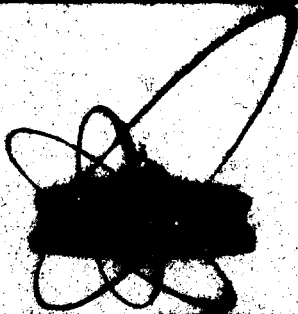


2

SU8404610



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P1-83-832

Нгуен Монг Зао

РАСПАД ОЧАРОВАННЫХ ЧАСТИЦ  
И ПРАВИЛА ОТБОРА  
ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1983

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Правила отбора для распадов элементарных частиц, введенные Гелл-Манном и Фейнманом <sup>/1,2/</sup>, имеют следующий вид:

$$\Delta Q = \Delta S, \quad /1/$$

$$|\Delta S| \leq 1, \quad /2/$$

$$\Delta I = 1/2. \quad /3/$$

В формулах <sup>/1/-/3/</sup>  $Q, S, I$  - заряд, странность и изотопический спин частиц, присутствующих в распадах. Заряд и другие характеристики лептонов в этих формулах не учтены. Правила <sup>/1/-/3/</sup> имеют большое значение в физике высоких энергий. Однако факт нарушения правила <sup>/3/</sup> /то есть правила  $\Delta I = 1/2/$  известен в литературе давно <sup>/3-6/</sup>, а физическая сущность правил <sup>/1/</sup>, <sup>/2/</sup> не ясна. При изучении очарованных частиц наблюдаются события, явно нарушающие правила <sup>/1/</sup> и <sup>/2/</sup> <sup>/7/</sup>.

В <sup>/8/</sup> приведена обобщенная формула Гелл-Манна-Нишиджима, которая справедлива для адронов, кварков, лептонов и шпуронов:

$$Q = I_3 + \frac{S + C + B - L_e - L_\mu}{2}. \quad /4/$$

На основании калибровочного преобразования первого рода и обобщенной формулы Гелл-Манна-Нишиджимы <sup>/4/</sup> были получены правила отбора для распадов элементарных частиц. Согласно этим правилам при распадах элементарных частиц допустимы следующие переходы:

$$\Delta I_3 = 0, \Delta S = 0, \Delta C = 0, \Delta B = 0, \Delta L_e = 0, \Delta L_\mu = 0. \quad /5/$$

В формулах <sup>/4/</sup>, <sup>/5/</sup>  $I_3$  - третьи компоненты изотопического спина,  $S$  - странность,  $C$  - очарованность,  $B, L_e, L_\mu$  - барионное, электронное, мезонное лептонные числа соответственно.

$\Delta I_3 = \sum_f (I_3)_f - (I_3)_i$ ;  $\sum_f (I_3)_f$  - алгебраическая сумма третьих компонент изотопического спина всех частиц, рожденных в распаде, включая лептоны и шпуроны <sup>/19,20/</sup>;  $(I_3)_i$  - третья компонента изотопического спина рождающейся частицы.

$\Delta S = \sum_f (S)_f - S_i$ ;  $\Delta C = \sum_f (C)_f - C_i$ , где  $\sum_f S_f, \sum_f C_f$  - алгебраические суммы квантовых чисел странности и очарованности, включая шпуроны, рожденные в распаде;  $S_i$  и  $C_i$  - странность и очарован-

Таблица 1

Некоторые характеристики кварков, лептонов и шпуронов

Кванто- вые харак- теристики	Частицы									
	u	d	s	c	e <sup>-</sup>	$\bar{\nu}_e$	$\mu^-$	$\bar{\nu}_\mu$	$\Lambda_1$	$\Lambda_2$
Q	2/3	1/3	-1/3	2/3	-1	0	-1	0	0	0
I <sub>3</sub>	1/2	-1/2	0	0	-1/2	1/2	-1/2	1/2	1/2	-1/2
B	1/3	1/3	1/3	1/3	0	0	0	0	0	0
S	0	0	-1	0	0	0	0	0	-1	0
C	0	0	0	1	0	0	0	0	0	1
L <sub>e</sub>	0	0	0	0	1	-1	0	0	0	0
L <sub><math>\mu</math></sub>	0	0	0	0	0	0	1	-1	0	0

ность распадающейся частицы. Отмечено /8/, что в формулах /5/ учтены характеристики всех частиц, участвующих в распадах, включая кварки, лептоны и шпуроны, квантовые характеристики которых даны в табл.1.

Как показано в /8/, правила /5/ хорошо описывают все экспериментальные данные по распадам странных частиц. Кроме того, в /8/ показано, что правила Гелл-Манна-Фейнмана /1/-/3/ являются частным случаем правил /5/ для полулептонных распадов с изменением странности.

В настоящей работе правила /5/ применяются для анализа экспериментальных данных по распадам очарованных частиц. На основании правил /5/ предсказаны возможные методы распада для очарованных частиц, которые еще не наблюдались в эксперименте.

## 2. ОСНОВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПО РАСПАДАМ ОЧАРОВАННЫХ ЧАСТИЦ

Экспериментальные данные по распадам очарованных частиц приведены в табл.2. Они заимствованы из /12/ и обзоров /9-11/. В таблице указаны значения массы, изотопического спина I- и G-четности, спина J- и D-четности, моды и относительная вероятность распада.

Схемы распада D-мезонов относительно хорошо изучены и являются лучшим подтверждением существования нового квантового числа C. Моды распадов F<sup>±</sup>-мезонов менее изучены. Почти все данные об этих распадах получены в опытах на встречных e<sup>+</sup> e<sup>-</sup> пучках при анализе следующих событий:

- $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi + X,$   
 $\rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^+ + X,$   
 $\rightarrow K^+K^0 + X,$   
 $\rightarrow K^+\bar{K}^0 + X,$   
 $\rightarrow \gamma\gamma + \geq 2 \text{ заряженные частицы},$   
 $\gamma\gamma + \gamma_e + \pi^\pm + X.$

Таблица 2

Свойства очарованных частиц

Частица	$I G(J^P)$	Масса, МэВ/с <sup>2</sup>	Мода распада	Относительная ве- роятность в %
$D^\pm$	1/2 ( $0^-$ )	$1868,3 \pm 0,9$	$D^+ \rightarrow e^+\gamma X$	$8,2 \pm 1,2$
			$\bar{K}^0 \pi^+$	$1,5 \pm 0,6$
			$K^-\pi^+$	$10 \pm 7$
			$K^+\pi^+$	$6 \pm 6$
			$\bar{K}^0 \pi^0$	$39 \pm 29$
			$\pi^+\pi^+\pi^-$	$< 0,31$
			$K^+\pi^+K^-$	$< 0,6$
			$K^+\pi^+\pi^-$	$< 0,20$
$D^0, \bar{D}^0$	1/2 ( $0^-$ )	$1863,3 \pm 0,9$	$D^0 \rightarrow e^+\gamma X$	$8,2 \pm 1,1$
			$K^-\pi^+\pi^0$	$12 \pm 6$
			$K^-\pi^+$	$1,8 \pm 0,5$
			$K^-\pi^+\pi^+\pi^-$	$3,5 \pm 0,9$
			$K^\pm X$	$35 \pm 10$
			$\bar{K}^0 \pi^0 + K^0 \pi^0$	$57 \pm 26$
			$\bar{K}^0 \pi^+\pi^- + K^0 \pi^+\pi^-$	$4,4 \pm 1,1$
			$K^+K^-$ $\pi^+\pi^-$	$(2,0 \pm 0,8) \cdot 10^{-1}$ $(5,9 \pm 3,2) \cdot 10^{-2}$
$\Lambda_c^\pm$	0 ( $1/2$ )	$2273 \pm 6$	$\Lambda_c^+ \rightarrow \pi^0 \pi^+\pi^+\pi^-$	
			$\rho K^-\pi^+$	
$\Sigma_c^+$		$2457 \pm 4$	$\bar{\rho} K^+\pi^-$	
			$\Lambda_c^+ \pi^0$ $\hookrightarrow K^-\rho \pi^+$	
$\Sigma_c^{*+}$		$\sim 2430$	$\Lambda_c^+ \pi^+$	

Наиболее хорошо изученным из очарованных барионов является  $\Lambda_c^+$  /13-15/. Его масса меньше суммы масс нуклона и D-мезона, распад  $\Lambda_c^+$ -бариона на эти частицы невозможен, и он распадается благодаря слабому взаимодействию на состоянии  $\Lambda_c \rightarrow NKX$ ,  $\Lambda_c \rightarrow \Lambda X$ ,  $\Lambda_c \rightarrow \Sigma X$ , где X - лептонная пара или пионы /X =  $e\nu$ ,  $\mu\nu$  или  $\pi\pi$ /.

Доказательство существования  $\Sigma_c^+$ -бариона получено в /14/, где в пузырьковой камере ВЕВС, экспонированной в нейтринном пучке, наблюдали событие  $\nu + p \rightarrow \mu^- p K^- \pi^0 \pi^+$ . Его удалось представить в виде процесса рождения и последующего каскадного распада:

$$\nu + p \rightarrow \mu^- \Sigma^+ \pi^+$$

$$\Sigma_c^+ \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^0,$$

$$\Lambda_c^+ \rightarrow K^- p \pi^+.$$

В этой работе получено значение массы  $\Sigma_c^+$ -бариона:  $M_{\Sigma_c^+} = 2247 \pm 4$  МэВ.

Указание на существование двукратно заряженного очарованного бариона получено в /16/ при изучении реакции  $\nu + p \rightarrow \mu^+ \Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$ . Здесь, как и в приведенной выше реакции рождения  $\Sigma_c^+$ -бариона, изменения заряда и странности адронов связаны соотношением  $\Delta Q = \Delta S$ , что является очевидным нарушением правила Гелл-Манна-Фейнмана  $\Delta Q = \Delta S$ , хорошо выполняющегося в слабых взаимодействиях. Подтверждение существования  $\Sigma_c^{++}$ -бариона было получено в 1979 г. в эксперименте /17/, выполненном с помощью 15-дюймовой камеры, работающей в нейтринном пучке.

### 3. ПРИМЕНЕНИЕ ПРАВИЛ /5/ ДЛЯ АНАЛИЗА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО РАСПАДАМ ОЧАРОВАННЫХ ЧАСТИЦ

В данном разделе мы покажем, что для всех наблюдаемых мод распада очарованных частиц выполняются правила /5/. Для каждой очарованной частицы мы будем рассматривать некоторые типичные моды распада. При этом для последующего анализа введем следующее предположение. Возьмем произвольную реакцию, например:

$$D^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+. \quad /6/$$

Напишем кварковую структуру данного перехода:  $\bar{d}s \rightarrow u\bar{d}\bar{u}u\bar{d}$ . Картина взаимодействия в этой реакции может быть очень сложной, но для упрощения анализа не будем учитывать все кварки одного сорта, присутствующие в обеих сторонах перехода. Кроме того, не будем обращать внимание на пару кварк-антикварк, рождающуюся в результате распада. Тогда реакцию /6/ можно рассматривать в виде следующего перехода:

$$c \rightarrow u.$$

/7/

Легко видеть, что изменение странности, очарованности, заряда и третьей компоненты изотопического спина распада /6/ характеризуется именно переходом /7/.

#### А. Распад D-мезонов

Следующая мода распада  $D^+$ -мезонов разрешена правилами отбора /5/:  $D^+ \rightarrow \bar{K}^- \pi^+ \pi^+$  в этом случае имеется кварковый переход  $c \rightarrow \bar{u}d$  или  $c\bar{s} \rightarrow \bar{d}u$ . То есть для осуществления распада  $D^+ \rightarrow \bar{K}^- \pi^+ \pi^+$  с-кварк должен переходить в u-кварк с испусканием шуприона  $\Delta_2$ , а  $\bar{s}$  превращаться в  $\bar{d}$  с испусканием  $\Delta_1$ . Тогда, учитывая роль шуприона, имеем  $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ + \Delta_1 + \Delta_2$ . При этом выполняются правила  $\Delta I_3 = 0$ ,  $\Delta S = 0$ ,  $\Delta C = 0$ ,  $\Delta B = 0$ ... Аналогично вышесказанному следующие моды распадов являются разрешенными по правилам отбора /5/:

1.  $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+ + \Delta_1 + \Delta_2$ .
2.  $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^0 + \Delta_1 + \Delta_2$ .
3.  $D^+ \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^- + \Delta_1 + \Delta_2$ .
4.  $D^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^0 + \Delta_2$ .
5.  $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ + \bar{\Delta}_1 + \Delta_2$ .
6.  $D^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ + \Delta_2$ .
7.  $D^0 \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0 + \Delta_1 + \Delta_2$ .
8.  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0 \pi^0 + \Delta_1 + \Delta_2$ .
9.  $D^0 \rightarrow K^- \pi^0 \pi^+ \pi^+ + \Delta_1 + \Delta_2$ .
10.  $D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- K^0 + \Delta_1 + \Delta_2$ .
11.  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0 + \Delta_1 + \Delta_2$ .
12.  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ + \Delta_1 + \Delta_2$ .
13.  $D^0 \rightarrow K^+ K^- + \Delta_2$ .
14.  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^- + \Delta_1 + \Delta_2$ .

Кроме адронных распадов, как известно, D-мезон может переходить в другие частицы путем полулептонного распада, например  $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ e^+ \nu$ . В этом распаде имеется следующая схема кваркового перехода:

$$\bar{d}c \rightarrow s \bar{u} u \bar{d} e^+ \nu + \bar{\Delta}_1 + \Delta_2$$

$I_3$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$
$S$	0	-1	0	0	0	1	0
$C$	1	0	0	0	0	0	1

Учитывая роль изотопического спина лептонов и шпурнионов, имеем  $\Delta I_3 = 0$ ,  $\Delta S = 0$ ,  $\Delta C = 0$ ,  $\Delta L_e = 0$ ,  $\Delta L_\mu = 0$ ,  $\Delta B = 0 \dots$ , то есть выполняются правила /5/. С другой стороны, вышеуказанный распад можно понимать как процесс перехода с-кварка в s-кварк с испусканием пары лептонов  $e^+ \nu$  и пары шпурнионов  $\bar{\Delta}_1$  и  $\Delta_2$ , то есть

$$c \rightarrow s e^+ \nu + \bar{\Delta}_1 + \Delta_2$$

$I_3$	0	0	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$
$S$	0	-1	0	0	1	0
$C$	1	0	0	0	0	1

Аналогично вышерассмотренной моде распада следующие полулептонные распады являются разрешенными по правилам /5/:

1.  $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \mu^+ \nu$ .
2.  $D^+ \rightarrow K^0 e^+ \nu$ .
3.  $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ e^+ \nu$ .
4.  $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 e^- \nu$ .
5.  $D^0 \rightarrow K^- \mu^- \nu$ .
6.  $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu$ .
7.  $D^- \rightarrow \bar{K}^0 e^+ \bar{\nu}$ .
8.  $D^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ \nu (\mu^+ \nu)$ .
9.  $D^- \rightarrow K^0 e^- \bar{\nu}$ .
10.  $D^0 \rightarrow K^+ e^- \bar{\nu}$ .
11.  $D^0 \rightarrow K^+ \mu^- \bar{\nu}$ .
12.  $D^+ \rightarrow K^0 e^+ \nu$ .

Эти моды распада можно разделить на следующие типы:

- Первый тип распада обусловлен переходом  $c$ -кварка в  $s$ -кварк с испусканием пары лептонов, то есть  $c \rightarrow se + \nu (\mu + \nu)$ . Общим для распадов 1-7 является именно этот переход.
- Второй тип распада обусловлен переходом  $c \rightarrow de + \nu (\mu + \nu) + \Delta_2$ . По этому переходу идут следующие реакции:  $D^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ \nu$ ,  $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu$ . В этих распадах присутствует только один шпурин  $\Delta_1$ .
- Третий полулептонный тип распада определяется переходом одновременно двух кварков:

$$\begin{cases} c \rightarrow u + \Delta_2, \\ \bar{u} \rightarrow \bar{d} e^+ + \nu \end{cases}$$

или

$$\begin{cases} \bar{c} \rightarrow \bar{d} e^- \bar{\nu} + \Delta_2, \\ d \rightarrow s + \bar{\Delta}_1. \end{cases}$$

Распады 9-12 происходят таким же образом. Очевидно, что вероятность этих процессов очень мала. Интересно отметить, что распад третьего типа может нарушать правила  $\Delta Q = \Delta S$  / причем  $\Delta S$  и  $\Delta Q$  относятся только к адрону / , например:

$$D^+ \rightarrow K^0 \mu^+ \nu,$$

$$D^+ \rightarrow K^0 e^+ \nu \quad (\text{где } \Delta Q = -1, \Delta S = 1),$$

$$D^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ e^- \bar{\nu} \quad (\mu^- \nu) \quad (\Delta Q = -1, \Delta S = 0).$$

### Б. Распад F-мезонов

В настоящее время всего три несомненных распада F-мезонов<sup>12/</sup>:

$$1. F^- \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^- \pi^-.$$

$$2. F^+ \rightarrow K^+ K^0 \pi^- \pi^+.$$

$$3. F^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^0.$$

Первый из них обнаружен в<sup>18/</sup>. Имеется следующая схема превращения кварковой структуры:

$$F^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0.$$

$$\bar{c} b \rightarrow u \bar{d} u \bar{d} \bar{d} \bar{d} \quad (u \bar{u} + d \bar{d}).$$



Для существования этого распада должен реализовываться следующий переход:  $\bar{c}s \rightarrow \bar{u}d$  или  $\bar{c} \rightarrow \bar{u} + \bar{\Delta}_2$ ,  $s \rightarrow d + \Delta_1$ .

Итак, если учитывать роль шпуриона, то реакцию 1 можно представить в следующем виде:  $F^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 + \Delta_1 + \bar{\Delta}_2$ . При этом выполняются правила /5/  $\Delta I_3 = 0$ ,  $\Delta S = 0$ ,  $\Delta C = 0$ ,  $\Delta B = 0 \dots$ . Аналогично распады  $F^+ \rightarrow K^+ K^0 \pi^+ \pi^-$  и  $F^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^0$  являются разрешенными по правилам /5/:

$$F^- \rightarrow K^+ K^0 \pi^+ \pi^- + \Delta_1 + \bar{\Delta}_2$$

$$\bar{c}s \rightarrow u \bar{s} \bar{d} s \bar{u} d \bar{u} d + \Delta_1 + \bar{\Delta}_2$$

$$I_3 \quad 0 \quad \frac{1}{2} \quad 0 \quad \frac{1}{2} \quad 0 \quad -\frac{1}{2} \quad -\frac{1}{2} \quad -\frac{1}{2} \quad -\frac{1}{2} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2}$$

$$S \quad -1 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad -1 \quad 0$$

$$C \quad -1 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad -1$$

Здесь происходят превращения  $\bar{c} \rightarrow \bar{u} + \bar{\Delta}_2$ ,  $s \rightarrow d + \Delta_1$ , аналогично

$$F^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^0 + \bar{\Delta}_1 + \Delta_2$$

$$c\bar{s} \rightarrow u \bar{d} u \bar{d} \bar{u} d (u \bar{u} + \bar{d} \bar{d}) + \bar{\Delta}_1 + \Delta_2.$$

$$I_3 \quad 0 \quad \frac{1}{2} \quad \frac{1}{2} \quad \frac{1}{2} \quad \frac{1}{2} \quad -\frac{1}{2} \quad \frac{1}{2} \quad (\frac{1}{2} \quad -\frac{1}{2} \quad \frac{1}{2} \quad -\frac{1}{2}) - \frac{1}{2} \quad -\frac{1}{2}$$

$$S \quad +1 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad +1 \quad 0$$

$$C \quad +1 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad +1$$

и

$$\begin{cases} c \rightarrow u + \Delta_2, \\ \bar{s} \rightarrow \bar{d} + \bar{\Delta}_1. \end{cases}$$

Правила /5/ разрешают распады, пока не наблюдавшиеся на опыте:  $F^+ \rightarrow K^+ K^0 \pi^+ \pi^+$ ,  $F^+ \rightarrow K^+ \bar{K}^0 \pi^+ \pi^+$ .

С точки зрения правил отбора /5/ полулептонные распады F-мезона можно разделить на 3 класса:

1. Распад, требующий превращения только одного кварка, то есть с-кварк превращается в d-кварк и лептонную пару ( $e^+ \nu$ ,  $\mu^+ \nu$ ) с испусканием шпуриона  $\Delta_2$ . Например, распад

$$F^+ \rightarrow K^+ \pi^- \mu^+ \nu (e^+ \nu),$$

$$c\bar{s} \rightarrow \bar{s} u \bar{u} d \mu^+ \nu (e^+ \nu).$$

Здесь происходит переход  $c \rightarrow d \mu^+ \nu (e^+ \nu) + \Delta_2$ . Очевидно, здесь выполняются правила  $\Delta I_3 = 0$ ,  $\Delta S = 0$ ,  $\Delta L_e = 0$ ,  $\Delta L_\mu = 0$ ,  $\Delta C = 0$ .

Если не учитывать изотопического спина лептонов и шпурнионов, то имеем для этой реакции  $\Delta Q = -1$ ,  $\Delta S = 0$ ,  $\Delta C = -1$ , то есть нарушение правила Гелл-Манна-Фейнмана /1/. К этим классам распада F-мезона относятся следующие реакции:

$$F^- \rightarrow K^0 \pi^0 e^- \bar{\nu} \quad (\mu^- \bar{\nu}) \quad (\Delta Q = 1, \Delta S = 0, \Delta C = +1),$$

$$F^- \rightarrow \bar{K}^0 \mu^- \bar{\nu} \quad (e^- \bar{\nu}) \quad (\Delta Q = 1, \Delta S = 0, \Delta C = 1),$$

$$F^+ \rightarrow K^0 \mu^+ \nu \quad (e^+ \nu) \quad (\Delta Q = 1, \Delta S = 0, \Delta C = -1),$$

$$F^+ \rightarrow K \pi^0 \mu^+ \nu \quad (e^+ \nu) \quad (\Delta Q = 1, \Delta S = 0, \Delta C = -1).$$

2. Распад, требующий превращения с-кварка в s-кварк и лептонную пару с испусканием двух шпурнионов  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$ . К этому типу распада относится следующая реакция:

$$F^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \mu^+ \nu \quad (e^+ \nu),$$

$$s\bar{s} \rightarrow u\bar{d}d\bar{u} \mu^+ \nu + \bar{\Delta}_1 + \Delta_2,$$

$$c \rightarrow s \mu^+ \nu (e^+ \nu) + \bar{\Delta}_1 + \Delta_2.$$

Учитывая изотопический спин лептона и шпурисна, имеем  $\Delta I_3 = 0$ ,  $\Delta S = 0$ ,  $\Delta C = 0$ , ..., то есть правила /5/ выполняются. В этом распада, если не учитывать роли лептона и шпурниона, имеем  $\Delta Q = -1$ ,  $\Delta S = -1$ ,  $\Delta C = -1$ , то есть выполняются правила /3/.

3. Распад, требующий превращения одновременно двух кварков. Рассмотрим следующую реакцию:

$$F^- \rightarrow K^0 \mu^- \bar{\nu} \quad (e^- \bar{\nu}),$$

$$s\bar{c} \rightarrow \bar{s}d\mu^- \bar{\nu} (e^- \bar{\nu}) + \Delta_1 + \Delta_1 + \bar{\Delta}_2.$$

Для осуществления этого распада требуются превращения  $\bar{c} \rightarrow \bar{s} \mu^- \bar{\nu} (e^- \bar{\nu}) + \Delta_1 + \bar{\Delta}_2$  и  $s \rightarrow d + \Delta_1$ , то есть в распаде фигурируют два шпурниона  $\Delta_1$  и антишпурнион  $\bar{\Delta}_2$ . Вероятность такого процесса, очевидно, мала. В первом приближении можно считать, что эти распады запрещены. Если не учитывать роли шпурниона и изотопического спина лептонов, присутствующих в распаде, то имеем  $\Delta Q = 1$ ,  $\Delta S = 2$ .

Распады

$$F^- \rightarrow K^+ \pi^- e^- \bar{\nu} \quad (\mu^- \bar{\nu}) \quad (\Delta Q = +1, \Delta S = 2),$$

$$F^+ \rightarrow \bar{K}^0 e^+ \nu \quad (\mu^+ \nu) \quad (\Delta Q = -1, \Delta S = -2),$$

$$F^- \rightarrow K^0 e^- \bar{\nu} \quad (\mu^- \bar{\nu}) \quad (\Delta Q = +1, \Delta S = 2)$$

принадлежат вышеуказанному классу.

## В. Распады очарованных барионов

Как указано выше, среди очарованных барионов наиболее тщательно изучены  $\Lambda_c^+$ -барионы.

Рассмотрим распад

$$\Lambda_c^+ \rightarrow p \pi^+ K^-$$

$$u d c \rightarrow u u d u \bar{d} \bar{u} s + \Delta_1 + \Delta_2$$

$$I_3 \quad \frac{1}{2} \quad \frac{-1}{2} \quad \frac{1}{2} \quad \frac{1}{2} \quad \frac{1}{2} \quad \frac{1}{2} \quad \frac{-1}{2} \quad \frac{-1}{2} + \frac{-1}{2} \quad \frac{-1}{2}$$

$$S \quad 0 \quad \quad \quad 0 \quad -1 \quad \quad 1 \quad 0$$

$$C \quad 1 \quad \quad \quad 0 \quad \quad 0 \quad 0 \quad 1$$

Если включить пару шпурioнов  $\bar{\Delta}_1$  и  $\Delta_2$ , то имеем  $\Delta I_3 = 0$ ,  $\Delta S = 0$ ,  $\Delta C = 0$ . Для распада требуются превращения  $c \rightarrow u + \Delta_2$ ,  $d \rightarrow s + \Delta_1$ . Аналогично для  $\Lambda_c^+$ -барионов имеем следующие разрешенные по правилам /5/ моды распадов:

$$\Lambda_c^+ \rightarrow p \pi^+ \pi^- K^0,$$

$$\Lambda_c^+ \rightarrow K^- p \pi^+ \pi^0,$$

$$\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-,$$

$$\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 \pi^-.$$

Правила /5/ разрешают также переходы

$$\Lambda_c^+ \rightarrow K^+ K^- p,$$

$$\Lambda_c^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- p.$$

Правила /5/ можно применять при изучении распада  $\Sigma_c^+$  и  $\Sigma_c^{++}$ -барионов. В этом случае правила /5/ разрешают следующие распады:

$$\Sigma_c^+ \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^0,$$

$$\Sigma_c^{++} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+,$$

$$\Sigma_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+,$$

$$\Sigma_c^+ \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-.$$

Экспериментальные данные по полулептонным распадам очарованных барионов пока отсутствуют в литературе /9/. Но из правил /5/ следует, что возможны и эти распады, например:  $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^+ \Lambda^0 \mu^- \bar{\nu}$ . Для осуществления этого распада должен происходить кварковый переход  $c \rightarrow u \mu^- \nu + \Delta_2$ . В этой реакции, если не учитывать изотопического спина лептонов и шпурионов, имеем  $\Delta Q = 1$ ,  $\Delta S = 0$ ,  $\Delta C = -1$ . Кроме того, могут существовать другие распады, нарушающие правила  $\Delta Q = \Delta S$ , но удовлетворяющие правилам /5/, например:

$$1. \Lambda_c^+ \rightarrow p K^+ \Lambda^0 \mu^- \bar{\nu} \quad (e^- \bar{\nu}),$$

$$2. \Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \mu^- \nu \quad (e^- \bar{\nu}),$$

#### 4. СВЯЗЬ МЕЖДУ ПРАВИЛАМИ ОТБОРА ГЕЛЛ-МАННА-ФЕЙНМАНА И ПРАВИЛАМИ /5/

Связь между правилами отбора Гелл-Манна-Фейнмана и правилами /5/ была частично обсуждена в /8/. Здесь мы будем продолжать изучение этой проблемы.

Если мы применим правила /5/ к кваркам, то получим следующие разрешенные переходы:

$$1. s \rightarrow d + \Delta_1.$$

$$2. d \rightarrow u e^- \bar{\nu} (\mu^- \bar{\nu}), u \rightarrow d e^+ \nu (\mu^+ \nu).$$

$$3. s \rightarrow u e^- \bar{\nu} (\mu^- \bar{\nu}) + \Delta_1.$$

$$4. c \rightarrow u + \Delta_2.$$

$$5. c \rightarrow d e^+ \nu + \Delta_2.$$

$$6. c \rightarrow s e^+ \nu + \bar{\Delta}_1 + \Delta_2.$$

Из анализа, проведенного в разделе 3, видно, что переход 1 вызван адронным распадом странных частиц, 2 - полулептонным распадом без изменения странности, 3 - полулептонным распадом с изменением странности, 4 - адронным распадом очарованных частиц, 5 - полулептонным распадом очарованных частиц без изменения странности.

В табл.3 представлены все характеристики вышеуказанных переходов, а также примеры распадов элементарных частиц, вызываемых этими переходами.

Если не учитывать роли шпурионов и лептонов, присутствующих в этих переходах, то

а/ переход  $s \rightarrow u e^- \bar{\nu} (\mu^- \bar{\nu})$  подчиняется трем правилам Гелл-Манна-Фейнмана:  $\Delta Q = \Delta S$ ,  $|\Delta S| = 1$ ,  $\Delta I_3 = 1/2 \rightarrow \Delta I = 1/2, 2/3$ ;

б/ переход  $s \rightarrow se^{+\nu}$  подчиняется правилам  $\Delta Q = \Delta S = \Delta C$ ,  $|\Delta S| = 1$ ,  $\Delta I = 0, 1$  /то есть нарушает правила  $\Delta I = 1/2$ /;

в/ переходы  $s \rightarrow d, c \rightarrow u$  имеют  $\Delta I = 1/2, 3/2$  /так как  $\Delta I_3 = 1/2$  и  $\Delta Q \neq \Delta S$ ;

г/ переходы  $s \rightarrow d e^{+\nu} (\mu^{+\nu})$  и  $d \rightarrow u e^{-\bar{\nu}}$  не подчиняются ни одному из вышеуказанных правил.

Итак, правила Гелл-Манна-Фейнмана  $\Delta Q = \Delta S$  являются частным случаем /5/ при описании полуплептонных распадов с изменением странности, обусловленных переходами  $s \rightarrow u e^{-\nu} / s \rightarrow u \mu^{-\bar{\nu}}$ ,  $c \rightarrow s \mu^{+\nu} / c \rightarrow s e^{+\nu}$ /. Правило  $\Delta I = 1/2$  является также частным случаем правил /5/ при описании адронных распадов странных частиц, вызываемых переходами кварков  $s \rightarrow u$  и  $s \rightarrow d$ .

Нарушение правила отбора  $\Delta I = 1/2$  в распадах, вызываемых переходами  $s \rightarrow d$  и  $s \rightarrow u$ , происходит потому, что в этих распадах не исключена возможность  $\Delta I = 3/2$  /так как в этих распадах имеется  $|\Delta I_3| = 1/2$ , то возможно и  $\Delta I = 1/2, 3/2$ /. В распадах, вызываемых переходами 2, 5, 6,  $\Delta I_3 = 0$  и, следовательно,  $\Delta I_3 = 0, 1$ , поэтому правило  $\Delta I = 1/2$  не выполняется.

Как показано в /8/, для странных частиц распады, требующие превращения одновременно двух кварков, запрещены. При превращении одновременно двух  $s$ -кварков /например  $ss \rightarrow dd$  для распада  $\Xi^- \rightarrow \pi^- n$ ;  $ss \rightarrow du e^{-\bar{\nu}}$  для распада  $\Xi \rightarrow pe^{-\bar{\nu}}$  будем иметь  $\Delta S = 2$ . Для распада, требующего одновременно перехода двух кварков, один из которых является  $s$ -кварком выполняется отношение  $\Delta Q \neq \Delta S$ . Например, переход  $\Sigma^+ \rightarrow p e^{+\nu} (\mu^{+\nu})$  включает в себя  $su \rightarrow dd e^{+\nu} (\mu^{+\nu})$ .

Итак, оба правила  $\Delta Q = \Delta S$  и  $|\Delta S| \leq 1$  имеют одну физическую сущность и связаны с одновременным переходом двух кварков в одном распаде. Для распада по этому каналу требуется много времени. За это время реакция наверняка пойдет по другим, более вероятным каналам с меньшим характерным временем /то есть по каналам, требующим распада лишь одного кварка/.

В случае очарованных частиц картина может измениться: порой реакция с распадом двух кварков  $s$  и  $v$  есть единственно возможный вариант для данной частицы и такие реакции действительно наблюдаются /см. табл.3/, но лишь спустя продолжительное время, - вот почему очарованные частицы живут дольше нежели странные.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Правила отбора /5/ хорошо описывают экспериментальные данные по распадам частиц всех видов, включая распады очарованных частиц.

Таблица 3

Кварковый переход и его характеристики без учета характеристик шпурнионов и лептонов	Кварковый переход с учетом квантовых характеристик шпурнионов и лептонов	Распады, вызываемые этим переходом
$s \rightarrow d$ $\Delta I_3 = \frac{1}{2}, \Delta Q = 0, \Delta S = 1$	$s \rightarrow d + s_1$ $\Delta I_3 = 0, \Delta S = 0, \Delta Q = 0$	<p>Адронные распады с изменением странности:</p> $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-, \Sigma^+ \rightarrow \pi \pi^+$ $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0, \Sigma^+ \rightarrow \pi \pi^+$ $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0, \Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$ $\Lambda \rightarrow p \pi^-, \Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$ $\Lambda \rightarrow n \pi^0, \Omega^- \rightarrow \Lambda K^-$ $\Sigma^+ \rightarrow p \pi^0, \Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-$
$d \rightarrow u e^- \bar{\nu}$ $\Delta I_3 = 1, \Delta Q = 1, \Delta S = 0$	$d \rightarrow u e^- \bar{\nu} (\mu^- \bar{\nu})$ $\Delta I_3 = 0, \Delta S = 0, \Delta Q = 0$	<p>Полулептонные распады, не изменяющие странность, например:</p> $n \rightarrow p e^- \bar{\nu}$ $\Sigma^+ \rightarrow \Lambda e^+ \nu, \Sigma^- \rightarrow \Lambda e^- \bar{\nu} (\mu^- \bar{\nu})$
$s \rightarrow u e^- \bar{\nu}$ $\Delta I_3 = \frac{1}{2}, \Delta Q = \Delta S$ Только такой переход соответствует правилам Гелл-Манна-Фейнмана	$s \rightarrow u e^- \bar{\nu} + s_1$ $\Delta I_3 = 0, \Delta S = 0, \Delta Q = 0$	<p>Полулептонные распады с изменением странности. Правило Гелл-Манна-Фейнмана выполняется, например:</p> $\Lambda \rightarrow p e^- \bar{\nu}$ $\Sigma^- \rightarrow n e^- \bar{\nu}$ $\Xi \rightarrow \Lambda e^- \bar{\nu}$

Таблица 3 /продолжение/

$c \rightarrow u$ $\Delta I_3 = \frac{1}{2}, \Delta C = -1, \Delta Q = \Delta S = 0$	$c \rightarrow \bar{u} + \bar{s}_2$ $\Delta I_3 = 0, \Delta C = 0, \Delta S = 0$	Адронные распады очарованных частиц $D^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^+, D^0 \rightarrow K^+ K^-$ $D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$
$c \rightarrow d e^+ \nu (\mu^+ \nu)$ $ \Delta I_3  = \frac{1}{2}, \Delta S = 0, \Delta C = 0, \Delta Q = -1$	$c \rightarrow d e^+ \nu (\mu^+ \nu) + \bar{s}_2$ $\Delta I_3 = 0, \Delta C = 0, \Delta S = 0$ $\Delta Q = 0$	Полулептонные распады с изменением очарованности, но без изменения странности $D^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ \nu (\mu^+ \nu)$ $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu (\mu^+ \nu)$
$c \rightarrow s e^+ \nu (\mu^+ \nu)$ $\Delta I_3 = 0, \Delta S = \Delta C = \Delta Q = -1$	$c \rightarrow s e^+ \nu (\mu^+ \nu) + \bar{s}_1 + \bar{s}_2$	Полулептонные распады с изменением странности и очарованности $D^+ \rightarrow K^+ \pi^+ \mu^+ \nu (e^+ \nu)$
$\begin{cases} s \rightarrow d \\ c \rightarrow u \end{cases}$ $\Delta I_3 = 0, \Delta Q = 0, \Delta C = -1, \Delta S = 1$	$\begin{cases} s \rightarrow d + \bar{s}_1 \\ c \rightarrow u + \bar{s}_2 \end{cases}$ $\Delta I_3 = 0, \Delta S = 0, \Delta C = 0$ $\Delta Q = 0$	$D^+ \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^-, D^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$ $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+, F^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^0$ $\Lambda_c^+ \rightarrow p \pi^+ K^-, \Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^0$

2. Два правила  $\Delta Q = \Delta S$  и  $|\Delta S| \leq 1$  описывают одно физическое явление: распад, требующий превращения двух кварков одновременно, имеет малую вероятность.

3. Правила Гелл-Манна-Фейнмана являются частным случаем правил /5/. Нарушение правил  $\Delta I = 1/2$  объяснено тем, что адронные распады обусловлены кварковым переходом  $s \rightarrow d + \Delta_1$ . Если не учитывать роли шпурона  $\Delta_1$ , имеем  $\Delta I_3 = 1/2$  и, следовательно, рядом с возможностью  $\Delta I = 1/2$  не исключена возможность  $\Delta I = 3/2$ . Доля вклада в сечение распада для  $\Delta I = 3/2$  зависит от конкретного процесса.

Автор выражает глубокую благодарность А.А.Кузнецову, Д.Д.Иваненко, В.Г.Кадышевскому, Д.Ф.Курдгелайзе, В.А.Никитину, В.Л.Любошицу, М.И.Подгорецкому за интерес к работе, полезные обсуждения и критические замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Gell-Mann M. A Pais. Proceedings of the Glashow Conference. Pergamon Press, London, 1954.
2. Feynmann R.P., Gell-Mann M. Phys.Rev., 1958, 109, p. 193.
3. Wilson K. Phys.Rev., 1969, vol. 179, p. 1499.
4. Rose S.P. Phys.Rev.D., 1980, vol.21, No 9, p. 2631.
5. Lucio M.J.L. Phys.Rev.D., 1981, vol. 24, No. 9, p. 2457.
6. Nardulli G., Reparata G., Rotondi D. Phys.Rev.D., 1983, vol. 27, p. 557.
7. Snops A.M. et al. Phys.Rev.Lett., 1979, vol. 42, No. 4.
8. Нгуен Монг Зао. ОИЯИ, P1-83-637, Дубна, 1983.
9. Review of Particle Properties. Reprinted from Physics Letters, vol. 111B, April 1982.
10. Kirkby J. SLAC-PUB-2419, Stanford, 1979.
11. Dorfan J. SLAC-PUB-2429, Stanford, 1979.
12. Вайсенберг А.О. УФН, 1981, т. 135, вып. 1.
13. Алиев А.Н. и др. ЯФ, 1983, т. 37, вып. 6, с. 1474.
14. Abrams G. et al. Phys.Rev.Lett., 1980, vol.44, p. 10.
15. Callicchio M. Phys.Lett., Ser.B., 1980, vol.93, p. 321.
16. Cazzoli E. Phys.Lett., 1975, vol. 34, p. 1125.
17. Baltay C. Phys.Lett., 1979, vol. 42, p. 1721.
18. Ammar R. et al. Phys.Lett., Ser.B, 1980, vol. 94, p. 118.
19. Зьонг Ван Фи, Нгуен Монг Зао. ОИЯИ, P1-81-779, Дубна, 1981.
20. Зьонг Ван Фи, Нгуен Монг Зао. ОИЯИ, P2-82-49, Дубна, 1982.



## НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D2,4-83-179	Труды V Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Дубна, 1982.	4 р. 80 к.
	Труды VIII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/	11 р. 40 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.

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

P1-83-832

Исходный текст

Правила отбора элементарных частиц и правила отбора элементарных частиц

Правила отбора элементарных частиц с одновременным учетом интринсивных характеристик кварков лептонов и глюонов, полученных в [1], использованы для анализа экспериментальных данных по распадам элементарных частиц. Показано, что эти правила хорошо описывают экспериментальные данные. Обсуждена физическая сущность правил отбора Гелл-Манна-Фейнмана. Показано, что правила  $\Delta C = \Delta S$  и  $|\Delta B| \leq 1$  имеют одну физическую сущность. Дана краткая характеристика нарушения правила  $\Delta I = 1/2$  в коротких распадах странных частиц и правила  $\Delta C = \Delta S$  в распадах очарованных частиц.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Институт Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1983

P1-83-832

Исходный текст

Elementary Particles and Selection Rules for Elementary Particle Decays

Isotopic selection rules taking into account intrinsic characteristics of quarks, leptons and gluons obtained in [1] are used for the analysis of experimental data on the decays of elementary particles. It is shown that experimental data are well described by these selection rules. A physical meaning of the Gell-Mann-Neuman selection rules is discussed. The selection rules  $\Delta C = \Delta S$  and  $|\Delta B| \leq 1$  have one physical meaning. A characteristic violation of the rule  $\Delta I = 1/2$  in short decays of strange particles and the rule  $\Delta C = \Delta S$  in the decays of charmed particles is given.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, OJAI.

Институт Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1983

\_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_