, причем $B_1^3 = p$, $B_2^3 = \Xi^0$ и т.д.

Для магнитного момента Λ -гиперона этот ток приводит к формуле

$$\mu(\Lambda)^{sym1} = -\frac{1}{3}(b_1 + \frac{2}{3}\alpha_1) - \frac{2}{9}\alpha_4 - \frac{1}{3}\beta_1, \quad (5)$$

так что

$$\mu(\Lambda)^{sym1} - \mu(\Lambda)^{ChPT} = \frac{2}{3}(\alpha_1 + \alpha_4). \quad (6)$$

Для $d = 0$ ток (4) равен сумме традиционного электромагнитного тока в теории унитарной симметрии [1] и традиционного барионного тока, приводящего к массовой формуле Гелл-Манна — Окубо [12]. Константа d определяет величину вклада нелинейного по квантовым числам члена, пропорционального $Q(I(I+1) - 3/4)$, и является характерной для киральной модели [10]. Отметим, что при $\alpha_1 = -\alpha_4$ результаты модели $ChPT$ сводятся к результатам унитарной

модели с током (4). Поскольку в модели $ChPT$ [10] $\alpha_1 = 0, 32$, $\alpha_4 = -0, 31$ (в $\Gamma\text{эВ}^{-1}$), то киральная модель $ChPT$, по существу, оказалась неотличимой от модели унитарной симметрии с током вида (4).

2. Киральная кварк-солитонная модель χQSM и унитарная симметрия

В работе [11] была предложена и подробно проанализирована кварк-солитонная модель барионов χQSM для описания магнитных моментов барионов и барионных резонансов. В этой модели барион представляется как совокупность N_c валентных кварков в потенциале Хартри–Фока, создаваемом киральным полем партикулярной конфигурации (в виде «ежа»). При этом магнитные моменты октета барионов записываются в следующем виде:

$$\begin{pmatrix} \mu(p) \\ \mu(n) \\ \mu(\Lambda) \\ \mu(\Sigma^+) \\ \mu(\Sigma^-) \\ \mu(\Xi^0) \\ \mu(\Xi^-) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -8 & 4 & -8 & -5 & -1 & 0 & 8 \\ 6 & 2 & 14 & 5 & 1 & 2 & 4 \\ 3 & 1 & -9 & 0 & 0 & 0 & 9 \\ -8 & 4 & -4 & -1 & 1 & 0 & 4 \\ 2 & -6 & 14 & 5 & -1 & 2 & 4 \\ 6 & 2 & -4 & -1 & -1 & 0 & 4 \\ 2 & -6 & -8 & -5 & 1 & 0 & 8 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v \\ w \\ x \\ y \\ z \\ p \\ q \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Здесь параметры v, w линейно связаны с обычными константами унитарной симметрии F, D , а параметры $x, y, z, p, q \simeq m_s$ специфичны для данной модели. В результате алгебраических преобразований магнитные моменты шести барионов $B(qq, q')$ можно выразить следующим образом:

$$\begin{aligned}\mu(p) &= F + \frac{1}{3}D - f_1 + T, \\ \mu(n) &= -\frac{2}{3}D - f_1 + T, \\ \mu(\Sigma^+) &= F + \frac{1}{3}D + T + 3z, \\ \mu(\Sigma^-) &= -F + \frac{1}{3}D + T - 3z, \\ \mu(\Xi^0) &= -\frac{2}{3}D - f_2 + T, \\ \mu(\Xi^-) &= -F + \frac{1}{3}D - f_2 + T,\end{aligned}\quad (8)$$

где

$$\begin{aligned}F &= -5v + 5w + \frac{1}{2}(f_1 - f_2) - z, \\ D &= -9v - 3w - \frac{1}{2}(f_1 + f_2), \\ f_1 &= 4x + 4y - 4q - z, \\ f_2 &= 22x + 10y - 4q + 2p + z, \\ T &= \frac{1}{3}(28x + 13y + 8q + 4p).\end{aligned}\quad (9)$$

Из сравнения (8) и (3) видно, что алгебраическая структура формул одинакова. Это означает, что в

модели χQSM , как и в случае модели $ChPT$ [10], магнитные моменты барионов $B(qq, q')$ могут быть получены с помощью электромагнитного барионного тока, имеющего следующую структуру по группе $SU(3)_f$ (пространственные индексы опущены):

$$J^{sym2} = -F(\bar{B}_1^\gamma B_\gamma^1 - \bar{B}_\gamma^1 B_1^\gamma) + D(\bar{B}_1^\gamma B_\gamma^1 + \bar{B}_\gamma^1 B_1^\gamma) - f_1 \bar{B}_3^\gamma B_\gamma^3 - f_2 \bar{B}_\gamma^3 B_3^\gamma + (T - \frac{2}{3}D) Sp(\bar{B}_\beta^\gamma B_\gamma^\beta) + 3z(\bar{B}_2^1 B_1^2 - \bar{B}_1^2 B_2^1). \quad (10)$$

При этом для магнитного момента Λ -гиперона получаем

$$\mu(\Lambda)^{sym2} = -\frac{1}{3}D - (8x + 5y - 8q), \quad (11)$$

что отличается от приведенного в (7):

$$\mu(\Lambda)^{sym2} - \mu(\Lambda)^{\chi QSM} = \frac{1}{3}(16x - 8y - 7q + p). \quad (12)$$

Выражения (7) и (1) сводятся друг к другу с помощью переопределения констант:

$$\begin{aligned} b_1 &= -(9v + 3w) - \frac{3}{2}(14x + 2y - 5q + p), \\ b_2 &= -5(v - w) - (9x + 3y - z + p), \\ \alpha_1 &= -\frac{1}{4}(94x + 34y - 31q + 7p), \\ \alpha_2 &= \frac{3}{2}(9x + 3y - z + p), \\ \alpha_3 &= -\frac{3}{2}(9x + 3y + z + p), \\ \alpha_4 &= \frac{9}{4}(14x + 2y - 5q + p), \\ \beta_1 &= -\frac{9}{2}(8x + 2y + q + p), \end{aligned} \quad (13)$$

причем

$$9\alpha_1 + 15\alpha_2 - 15\alpha_3 + 3\alpha_4 + 8\beta_1 = 0. \quad (14)$$

Эти формулы завершают наше доказательство фактического совпадения описаний магнитных свойств барионов октета $B(qq, q')$ с помощью моделей $ChPT$ [10] и χQSM [11].

Заключение и выводы

Итак, алгебраические схемы для предсказания величин магнитных моментов барионов $B(qq, q')$ в

моделях $ChPT$ [10] и χQSM [11] реально оказались идентичными. Более того, формулы для магнитных моментов барионов $B(qq, q')$ в этих моделях те же, что и в унитарной модели с электромагнитным током вида (4) или (10). Подчеркнем, что результаты, полученные с помощью как моделей $ChPT$ и χQSM , так и нашей феноменологической модели, фактически объясняются введением в выражения для стандартных токов нелинейных поправок при коэффициентах d и z в (4) и (10) соответственно. Однако киральные и феноменологическая модели дают различные представления магнитного момента Λ -гиперона. Различия в предсказаниях для этого гиперона могут оказаться не случайными ввиду того, что, будучи асимметричным по кварковому содержанию, он характеризуется нулевыми значениями изотопического спина и гиперзаряда. С количественной точки зрения этому факту можно не придавать большого значения, поскольку благодаря приближенному численному равенству параметров, $\alpha_1 \simeq -\alpha_4$, магнитный момент Λ -гиперона оказывается одинаковым и в феноменологической модели, и в $ChPT$ [10].

В целом анализ магнитных моментов барионов в рамках рассмотренных моделей еще раз показал, что унитарная симметрия является базисом, который может скрываться в любой динамической модели, претендующей на адекватное описание статических электромагнитных свойств барионов. В то же время возникает вопрос о поиске реалистической динамической модели, которая, объясняя свойства барионов, разрешила бы этот вопрос на теоретическом уровне.

Литература

1. Coleman S., Glashow S.L. // Phys. Rev. Lett. 1961. **6**. P. 423.
2. Morpurgo G. // Physics (N.Y.). 1965. **2**. P. 95.
3. Montanet L. et al. // Phys. Rev. 1994. **D50**. P. 1173.
4. Casu M., Sehgal L.M. // Phys. Rev. 1997. **D55**. P. 3644.
5. Linde J., Ohlsson T., Snellman H. // Phys. Rev. 1998. **D57**. P. 452.
6. Pendron Lee G. // Phys. Rev. 1996. **D53**. P. 5322.
7. Delbourgo R., Dogsheng Liu // Phys. Rev. 1996. **D53**. P. 6576.
8. Ershova M.M., Kamchatnova V.Yu., Zamiralov V.S. Preprint IC/95/377, 1995, ICTP, Trieste, Italy.
9. Gerasimov S.B. // Phys. Lett. 1995. **B357**. P. 666.
10. Bos J.W., Chang D., Lee S.C. et al. // Chin. J. Phys. 1997. **35**. P. 150.
11. Hyun-Chul Kim, Praszalowicz M., Goeke K. // Phys. Rev. 1998. **D57**. P. 2859.
12. Gell-Mann M. // Phys. Rev. 1962. **125**. P. 1067; Okubo S. // Progr. Theor. Phys. 1962. **27**. P. 949.

Поступила в редакцию
03.02.99