объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2-85-951

В.Н.Первушин, Н.А.Сариков[1], Ю.Л.Калиновский[2]

МЕТОД "ЖЕСТКИХ" МЕЗОНОВ В SU(4) × SU(4) - КИРАЛЬНОЙ ТЕОРИИ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

[1] ИЯФ АН УзССР
[2] Гомельский политехнический институт

1985

Как известно, "стандартная" теория $SU_3\times SU_2\times U_1$ испытывает трудности в объяснении физики нелептонных распадов адронов. В последнее время в литературе складывается мнение о том, что динамика этих распадов в основном определяется взаимодействиями адронов на больших расстояниях [1]. Одним из известных способов описания низкоэнергетической физики адронов является метод киральных феноменологических лагранжианов (МКФЛ), которые считаются низкоэнергетическим пределом КХД [2].

В работе [3] сделана попытка с помощью МКФЛ описать нелептонные слабые распады странных и очарованных барионов. При этом было показано, что этот метод (с учетом двухчастичных слабых переходов барионов) удовлетворительно описывает распады гиперонов. Однако прямое применение МКФЛ к очарованным барионам является неубедительным из-за большого значения разности масс начального и конечных адронов, при которой конечные адроны не являются "мягкими". Обойти эту трудность можно с помощью метода "жестких" мезонов, развитых в работах [4,5] для $SU_2\times SU_2$ и $SU_3\times SU_3$ киральных теорий.

Целью настоящей работы является обобщение метода "жестких" мезонов на случай $SU_4\times SU_4$ - киральной теории и рассмотрение с его помощью двухчастичных нелептонных распадов легчайшего очарованного бариона Λ_c^+, для которого в настоящее время имеются первые экспериментальные данные [6].

Метод "жестких" мезонов состоит в том, что в $SU_4\times SU_4$ -кирально-инвариантный лагранжиан взаимодействия псевдоскалярных (0^-)-мезонов и ($1/2^+$) - барионов вводится (калибровочно-инвариантным путем) взаимодействие этих частиц с векторными (1^-) и аксиально-векторными (1^+) мезонами.

Пусть v_μ^i и a_μ^i - поля 1^- и 1^+ - мезонов (i = 0,1, ..., 15), которые являются калибровочными полями локальной группы $SU_4\times SU_4\times U_1$. Калибровочно-ковариантные производные $\Delta_\mu \xi_i$ и $\Delta_\mu B$ определяются уравнениями [5]

$$e^{-i\xi A}(\partial_\mu + i g v_\mu\cdot V + i g a_\mu\cdot A)e^{i\xi A} = \Delta_\mu \xi A + \theta_\mu(\xi)\cdot V,$$

$$\Delta_\mu B = (\partial_\mu + i\theta_\mu(\xi)\cdot T)B,$$

где $\xi_i = \varphi_i/F_\pi$, φ_i - поля 15-плета 0^--мезонов,

B – поля 20-плета барионов, F_π = 0,093 ГэВ, g – универсальная константа взаимодействия калибровочных полей с мезонными и барионными полями. $V_i \equiv (\lambda_i/2)I$ и $A_i \equiv (\lambda_i/2)\gamma_5$ – генераторы локальной группы, λ_i –матрицы Гелл-Манна $(\lambda_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} I)$, T – генератор линейного представления SU_4, $\theta_\mu(\xi)$ – форма Картана.

Для получения обобщенного лагранжиана в $SU_4 \times SU_4$ кирально-инвариантном лагранжиане взаимодействия 0^--мезонов и барионов /7/

$$L_{inv} = \frac{F_\pi^2}{2} \mathcal{D}_\mu \xi_i \mathcal{D}_\mu \xi_i + \bar{B}(i\gamma_\mu \mathcal{D}_\mu - M_0)B - g_A[\alpha(\bar{B}\gamma_\mu A_i B)_d + (1-\alpha)(\bar{B}\gamma_\mu A_i B)_f]\mathcal{D}_\mu \xi_i \qquad (I)$$

сделаем замену

$$(\mathcal{D}_\mu \xi_i, \mathcal{D}B) \to (\Delta_\mu \xi_i, \Delta B),$$

где g_A = I,25, M_0 – усредненная масса барионов, α = 2/3. Однако лагранжиан, получаемый такой заменой производных в кинетической части $\Delta_\mu \xi_i \Delta_\mu \xi_i$, будет содержать член $\xi \partial_\mu a$, который нарушает глобальную симметрию. Этот член устраняется стандартным путем /5/: добавлением в исходный лагранжиан массового члена

$$L_m = \frac{m_0^2}{2}(v_\mu \cdot v_\mu + a_\mu \cdot a_\mu)$$

и определением физических величин $\tilde{a}$, $\tilde{\xi}$ в виде

$$\tilde{a}_\mu^k = a_\mu^k + \frac{gF_\pi}{m_0^2 + g^2 F_\pi^2}\partial_\mu \xi^k$$

$$\tilde{\xi}_k = Z^{-1/2}\xi_k, \qquad \tilde{F}_\pi = Z^{1/2} F_\pi$$

$$m_a^2 = m_0^2 + g^2 F_\pi^2.$$

Здесь $Z = 1 + g^2 F_\pi^2/m_0^2$, m_0 – и m_a – усредненные массы 1^--мезонов и 1^+-мезонов соответственно. В итоге получим $SU_4 \times SU_4$ -инвариантные лагранжианы, описывающие взаимодействия 1^- – и 1^+ –мезонов с 0^- –мезонами и $1/2^+$ – барионами:

$$L_{BBv} = -ig(\bar{B}\gamma_\mu v_\mu \cdot TB) + \ldots =$$

$$= -g[\beta(\bar{B}\gamma_\mu V_k B)_d + (1-\alpha)(\bar{B}\gamma_\mu V_k B)_f] v_\mu^k + \ldots \qquad (2)$$

$$L_{BBa} = -gg_A[\alpha(\bar{B}\gamma_\mu A_k B)_d + (1-\alpha)(\bar{B}\gamma_\mu A_k B)_f] a_\mu^k + \ldots, \qquad (3)$$

$$L_{v\varphi\varphi} = g f_{klm} \partial_\mu \varphi^k \partial_\mu \varphi^l v_\mu^m, \qquad (4)$$

где β – параметр смешивания d – и f – связей. В схеме "идеального" смешивания ω – и ϕ –мезонов(см. Приложение)

$$\beta = 3/4. \qquad (5)$$

Как обычно, векторные (V_μ^i) и аксиально-векторные (A_μ^i) токи определим согласно гипотезе о векторной доминантности /4,5/:

$$V_\mu^i = \frac{m_v^2}{g} v_\mu^i, \qquad (6)$$

$$A_\mu^i = \frac{m_a^2}{g} a_\mu^i, \qquad (7)$$

где m_v и m_a – массы 1^+ – и 1^--мезонов, соответственно.(в расчетах используем экспериментальные значения масс), $J_\mu^i = V_\mu^i - A_\mu^i$.

Рассмотрим двухчастичные нелептонные распады Λ_c^+ – бариона (типа $\Lambda_c^+ \to BM$, $\Lambda_c^+ \to BV$ и $\Lambda_c^+ \to B\gamma$, где B – барион, M – 0^- –мезон, V – 1^- – мезон) с помощью лагранжианов (I) – (4), для чего приведем также лагранжианы слабого и электромагнитного взаимодействий адронов.

Лагранжианы слабых нелептонных взаимодействий, как и в работе /3/, выберем в форме, удовлетворяющей правилу отбора $\Delta T = 1$:

$$L_W = \frac{G}{\sqrt{2}}[J_\mu^{1+i2} J_\mu^{13+i14} - J_\mu^{6+i7} J_\mu^{9-i10} + э.с.] \qquad (8)$$

$$L_{W'} = G'_{BB}\Big[\frac{3}{\sqrt{6}}(\bar{\Xi}^0 A^0 - \bar{\Lambda}\Sigma_c^0) + \frac{1}{\sqrt{6}}(\bar{\Sigma}^+ \Lambda_c^+ + 2\bar{A} X_d^+) - \frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{\Xi}^0 S^0 + \bar{\Sigma}'^0 \Sigma'_c - \bar{\Sigma}'^+ \Sigma'^+_c) + э.с. \qquad (9)$$

Лагранжиан электромагнитного взаимодействия записывается в виде

$$L_e = e A_\mu J_\mu^e, \qquad (I0)$$

где J_μ^e -электромагнитный ток адронов [7]:

$$J_\mu^e = J_\mu^3 + \frac{1}{\sqrt{3}} J_\mu^8 - \frac{2}{\sqrt{6}} J_\mu^{15}$$

- для 0^- - 1^- - мезонов и

$$J_\mu^e = J_\mu^3 + \frac{1}{3} J_\mu^8 - \frac{2}{\sqrt{6}} J_\mu^{15} + \frac{1}{\sqrt{2}} J_\mu^0$$

- для барионов $(J_\mu^0 \equiv (\bar{B}\gamma_\mu V_0 B)_f)$.

Вычислим "жесткие" мезонные поправки к амплитудам распадов $\Lambda_c^+ \to \Lambda\pi^+$ и $\Lambda_c^+ \to pK^0$, рассмотренным в работе [3]. Соответствующие диаграммы показаны на рис. I (а), где сильная и слабая вершины определяются лагранжианами (2) и (8) соответственно. Вклады этих диаграмм к S - волновым (S) и P - волновым (P) амплитудам равны

$$\Delta S(\Lambda\pi^+) \simeq 0, \quad \Delta P(\Lambda\pi^+) = -2{,}6$$

$$\Delta S(pK^0) = 0{,}8, \quad \Delta P(pK^0) = -0{,}4;$$

эти амплитуды вместе с мягко-мезонными значениями [3] приводят к следующим результатам:

$$S(\Lambda\pi^+) = -5{,}6, \quad P(\Lambda\pi^+) = 2{,}8$$

$$S(pK^0) = 0{,}6, \quad P(pK^0) = 1{,}1. \qquad (II)$$

Отсюда получим вероятности распадов

$$\Gamma(\Lambda\pi^+) = 1{,}9 \cdot 10^{11} c^{-1}, \quad \Gamma(p,K^0) = 4{,}6 \cdot 10^{11} c^{-1},$$

которые не сильно отличаются от значений, вычисленных в работе [3]. Отношение

$$\Gamma(\Lambda\pi^+) : \Gamma(pK^0) = 0{,}4$$

удовлетворительно согласуется с экспериментальным значением [6] $0{,}54^{+1{,}89}_{-0{,}53}$.

Значения амплитуд в (II) приводят к следующему отношению параметров асимметрии[x]:

---

[x] Параметр асимметрии определяется формулой [9]

$$\alpha = \frac{a_P^* a_S}{|a_P|^2 + |a_S|^2}, \qquad \text{где} \quad \frac{a_P}{a_S} = \left[\frac{(M-M')^2 - \mu^2}{(M+M')^2 - \mu^2}\right]^{1/2} \frac{P}{S},$$

M, M' и μ -массы начального, конечного барионов и мезона соответственно. О других теоретических оценках α см. [10].

$$\alpha(\Lambda\pi^+) : \alpha(pK^0) = 0{,}5.$$

Заметим, что в настоящее время известны экспериментальные значения параметров асимметрии только для четырехчастичных распадов [8].

$$\alpha(\Lambda\pi^+\pi^+\pi^-) = -(0{,}30 \pm 0{,}20), \quad \alpha(pK^0\pi^+\pi^-) = 0{,}24 \pm 0{,}13,$$

которые также имеют равные знаки.

В отличие от обычных барионов, очарованный Λ_c -барион из-за большой массы может распадаться по слабому взаимодействию на барион и 1^- мезоны, о чем свидетельствует экспериментальное наблюдение распада $\Lambda_c^+ \to pK^{0*}$. Вычислим вероятности распадов $\Lambda_c^+ \to BV$ в предположении, что слабое взаимодействие 1^--мезонов с барионами описывается универсальным лагранжианом (8), строго удовлетворяющим правилу отбора $\Delta T = 1$. Диаграммы распадов показаны на рис. I (б) -(г), сильная и слабая вершины определяются лагранжианами (2), (8) и (9). Амплитуда распада $\Lambda_c^+ \to BV$ записывается в виде

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} \epsilon_\mu^\lambda \bar{U}_B \gamma_\mu (A + B\gamma_5) U_{\Lambda_c},$$

где ϵ_μ^λ -вектор поляризации 1^--мезона. Значения A и B, а также вероятности распадов приведены в таблице I. Из таблицы видно, что теоретическое значение относительной вероятности $\sim 1\%$ (вычисленное при $\tau_{\Lambda_c} \sim 2{,}3 \cdot 10^{-13}$ с) только на одну стандартную ошибку отличается от экспериментального [6] $(0{,}48 \pm 0{,}3)\%$. Заметим также, что более вероятным распадом после $\Lambda_c^+ \to pK^{0*}$ является $\Lambda_c^+ \to \Lambda\rho^+$ (остальные распады, как видно из таблицы I, сильно подавлены из-за исчезновения P - нечетной части амплитуды $B = 0$). Измерение вероятности последнего позволило бы оценить точность киральной симметрии, включающей, наряду с 0^--мезонами, также 1^--мезоны.

Рассмотрим электрослабый распад Λ_c^+, который интересен, по крайней мере, для проверки лагранжиана слабых переходов между барионами (9), сохраняющих P - четность. В предположении о 20-плетной доминантности $(\Delta T = 1)$ для слабого взаимодействия (см. (8),(9)) возможен лишь один тип распада: $\Lambda_c^+ \to \Sigma^+\gamma$. Диаграммы, описывающие этот распад, показаны на рис. I(д)-(з). Амплитуда электрослабого распада бариона имеет вид

$$M = eG\epsilon_\mu^\lambda \bar{U} \gamma_\mu (f_\gamma + g_\gamma \gamma_5) U,$$

где ϵ_μ^λ - вектор поляризации фотона, f_γ и g_γ - формфакторы.

Таблица . Значения A и B, вероятности распадов $\Lambda_c^+ \to (\frac{1}{2}^+) + (1^-)$, где:
($\tau_{\Lambda_c} \sim 2{,}3 \cdot 10^{-13}$ с); $r_w \equiv G'_{BB}/G$; $G'_{BB} = G_{BB}$; $\alpha = 2/3$; $\beta = 3/4$.

Виды распадов	A	B	Γ(сек$^{-1}$)	B %
$\Lambda_c^+ \to p K^{0*}$	$-\frac{m_{K^*}^2}{g}\frac{1}{\sqrt{6}} - \frac{r_w g}{M_{\Lambda_c}-M_{\Sigma^+}}\frac{2\beta-1}{\sqrt{6}}$	$-\frac{m_{K^*}^2}{g}\frac{1+2\alpha}{\sqrt{6}} g_A$	$4{,}3 \cdot 10^{10}$	1,0
$\Lambda_c^+ \to \Lambda \rho^+$	$-\frac{m_\rho^2}{g} - \frac{r_w g \beta}{3}\left(\frac{1}{M_{\Lambda_c}-M_{\Sigma^+}} - \frac{3}{M_\Lambda - M_{\Sigma_c^0}}\right)$	$\frac{m_\rho^2}{g}\frac{2\alpha-3}{3} g_A$	$8{,}9 \cdot 10^{9}$	0,2
$\Lambda_c^+ \to \Sigma^0 \rho^+$	$\frac{r_w g}{\sqrt{3}}\left(\frac{\beta-1}{M_{\Lambda_c}-M_{\Sigma^+}} - \frac{\beta}{M_{\Sigma^0}-M_{\Sigma_c^0}}\right)$	0	$5{,}4 \cdot 10^{6}$	10^{-4}
$\Lambda_c^+ \to \Xi^0 K^{+*}$	$\frac{r_w g}{\sqrt{6}}\left(\frac{1}{M_{\Lambda_c}-M_{\Sigma^+}} + \frac{2-3\beta}{M_{\Xi}-M_{\Lambda^0}} + \frac{\beta-1}{M_{\Xi}-M_{S^0}}\right)$	0	$1{,}4 \cdot 10^{5}$	$3 \cdot 10^{-6}$
$\Lambda_c^+ \to \Sigma^+ \rho^0$	$\frac{r_w g}{\sqrt{3}}\left(\frac{1-\beta}{M_{\Lambda_c}-M_{\Sigma^+}} + \frac{\beta}{M_{\Sigma^+}-M_{\Sigma_c^+}}\right)$	0	$5{,}6 \cdot 10^{6}$	$1{,}1 \cdot 10^{-4}$
$\Lambda_c^+ \to \Sigma^+ \omega$	$\frac{r_w g}{4}\frac{1-4\beta}{M_{\Lambda_c}-M_{\Sigma^+}}$	0	$2{,}6 \cdot 10^{7}$	$6 \cdot 10^{-4}$

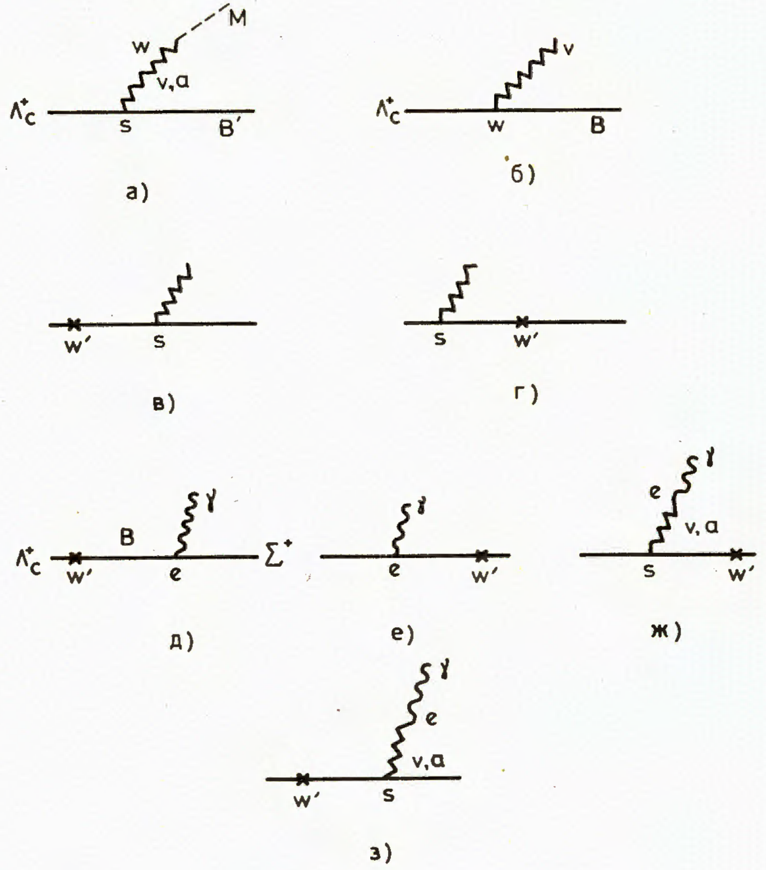

Рис. I.

Диаграммы, описывающие двухчастичные нелептонные распады Λ_c^+ -бариона. Где: S - сильная, W - слабая, W' - слабая двухбарионная и e - электромагнитная вершины; B - барион, v - 1^- - мезон, a - 1^+ - мезон, γ - фотон.

В нашем случае (см. (9)) g_γ **= 0 . Для** f_γ **получим**

$$f_\gamma = \gamma_w \frac{0{,}96 - 2\beta}{\sqrt{6}(M_{\Lambda_c} - M_\Sigma)} .$$

Вероятность распада (при G'_{BB} **= 4,45 10^{-8} ГэВ) равна**

$$\Gamma(\Sigma^+\gamma) = 3\cdot 10^6\, c^{-1};$$

тогда как значение относительной вероятности (при $\tau_{\Lambda_c} \sim 2{,}3$ 10^{-13} с) -

$$B(\Sigma^+\gamma) \sim 7\cdot 10^{-7}$$

слишком мало для измерения в современных экспериментах. Однако немалый интерес представляет измерение параметра асимметрии в распаде $\Lambda_c^+ \to \Sigma^+\gamma$, которое позволило бы оценить относительный вклад в амплитуду слабых двухчастичных переходов барионов с нарушением P - четности. Такое измерение, по-видимому, можно будет проводить в планируемых экспериментах на серпуховском ускорителе проекта „ЧАРМ" /II/.

Таким образом, применение метода "жестких" мезонов к двухчастичным нелептонным распадам Λ_c^+ -бариона совместно с предсказаниями об универсальности и 20-плетной доминантности лагранжиана слабого взаимодействия позволяет удовлетворительно описать имеющиеся экспериментальные данные. Измерение параметра асимметрии в распаде $\Lambda_c^+ \to \Sigma^+\gamma$ интересно для полного определения феноменологического лагранжиана (9) двухбарионных переходов с "универсальной" константой /3/ G'_{BB} = 4,45 10^{-8} ГэВ.

Авторы благодарны Б.М.Барбашову, М.К.Волкову, Г.В.Ефимову за полезные обсуждения.

ПРИЛОЖЕНИЕ. ЯВНЫЙ ВИД ЛАГРАНЖИАНОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВЕКТОРНОГО МЕЗОНА С БАРИОНАМИ

$$\begin{aligned}
L_{\rho^+} = g\,\rho^+_\mu \Big[& \tfrac{\beta}{\sqrt3}(\bar\Sigma^+\gamma_\mu\Lambda + \bar\Lambda\gamma_\mu\Sigma^-) + (\beta-1)(\bar\Sigma^+\gamma_\mu\Sigma^0 - \bar\Sigma^0\gamma_\mu\Sigma^-) \\
& - \tfrac{2\beta-1}{\sqrt2}\bar\Xi^0\gamma_\mu\Xi^- + \tfrac{1}{\sqrt2}\bar p\gamma_\mu n + \tfrac{\beta}{\sqrt3}(\Sigma_c^{++}\gamma_\mu\Lambda_c^+ + \bar\Lambda_c^+\gamma_\mu\Sigma_c^0) \\
& + (\beta-1)(\bar\Sigma_c^{++}\gamma_\mu\Sigma_c^+ - \bar\Sigma_c^+\gamma_\mu\Sigma_c^0 - \tfrac{1}{\sqrt2}\bar S^+\gamma_\mu S^0) + \tfrac{3-5\beta}{3\sqrt2}\bar A^+\gamma_\mu A^0 \\
& - \tfrac{\beta}{\sqrt6}(\bar A^+\gamma_\mu S^0 + \bar S^+\gamma_\mu A^0) + \tfrac{1-2\beta}{\sqrt2}\bar X_u^{++}\gamma_\mu X_d^+ \Big]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
L_{K^{+*}} = g\,K^{+*}_\mu \Big[& \tfrac{1}{\sqrt2}(\bar\Sigma^+\gamma_\mu\Xi^0 - \tfrac{1}{\sqrt2}\bar\Sigma^0\gamma_\mu\Xi^-) + \tfrac{4\beta-3}{\sqrt{12}}\bar\Lambda\gamma_\mu\Xi^- \\
& + \tfrac{2\beta-1}{\sqrt2}(\bar n\gamma_\mu\Sigma^- + \tfrac{1}{\sqrt2}\bar p\gamma_\mu\Sigma^0) + \tfrac{2\beta-3}{\sqrt{12}}\bar p\gamma_\mu\Lambda + \tfrac{2-3\beta}{3\sqrt2}\bar\Lambda_c^+\gamma_\mu A^0 \\
& + (\beta-1)(\tfrac13\bar A^+\gamma_\mu T^0 - \tfrac{1}{\sqrt6}\bar\Lambda_c^+\gamma_\mu S^0 - \tfrac{1}{\sqrt6}\bar\Sigma_c^+\gamma_\mu A^0 + \tfrac{1}{\sqrt2}\bar\Sigma_c^{++}\gamma_\mu A^+) \\
& + \beta(\bar S^+\gamma_\mu T^0 - \bar\Sigma_c^{++}\gamma_\mu S^+ + \tfrac{1}{\sqrt2}\bar\Sigma_c^+\gamma_\mu S^0) + \tfrac{2\beta-1}{\sqrt2}\bar X_u^{++}\gamma_\mu X_s^+ \Big]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
L_{K^{0*}} = g\,K^{0*}_\mu \Big[& -\tfrac12(\bar\Sigma^0\gamma_\mu\Xi^0 + \sqrt2\,\bar\Sigma^-\gamma_\mu\Xi^-) + \tfrac{3-4\beta}{\sqrt{12}}\bar\Lambda\gamma_\mu\Xi^0 \\
& + \tfrac{2\beta-1}{\sqrt2}(\bar p\gamma_\mu\Sigma^+ - \bar n\gamma_\mu\Sigma^0) + \tfrac{2\beta-3}{\sqrt{12}}\bar n\gamma_\mu\Lambda + \tfrac{1}{\sqrt3}(\bar\Sigma_c^0\gamma_\mu A^0 \\
& - \bar A^0\gamma_\mu T^0) + (1-\beta)(\bar S^0\gamma_\mu T^0 + \bar\Sigma_c^0\gamma_\mu S^0 + \tfrac{1}{\sqrt2}\bar\Sigma_c^+\gamma_\mu S^+) + \tfrac{\beta}{\sqrt6}(\bar\Sigma_c^+\gamma_\mu A^+ \\
& - \bar\Lambda_c^+\gamma_\mu S^+) + \tfrac{1-2\beta}{\sqrt2}\bar X_d^+\gamma_\mu X_s^+ + \tfrac{5\beta-3}{3\sqrt2}\bar\Lambda_c^+\gamma_\mu A^+ \Big]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
L_{D^{0*}} = g\,D^{0*}_\mu \Big[& \tfrac12(\bar S^+\gamma_\mu X_s^+ + \bar\Sigma_c^+\gamma_\mu X_d^+ - \sqrt2\,\bar\Sigma_c^{++}\gamma_\mu X_u^{++}) \\
& + \tfrac{1-4\beta}{\sqrt{12}}(\bar A^+\gamma_\mu X_s^+ - \bar\Lambda_c^+\gamma_\mu X_d^+) - \beta(\tfrac{\sqrt2}{3}\bar\Lambda\gamma_\mu A^0 + \tfrac{2}{\sqrt6}\bar\Sigma^0\gamma_\mu A^0) \\
& + \tfrac{1-2\beta}{2}(\bar\Sigma^+\gamma_\mu S^+ - \tfrac{1}{3\sqrt2}\bar\Lambda\gamma_\mu A^0 - \tfrac{1}{\sqrt2}\bar\Sigma^0\gamma_\mu S^0 + \sqrt{\tfrac32}\,\bar\Lambda\gamma_\mu S^0 \\
& + \sqrt2\,\bar\Xi^0\gamma_\mu T^0 - \bar p\gamma_\mu\Sigma_c^+ - \sqrt2\,\bar n\gamma_\mu\Sigma_c^0) + \tfrac{1+2\beta}{\sqrt{12}}(\bar\Sigma^+\gamma_\mu A^+ + \bar p\gamma_\mu\Lambda_c^+) \Big]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
L_{D^{-*}} = g\,D^{-*}_\mu \Big[& \tfrac12(\bar S^0\gamma_\mu X_s^+ + \sqrt2\,\bar\Sigma_c^0\gamma_\mu X_d^+ + \bar\Sigma_c^+\gamma_\mu X_u^{++} - \tfrac{2}{\sqrt6}\bar\Sigma^0\gamma_\mu A^+) \\
& + \tfrac{2\beta-1}{\sqrt2}(\tfrac16\bar\Lambda\gamma_\mu A^+ - \tfrac12\bar\Sigma^0\gamma_\mu S^+ + \tfrac{1}{2\sqrt3}\bar\Lambda\gamma_\mu S^+ + \tfrac{1}{2\sqrt3}\bar\Sigma^0\gamma_\mu A^+ \\
& - \tfrac{1}{\sqrt2}\bar\Sigma^-\gamma_\mu S^0 + \bar\Xi^-\gamma_\mu T^0 + \bar p\gamma_\mu\Sigma_c^{++} - \tfrac{1}{\sqrt2}\bar n\gamma_\mu\Sigma_c^+) + \tfrac{4\beta-3}{\sqrt{12}}\bar A^0\gamma_\mu X_s^+ \\
& + \tfrac{2\beta-3}{\sqrt{12}}\bar\Sigma^-\gamma_\mu A^0 + \tfrac{1-4\beta}{\sqrt{12}}\bar\Lambda_c^+\gamma_\mu X_u^{++} + \tfrac{2\beta}{3\sqrt2}\bar\Lambda\gamma_\mu A^+ + \tfrac{1+2\beta}{\sqrt{12}}\bar n\gamma_\mu\Lambda_c^+ \Big]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
L_{F^{-*}} = g\,F^{-*}_\mu \Big[& \tfrac{1}{\sqrt2}(\bar T^0\gamma_\mu X_s^+ + \tfrac{1}{\sqrt2}\bar S^0\gamma_\mu X_d^+ + \tfrac{1}{\sqrt2}\bar S^+\gamma_\mu X_u^{++}) + \tfrac{3-2\beta}{\sqrt{12}}(\bar\Xi^-\gamma_\mu A^0 \\
& + \bar\Xi^0\gamma_\mu A^+) - \tfrac{3-2\beta}{3\sqrt2}\bar\Lambda\gamma_\mu\Lambda_c^+ + \tfrac{2\beta-1}{\sqrt2}(\bar\Sigma^0\gamma_\mu\Sigma_c^+ + \bar\Sigma^-\gamma_\mu\Sigma_c^0 - \tfrac{1}{\sqrt2}\bar\Xi^-\gamma_\mu S^0 \\
& + \bar\Sigma^+\gamma_\mu\Sigma_c^{++} - \tfrac{1}{\sqrt2}\bar\Xi^0\gamma_\mu S^+) + \tfrac{3-4\beta}{\sqrt{12}}(\bar A^0\gamma_\mu X_d^+ + \bar A^+\gamma_\mu X_u^{++}) \Big]
\end{aligned}$$

$$L_{\rho^\circ} = g\,\rho^\circ_\mu \Big[\tfrac{1}{2}(\bar p\gamma_\mu p - \bar n\gamma_\mu n) + (\beta-1)(\bar\Sigma^-\gamma_\mu\Sigma^- - \bar\Sigma^+\gamma_\mu\Sigma^+)$$
$$+ \frac{\beta}{\sqrt3}(\bar\Lambda\gamma_\mu\Sigma^\circ + \bar\Sigma^\circ\gamma_\mu\Lambda) + \frac{2\beta-1}{2}(\bar\Xi^-\gamma_\mu\Xi^- - \bar\Xi^\circ\gamma_\mu\Xi^\circ) + \frac{3-5\beta}{6}(\bar A^+\gamma_\mu A^+$$
$$- \bar A^\circ\gamma_\mu A^\circ) + \frac{1-\beta}{2}(\bar S^+\gamma_\mu S^+ - 2\bar\Sigma^\circ_c\gamma_\mu\Sigma^\circ_c + 2\bar\Sigma^{++}_c\gamma_\mu\Sigma^{++}_c - \bar S^\circ\gamma_\mu S^\circ)$$
$$- \frac{\beta}{\sqrt{12}}(\bar A^+\gamma_\mu S^+ + \bar S^+\gamma_\mu A^+ - 2\bar\Lambda^+_c\gamma_\mu\Sigma^+_c - 2\bar\Sigma^+_c\gamma_\mu\Lambda^+_c - \bar A^\circ\gamma_\mu S^\circ - \bar S^\circ\gamma_\mu A^\circ)$$
$$+ \frac{2\beta-1}{2}(\bar X^+_d\gamma_\mu X^+_d - \bar X^{++}_u\gamma_\mu X^{++}_u)\Big]$$

$$L_\omega = g\,\omega_\mu\Big[\frac{3-4\beta}{2}(\bar p\gamma_\mu p + \bar n\gamma_\mu n) - \frac{8\beta-5}{6}\bar\Lambda\gamma_\mu\Lambda + \frac12(\bar\Sigma^+\gamma_\mu\Sigma^+$$
$$+ \bar\Sigma^-\gamma_\mu\Sigma^- + \bar\Sigma^\circ\gamma_\mu\Sigma^\circ - \bar\Xi^-\gamma_\mu\Xi^- - \bar\Xi^\circ\gamma_\mu\Xi^\circ) - \frac{3-4\beta}{2}(\bar T^\circ\gamma_\mu T^\circ$$
$$+ \bar X^+_s\gamma_\mu X^+_s) + \frac12(\bar\Sigma^+_c\gamma_\mu\Sigma^+_c + \bar\Sigma^{++}_c\gamma_\mu\Sigma^{++}_c + \bar\Sigma^\circ_c\gamma_\mu\Sigma^\circ_c) - \frac{8\beta-5}{6}\bar\Lambda^+_c\gamma_\mu\Lambda^+_c$$
$$- \beta(\bar A^+\gamma_\mu A^+ + \bar A^\circ\gamma_\mu A^\circ) - \frac{\beta}{\sqrt3}(\bar A^+\gamma_\mu S^+ + \bar S^+\gamma_\mu A^+ + \bar A^\circ\gamma_\mu S^\circ + \bar S^\circ\gamma_\mu A^\circ)$$
$$- \frac12(\bar X^+_d\gamma_\mu X^+_d + \bar X^{++}_u\gamma_\mu X^{++}_u) + \frac{1-2\beta}{2}(\bar S^+\gamma_\mu S^+ + \bar S^\circ\gamma_\mu S^\circ)\Big]$$

$$L_\varphi = g\,\varphi_\mu\Big[-\frac{3-4\beta}{4\sqrt2}(\bar p\gamma_\mu p + \bar n\gamma_\mu n) - \frac{3-8\beta}{24\sqrt2}\bar\Lambda\gamma_\mu\Lambda$$
$$- \frac{4\beta-1}{4\sqrt2}(\bar\Sigma^+\gamma_\mu\Sigma^+ + \bar\Sigma^-\gamma_\mu\Sigma^- + \bar\Sigma^\circ\gamma_\mu\Sigma^\circ) + \frac{5-4\beta}{4\sqrt2}(\bar\Xi^-\gamma_\mu\Xi^-$$
$$+ \bar\Xi^\circ\gamma_\mu\Xi^\circ) + \frac{\beta}{\sqrt6}(\bar A^+\gamma_\mu S^+ + \bar S^+\gamma_\mu A^+ + \bar A^\circ\gamma_\mu S^\circ + \bar S^\circ\gamma_\mu A^\circ)$$
$$+ \frac{3-8\beta}{12\sqrt2}(\bar A^+\gamma_\mu A^+ + \bar A^\circ\gamma_\mu A^\circ) - \frac{1}{4\sqrt2}\bar S^+\gamma_\mu S^+ - \frac{4\beta-1}{4\sqrt2}\bar X^+_s\gamma_\mu X^+_s$$
$$+ \frac{5-4\beta}{4\sqrt2}\bar T^\circ\gamma_\mu T^\circ - \frac{3-4\beta}{4\sqrt2}(\bar\Lambda^+_c\gamma_\mu\Lambda^+_c + \bar\Sigma^+_c\gamma_\mu\Sigma^+_c + \bar X^+_d\gamma_\mu X^+_d$$
$$+ \bar X^{++}_u\gamma_\mu X^{++}_u + \bar\Sigma^{++}_c\gamma_\mu\Sigma^{++}_c + \bar\Sigma^\circ_c\gamma_\mu\Sigma^\circ_c)\Big]$$

$$L_{J/\psi} = g\,(J/\psi)_\mu\Big[\frac{3-4\beta}{4\sqrt6}(\bar p\gamma_\mu p + \bar n\gamma_\mu n + \bar\Sigma^+\gamma_\mu\Sigma^+ + \bar\Sigma^-\gamma_\mu\Sigma^-$$
$$+ \bar\Sigma^\circ\gamma_\mu\Sigma^\circ + \bar\Lambda\gamma_\mu\Lambda + \bar\Xi^-\gamma_\mu\Xi^- + \bar\Xi^\circ\gamma_\mu\Xi^\circ) - \frac{1+8\beta}{24\sqrt6}(\bar A^+\gamma_\mu A^+$$
$$+ \bar A^\circ\gamma_\mu A^\circ + \bar\Lambda^+_c\gamma_\mu\Lambda^+_c) + \frac{4\beta-1}{4\sqrt6}(\bar S^+\gamma_\mu S^+ + \bar\Sigma^+_c\gamma_\mu\Sigma^+_c + \bar\Sigma^{++}_c\gamma_\mu\Sigma^{++}_c$$

$$+ \bar S^\circ\gamma_\mu S^\circ + \bar\Sigma^\circ_c\gamma_\mu\Sigma^\circ_c + \bar T^\circ\gamma_\mu T^\circ) + \frac{4\beta-5}{4\sqrt6}(\bar X^+_s\gamma_\mu X^+_s$$
$$+ \bar X^+_d\gamma_\mu X^+_d + \bar X^{++}_u\gamma_\mu X^{++}_u)\Big]$$

В простой кварковой модели выбору $\beta = 3/4$ соответствует отсутствие взаимодействия между барионами и векторным мезоном, которые содержат совершенно разные по аромату кварки.

Литература

I. Nardulli G., Preparata G. Phys. Lett., I98I, I04B, 399; Terasaki T., Oneda S. Phys. Rev. Lett., I982, 48, I7I5.

2. Witten E. Nucl. Phys., I983, 223B, 422; Дьяконов Д.И.. Эйдес М.И. Письма в ЖЭТФ, I983, 38, 358; Karchev N.I., Slavnov A.A. Препринт ОИЯИ, I985, E2-85-553.

3. Первушин В.Н., Сариков Н.А. ЯФ, I985, 4I, I36I.

4. Schnitzer J.H., Weinberg S. Phys. Rev., I967, I64, I828; Lee B.W., Nieh H.T. Phys. Rev., I967, I66, I507; Ogievetsky V.I., Zupnik B.M. Nucl. Phys., I970, 24B, 6I2.

5. Callan C.L., Coleman S. et al., Phys. Rev., I969, I77, 2247; Casiorowicz S., Geffen D.A. Rev. Mod. Phys., I969, 4I, 53I.

6. Review of Particle Properties. Rev. Mo. phys., I984, 56, No2.

7. Ebert D., Volkov M.K. Fortsch Phys., I98I, 2(29), 35.

8. Lednitcki R. Preprint JINR E2-85-257, Dubna, 1985.

9. Окунь Л.Б. Слабое взаимодействие элементарных частиц. М. Физматгиз, I963.

IO. Ebert D., Kallies W. Preprint ICTP, I985, IC/85/2I8.

II. Говорун Н.Н. и др. Препринт ОИЯИ, PI-85-685,Дубна, I985.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 декабря I985 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00
Д11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к
Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 3
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 5(
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна,1984. /2 тома/	7 р. 7
Д10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 5
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р.5(
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 7

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследовани

Калиновский Ю.Л., Первушин В.Н., Сариков Н.А. Р2-85-951
Метод "жестких" мезонов в SU(4)xSU(4)-киральной теории

Сделано обобщение метода "жестких" мезонов на SU(4)x SU(4)-киральную теорию путем введения в кирально-инвариантный лагранжиан взаимодействия барионов и мезонов с векторными и аксиальными мезонами. Показано, что применение метода "жестких" мезонов к двухчастичным нелептонным слабым распадам Λ_c-бариона совместно с предположением 20-плетной доминантности лагранжиана слабых взаимодействий позволяет удовлетворительно описать имеющиеся экспериментальные данные.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод О.С.Виноградовой

Kalinovskij Yu.L., Pervushin V.N., Sarikov N.A. P2-85-951
"Hard" Meson Method in SU(4)xSU(4) Chiral Theory

The generalization of "hard" meson method on the SU(4)x SU(4)chiral theory is made by including the vector and axial mesons into chiral invariant Lagrangian of baryons and scalar mesons. It is shown that the application of the "hard" meson method and the assumption of 20plet dominance of the weak interaction Lagrangian allows one to describe satisfactorily the available experimental data.

The investigation ahs been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985