

С 323.4

В-501

Czechoslov. J. Phys., 1967,
v.13, sec. B, N2, p.1-7

3/x11-66

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 2967



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

П. Винтерницц, А.Л. Зубарев

РОЖДЕНИЕ ВЕКТОРНОГО МЕЗОНА
И СИММЕТРИЯ $[SU(3) \otimes SU(3)]_{coll}$

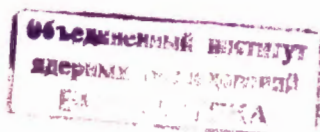
1966

P2 - 2967

П. Винтерниц, А.Л. Зубарев

РОЖДЕНИЕ ВЕКТОРНОГО МЕЗОНА
И СИММЕТРИЯ $[SU(3) \otimes SU(3)]_{coll}$

Направлено в Чехословацкий физический
журнал



461/1794

§ 1. В в е д е н и е

Многочисленные попытки получить релятивистское обобщение симметрии $SU(6)$ с помощью использования конечномерных представлений групп $U(6,6)$ и $SL(6, C)$ (см. ^{/1,2/} и цитированную там литературу) привели не только к ряду успехов, но и к существенным трудностям, прежде всего к противоречию с условием унитарности матрицы рассеяния. В связи с этим успешно развивается новое направление, в котором ковариантное объединение внутренних и пространственных симметрий достигается с помощью бесконечномерных унитарных представлений тех же групп ^{/3/}. В частности было показано ^{/4/}, что для коллинеарных процессов результаты обоих подходов можно получить, требуя инвариантность матричного элемента перехода по отношению к коллинеарной подгруппе соответствующей группы: для $U(6,6)$ это $SU(6)_w$ ^{/5/}, а для $SL(6, C)$ это группа $[SU(3) \times SU(3)]_{coll}$ ^{/6/}. Следовательно, представляет интерес исследовать следствия, вытекающие из этих коллинеарных симметрий.

Симметрия $SU(6)_w$ применялась к большому числу процессов, и было показано, что, например, для процесса двухмезонной аннигиляции покоящегося антипротона, ее предсказания резко противоречат эксперименту ^{/7/}. Ситуация с группой $[SU(3) \times SU(3)]_{coll}$ более благополучна. Она применялась к исследованию трехчастичных ^{/8/} и четырехчастичных процессов ^{/8/} и ее предсказания в основном согласуются с экспериментальными данными. Ранее исследовались процессы рассеяния псевдоскалярных мезонов и барионов на барионах вперед и назад и двухмезонная аннигиляция антипротона в покое ^{/8/}. Здесь мы рассмотрим поляризационные явления в реакции рождения векторного мезона:

$$P + N \rightarrow V + N, \quad (1)$$

где P , V и N соответственно псевдоскалярный мезон, векторный мезон и нуклон.

§ 2. Восстановление амплитуды реакции для рассеяния вперед или назад

Мы будем пользоваться результатами работы /9/, в которой изучена структура матрицы реакции (1) и рассмотрен вопрос об ее восстановлении из экспериментальных данных. Для коллинеарного процесса эту матрицу можно записать в виде:

$$M = \frac{a_+}{\sqrt{2}} (\vec{\epsilon} \vec{\sigma}) + \frac{a_0 - a_+}{\sqrt{2}} (\vec{\epsilon} \vec{q})(\vec{\sigma} \vec{q}), \quad (2)$$

где \vec{q} - единичный вектор в направлении импульса начального (или конечного) мезона в с.п.и. и $\vec{\epsilon}$ - вектор поляризации векторного мезона (в с.п.и.). Коэффициенты a_+ , a_0 , зависящие от энергии в с.п.и., являются амплитудами соответственно для процессов с проекциями спина на импульс $(0, \frac{1}{2}) \rightarrow (-1, \frac{1}{2})$ и $(0, \frac{1}{2}) \rightarrow (0, \frac{1}{2})$.

В (2) учтена только инвариантность относительно отражений и вращений в с.п.и. (т.е. лоренц-инвариантность). Наложение SU(3) симметрии означает, что a_+ и a_0 нужно разложить по восьми независимым унитарным скалярам, образованным из унитарных волновых функций четырех октетов. Так как симметрия $[SU(3) \times SU(3)]_{\text{соч}}$ связывает коэффициенты a_+ и a_0 для различных реакций и a_0 с амплитудами a для реакции

$$P + N \rightarrow P + N, \quad (3)$$

мы покажем, как определить a_+ и a_0 из опыта.

Пользуясь произволом в определении общей фазы матрицы M будем считать, что a_+ вещественно и положительно, и положим

$$a_+ = |a_+| \quad a_0 = |a_0| e^{i\alpha}. \quad (4)$$

Величины $|a_+|$, $|a_0|$, α можно определить исходя из следующих выражений для экспериментальных величин:

$$\sigma_0 (1 + D_{xx}) = a_+^2 \quad (5)$$

$$\sigma_0 (1 - D_{xx}) = a_+^2 + |a_0|^2 \quad (6)$$

$$\frac{1}{P} \sigma d_3^x = a_+ |a_0| \cos \alpha, \quad (7)$$

$$\text{или} \quad \sigma_0 (D_{qq} + D_{xx}) = -a_+^2 \quad \sigma_0 (D_{qq} - D_{xx}) = |a_0|^2 - 2a_+^2 \quad 2\sigma_0 d_3^0 = |a_0|^2. \quad (8)$$

Здесь σ_0 , σ - дифференциальное сечение при $\theta_{\text{сцп}} = 0$ или π для неполяризованной и поляризованной мишени, P - начальная поляризация мишени, D_{xx} и D_{qq} - компоненты тензора деполаризации мишени (x - любое направление, перпендикулярное к \vec{q}). Величины d_3^0 и d_3^x являются коэффициентами в угловом распределении

продуктов распада векторного мезона (индекс 0 означает неполяризованную мишень, х - поляризованную перпендикулярно к пучку) и определены в /9/ для распада $V \rightarrow 2P$ и в /10/ для $V \rightarrow 3P$.

Для определения $\sin \alpha$, т.е. знака фазы α нужно проводить более сложные опыты, т.е., например, мерить угловое распределение продуктов распада векторного мезона при продольно поляризованной мишени или мерить корреляцию поляризаций продуктов реакции (1).

§ 3. Следствия симметрии $[SU(3) \times SU(3)]_{\text{coll}}$

Симметрия $[SU(3) \times SU(3)]_{\text{coll}}$ является минимальной группой, в которой объединены симметрия $SU(3)$ и спин частиц. Октет псевдоскалярных и нонет векторных мезонов будем описывать неприводимыми представлениями группы $[SU(3) \times SU(3)]_{\text{coll}}$ (8.1), (1,8), $(\bar{3},3)$, $(3,\bar{3})$ и (1,1), а октет барионов и декуплет барионных резонансов представлениями (10,1), (6,3), (3,6) и (1,10). Явные формулы для соответствующих тензоров даны, например, в /6/.

Амплитуда процессов (1) и (3), инвариантная по отношению к $[SU(3) \times SU(3)]_{\text{coll}}$ и удовлетворяющая условиям сохранения P и T четностей, записывается в виде

$$\begin{aligned}
 \mathcal{M} = & f_1 (\bar{M}_b^{\bar{a}} B^{d\bar{c}} \bar{M}_a^b B_{d\bar{e}c} + \bar{M}_b^{\bar{a}} B^{c\bar{d}e} \bar{M}_a^{\bar{b}} B_{c\bar{d}e}) + f_2 (\bar{M}_a^{\bar{d}} B^{b\bar{c}e} \bar{M}_b^a B_{d\bar{a}c} + \\
 & + \bar{M}_a^{\bar{d}} B^{c\bar{b}e} \bar{M}_a^{\bar{b}} B_{c\bar{d}e}) + f_3 (\bar{M}_b^{\bar{a}} B^{\bar{b}c} \bar{M}_a^d B_{d\bar{a}c} + \bar{M}_b^{\bar{a}} B^{\bar{c}b} \bar{M}_a^d B_{c\bar{d}e}) + \\
 & + f_4 (\bar{M}_d^{\bar{a}} B^{\bar{d}e} \bar{M}_e^b B_{ab\bar{a}} + \bar{M}_d^{\bar{a}} B^{\bar{c}d} \bar{M}_e^{\bar{b}} B_{c\bar{a}b}) + f_5 (\bar{M}_a^{\bar{d}} B^{\bar{b}c} \bar{M}_b^a B_{e\bar{c}d} + \\
 & + \bar{M}_a^{\bar{d}} B^{\bar{c}b} \bar{M}_a^{\bar{b}} B_{e\bar{d}c}) + f_6 (\bar{M}_e^{\bar{a}} B^{\bar{d}b} \bar{M}_b^a B_{a\bar{c}d} + \bar{M}_e^{\bar{d}} B^{\bar{c}b} \bar{M}_b^a B_{c\bar{d}e}) + f_7 (\bar{M}_d^{\bar{a}} B^{\bar{c}b} \bar{M}_a^{\bar{b}} B_{c\bar{d}e}) + \\
 & + \bar{M}_d^{\bar{a}} B^{\bar{d}c} \bar{M}_a^{\bar{b}} B_{e\bar{c}b}) + f_8 (\bar{M}_d^{\bar{a}} B^{\bar{b}c} \bar{M}_a^d B_{e\bar{b}c} + \bar{M}_d^{\bar{a}} B^{\bar{c}b} \bar{M}_a^d B_{e\bar{c}b}) + f_9 (\bar{M}_d^{\bar{a}} B^{\bar{b}c} \bar{M}_e^d B_{a\bar{a}e} + \\
 & + \bar{M}_d^{\bar{a}} B^{\bar{c}b} \bar{M}_e^d B_{c\bar{b}a}) + f_{10} (\bar{M}_b^{\bar{a}} B^{\bar{b}c} \bar{M}_c^d B_{a\bar{a}d} + \bar{M}_b^{\bar{a}} B^{\bar{c}b} \bar{M}_c^d B_{d\bar{a}e} + \bar{M}_b^{\bar{a}} B^{\bar{b}c} \bar{M}_c^d B_{e\bar{d}a} + \\
 & + \bar{M}_b^{\bar{a}} B^{\bar{c}b} \bar{M}_c^d B_{e\bar{d}a}) + f_{11} (\bar{M}_b^{\bar{d}} B^{\bar{c}b} \bar{M}_c^{\bar{b}} B_{c\bar{a}d} + \bar{M}_b^{\bar{d}} B^{\bar{c}b} \bar{M}_c^{\bar{a}} B_{a\bar{d}c}) + \\
 & + f_{12} (\bar{M}_b^{\bar{e}} B^{\bar{d}b} \bar{M}_a^{\bar{c}} B_{a\bar{d}e} + \bar{M}_b^{\bar{e}} B^{\bar{c}b} \bar{M}_a^{\bar{d}} B_{c\bar{e}d}),
 \end{aligned}
 \tag{9}$$

где M_B^a , $M_{\bar{B}}^a$, $M_B^{\bar{a}}$, $M_{\bar{B}}^{\bar{a}}$ - волновые функции мезонов, а $V_{ab\bar{c}}$, $V_{\bar{a}b\bar{c}}$ - баркионов.

Редуцируя этот матричный элемент по отношению к подгруппе $SU(2) \times SU(3)$, получаем амплитуду процесса (1) в виде (2). При этом оказывается, что a_0 зависит от семи унитарных структур, a_+ от четырех и амплитуда a процесса (3) от шести.

Результаты редукции и подстановки конкретных частиц даны в таблицах 1 и 2. При этом ϕ -мезон в таблице 1 является чисто октетной частицей. Переход к физическим ϕ и ω (учет $\phi\omega$ смешивания) тривиален.

§ 4. З а к л ю ч е н и е

Соотношения для коэффициентов a_+ и a_0 можно получить прямо из таблицы 1. Сравнивая таблицу 1 и 2, можно получить соотношения между a_0 и a_+ . Таким образом, из симметрии $[SU(3) \times SU(3)]_{\text{coll}}$ вытекает, что величины $\sigma_0 D_{xx}$ и $\sigma_0 d_3^0$ можно для любого процесса типа (1) выразить через дифференциальные сечения процессов типа (3) при $\theta = 0$ или π .

Впишем здесь несколько простых соотношений:

$$a_+(K^- p \rightarrow \rho^- \Sigma^+) = -5a_+(\pi^- p \rightarrow \rho^- p)$$

$$a_+(K^- p \rightarrow K^{*0} p) = -4a_+(\pi^- p \rightarrow \rho^- p)$$

$$a_+(\pi^+ p \rightarrow K^{*+} \Sigma^+) = -5a_+(\pi^+ p \rightarrow \rho^+ p)$$

$$a_+(K^+ p \rightarrow K^{*+} p) = -4a_+(\pi^+ p \rightarrow \rho^+ p) \quad (10)$$

$$a_0(K^+ p \rightarrow K^{*+} p) - a_0(K^- p \rightarrow K^{*0} p) = a_0(\pi^+ p \rightarrow \rho^+ p) - a_0(\pi^- p \rightarrow \rho^- p) +$$

$$+ a_0(K^0 p \rightarrow K^{*0} p) - a_0(\bar{K}^0 p \rightarrow \bar{K}^{*0} p)$$

$$a_0(\pi^- p \rightarrow K^{*+} \Sigma^-) = a_0(K^- p \rightarrow K^{*0} \Xi^0) \quad (11)$$

$$a_0(K^- p \rightarrow K^{*+} \Xi^-) + \frac{1}{3} [a_0(K^- p \rightarrow K^{*0} \Xi^0) - a_0(K^0 p \rightarrow K^{*+} \Xi^0)] = \sqrt{2}a(K^- p \rightarrow K^+ \Xi^-)$$

$$8a_0(K^- p \rightarrow K^{*0} n) - 2a_0(K^- p \rightarrow K^{*+} \Xi^-) - 7a_0(\pi^+ p \rightarrow K^{*+} \Sigma^+) = -\sqrt{2}9a(\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+) \quad (12)$$

Заметим еще, что если положить

$$f_1 = f_8 \quad f_2 = f_5 = 2f_9 \quad f_3 = 2f_7 = f_{12} \quad f_4 = f_6 = f_{10} = f_{11} \quad , \quad (13)$$

то матричный элемент (8) инвариантен по отношению к $SU(6)$. Тогда, естественно,

$$a_+ = a_0 \quad (14)$$

для любого процесса, так как в спиновой подгруппе $SU(2)_S$ направление \vec{q} ничем не выделено. Отсюда можно стандартным образом перейти к $SU(6)_W$. В этой группе уже получаются соотношения^{/11/} между a_+ и a_0 и, следовательно, можно проверить предсказания $SU(6)_W$, измеряя поляризационные характеристики в одной и той же реакции. Вследствие того, что частицы с различными проекциями спина на направление импульса находятся в различных мультиплеттах $[SU(3) \times SU(3)]_{\text{coll}}$, в этой группе такая "чистая" проверка объединения внутренних и спиновых симметрий невозможна.

В заключение мы хотим выразить благодарность Я.А. Смородянскому за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. R.Delbourgo, H.A.Rashid, A.Salam, J.Strathdee. Proceedings of the Seminar on High Energy Physics and Elementary Particles, Trieste, 1965.
2. W.Ruhl. Proceedings of the Seminar on High Energy Physics and Elementary Particles, Trieste, 1965.
3. C.Fronsdal. Proceedings of the Seminar on High Energy Physics and Elementary Particles, Trieste, 1965. R.Delbourgo, A.Salam, J.Strathdee. Proc. Roy. Soc. 289A, 177 (1966). W.Ruhl. Nuovo Cim. 44A, 572 (1966). Нгуен Ван Хьеу. Лекции на международной школе по физике высоких энергий и теории элементарных частиц, Ялта, 1966.
4. Dao Wong Duc, L.Jenkovszky, V.V.Kukhtin, I.Montvay, Nguyen Van Hieu. Preprint JINR E-2951, Dubna, 1966.
5. H.L.Lipkin, S.Meshkov. Phys. Rev. Letts. 14, 670 (1965).
6. Д.В. Волков, В.Н. Гурьев. ЯФ 3, 359 (1966).
7. П. Винтерияцц, А.А. Макаров, Нгуен Ван Хьеу, Л.Г. Ткачев, М. Углирж. ЯФ 3, 541 (1966).
8. H.Ruegg, D.V.Volkov. Nuovo Cim. 43A, 84 (1966). П. Винтерияцц, А.А. Макаров. ЯФ, 4, 869 (1966); Препринт ОИЯИ Р-2872, Дубна, 1966.
9. Доан Нхыонг. ЯФ 4, 838 (1966).
10. M.Jacob, A.Morel. Phys. Letts. 7, 350 (1963).
11. M.G.Doncel, E. de Rafael. Preprint (1965).

Исходное	Q_+	Q_0	Исходное	Q_+	Q_0
1. $\pi^+ \rightarrow \rho^+ p$	$-\sqrt{2} f_{\pi_2}$	$\sqrt{2}(6f_1 \cdot f_2 - 4f_3 \cdot 6f_2)$	21. $K^+ \rightarrow K^+ p$	$4\sqrt{2} f_{\pi_2}$	$\sqrt{2}(6f_1 \cdot 5f_2 - 2f_3 \cdot 6f_2)$
2. $\pi^+ \rightarrow \rho^+ n$	$-f_2 \cdot f_{\pi_2}$	$f_2 - f_3 + 4f_2 - 4f_2$	22. $K^+ \rightarrow \bar{K}^+ n$	$\sqrt{2}(f_3 + f_2 - 2f_4)$	$\sqrt{2}(-f_2 - f_2 + 4f_2)$
3. $\pi^+ \rightarrow \rho^+ n$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(f_2 + 4f_2 + 4f_{\pi_1} \cdot f_{\pi_2})$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(2f_1 \cdot f_3 + f_2 + 4f_2 + 4f_2 \cdot 6f_{\pi_0})$	23. $K^+ \rightarrow \rho^+ n$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(-2f_3 - 2f_2 - 5f_{\pi_1} + f_{\pi_2})$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(4f_2 + f_2 - 4f_2 - 2f_3 + f_2 + 4f_2 \cdot 3f_{\pi_0})$
4. $\pi^+ \rightarrow K^+ n$	$\sqrt{2}(f_2 - f_{\pi_1})$	$\sqrt{2}(2f_2 - 2f_2 - f_{\pi_0})$	24. $K^+ \rightarrow \rho^+ \Sigma^+$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(-40f_2 - 4f_2 + 5f_{\pi_1} + 5f_{\pi_2})$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(-8f_2 + 4f_2 - 2f_2 - 2f_3 + 4f_2 + 3f_{\pi_0})$
5. $\pi^+ \rightarrow K^+ \Sigma^+$	$\sqrt{2}(-4f_2 - f_{\pi_1})$	$\sqrt{2}(-2f_2 - 3f_{\pi_0})$	25. $K^+ \rightarrow \rho^+ \Lambda$	$\sqrt{2}(f_{\pi_1} + f_{\pi_2})$	$\sqrt{2}(2f_3 - 2f_2 + 3f_{\pi_0})$
6. $\pi^+ \rightarrow K^+ \Sigma^0$	$5f_2 + 4f_2 + f_{\pi_1}$	$4f_2 + 2f_2 + 2f_2 + 3f_{\pi_0}$	26. $K^+ \rightarrow \rho^+ \Sigma^0$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(2f_2 - f_{\pi_1} + 5f_{\pi_2})$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(4f_2 - 2f_2 + 2f_2 + 3f_{\pi_0})$
7. $\pi^+ \rightarrow \rho^+ p$	$-\sqrt{2} f_2$	$\sqrt{2}(6f_1 + f_2 - 6f_2 - 4f_2)$	27. $K^+ \rightarrow \rho^+ \Sigma^+$	$\sqrt{2} 5f_{\pi_2}$	$2\sqrt{2}(2f_3 + f_2)$
8. $\pi^+ \rightarrow K^+ \Sigma^+$	$\sqrt{2} 5f_2$	$2\sqrt{2}(2f_2 + f_2)$	28. $K^+ \rightarrow \rho^+ \Sigma^-$	$\sqrt{2}(2f_2 - f_{\pi_1})$	$\sqrt{2}(-2f_2 + 3f_{\pi_0})$
9. $\pi^+ \rightarrow \rho^+ p$	$-\frac{1}{\sqrt{2}}(f_2 \cdot f_{\pi_1})$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(12f_1 \cdot f_2 + f_3 + 4f_2 - 12f_2 - 4f_2)$	29. $K^+ \rightarrow K^+ \Sigma^-$	$-2\sqrt{2}(f_2 + f_{\pi_1})$	$-4\sqrt{2} f_{\pi_1}$
10. $\pi^+ \rightarrow \rho^+ n$	$f_2 - f_{\pi_2}$	$-f_2 \cdot f_3 - 4f_2 + 4f_2$	30. $K^+ \rightarrow K^+ \Sigma^0$	$-\sqrt{2}(f_2 + 4f_{\pi_1})$	$\sqrt{2}(-2f_2 - 3f_{\pi_0})$
11. $\pi^+ \rightarrow \rho^+ p$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(f_2 + 4f_2 + 4f_{\pi_1} \cdot f_{\pi_2})$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(-f_2 - f_2 + 2f_2 + 4f_2 + 4f_2 \cdot 6f_{\pi_0})$	31. $K^+ \rightarrow K^+ p$	$\sqrt{2} 4f_2$	$\sqrt{2}(6f_1 + 5f_2 - 6f_2 - 2f_2)$
12. $\pi^+ \rightarrow K^+ \Lambda$	$\sqrt{2}(f_2 - f_{\pi_1})$	$\sqrt{2}(2f_2 - 2f_2 - f_{\pi_0})$	32. $K^+ \rightarrow K^+ p$	$\sqrt{2}(4f_2 + 2f_2 - f_{\pi_1} - f_{\pi_2})$	$\sqrt{2}(6f_1 + 5f_2 + f_2 - 4f_2 - 6f_2 - 2f_2)$
13. $\pi^+ \rightarrow K^+ \Sigma^+$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(5f_2 - 4f_2 - f_{\pi_1})$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(4f_2 - 2f_2 - 2f_2 - 3f_{\pi_0})$	33. $K^+ \rightarrow K^+ n$	$\sqrt{2}(-2f_2 + f_{\pi_1} \cdot f_{\pi_2})$	$\sqrt{2}(-f_2 - f_2 + 4f_2)$
14. $\pi^+ \rightarrow K^+ \Sigma^0$	$-(5f_2 + 4f_2 + f_{\pi_1})$	$-(4f_2 - 2f_2 - 2f_2 + 3f_{\pi_0})$	34. $K^+ \rightarrow \bar{K}^+ p$	$\sqrt{2}(-f_2 - f_2 + 2f_{\pi_1} + 4f_{\pi_2})$	$\sqrt{2}(6f_1 + 2f_2 + f_2 - 2f_2 - 4f_2 - 4f_2)$
15. $\eta^+ \rightarrow \rho^+ p$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(3f_2 + 2f_2 + 2f_{\pi_1} + 5f_{\pi_2})$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(12f_1 + 3f_2 + 3f_2 + 4f_2 + 4f_2 \cdot 6f_{\pi_0})$	35. $\bar{K}^+ \rightarrow \rho^+ \Lambda$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(3f_{\pi_1} + 3f_{\pi_2})$	$\sqrt{2}(2f_3 - 2f_2 + f_{\pi_0})$
16. $\eta^+ \rightarrow \rho^+ p$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(f_2 - 2f_2 - 2f_{\pi_1} + f_{\pi_2})$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(f_2 - f_2 + 2f_2 + 4f_2 + 4f_2 \cdot 6f_{\pi_0})$	36. $\bar{K}^+ \rightarrow \rho^+ \Sigma^+$	$2f_2 - f_{\pi_1} - 5f_{\pi_2}$	$-4f_2 - 2f_2 - 2f_2 + 3f_{\pi_0}$
17. $\eta^+ \rightarrow \rho^+ n$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(f_2 - 2f_2 - 2f_{\pi_1} + f_{\pi_2})$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(-f_2 - f_2 + 2f_2 + 4f_2 + 4f_2 \cdot 6f_{\pi_0})$	37. $\bar{K}^+ \rightarrow \rho^+ \Sigma^0$	$-2f_2 + f_{\pi_1} + 5f_{\pi_2}$	$4f_2 + 2f_2 + 2f_2 - 3f_{\pi_0}$
18. $\eta^+ \rightarrow K^+ \Lambda$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(f_2 - 2f_2 - f_{\pi_1} - 2f_{\pi_2})$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(12f_1 - 4f_2 + 4f_2 + 4f_2 + 4f_2 \cdot 6f_{\pi_0})$	38. $\bar{K}^+ \rightarrow \rho^+ \Sigma^-$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(-40f_2 - 4f_2 + 5f_{\pi_1} + 5f_{\pi_2})$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(-2f_2 + 4f_2 + f_2 - 4f_2 + 4f_2 \cdot 3f_{\pi_0})$
19. $\eta^+ \rightarrow K^+ \Sigma^+$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(5f_2 + 2f_2 - 2f_{\pi_1} - 40f_{\pi_2})$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(4f_2 - 4f_2 - 2f_2 - 4f_2 + 2f_2 - 3f_{\pi_0})$	39. $\bar{K}^+ \rightarrow K^+ \Sigma^0$	$\sqrt{2}(-2f_2 + 2f_{\pi_1})$	$\sqrt{2}(-2f_2 + 3f_{\pi_0})$
20. $\eta^+ \rightarrow K^+ \Sigma^+$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(5f_2 + 2f_2 - 2f_{\pi_1} - 40f_{\pi_2})$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(4f_2 - 4f_2 - 2f_2 - 4f_2 + 2f_2 - 3f_{\pi_0})$			

Таблица 2

	Процесс	a		Процесс	a
1.	$\pi^- p \rightarrow \pi^- p$	$6f_1 + f_2 + 4f_3 + 6f_4$	21.	$K^- p \rightarrow K^- p$	$6f_1 + 5f_2 + 2f_3 + 6f_4$
2.	$\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(f_2 - f_3 - 4f_4 + 4f_5)$	22.	$K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n$	$-f_2 - f_3 - 4f_4 + 4f_5$
3.	$\pi^- p \rightarrow \eta n$	$\frac{1}{\sqrt{6}}(\frac{1}{2}f_2 + 2f_3 - 4f_4 - 4f_5 + 10f_6)$	23.	$K^- p \rightarrow \eta \Lambda$	$-2f_2 + f_3 - 2f_4 - f_5 - 2f_6 + \frac{1}{2}f_7$
4.	$\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$	$\frac{\sqrt{2}}{2}(2f_2 + 2f_3 - 3f_6)$	24.	$K^- p \rightarrow \eta \Sigma^0$	$\frac{1}{2\sqrt{3}}(-2f_2 + 4f_3 - 2f_4 - 2f_5 + 4f_6 - f_7)$
5.	$\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$	$-2f_4 - f_7$	25.	$K^- p \rightarrow \pi^0 \Lambda$	$\frac{\sqrt{2}}{2}(2f_2 + 2f_3 - 3f_6)$
6.	$\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(4f_2 + 2f_3 - 2f_4 + f_7)$	26.	$K^- p \rightarrow \pi^+ \Sigma^0$	$\frac{1}{2}(4f_2 - 2f_3 - 2f_4 - f_7)$
7.	$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p$	$6f_1 + f_2 + 6f_3 + 4f_4$	27.	$K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+$	$4f_2 - 2f_3$
8.	$\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$	$4f_2 - 2f_3$	28.	$K^- p \rightarrow \pi^+ \Sigma^-$	$-2f_4 - f_7$
9.	$\pi^0 p \rightarrow \pi^0 p$	$6f_1 + \frac{1}{2}f_2 + \frac{1}{2}f_3 + 2f_4 + 6f_5 + 2f_6$	29.	$K^- p \rightarrow K^+ \Xi^-$	$-4f_4 - 2f_7$
10.	$\pi^0 p \rightarrow \pi^+ n$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(-f_2 + f_3 + 4f_4 - 4f_5)$	30.	$K^- p \rightarrow K^0 \Xi^0$	$-2f_4 - f_7$
11.	$\pi^0 p \rightarrow \eta p$	$\frac{1}{\sqrt{6}}(\frac{1}{2}f_2 + 2f_3 + 4f_4 - 4f_5 + 10f_6)$	31.	$K^+ p \rightarrow K^+ p$	$6f_1 + 5f_2 + 6f_3 + 2f_4$
12.	$\pi^0 p \rightarrow K^+ \Lambda$	$\frac{\sqrt{2}}{2}(2f_2 + 2f_3 - 3f_6)$	32.	$K^0 p \rightarrow K^0 p$	$6f_1 + 5f_2 + f_3 + 4f_4 + 4f_5 + 2f_6 - 4f_7$
13.	$\pi^0 p \rightarrow K^+ \Sigma^0$	$2f_2 - f_3 - f_4 - \frac{1}{2}f_7$	33.	$K^0 p \rightarrow K^+ n$	$-f_2 - f_3 - 4f_4 + 4f_5$
14.	$\pi^0 p \rightarrow K^0 \Sigma^+$	$-\frac{1}{\sqrt{2}}(4f_2 + 2f_3 - 2f_4 + f_7)$	34.	$\bar{K}^0 p \rightarrow \bar{K}^0 p$	$6f_1 + f_2 + 5f_3 + 2f_4 + 6f_5 + 4f_6 + 4f_7$
15.	$\eta p \rightarrow \eta p$	$6f_1 + \frac{3}{2}f_2 + \frac{3}{2}f_3 + 2f_4 + 4f_5 + 2f_6 + 2f_7$	35.	$\bar{K}^0 p \rightarrow \pi^+ \Lambda$	$\frac{\sqrt{2}}{2}(2f_2 + 2f_3 - 3f_6)$
16.	$\eta p \rightarrow \pi^0 p$	$\frac{1}{2\sqrt{3}}(\frac{1}{2}f_2 + 2f_3 - 4f_4 - 4f_5 + 10f_6)$	36.	$\bar{K}^0 p \rightarrow \pi^0 \Sigma^+$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(-4f_2 - 2f_3 + 2f_4 - f_7)$
17.	$\eta p \rightarrow \pi^+ n$	$\frac{1}{\sqrt{6}}(-f_2 - f_3 + 2f_4 + 4f_5 - 4f_6 + 10f_7)$	37.	$\bar{K}^0 p \rightarrow \pi^+ \Sigma^0$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(4f_2 + 2f_3 - 2f_4 + f_7)$
18.	$\eta p \rightarrow K^+ \Lambda$	$f_2 - 2f_3 - 2f_4 - 2f_5 + f_6 + \frac{1}{2}f_7$	38.	$\bar{K}^0 p \rightarrow \eta \Sigma^+$	$\frac{1}{\sqrt{6}}(-2f_2 + 4f_3 - 2f_4 - 2f_5 + 4f_6 - f_7)$
19.	$\eta p \rightarrow K^+ \Sigma^0$	$\frac{1}{2\sqrt{3}}(4f_2 + 2f_3 + 2f_4 + 4f_5 - 2f_6 - f_7)$	39.	$\bar{K}^0 p \rightarrow K^+ \Xi^0$	$-2f_4 - f_7$
20.	$\eta p \rightarrow K^+ \Sigma^+$	$\frac{1}{\sqrt{6}}(4f_2 - 2f_3 - 2f_4 + 4f_5 - 2f_6 - f_7)$			