

нием возмущения изменения носят количественный характер, новых качеств не возникает [9, 10, 16].

Подчеркнем, что необходимость учета члена r^2/r в уравнении радиального движения (2) при проведении численных расчетов для изохронного циклотрона в случае сильного отличия замкнутой орбиты от окружности либо значительного смещения центра орбиты была позднее отмечена в работе [17].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Thomas L. H. // Phys. Rev. 1938. 54. P. 580—587. [2] Брук Г. Циклические ускорители заряженных частиц. М., 1970. [3] Ливингуд Дж. Принципы работы циклических ускорителей. М., 1963. [4] Dillip P. D. et al. // Proc. Symp. High Energy Accel. and Pion Physics. CERN. 1956. V. 1. P. 9—31. [5] Саркисян Л. А. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3, Физ. Астрон. 1976. 17, № 3. С. 282—287. [6] Саркисян Л. А. // //Тр. Всесоюз. совещ. по ускорителям ионов низких и средних энергий. Киев, 1982. С. 178—181. [7] Саркисян Л. А., Чернышенко Т. А. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3, Физ. Астрон. 1984. 25, № 5. С. 109—113; 1985. 26, № 6. С. 26—30. [8] Lewis F. M. // Trans. of ASME. 1932. 54. P. 258. [9] Митропольский Ю. А. Нестационарные процессы в нелинейных колебательных системах. Киев, 1955. [10] Боголобов Н. Н., Митропольский Ю. А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М., 1958. [11] Бондарь Н. Г. Нелинейные стационарные колебания. Киев, 1974. [12] Sarkisyan L. A. // Proc. 7th Intern. Conf. Cyclotrons and their Appl. Basel. 1975. P. 324—325. [13] Саркисян Л. А. // Химия твердого тела. Свердловск, 1984. С. 127—134. [14] Саркисян Л. А., Чернышенко Т. А. // Препринт ОИЯИ Р9-85-707. Дубна, 1985. С. 281—287. [15] Саркисян Л. А. // Там же. С. 288—293. [16] Самарский А. А., Курдюмов С. П., Ахромеева Т. С., Малинецкий Г. Г. // Вестн. АН СССР. 1985. № 9. С. 64—77. [17] Gordon M. M. // Particle accelerators. 1983. 13. P. 67—84.

Поступила в редакцию
15.10.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 2

УДК 539.125

F- и D-СВЯЗИ И ЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ БАРИОНОВ В КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ С ЧЕТЫРЬМА АРОМАТАМИ

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

(НИИЯФ)

Недавно мы показали, что константы F - и D -связей электромагнитного тока барионов, через которые выражаются их магнитные моменты в теории барионной симметрии $SU(3)$ и $SU(4)$, связаны с кварк-бикварковым строением барионов, причем бикварк, как правило, составлен из кварков одинакового аромата [1, 2]. Это же справедливо и для констант F - и D -связей гиперзарядового тока барионов, через которые выражается расщепление масс барионного октета в $SU(3)$ [3].

В настоящей работе мы попытаемся найти подобную связь для слабого аксиально-векторного барионного тока, определяющего лептонные распады барионов. Эта задача представляет интерес, во-первых, потому, что лептонные распады известных барионов успешно описываются в рамках барионной симметрии $SU(3)$ [4], а во-вторых, потому, что она может помочь объяснить ухудшение согласования предсказаний $SU(3)$ с экспериментом при учете киральных поправок по теории возмущений в КХД [5].

С тем чтобы иметь возможность включить в рассмотрение лептонные распады шармовых барионов и, кроме того, оперировать корректным выражением для слабого нейтрального барионного тока, будем

работать в рамках теории барионной симметрии $SU(4)$ и кварковой модели с четырьмя ароматами.

Слабый аксиально-векторный барионный ток в $SU(4)$ можно построить в прямой аналогии с $SU(3)$ (см., например, [6]) как сумму компонент 15-плета, причем заряженный ток нарушает изоспин и/или странность и/или шарм, а нейтральный ток диагонален по этим квантовым числам (мы опускаем пространственно-временные индексы):

$$A^{\pm,0} = \frac{1}{2}(D+F)\bar{B}_\alpha^{\eta\delta}(Q_\beta^\alpha)^{\pm,0}B_{\eta\delta}^\beta + (D-F)\bar{B}_\gamma^\beta(Q_\beta^\alpha)^{\pm,0}B_{\alpha\eta}^\gamma, \\ (Q_\beta^\alpha)^+ = (\delta_2^\alpha\delta_\beta^1 + \delta_3^\alpha\delta_\beta^4)\cos\theta_C + (\delta_3^\alpha\delta_\beta^1 - \delta_2^\alpha\delta_\beta^4)\sin\theta_C, \\ (Q_\beta^\alpha)^0 = (\delta_1^\alpha\delta_\beta^1 + \delta_4^\alpha\delta_\beta^4 - \delta_2^\alpha\delta_\beta^2 - \delta_3^\alpha\delta_\beta^3), \\ (Q_\beta^\alpha)^- = [(Q_\alpha^\beta)^+]^T, B_{\beta\gamma}^\alpha = -B_{\gamma\beta}^\alpha, B_{\alpha\gamma}^\alpha = 0, \quad (1)$$

где тензор $B_{\beta\gamma}^\alpha$ описывает 20-плет барионов $J^P = (1/2)^+$ в $SU(4)$, $\alpha, \beta, \gamma, \eta, \delta = 1, \dots, 4$, а θ_C — угол Кабиббо. Токи (1) образуют слабый изотопический триплет. Слабые лептонные распады барионов с нару-

Аксиально-векторные матричные элементы лептонных распадов обычных барионов октета и шармовых барионов с $\Delta C \neq 0$ 20-плета $SU(4)$

$A(\Sigma^- \rightarrow n)/\sin\theta_C, A(\Xi^- \rightarrow \Xi^0)/\cos\theta_C,$ $A(C^{++}((uu)c) \rightarrow \Sigma^+)/\cos\theta_C,$ $A(C^+((ud)c) \rightarrow \Sigma^0)/\cos\theta_C$	$(D-F)$	$\frac{1}{6}(4b_{\uparrow\uparrow} - 2b_{\uparrow\downarrow})$
$A(n \rightarrow p)/\cos\theta_C, A(\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+)/\sin\theta_C,$ $\sqrt{2}A(S^+((us)c) \rightarrow \Xi^0)/\cos\theta_C,$ $-\sqrt{2}A(X_d^+((cc)d) \rightarrow S^0((ds)c))/\cos\theta_C,$ $\sqrt{2}A(X_u^+((cc)u) \rightarrow S^+)/\cos\theta_C,$ $\sqrt{2}A(\Xi^- \rightarrow \Sigma^0)/\sin\theta_C$	$(D+F)$	$\frac{1}{6}(4a_{\uparrow\uparrow} + 6a_{\uparrow\downarrow})$
$-\sqrt{6}A(\Lambda \rightarrow p)/\sin\theta_C,$ $\sqrt{6}A(A^+(csu) \rightarrow \Xi^0)/\cos\theta_C,$ $3A(X_s^+((cc)s) \rightarrow T^0((ss)c))/\cos\theta_C$	$(D+3F)$	$(2a_{\uparrow\uparrow} + a_{\uparrow\downarrow})$
$-\sqrt{6}A(\Xi^- \rightarrow \Lambda)/\sin\theta_C,$ $-\sqrt{6}A(X_u^{++} \rightarrow A^+(csu))/\cos\theta_C,$ $-\sqrt{6}A(X_d^+ \rightarrow A^0(csd))/\cos\theta_C$	$(D-3F)$	$-(2a_{\uparrow\uparrow} - a_{\uparrow\downarrow})$
$\sqrt{\frac{3}{2}}A(\Sigma^- \rightarrow \Lambda)/\cos\theta_C$	D	$a_{\uparrow\downarrow}$
$\sqrt{2}A(\Sigma^- \rightarrow \Sigma^0)/\cos\theta_C$	F	$a_{\uparrow\uparrow}$

В скобках указана кварк-бикварковая структура шармовых барионов. Барионы $A^{+,0}, \Lambda$ не имеют простой кварк-бикварковой структуры. Для распадов шармовых барионов приведены только матричные элементы $\sim \cos\theta_C$.

шением четности определяются матричными элементами заряженных токов из (1) в обкладках между барионными состояниями (см. второй столбец таблицы). Для обычных барионов, естественно, воспроизводятся результаты $SU(3)$ (см., например, [6]).

Кварковую модель с четырьмя ароматами легко описать в формализме группы $SU(8) \supset SU(4) \times SU(2)_I$, где $SU(2)_I$ — группа спина, а $SU(4)$ — группа симметрии ароматов кварков. Тогда барионные волновые функции можно выразить через волновые функции кварков $u=q^1, d=q^2, s=q^3, c=q^4$:

$$\sqrt{6} (B_{\beta\gamma}^\alpha) |_{s_z=+\frac{1}{2}} = \epsilon_{\beta\gamma\delta} \{q_\dagger^\alpha, q_\dagger^\beta\} q_\dagger^\delta. \quad (2)$$

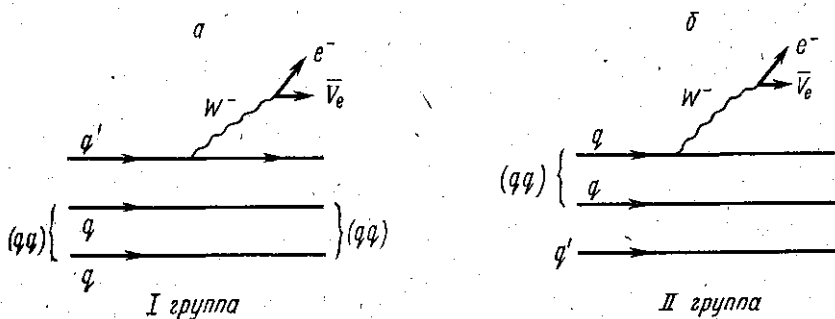
Лептонные распады барионов с нарушением четности индуцируются в этой модели слабыми переходами кварков, которые определяются аксиально-векторными заряженными токами

$$a_\mu^- = (\bar{u} \bar{c}) \gamma_\mu \gamma_5 \begin{pmatrix} \cos \theta_C & \sin \theta_C \\ -\sin \theta_C & \cos \theta_C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}, \quad a_\mu^+ = (a_\mu^-)^\dagger. \quad (3)$$

Приведем и выражение для нейтрального тока:

$$a_\mu^0 = \bar{u} \gamma_\mu \gamma_5 u + \bar{c} \gamma_\mu \gamma_5 c - \bar{d} \gamma_\mu \gamma_5 d - \bar{s} \gamma_\mu \gamma_5 s. \quad (4)$$

Кварковые диаграммы лептонных распадов барионов $B((qq)q')$ удобно разделить на две группы. К I группе отнесем диаграммы, в которых бикварк (qq) является спектатором (рисунок, а). Во II группу вклю-



чим диаграммы, в которых с W -бозоном взаимодействует кварк из бикварка (qq) (рисунок, б). Вне этих групп остались распады барионов, состоящие из кварков всех трех различных ароматов, в барионы $B'((qq)q')$. Присоединим их ко II группе, рассмотрев соответствующие реакции захвата. Распады шармовых барионов, в которых и начальный и конечный барионы состоят из всех трех различных ароматов, также попадают в одну из этих групп, но ради простоты и ясности изложения мы их здесь не рассматриваем. В нерелятивистской кварковой модели матричный элемент тока (3) в обкладках между барионными волновыми функциями (2) можно записать в виде

$$A(B \rightarrow B') = \langle B' | \sum_{q''} \hat{a}_{q''(B)} \hat{\alpha}_{q''} \sigma_z^{q''} | B \rangle, \quad (5)$$

который отличается от обычного (см., например, [7]) наличием оператора $\hat{a}_{q''(B)}$, различающего в $B((qq)q')$ кварк q' и бикварк (qq) .

Здесь $\hat{\alpha}_q$ — оператор, изменяющий аромат кварка в соответствии с (3): $\hat{\alpha}_d|d\rangle = \cos\theta_c|u\rangle$ и т. д.; σ_z^q — z -компонента оператора спина кварка q , излучающего W -бозон (см. рисунок). Вычисляя (5), мы всегда будем переводить барионы, состоящие из кварков всех разных ароматов, в барионы $B((qq)q')$, имеющие в своем составе бикварк. В соответствии с гипотезой о кварк-бикварковом строении барионов, где бикварк, как правило, состоит из кварков одного аромата, будем различать следующие матричные элементы оператора $\hat{\alpha}_{q(B)}$:

$$\langle (q_1 q_2) q'_1 | \hat{\alpha}_{q(B)} | (q_1 q_2) q'_1 \rangle = a_{\uparrow\uparrow}, \quad \langle (q_1 q_2) q'_1 | \hat{\alpha}_{q(B)} | (q_1 q_1) q'_1 \rangle = a_{\uparrow\downarrow}, \quad (6a)$$

$$\langle (q_1 q_2) q'_1 | \hat{\alpha}_{q'(B)} | (q_1 q_2) q'_1 \rangle = b_{\uparrow\uparrow}, \quad \langle (q_1 q_2) q'_1 | \hat{\alpha}_{q'(B)} | (q_1 q_1) q'_1 \rangle = b_{\uparrow\downarrow} \quad (6b)$$

и выразим через них результаты вычислений (см. третий столбец таблицы). Традиционные результаты кварковой модели воспроизводятся при $\hat{\alpha}_q = I$, где I — единичный оператор.

Можно видеть, что полученные результаты согласуются с результатами теории барионной симметрии $SU(4)$. Для распадов барионов с бикварком-спектатором (диаграммы рисунка) это сводится к правилу сумм для матричных элементов (6b)

$$2b_{\uparrow\uparrow} - b_{\uparrow\downarrow} = 3(D - F), \quad (7)$$

в то время как для распадов барионов по диаграммам рисунка матричные элементы (6a) непосредственно выражаются через константы F - и D -связей:

$$2a_{\uparrow\uparrow} = 3F, \quad a_{\uparrow\downarrow} = D. \quad (8)$$

Формулы (6) — (8) решают поставленную задачу.

Потребуем теперь независимости матричных элементов (6a) от ориентации спинов кварков в бикварке. Тогда $a_{\uparrow\uparrow} = a_{\uparrow\downarrow}$, или $F/D = 2/3$, в полном согласии с экспериментальными данными [4] для барионов октета $SU(3)$. Напомним, что в обычной кварковой модели этот результат получается только вместе с недопустимым экспериментальным значением $(G_A/G_V)_{n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e} = 5/3$ [7].

Радикальной проверкой полученных результатов является анализ слабых нейтральных переходов барионов 20-плета. Действительно, они могут идти с излучением Z -бозона любым из кварков бариона, так что для каждого перехода $B \rightarrow B$ следует рассматривать обе группы диаграмм (рисунок). Вычисление по формулам (1) и (5), где оператор $\hat{\alpha}_q$ теперь сохраняет аромат и изменяет знак перед d и s в соответствии с (4), показывает полную самосогласованность выражений (1) — (8). Здесь мы приведем только матричный элемент слабого p - p -перехода:

$$\begin{aligned} \langle p | \sum_{q''} \hat{\alpha}_{q''(p)} \tau_3^{q''} \sigma_z^{q''} | p \rangle &= \frac{1}{6} [4a_{\uparrow\uparrow} + (2b_{\uparrow\uparrow} - b_{\uparrow\downarrow})] = \\ &= 2F - (F - D) = (F + D), \quad \hat{\alpha}_q = \tau_3^q. \end{aligned}$$

Полученные результаты согласуются с правилом сумм Бьеркена [8] и с его обобщением, связывающим константы F - и D -связей с функциями распределения кварков определенной спиральности в поляризованных барионах [9].

Еще одним результатом настоящего анализа явилось выяснение характера кварк-бикварковой структуры частиц с волновой функцией типа Λ -гиперона:

$$2\Lambda(\bar{q}^i q^j q^k) \Big|_{s_z=+\frac{1}{2}} = \bar{q}_\uparrow^i q_\uparrow^j q_\downarrow^k + q_\uparrow^i \bar{q}_\uparrow^j q_\downarrow^k - \bar{q}_\uparrow^i q_\downarrow^j q_\uparrow^k - q_\downarrow^i \bar{q}_\uparrow^j q_\uparrow^k, \quad i, j, k = 1, \dots, 4,$$

где \bar{q} означает всегда самый тяжелый кварк. Действительно, используя известные выражения переходов $B \Rightarrow \Lambda$ через матричные элементы $\langle B | \hat{a} | B \rangle$, можно построить алгебраическую систему уравнений для матричных элементов оператора \hat{a} в обкладках между частицами типа Λ -гиперона, выразив их через (7). Решение приводит к следующей кварк-бикварковой структуре Λ -гиперона:

$$\begin{aligned} & \sqrt{2} \Lambda(\bar{s}du) \Big|_{s_z=+\frac{1}{2}} = \\ & = \sqrt{\frac{2}{3}} (s_\uparrow u_\uparrow) d_\downarrow + \sqrt{\frac{1}{3}} (s_\uparrow d_\downarrow) u_\uparrow - \sqrt{\frac{2}{3}} (s_\uparrow d_\uparrow) u_\downarrow - \sqrt{\frac{1}{3}} (s_\uparrow u_\downarrow) d_\uparrow \end{aligned}$$

и аналогичной структуре гиперонов $A^+(\bar{c}su)$, $A^0(\bar{c}sd)$ и $C_0^+(\bar{c}du)$.

Авторы благодарны З. Р. Бабаеву, М. П. Рекало и Н. М. Шумейко за плодотворные дискуссии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Жельми Л., Замиралов В. С. Препринт физ. фак. МГУ № 23/1984. М., 1984. [2] Жельми Л., Замиралов В. С. Деп. ВИНТИ № 6533-85. М., 1985. [3] Жельми Л., Замиралов В. С. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3, Физ. Астрон. 1985. 26, № 5. С. 27—28. [4] Bourquin M. et al. // Z. f. Physik C: P. & F. 1983. 21, P. 27—41. [5] Donoghue J. F., Holstein B. R. // Phys. Lett. 1985. B160, P. 173—180. [6] Окунь Л. Б. Лептоны и кварки. М., 1981. [7] Коккедэ Я. Теория кварков. М., 1971. [8] Bjorken J. D. // Phys. Rev. 1966. 148, P. 1467—1482. [9] Sehgal L. M. // Ibid. 1974. D10, P. 1665—1671.

Поступила в редакцию
05.02.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 2

УДК 539.186.3

РАСЧЕТ ФРАКЦИИ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ АТОМОВ ГЕЛИЯ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ В РЕАКЦИИ $He^{1+} + Na \rightarrow He + Na^{1+}$

Н. Ф. Воробьев, Е. А. Кралькина

(НИИЯФ)

Введение. Столкновения быстрых ионов с атомами среды сопровождаются образованием возбужденных, в том числе долгоживущих, метастабильных частиц в пучке налетающих ионов. Обогащение пучка ионов метастабильной компонентой изменяет характеристики взаимодействия пучка с атомами мишени. Это определяет интерес к исследованию процессов, приводящих к заселению метастабильных состояний атомов и ионов, и оценке количества долгоживущих частиц в пучке ионов. Последний вопрос имеет важное прикладное значение [1].

К настоящему времени экспериментально установлено, что значительное количество метастабильных гелиеподобных частиц в пучках