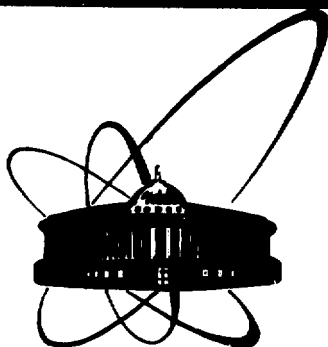


Z

СМ8310213



**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P2-83-100

Ю.Л.Калиновский, В.Н.Первушин, Н.А.Сариков

**НЕЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ
ОЧАРОВАННЫХ БАРИОНОВ
В КИРАЛЬНОЙ ТЕОРИИ**

1983

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время появились первые экспериментальные данные о распадах очарованных барионов^{/1/}. Теоретические описания этих распадов были исследованы в различных моделях^{/2/}.

В настоящей работе сделана попытка описать нелептонные распады очарованных барионов в рамках киральной теории $SU(4) \times SU(4)^{3/}$. В расчетах фактически будет использована $SU(3) \times SU(3)$ симметрия, а $SU(4) \times SU(4)$ симметрия служит для построения сильного лагранжиана. Мы ограничимся рассмотрением только двухчастичных мод распадов в "древесном" приближении, а для проверки справедливости метода в этом же подходе рассмотрим также нелептонные распады странных барионов, для которых имеются экспериментальные данные.

В разделе 2 приведем лагранжианы, необходимые для вычисления амплитуд двухчастичных нелептонных распадов $1/2^+$ очарованных барионов. Лагранжиан слабого взаимодействия выбирается в форме "ток x ток" и строго удовлетворяет правилам $\Delta T = 1$, $\Delta C = \Delta S = -1$ /в "идеальном" случае $\Theta_c = 0$ /. Барионные и мезонные токи получаются из сильных лагранжианов барион-мезонного и мезон-мезонного взаимодействия соответственно.

Раздел 3 посвящен двухчастичным нелептонным распадам странных $1/2^+$ барионов. Структура лагранжиана слабого взаимодействия выбрана по аналогии со слабым лагранжианом для нелептонных распадов каонов^{/4/}. Токи и сильные лагранжианы получаются по редукции $SU(4) \times SU(4) \rightarrow SU(3) \times SU(3)$.

2. ЛАГРАНЖИАНЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Предположим, что лагранжиан слабого взаимодействия очарованных барионов с мезонами имеет форму "ток x ток" и при $\Theta_c = 0$ строго удовлетворяет правилам отбора $\Delta T = 1$, $\Delta C = \Delta S = -1$. Структура лагранжиана с требуемыми свойствами приведена в^{/3/} и имеет вид

$$\mathcal{L}_w = \frac{G}{\sqrt{2}} [(J_\mu^{13} - iJ_\mu^{14})(J_\mu^1 - iJ_\mu^2) - (J_\mu^9 - iJ_\mu^{10})(J_\mu^6 + iJ_\mu^7) + \text{э. с.}], \quad /1/$$

G - константа Ферми, равная $10^{-5}/m_p^2 / m_p$ - масса протона/. Форма /1/ предполагает 20-плетную доминантность, обеспечивающую точное выполнение правила $\Delta T = 1/2$ /октетная доминантность/ при переходе к $SU(3) \times SU(3)$ -симметрии. Природа правила $\Delta T = 1$ аналогична $\Delta T = 1/2$ в нелептонных распадах странных барионов. Барионные токи

J_{μ}^i , входящие в /1/, определяются из вариации $SU(4) \times SU(4)$ симметричного лагранжиана сильного взаимодействия 15-плета 0^{-} -мезонов с 20-плетом $1/2^{+}$ -барионов, имеющего следующий вид /5/:

$$\mathcal{L} = \bar{B} (i\gamma_{\mu} D_{\mu} - m_0) B - g_{\Lambda} [\alpha (\bar{B} \gamma_{\mu} \gamma_5 V_i B)_d + (1-\alpha) (\bar{B} \gamma_{\mu} \gamma_5 V_i B)_f] D_{\mu} \xi_i, \quad /2/$$

где $g_{\Lambda} \approx 1,25$ - константа перенормировки аксиального тока, m_0 - усредненная масса - 2,69 ГэВ для очарованных барионов и 0,94 ГэВ - для странных барионов, α - параметр смешивания f - и d -связей, определяемых как

$$(\bar{B} V_i B)_{d(f)} = \frac{1}{2} \bar{B}_{[mn]}^a (V_i)_a^b B_b^{[mn]} + (-) \bar{B}_{[bn]}^m (V_i)_a^b B_m^{[an]}, \quad /3/$$

$$\bar{B} i\gamma_{\mu} D_{\mu} B = \bar{B}_{[mn]}^a i\gamma_{\mu} \partial_{\mu} B_a^{[mn]} - (\bar{B} \gamma_{\mu} V_i B)_f \Theta_{\mu}^i(\xi),$$

$$D_{\mu} \xi = -\frac{i}{2} \text{Tr}[A_i \exp(-i\xi \cdot A) \partial_{\mu} \exp(i\xi \cdot A)]$$

- ковариантные производные для барионов $B_i^{[jk]}$ и ϕ_i мезонов соответственно /см. приложение 1/,

$$\Theta_{\mu}^i(\xi) = -\frac{i}{2} \text{Tr}[V_i \exp(-i\xi \cdot A) \partial_{\mu} \exp(i\xi \cdot A)]$$

- форма Картана, $\xi_i = \phi_i / F_{\pi}$, F_{π} - константа слабого распада пиона,

$$V_i = \frac{\lambda_i}{2} I, \quad A_i = \frac{\lambda_i}{2} \gamma_5, \quad \lambda_i - \text{генераторы } SU(4).$$

Слабые токи, полученные вариацией /2/, имеют общий вид

$$J_{\mu}^i = V_{\mu}^i - A_{\mu}^i = \frac{1}{2} \bar{B}_{[mn]}^a (V_i)_a^b \gamma_{\mu} B_b^{[mn]} - \bar{B}_{[bn]}^m (V_i)_a^b \gamma_{\mu} B_m^{[an]} + g_{\Lambda} [\alpha (\bar{B} V_i \gamma_{\mu} \gamma_5 B)_d + (1-\alpha) (\bar{B} V_i \gamma_{\mu} \gamma_5 B)_f]. \quad /4/$$

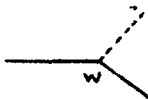
Явный вид выражения /4/ для токов $J_{\mu}^9 + iJ_{\mu}^{10}$ и $J_{\mu}^{13} + iJ_{\mu}^{14}$ приведен в приложении 2.

Амплитуды двухчастичных нелептонных распадов барионов можно представить в общем виде /6/

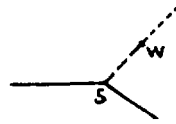
$$M = G m_{\pi}^2 \bar{\psi}(s + p \gamma_5) \psi \cdot \phi, \quad /5/$$

где m - масса заряженного пиона, s - и p - действительные числа, описывающие S - и P -волновые части амплитуды распадов. Экспериментально значения s и p определяются с точностью относительного знака, абсолютный знак остается неопределенным и выбирается условным.

Теоретические значения α и ρ , вычисленные в "древесном" приближении /см. рисунок/, приведены в табл.1.



а/



б/

Лагранжиан слабой двухмезонной вершины полюсной диаграммы /б/ имеет вид /3/

$$\mathcal{L}_w = \frac{G}{\sqrt{2}} 2F_\pi^2 (\partial_\mu F + \partial_\mu \pi^- - \partial_\mu D^0 \partial_\mu K^0). \quad /6/$$

Сильной вершине соответствует лагранжиан

$$\mathcal{L}_s = 2ig \left[\frac{1}{2} \bar{B}_{[mn]}^a (V_1)_a^b \gamma_5 B_b^{[mn]} + (2\alpha - 1) \bar{B}_{[bn]}^m (V_1)_a^b \gamma_5 B_m^{[an]} \right] \xi_1 \cdot F_\pi, \quad /7/$$

где $g = g_A m_0 / F_\pi$. Он получается из /2/ путем переопределения барионного поля, $B \rightarrow B - ig_A \gamma_5 [\alpha (V_1)_d + (1 - \alpha)(V_1)_f] \xi_1 B$ для исключения связи с производной мезонных полей в первой степени /7/. Полюсные диаграммы /б/ дают вклад только в P-волновые части амплитуд распадов /в таблице Др /.

Экспериментальные значения α и ρ для очарованных барионов пока отсутствуют. Однако они известны для странных барионов /8/. Поэтому справедливость данного подхода можно проверить на странных барионах.

3. НЕЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ СТРАННЫХ БАРИОНОВ

Предположим, что слабый лагранжиан нелептонного распада странных барионов при $\Theta_c = 0$ строго удовлетворяет правилу $\Delta T = 1/2$ и имеет общую структуру с лагранжианом нелептонных распадов K-мезонов /4/

$$\mathcal{L}_w = \frac{G}{\sqrt{2}} [(J_\mu^1 - iJ_\mu^2)(J_\mu^4 + iJ_\mu^5) - (J_\mu^3 + \frac{1}{\sqrt{3}} J_\mu^8)(J_\mu^6 + iJ_\mu^7)] + \text{э.с.л.} \quad /8/$$

Относительно SU(3) /8/ преобразуется по представлению $\underline{8}$ /октетная доминантность/. Явный вид барионных токов, используемых при рассмотрении нелептонных распадов странных барионов, получается из /4/ по редукции $SU(4) \times SU(4) \rightarrow SU(3) \times SU(3)$ и приведен в приложении 2 /ср. с /7/ /.

Значения S и P параметров и вероятности для нелептонных распадов очарованных барионов $\bar{\chi}$)

Мода распада	Масса /5/ ГэВ	S	$P+\Delta P$	ΔP	Вероятность $\times 10^{10} \text{с}^{-1}$
$\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \pi^+$	2,260	5,45	-11,39	-20,14	3,04
$\rightarrow p \bar{K}^0$		2,58	-20,05	-1,96	5,97
$\Lambda^+ \rightarrow \Sigma^0 \pi^+$	2,460	-6,71	15,36	-0,14	3,83
$\rightarrow \Sigma^+ \bar{K}^0$		2,47	-22,60	-1,96	4,33
$\Lambda^0 \rightarrow \Sigma^- \pi^+$	2,476	-6,76	15,45	-0,14	3,88
$\rightarrow \Lambda \bar{K}^0$		-1,08	6,38	-1,96	0,47
$\rightarrow \Sigma^0 \bar{K}^0$		-1,77	12,67	-1,96	1,44
$\Sigma^+ \rightarrow \Sigma^0 \bar{K}^0$	2,791	7,03	-9,78	-1,96	34,95
$\chi_u^{++} \rightarrow A^+ \pi^+$	3,647	-6,95	5,31	-0,14	1,38
$\rightarrow S^+ \pi^+$		-3,48	23,33	-0,14	0,76
$\rightarrow \Sigma_c^{++} \bar{K}^0$		-5,81	34,18	-1,96	2,31
$\chi_d^+ \rightarrow A^0 \pi^+$	3,664	-6,96	5,34	-0,14	1,37
$\rightarrow S^0 \pi^+$		-3,50	26,45	-0,14	0,76
$\rightarrow \Lambda_c^+ \bar{K}^0$		-2,73	-25,59	-1,96	1,43
$\rightarrow \Sigma_c^+ \bar{K}^0$		4,14	-27,75	-1,96	1,37
$\chi_s^+ \rightarrow T^0 \pi^+$	3,894	-5,25	39,65	-0,14	1,63
$\rightarrow A^+ \bar{K}^0$		2,79	23,38	-1,96	1,03
$\rightarrow S^+ \bar{K}^0$		4,31	-29,48	-1,96	1,37

x) Данные приведены только для тех $1/2^+$ барионов, которые распадаются по слабому взаимодействию /2a/.

В "древесном" приближении слабой вершине полюсной диаграммы /'б' на рисунке/ соответствует /4/

$$\mathcal{L}_w = \frac{G}{\sqrt{2}} 2F_\pi^2 (\partial_\mu K^+ \partial_\mu \pi^- - \frac{1}{\sqrt{2}} \partial_\mu K^0 \partial_\mu \pi^0). \quad /9/$$

Лагранжиан сильной вершины, полученный из /7/ редукцией $SU(4) \times SU(4) \rightarrow SU(3) \times SU(3)$, имеет вид /ср. с /7'/

$$\mathcal{L}_8 = 2ig \bar{B}_1 [\alpha d_{ijk} - i(1 - \alpha) f_{ijk}] \gamma_5 B_j \phi_k, \quad /10/$$

где B_1 -и ϕ_1 - октеты барионных и мезонных полей /4/, f_{ijk} -и d_{ijk} - структурные коэффициенты $SU(3)$.

Значения s и p , вычисленные в "древесном" приближении, и экспериментальные данные приведены в табл.2. Из таблицы видно, что данный подход с точностью ~20% правильно описывает S -волновые части амплитуд распадов.

Таблица 2

Теоретические и экспериментальные /8/ значения s - и p -параметров

Мода распадов	s	$p + \Delta p$	$s_{\text{эксп.}}$	$p_{\text{эксп.}}$
$\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$	1,03	8,90	1,47 \pm 0,01	9,98 \pm 0,24
$\rightarrow n\pi^0$	-0,77	-6,69	-1,07 \pm 0,01	-7,14 \pm 0,56
$\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$	-0,89	3,41	1,48 \pm 0,05	-12,04 \pm 0,58
$\rightarrow n\pi^+$	0.	0.	0,06 \pm 0,01	19,07 \pm 0,07
$\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$	1,20	-4,57	1,93 \pm 0,01	-0,65 \pm 0,07
$\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0\pi^0$	0,87	2,38	1,54 \pm 0,03	-6,43 \pm 0,66
$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0\pi^-$	1,19	2,09	2,04 \pm 0,01	-6,93 \pm 0,31

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Из табл.2 видно, что в "древесном" приближении в рамках киральной теории $SU(3) \times SU(3)$ /с дополнительным требованием 20-плетной доминантности слабого лагранжиана в "идеальном" случае $\mathcal{E}_c = 0$ /удается удовлетворительно описывать только S -волновые амплитуды распадов странных барионов. Проблема P -волновых амплитуд, как и в алгебре токов, остается нерешенной. Можно надеяться, что значения параметра S -волновой амплитуды распада для очарованных барионов в рамках точности теории /20-30%/ согласуются с экспериментом. Вероятности мод распадов очарованных барионов при $\tau \approx 2 \cdot 10^{-18} \text{с}$ /1/ составляют ~1% полной ширины распада. Это согласуется с предположением о существовании множества

различных каналов распада для каждого очарованного бариона. Экспериментально известно, что отношение вероятностей распадов $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \pi^+$ и $\Lambda_c^+ \rightarrow p \bar{K}^0$ равно $0,6 \pm 0,3$. Для такого отношения из табл.1 получим значение $0,51$, согласующееся с экспериментом. Данный подход /в "древесном" приближении/ описывает только часть множества различных мод двухчастичных распадов. Например, для Λ_c^+ схема GIM предсказывает существование, кроме $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \pi^+$, $p \bar{K}^0$, еще $\Sigma^0 \pi^+$, $\Xi^0 K^+$, $\Sigma^+ \pi^0$, $\Sigma^+ \eta$ моды при $\Theta_c = 0$. Причина отсутствия некоторых мод распадов аналогична с запрещением $\Sigma^+ \rightarrow p \pi^+$ в случае странных барионов. Экспериментально установлено, что $\Sigma^+ \rightarrow p \pi^+$ идет по P-волновому каналу. Возможно, что решение проблемы P-волн позволит удовлетворительно описать все моды двухчастичных распадов. Для решения такой проблемы интересно исследовать перенормировку аксиально-векторного барионного тока в приближении однопетлевых диаграмм.

Данный метод может быть применен для оценки вероятностей многочастичных мод распадов. Однако, начиная с трехчастичных распадов, возникают каналы, идущие через резонансы. Например, распад $\Lambda_c^+ \rightarrow p \bar{K}^- \pi^+$ может идти через $p \bar{K}^{*0}$ и $\Delta^{++} K^-$. Поэтому при описании многочастичных расчетов необходимо включение резонансов в киральную теорию.

В заключение авторы выражают благодарность А.С.Бунятову за постоянный интерес к работе, О.М.Кузнецову и В.В.Люкову за полезные обсуждения.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

20-плет барионов:

$$B_1^{[12]} = \frac{A^+}{\sqrt{6}} - \frac{S^+}{\sqrt{2}}$$

$$B_1^{[13]} = \frac{\Lambda_c^+}{\sqrt{6}} + \frac{\Sigma_c^+}{\sqrt{2}}$$

$$B_1^{[14]} = \frac{\Lambda^0}{\sqrt{6}} + \frac{\Sigma^0}{\sqrt{2}}$$

$$P_1^{[23]} = \Sigma_c^{++}$$

$$B_1^{[34]} = p$$

$$B_1^{[24]} = \Sigma^+$$

$$B_2^{[12]} = \frac{A^0}{\sqrt{6}} - \frac{S^0}{\sqrt{2}}$$

$$B_2^{[13]} = \Sigma_c^0$$

$$B_2^{[14]} = \Sigma^-$$

$$B_2^{[23]} = \frac{\Lambda_c^+}{\sqrt{6}} - \frac{\Sigma_c^+}{\sqrt{2}}$$

$$B_2^{[24]} = \frac{\Lambda^0}{\sqrt{6}} - \frac{\Sigma^0}{\sqrt{2}}$$

$$B_2^{[34]} = n$$

$$B_3^{[12]} = -T^0$$

$$B_3^{[13]} = \frac{A^0}{\sqrt{6}} + \frac{S^0}{\sqrt{2}}$$

$$B_3^{[14]} = -\Xi^-$$

$$B_3^{[23]} = -\frac{A^+}{\sqrt{6}} - \frac{S^+}{\sqrt{2}}$$

$$B_3^{[24]} = \bar{\Xi}^0$$

$$B_3^{[34]} = -\sqrt{\frac{2}{3}}\Lambda^0$$

$$B_4^{[12]} = -X_s^+$$

$$B_4^{[13]} = X_d^+$$

$$B_4^{[14]} = -\sqrt{\frac{2}{3}}A^0$$

$$B_4^{[23]} = -X_u^{++}$$

$$B_4^{[24]} = \sqrt{\frac{2}{3}}A^+$$

$$B_4^{[34]} = \sqrt{\frac{2}{3}}\Lambda_c^+$$

$$B_i^{[ik]} = 0, \quad B_i^{[jk]} = B_i^{[kj]}.$$

15-плет 0^- -мезонов:

$$\pi^\pm = \frac{\phi_1 \mp i\phi_2}{\sqrt{2}}, \quad K^\pm = \frac{\phi_4 \mp i\phi_5}{\sqrt{2}}, \quad K^0 = \frac{\phi_6 - i\phi_7}{\sqrt{2}}, \quad \bar{K}^0 = \frac{\phi_6 + i\phi_7}{\sqrt{2}},$$

$$D^\pm = \frac{\phi_{11} \pm i\phi_{12}}{\sqrt{2}}, \quad F^\pm = \frac{\phi_{13} \pm i\phi_{14}}{\sqrt{2}}, \quad D^0 = \frac{\phi_9 + i\phi_{10}}{\sqrt{2}}, \quad \bar{D}^0 = \frac{\phi_9 - i\phi_{10}}{\sqrt{2}},$$

$$\pi^0 = \phi_3, \quad \eta = \phi_8, \quad \eta_c = \phi_{15}.$$

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

$$\begin{aligned} J_\mu^4 + iJ_\mu^5 &= \bar{\Sigma}^0 \gamma_\mu \left[-\frac{1}{\sqrt{2}} - \frac{1}{\sqrt{2}} g_A \gamma_5 \right] \Xi^- \\ &+ \bar{\Lambda}^0 \gamma_\mu \left[-\frac{3}{\sqrt{6}} + \frac{4a-3}{\sqrt{6}} g_A \gamma_5 \right] \Xi^- \\ &+ \bar{p} \gamma_\mu \left[-\frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{2a-1}{\sqrt{2}} g_A \gamma_5 \right] \Sigma^0 \\ &+ \bar{p} \gamma_\mu \left[-\frac{3}{\sqrt{6}} + \frac{2a-3}{\sqrt{6}} g_A \gamma_5 \right] \Lambda^0 \end{aligned}$$

$$+ \bar{n} \gamma_{\mu} [-1 + (2\alpha - 1) g_A \gamma_5] \Sigma^-$$

$$+ \bar{\Sigma}^+ \gamma_{\mu} [1 + g_A \gamma_5] \Xi^{\circ};$$

$$J_{\mu}^6 + iJ_{\mu}^7 = \bar{p} \gamma_{\mu} [-1 + (2\alpha - 1) g_A \gamma_5] \Sigma^+$$

$$+ \bar{\Sigma}^- \gamma_{\mu} [-1 - g_A \gamma_5] \Xi^-$$

$$+ \bar{n} \gamma_{\mu} \left[-\frac{3}{\sqrt{6}} + \frac{2\alpha - 3}{\sqrt{6}} g_A \gamma_5 \right] \Lambda^{\circ}$$

$$+ \bar{n} \gamma_{\mu} \left[\frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{1 - 2\alpha}{\sqrt{2}} g_A \gamma_5 \right] \Sigma^{\circ}$$

$$+ \bar{\Sigma}^{\circ} \gamma_{\mu} \left[\frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{1}{\sqrt{2}} g_A \gamma_5 \right] \Xi^{\circ}$$

$$+ \bar{\Lambda}^{\circ} \gamma_{\mu} \left[\frac{3}{\sqrt{6}} + \frac{3 - 4\alpha}{\sqrt{6}} g_A \gamma_5 \right] \Xi^{\circ}.$$

$$J_{\mu}^9 + iJ_{\mu}^{10} = \bar{p} \gamma_{\mu} \left[\frac{1}{\sqrt{6}} + \frac{1 + 2\alpha}{\sqrt{6}} g_A \gamma_5 \right] \Lambda_c^+$$

$$+ \bar{p} \gamma_{\mu} \left[-\frac{1}{\sqrt{2}} - \frac{1 - 2\alpha}{\sqrt{2}} g_A \gamma_5 \right] \Sigma_c^+$$

$$+ \bar{n} \gamma_{\mu} [-1 + (2\alpha - 1) g_A \gamma_5] \Sigma_c^{\circ}$$

$$+ \bar{\Xi}^{\circ} \gamma_{\mu} [1 + (1 - 2\alpha) g_A \gamma_5] \Sigma^{\circ}$$

$$+ \bar{\Sigma}^+ \gamma_{\mu} \left[\frac{1}{\sqrt{6}} + \frac{1 + 2\alpha}{\sqrt{6}} g_A \gamma_5 \right] \Lambda^+$$

$$+ \bar{\Sigma}^+ \gamma_{\mu} \left[\frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{1 - 2\alpha}{\sqrt{2}} g_A \gamma_5 \right] S^+$$

$$+ \bar{\Sigma}^{\circ} \gamma_{\mu} \left[-\frac{1}{\sqrt{12}} - \frac{1 + 2\alpha}{\sqrt{12}} g_A \gamma_5 \right] \Lambda^{\circ}$$

$$\begin{aligned}
& + \bar{\Sigma}^{\circ} \gamma_{\mu} \left[-\frac{1}{2} + \frac{2\alpha - 1}{2} g_A \gamma_5 \right] S^{\circ} \\
& + \bar{\Lambda}^{\circ} \gamma_{\mu} \left[-\frac{1}{6} - \frac{1 + 2\alpha}{6} g_A \gamma_5 \right] A^{\circ} \\
& + \bar{\Lambda}^{\circ} \gamma_{\mu} \left[\frac{3}{\sqrt{12}} + \frac{3 - 6\alpha}{\sqrt{12}} g_A \gamma_5 \right] S^{\circ} \\
& + \Lambda_c^+ \gamma_{\mu} \left[-\frac{1}{\sqrt{6}} - \frac{1 - 4\alpha}{\sqrt{6}} g_A \gamma_5 \right] X_d^+ \\
& + \bar{A}^+ \gamma_{\mu} \left[\frac{1}{\sqrt{6}} + \frac{1 - 4\alpha}{\sqrt{6}} g_A \gamma_5 \right] X_s^+ \\
& + \bar{S}^+ \gamma_{\mu} \left[\frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{1}{\sqrt{2}} g_A \gamma_5 \right] X_s^+ \\
& + \bar{\Sigma}_c^+ \gamma_{\mu} \left[\frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{1}{\sqrt{2}} g_A \gamma_5 \right] X_d^+ \\
& + \Sigma_c^{++} \gamma_{\mu} \left[-1 - g_A \gamma_5 \right] X_u^{++} ;
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
J_{\mu}^{13} + iJ_{\mu}^{14} & = \bar{\Sigma}^+ \gamma_{\mu} \left[-1 + (2\alpha - 1) g_A \gamma_5 \right] \Sigma_c^{++} \\
& + \bar{\Sigma}^- \gamma_{\mu} \left[-1 + (2\alpha - 1) g_A \gamma_5 \right] \Sigma_c^{\circ} \\
& + \bar{\Sigma}^{\circ} \gamma_{\mu} \left[-1 + (2\alpha - 1) g_A \gamma_5 \right] \Sigma_c^+ \\
& + \bar{\Lambda}^{\circ} \gamma_{\mu} \left[-1 + \frac{4\alpha - 6}{6} g_A \gamma_5 \right] \Lambda_c^+ \\
& + \bar{\Xi}^- \gamma_{\mu} \left[\frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{1 - 2\alpha}{\sqrt{2}} g_A \gamma_5 \right] S^{\circ} \\
& + \bar{\Xi}^- \gamma_{\mu} \left[\frac{3}{\sqrt{6}} + \frac{3 - 2\alpha}{\sqrt{6}} g_A \gamma_5 \right] A^{\circ} \\
& + \bar{\Xi}^{\circ} \gamma_{\mu} \left[\frac{3}{\sqrt{6}} + \frac{3 - 2\alpha}{\sqrt{6}} g_A \gamma_5 \right] A^+ \\
& + \bar{\Xi}^{\circ} \gamma_{\mu} \left[\frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{1 - 2\alpha}{\sqrt{2}} g_A \gamma_5 \right] S^+
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \bar{A}^0 \gamma_\mu \left[\frac{3}{\sqrt{6}} + \frac{3-4\alpha}{\sqrt{6}} g_A \gamma_5 \right] X_d^+ \\
& + \bar{A}^+ \gamma_\mu \left[\frac{3}{\sqrt{6}} + \frac{3-4\alpha}{\sqrt{6}} g_A \gamma_5 \right] X_u^{++} \\
& + \bar{S}^0 \gamma_\mu \left[\frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{1}{\sqrt{2}} g_A \gamma_5 \right] X_s^+ \\
& + \bar{S}^+ \gamma_\mu \left[\frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{1}{\sqrt{2}} g_A \gamma_5 \right] X_u^{++} \\
& + \bar{T}^0 \gamma_\mu [1 + g_A \gamma_5] X_s^+;
\end{aligned}$$

ЛИТЕРАТУРА

1. XXth International Conference on High Energy Physics. Madison, 1980; 1981 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies. Bonn, 1981; George H. Trilling Preprint LBL-12283, 1981.
2. Matsuda M. et al. Preprint DPNP-21-77, 1977; M.Kobayashi et al. Prog.Theor.Phys., 1972, vol.47, p.982; Z.Maki et al. Prog.Theor.Phys., 1972, vol.47, p.1682; Iwasaki Y. Phys. Rev.Lett., 1975, vol.35, p.749; Kingsley R.L. et al. Phys. Rev.D, 1975, vol.12, p.106; De Rujula A. et al. Phys. Rev.D, 1975, vol.12, p.147; Karino T. Prog.Theor.Phys., 1976, vol.55, p.832;
- 2a. Körner J.G. et al. Z.Phys.C, 1979, vol.2, p.177.
3. Калиновский Ю.Л., Первушин В.Н. ЯФ, 1979, т.29, с.450.
4. Волков М.К., Первушин В.Н. Существенно нелинейные квантовые теории, динамические симметрии и физика мезонов. Атомиздат, М., 1978.
5. Ebert D. Nuovo Cim. A, 1979, vol.54, p.399.
6. Окунь Л.Б. Слабое взаимодействие элементарных частиц. Физматгиз, М., 1963.
7. Волков М.К. ЭЧАЯ, 1979, т.10, вып.3, с.693.
8. Review of Particle Properties. CERN, 1980.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 февраля 1983 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

ДЗ-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VIII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна. 1981.	3 р. 80 к.
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
ДЗ,4-Е-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Калиновский Ю.Л., Первушин В.Н., Сариков Н.А.
Нелептонные распады очарованных барионов в киральной теории

P2-83-100

Рассмотрены нелептонные распады очарованных барионов в киральной теории. Лагранжиан слабого взаимодействия выбирается в форме "ток x ток" и строго удовлетворяет правилу $\Delta T = 1$ в "идеальном" случае $\Theta_c = 0$. Токи являются нелинейными реализациями киральной группы $SU(4) \times SU(4)$. Для оценки справедливости подхода рассмотрены также нелептонные распады странных барионов. Из сравнения полученных результатов с имеющимися экспериментальными данными следует, что в "древесном" приближении теория удовлетворительно описывает только s-волновые части амплитуд распадов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Kalinovskij Yu.L., Pervushin V.N., Sarikov N.A.
Nonleptonic Decays of Charmed Baryons in Chiral Theory

P2-83-100

Nonleptonic decays of charmed baryons in chiral theory are considered. The Lagrangian of weak interaction is taken in the "current x current" form and satisfies exactly the rule, $\Delta T = 1$ in ideal case $\Theta_c = 0$. Currents are the nonlinear realization of the chiral group $SU(4) \times SU(4)$. The nonleptonic decays of strange baryons are considered also to estimate the truth of the approach. It follows from the experimentally known data that the theory describes satisfactorily only the s-wave part of amplitude in the "tree" approach.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С. Виноградовой.

Редактор Б.Б.Колесова. Макет Н.А.Киселевой.
Набор В.С.Румянцевой, Е.М.Граменицкой.

Подписано в печать 23.02.83.

Формат 60x90/16. Офсетная печать. Уч.-изд.листов 0,94.

Тираж 580. Заказ 32549.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Дубна Московской области.