ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р - 2568

Нгуен Ван Хьеу, Ф.Ф. Тихонин

УНИТАРНАЯ СИММЕТРИЯ И ШИРИНЫ РЕЗОНАНСОВ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1966

P - 2568

Нгуен Ван Хьеу, Ф.Ф. Тихонин

УНИТАРНАЯ СИММЕТРИЯ
И ШИРИНЫ РЕЗОНАНСОВ

Направлено в "Вестник МГУ"

Введение

Как известно, требование изотопической инвариантности сильных взаимодействий приводит к ряду соотиошений между амплитудами рассеяния и между константами связи для частиц в одних и тех же изотопических мультиплетах. Аналогичная ситуация также имеет место в любой схеме высшей симметрии элементарных частиц, в частности, в теории унитарной симметрии Гелл-Манна[1] и Неемана[2]. Целью этой работы является систематическое изложение результатов по изучению соотношений между вероятностями распадов мезонных и барионных резонансов в унитарной симметрии. Большинство из них было получено в работах[3]. Некоторые получены авторами. Для того, чтобы найти соотношения между константами связи, мы применим следующий метод. Волновые функции элементарных частиц и резонансов рассмотрим как спиноры группы $SU(3)$. Из волновых функций частиц в начальном состоянии и сопряженных волновых функций частиц в конечном состоянии образуем полилинейные (трехлинейные в случае двухчастичных распадов) комбинации, инвариантные относительно группы $SU(3)$. Эти комбинации, являющиеся общими выражениями матричных элементов в унитарной симметрии, содержат некоторые произвольные константы, через которые выражаются константы связи для конкретных распадов. Отсюда можем получить соотношения между константами связи распадов частиц в каждом унитарном мультиплете.

Унитарная симметрия является лишь приближенной симметрией. Нарушение унитарной симметрии приводит к расщеплению масс частиц в каждом унитарном мультиплете. Поскольку разница масс частиц существенно сказывается на кинематических факторах вероятностей распадов, то соотношения между вероятностями распадов не являются соотношениями между квадратами констант связи. Мы предполагаем, что для констант связи имеют место соотношения, являющиеся следствием унитарной симметрии. Затем, учитывая разницу масс в кинематических факторах, мы получим соотношения между вероятностями распадов. Полученные результаты сравниваются с экспериментальными данными.

§ 1. Распады векторных мезонов на пары псевдоскалярных мезонов

В настоящее время считают, что псевдоскалярные мезоны π, K, $\bar{K}$ и η образуют унитарный октет. Что касается векторных мезонов, то мезоны ρ, K^* и $\bar{K}^*$ принадлежат унитарному октуплету, содержащему также некоторый ϕ_0– мезон с массой, определяемой формулой Гелл-Манна–Окубо

$$m^2_{\phi_0} = \frac{1}{3}\left[4m^2_{K^*} - m^2_{\rho}\right] = (931\ \text{Мэв})^2 .$$

При этом наблюдаемые мезоны ω и ϕ являются линейными суперпозициями состояния ϕ_0-мезона и некоторого векторного мезона ω_0, являющегося унитарным синглетом ($\phi - \omega$ –смешивание),

$$\phi = \cos\theta\,\phi_0 + \sin\theta\,\omega_0 , \qquad \omega = -\sin\theta\,\phi_0 + \cos\theta\,\omega_0 . \tag{1}$$

Мы говорим также, что векторные мезоны образуют нонет. Из значений масс мезонов ϕ, ω и ϕ_0 можно определить угол смешивания:

$$\cos 2\theta = \frac{2m^2_{\phi_0} - m^2_{\phi} - m^2_{\omega}}{m^2_{\phi} - m^2_{\omega}} = 0{,}1828 , \quad \theta \approx 39^\circ .$$

Это значение угла смешивания весьма близко к его значению, полученному в теории симметрии $SU(3)\times SU(3)$, а также в симметрии $SU(6)$ $(\cos\theta = \sqrt{\tfrac{2}{3}})$.

Рассмотрим сначала распады октета векторных мезонов

$$V^a_b = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{6}}\phi_0 + \frac{1}{\sqrt{2}}\rho_0 & \rho^+ & K^{*+} \\ \rho^- & \frac{1}{\sqrt{6}}\phi_0 - \frac{1}{\sqrt{2}}\rho_0 & K^{*0} \\ K^{*-} & K^{*0} & -\frac{2}{\sqrt{6}}\phi^0 \end{pmatrix} \tag{2}$$

на два псевдоскалярных мезона из октета

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{6}}\eta + \frac{1}{\sqrt{2}}\pi^0 & \pi^+ & K^+ \\ \pi^- & \frac{1}{\sqrt{6}}\eta - \frac{1}{\sqrt{2}}\pi^0 & K^0 \\ K^- & \tilde{K} & -\frac{2}{\sqrt{6}}\eta \end{pmatrix} . \tag{3}$$

Из C-инвариантности, а также из требования статистики Бозе следует, что матричные элементы этих процессов имеют вид:

$$\mathfrak{M}(V \to P + P) = g(q_1 - q_2)_\mu \times$$
$$\times \left[\bar{P}(q_1)^a_b\,\bar{P}(q_2)^b_c - \bar{P}(q_1)^b_c\,\bar{P}(q_2)^a_b\right] V_\mu(P)^c_a = \tag{4}$$
$$= g(q_1 - q_2)_\mu\,Sp\{[\bar{P}(q_1)\bar{P}(q_2) - \bar{P}(q_2)\bar{P}(q_1)]V_\mu(P)\},$$

где q_1 и q_2 –импульсы псевдоскалярных мезонов, P –импульс векторного мезо $P = q_1 + q_2$. Если ω_0 –мезон, являющийся унитарным синглетом, распадается на два псевдоскалярных мезона из октета, то матричный элемент этого распада имеет вид:

$$\mathfrak{M}(\omega^0 \to P + P) = f(q_1 - q_2)_\mu\,\omega^0_\mu\,\bar{P}(q_1)^a_b\,P(q_2)^b_a = f(q_1 - q_2)_\mu\,\omega^0_\mu\,Sp(\bar{P}\bar{P}).$$

Однако этот матричный элемент меняет знак при зарядовом сопряжении. Это означает, что в силу C-инвариантности распад ω_0-мезона на два псевдоскалярных мезона из октета запрещен. Итак,

$$\mathfrak{M}(\omega^0 \to P + P) = 0. \tag{5}$$

Из (1)-(5) можно получить выражения констант связи для конкретных распадов через произвольную константу g:

$$g_{\rho^+\to\pi^+\pi^0} = \sqrt{2}\,g , \qquad g_{\rho^+\to\pi^+\eta} = 0 ,$$
$$g_{K^{*+}\to K^+\pi^0} = \frac{g}{\sqrt{2}} , \qquad g_{\phi\to K^+K^-} = \sqrt{\frac{3}{2}}\cos\theta\, g . \tag{6}$$

Константы других наблюдаемых распадов связаны с константами (6) изотопическими соотношениями.

Обозначим через g_1 константу некоторого распада. Тогда вероятность этого распада равна

$$W(V \to PP) = \frac{g_1^2}{6\pi M^2}\,|\vec{k}|^3 , \tag{7}$$

где M –масса векторного мезона, $\vec{k}$ –трехмерный импульс псевдоскалярных мезонов в системе центра масс:

$$\vec{k}^2 = \left(\frac{M}{2}\right)^2 \left[1 - 2\,\frac{m_1^2 + m_2^2}{M^2} + \frac{(m_1^2 - m_2^2)^2}{M^4}\right],$$

m_1 и m_2 -массы псевдоскалярных мезонов. Из формул (7) можно получить соотношения между вероятностями распадов векторных мезонов. Эти результаты, а также соответствующие экспериментальные данные, взятые из работ [4], приведены в таблице 1.

Таблица 1

Отношения вероятностей	Теор.значения	Эксперим.значения
$\frac{W(\rho \to \pi\eta)}{W(\rho \to 2\pi)}$	0	
$\frac{W(K^* \to K\pi)}{W(\rho \to 2\pi)}$	0,28	0,47 ± 0,031
$\frac{W(\phi \to K\tilde{K})}{W(\rho \to 2\pi)}$	0,022	0,023 ± 0,008

Отметим, что через $W(K^* \to K\pi)$, например, обозначена полная вероятность распада K^* -мезона, т.е.

$$W(K^* \to K\pi) = W(K^{*+} \to K^+\pi^0) + W(K^{*+} \to K^0\pi^+).$$

§ 2. Распады мезонов 2^+ на пары псевдоскалярных мезонов

До сих пор экспериментально наблюдались следующие мезоны со спином и четностью 2^+: f^0-мезон с $I=0$, $Y=0$, $M = 1250$ Мэв; A_2 -мезон с $I=1$, $Y=0$, $M = 1310$ Мэв; $K_{(1400)}$-мезон с $I=\frac{1}{2}$, $Y=\pm 1$, $M = 1430$ Мэв; f' -мезон с $I=0$, $Y=0$, $M = 1520$ Мэв. Для удобства A_2 -мезон и $K\pi$-резонанс с массой 1430 Мэв обозначим через ρ' и K'. Если они являются компонентами октета, то этому октету должен принадлежать и некоторый ϕ'_0 -мезон с массой $m_{\phi'_0}$:

$$m^2_{\phi'_0} = \frac{1}{3}\left[4m^2_{k'} - m^2_{\rho'}\right] = (1470\ \text{Мэв})^2 .$$

По аналогии с процессом $\phi\omega$ -смешивания для векторных мезонов предполагается, что наряду с октетом ρ', K', ϕ'_0 существует некоторый синглет ω'_0 и происходит смешивание между ϕ'_0 и ω'_0. Наблюдаемые мезоны f' и f^0 могут быть отождествлены с сотояниями

$$\phi' = \phi'_0 \cos\theta' + \omega'_0 \sin\theta' ,$$

$$\omega' = -\phi'_0 \sin\theta' + \omega'_0 \cos\theta'$$

соответственно. Из значений масс ϕ' - и ω' -мезонов мы получаем угол смешивания $\theta' = 27^\circ$.

Матричный элемент распадов мезонов 2^+ на два псевдоскалярных мезона имеет общий вид:

$$\mathfrak{M}(T \to PP)g = g(q_1 - q_2)_\mu (q_1 - q_2)_\nu T^0_{\mu\nu}(P)[\bar{P}(q_1)^a_b \bar{P}(q_2)^b_a] + \tag{8}$$
$$+ f(q_1 - q_2)_\mu (q_1 - q_2)_\nu \{T_{\mu\nu}(P)^a_b [\bar{P}(q_1)^b_c \bar{P}(q_2)^c_a + \bar{P}(q_2)^b_c \bar{P}(q_1)^c_a]\} .$$

Здесь g и f -произвольные константы, $T^0_{\mu\nu}(P)$ - волновая функция синглетного мезона со спином и четностью 2^+, а $T_{\mu\nu}(P)^a_b$ -волновая функция октета мезонов со спином и четностью 2^+. Обозначим через g_i константу некоторого конкретного распада. Вероятность этого распада равна

$$W_i(T \to PP) = \frac{4g_i^2}{15\pi M^2}|\vec{k}|^5 , \tag{9}$$

где M -масса распадающейся частицы, а $\vec{k}$ определяется так же, как и раньше.

Константы конкретных распадов выражаются через произвольные константы g и f в (8) следующим образом:

$$g_{\rho'^+ \to K^+\tilde{K}^0} = f , \qquad g_{\rho'^+ \to \pi^+\eta} = \sqrt{\frac{2}{3}}\, f ,$$

$$g_{K'^+ \to K^0\pi^+} = f , \qquad g_{K'^+ \to K^+\eta} = -\frac{1}{\sqrt{6}}\, f$$

$$g_{\phi'\to\pi^+\pi^-} = \sqrt{\frac{2}{3}}\, f\cos\theta' - g\sin\theta' , \qquad g_{\omega'\to\pi^+\pi^-} = \sqrt{\frac{2}{3}}\, f\sin\theta' + g\cos\theta' ,$$

$$g_{\phi'\to K^+K^-} = -\frac{1}{\sqrt{6}}\, f\cdot\cos\theta' - g\sin\theta' , \qquad g_{\omega'\to K^+K^-} = -\frac{1}{\sqrt{6}}\, f\sin\theta' + g\cos\theta' , \tag{10}$$

$$g_{\phi'\to\eta\eta} = -\sqrt{\frac{2}{3}}\, f\cos\theta' - g\sin\theta' , \qquad g_{\omega'\to\eta\eta} = -\sqrt{\frac{2}{3}}\, f\sin\theta' + g\cos\theta' .$$

Они связаны соотношениями

$$g_{\rho'^+\to K^+\bar{K}^0} : g_{\rho'^+\to\pi^+\eta} : g_{K'^+\to K^0\pi^+} : g_{K'^+\to K^+\eta} = \tag{11}$$

$$= 1 : \sqrt{\frac{2}{3}} : 1 : -\frac{1}{\sqrt{6}} .$$

$$\tag{12}$$

$$3g_{\phi'\to\eta\eta} + g_{\phi'\to\pi^+\pi^-} = 4g_{\phi'\to K^+K^-} ,$$

$$3g_{\omega'\to\eta\eta} + g_{\omega'\to\pi^+\pi^-} = 4g_{\omega'\to K^+K^-} , \tag{13}$$

$$|g_{\phi'\to\pi\pi}|^2 + |g_{\omega'\to\pi\pi}|^2 = |g_{\phi'\to\eta\eta}|^2 + |g_{\omega'\to\eta\eta}|^2 ,$$

$$|g_{\phi'\to\pi\pi}|^2 + |g_{\omega'\to\pi\pi}|^2 = |g_{\phi'\to K^+K^-}|^2 + |g_{\omega'\to K^+K^-}|^2 + \tfrac{1}{2}|g_{\rho'^+\to K^+K^0}| . \tag{14}$$

Другие соотношения являются следствием изотопической инвариантности.

Из формулы (9) и соотношений (11) и (14) между константами можно получить соотношения между вероятностями. Сравнение полученных соотношений с экспериментальными данными, полученными в работах [4], проведено в таблице 2.

§ 3. Распады мезонов 2^+ на векторные и псевдоскалярные мезоны

Из соображений инвариантности нетрудно показать, что матричные элементы распадов мезонных синглета и октета 2^+ на октет псевдоскалярных мезонов и нонет век-

Таблица 2

Отношения вероятностей	Теор.значения	Эксперим.значения
$\frac{W(\rho'\to\pi\eta)}{W(\rho'\to K\bar{K})}$	1,83	0,83 ± 0,5
$\frac{W(K'\to K\pi)}{W(\rho'\to K\bar{K})}$	0,248	< 1
$\frac{W(K'\to K\pi)}{W(\rho'\to K\bar{K})}$	7,5	6 ± 5
$\frac{W(\phi'\to 2\pi) + 1,9W(\omega'\to 2\pi)}{W(\phi'\to\eta\eta) + 1,2W(\omega'\to\eta\eta)}$	17	
$\frac{W(\phi'\to\pi\pi) + 1,9W(\omega'\to\pi\pi)}{W(\phi'\to K\bar{K}) + 5,4W(\omega'\to K\bar{K}) + 6,2W(\rho'\to K\bar{K})}$	2,7	

торных мезонов имеют общий вид:

$$\mathfrak{M}(T\to VP) = g\epsilon_{\alpha\mu\nu\sigma}\, p_\mu (q_1-q_2)_\rho (q_1-q_2)_\nu\, T^0_{\alpha\rho}(p) \bar{V}_\sigma(q_1)^o_b \bar{P}(q_2)^b_o +$$

$$+ f\epsilon_{\alpha\mu\nu\sigma}\, p_\mu (q_1-q_2)_\rho (q_1-q_2)_\nu \times \tag{15}$$

$$\times T_{\alpha\rho}(p)^o_b [V_\sigma(q_1)^b_a \bar{P}(q_2)^a_o - \bar{P}(q_2)^b_a \bar{V}_\sigma(q_1)^a_o] .$$

Здесь p, q_1, q_2 – 4-импульсы мезонов 2^+, 1^- и 0^- соответственно, $T^0_{\alpha\rho}(p)^o_b$ и $T_{\alpha\rho}(P)^o_b$ –волновые функции синглета и октета мезонов 2^+, $V_\sigma(q_1)^b_a$ и $P(q_2)^b_a$ – волновые функции октетов векторных и псевдоскалярных мезонов. Распад на синглетный векторный мезон запрещен унитарной симметрией и C-инвариантностью. Отсюда мы можем получить следующие соотношения между константами рассматриваемых процессов с учетом смешивания между состояниями октета и синглета

$$g_{\rho'^+\to\rho^+\pi^0} : g_{K'^+\to K^+\pi^0} : g_{K'^+\to\rho^+K^0} : g_{K'^+\to\omega K^+} : g_{\phi'\to K^+K^-} =$$

$$= \sqrt{2} : \frac{1}{\sqrt{2}} : 1 : \sqrt{\frac{3}{2}}\sin\theta : \sqrt{\frac{3}{2}}\cos\theta' , \qquad (16)$$

где θ и θ' –углы смешивания между ϕ и ω и между ϕ' и ω': $\theta = 39^\circ$, $\theta' = 27^\circ$. Если константа связи некоторого распада равна g_i, то вероятность равна

$$W_i = \frac{2g_i^2}{5\pi}|\vec{k}|^5 . \qquad (17)$$

Из соотношений (16) и выражения (17) можно вычислить отношения вероятностей различных распадов. Полученные результаты, а также соответствующие экспериментальные данные, взятые из работ /4/, представлены в таблице 3.

Т а б л и ц а 3

Соотношения вероятностей	Теор.значения	Эксперим.значения
$\frac{W(K'\to K^*\pi)}{W(\rho'\to\rho\pi)}$	0,37	0,63 ± 0,3
$\frac{W(K'\to\rho\pi)}{W(\rho'\to\rho\pi)}$	0,114	0,20 ± 0,09
$\frac{W(K'\to\omega K)}{W(\rho'\to\rho\pi)}$	0,035	0,1 ± 0,07
$\frac{W(\phi'\to K^*K)}{W(\rho'\to\rho\pi)}$	0,0037	

§ 4. Распады барионных резонансов $3/2^+$

Рассмотрим теперь распады декуплета барионных резонансов $3/2^+$ на октет барионов и октет псевдоскалярных мезонов. Матричный элемент имеет вид:

$$\mathcal{M}(P \to PB) = g q_\mu \bar{P}(q)^\alpha_\beta \bar{B}(k)^\gamma_\delta D_\mu(p)_{\alpha\gamma\sigma} \epsilon^{\sigma\beta\delta} , \qquad (18)$$

где $D_\mu(p)_{\alpha\gamma\sigma}$, $B(k)^\alpha_\beta$ и $P(q)^\alpha_\beta$ –волновые функции барионных резонансов, барионов и мезонов с импульсами p, k и q соответственно. Отсюда следует, что константы связи различных процессов связаны соотношениями

$$g_{\Delta^{++}\to p\pi^+} : g_{Y^{*+}\to\Lambda\pi^+} : g_{Y^{*+}\to\Sigma^+\pi^0} : g_{\Xi^{*-}\to\Xi^-\pi^0} = 1 : \frac{1}{\sqrt{2}} : \frac{1}{\sqrt{6}} : \frac{1}{\sqrt{6}} . \qquad (19)$$

Вероятность распада равна

$$W_i = \frac{g_i^2}{24\pi M^2}[(M+m)^2 - \mu^2]|\vec{k}|^3 , \qquad (20)$$

где M, m и μ –массы барионного резонанса, бариона и мезона, а $\vec{k}$ –трехмерный импульс бариона в системе центра масс барионного резонанса. Отсюда можно получить значения отношений вероятностей, приведенные в таблице 4. Соответствующие экспериментальные данные взяты из работ /4/.

Т а б л и ц а 4

Отношения вероятностей	Теор.значения	Эксперим.значения
$\frac{W(Y^*\to\Sigma\pi)}{W(\Delta\to N\pi)}$	0,043	0,02 ± 0,01
$\frac{W(Y^*\to\Lambda\pi)}{W(\Delta\to N\pi)}$	0,355	0,4 ± 0,05
$\frac{W(\Xi^*\to\Xi\pi)}{W(\Delta\to N\pi)}$	0,08	0,06 ± 0,014

§ 5. Распады барионных резонансов $3/2^-$

В настоящее время экспериментально известно существование барионных резонансов $3/2^-$:

$$N^*(1512), \quad \Lambda^*_0(1520), \quad Y^*_1(1660) \text{ и } \quad \Xi^*(1820)$$

с такими же изотопическими спинами и геперзарядами, что и барионы N, Λ, Σ и Ξ. Однако эти барионные резонансы нельзя включить в унитарный октет, так как их массы не удовлетворяют массовой формуле Гелл-Манна-Окубо:

$$3M_{Y_0^*} + M_{Y_1^*} = 2(M_{N^*} + N_{\Xi^*}).$$

Предположим теперь, что три из этих четырех барионных резонансов принадлежат некоторому октету. Тогда из массовой формулы Гелл-Манна-Окубо можно предсказать массу четвертой частицы. Рассмотрим два случая, когда октету принадлежат $N^*(1512)$, $Y_1^*(1660)$ и $\Xi^*(1820)$ или октету принадлежат $N^*(1512)$, $Y_0^*(1520)$ и $Y^*(1660)$ и обозначим частицы из октета через N', Λ', Σ' и Ξ'. В первом случае масса Λ' равна 1668 Мэв, а во втором случае масса Ξ' равна 1598 Мэв.

Рассмотрим распады октета N', Λ', Σ', Ξ' на октет барионов и октет псевдоскалярных мезонов. Матричный элемент имеет вид:

$$\mathfrak{M}(B' \to BP) = gq_\mu \bar{B}(k)^a_b \gamma_5 B'_\mu(p)^b_c \bar{P}(q)^c_a + f q_\mu \bar{B}(k)^b_c \gamma_5 B'_\mu(P)^a_b \bar{P}(q)^c_a, \qquad (21)$$

где $B'_\mu(P)^a_b$, $B(k)^a_b$ и $P(q)^a_b$ – волновые функции барионного резонанса, бариона и мезона с импульсами p, k и q соответственно. Отсюда следует, что константы связи рассматриваемых процессов распада удовлетворяют соотношениям:

$$g_{\Sigma'^+\to\Lambda\pi^+} = g_{\Lambda'\to\Sigma^+\pi^-} = g_{\Lambda'\to\Lambda\eta},$$

$$g_{\Xi'\to\Xi\pi} = g_{\Sigma'^0\to p\bar{K}^-}, \qquad (22)$$

$$g_{\Xi\to\Sigma\bar{K}} = g_{p'\to p\pi^0},$$

$$g_{\Xi'\to\Lambda\bar{K}} = g_{p'\to p\eta}.$$

Кроме того, в первом случае $Y_0^*(1520)$ можно рассмотреть как синглет и обозначить

через Λ''. Для распадов этой частицы мы имеем соотношение:

$$g_{\Lambda''\to pK^-} = g_{\Lambda''\to\Sigma^+\pi^-}. \qquad (23)$$

Вероятность каждого процесса равна

$$W_i = \frac{g_i^2}{24\pi M^2}\left[(M-m)^2 - \mu^2\right] |\vec{k}|^3, \qquad (24)$$

где g_i –константа связи этого процесса, M, m и μ –массы резонанса, бариона и мезона, соответственно, $\vec{k}$ –импульс бариона в системе центра масс. Из соотношений (22), (23) и выражения (24) можно вычислить отношения вероятностей различных распадов в каждом случае. Полученные результаты, а также соответствующие экспериментальные данные, взятые из /4/, представлены в таблицах 5а (для первого случая) и 5б (для второго случая).

Т а б л и ц а 5а

Отношение вероятностей	Теория	Эксперимент
$\dfrac{W(\Lambda'\to\Sigma\pi)}{W(\Sigma'\to\Lambda\pi)}$	1,5	1,5
$\dfrac{W(\Lambda'\to\Lambda\eta)}{W(\Sigma\to\Lambda\pi^+)}$	0,0023	
$\dfrac{W(\Xi'\to\Xi\pi)}{W(\Sigma'\to N\bar{K})}$	1,32	0,775 ± 0,07
$\dfrac{W(\Xi'\to\Sigma\bar{K})}{W(N'\to N\pi)}$	0,106	0,08 ± 0,007
$\dfrac{W(\Xi'\to\Lambda K)}{W(N'\to N\eta)}$	182,5	
$\dfrac{W(\Lambda''\to N\bar{K})}{W(\Lambda'\to\Sigma\pi)}$	0,5	0,55 ± 0,07

Таблица 5б

Отношения вероятностей	Теор.значения	Эксперимент.значения
$\frac{W(\Sigma' \to \Lambda\pi)}{W(\Lambda'' \to \Sigma\pi)}$	3,7	0,30 $\pm$ 0,04
$\frac{W(\Xi'' \to \Xi\pi)}{W(\Sigma' \to N\bar{K})}$	2,4	

Литература

1. M.Gell-Mann. Report CTSL-20, C.I.I. (1961).
2. I.Neeman. Nucl.Phys., 26, 222 (1961).
3. S.L.Glashow, A.H.Rosenfeld. Phys.Rev.Lett., 10, 192 (1963); C.H.Chan. Phys.Lett., 8, 211 (1964);

   Б.Л. Иоффе, И.Ю. Кобзарев, И.Я. Померанчук., ЖЭТФ, 48, 375 (1965);
   В.П. Белов и В.М. Шехтер. Ядерная физика, 2, 757 (1965);
   S.L.Glashow, R.H.Socolov. Phys. Rev. Lett., 15, 329 (1965);
   О.Г. Боков. Препринт ОИЯИ, Р-2444, Дубна, 1965;
   I.Yellin. Preprint EFINS-65-79, Chicago, 1965;
   М.С. Маринов. Ядерная физика, 2, 321 (1965);
   Фам Куи Ты. Ядерная физика, т.3, вып.3 (1966).

4. A.H.Rosenfeld, a.o. Rev. Mod. Phys., 36, 977 (1964); I.Badier et al., Phys. Lett., 19, 612 (1965); S.U.Chung et al. Phys. Rev. Lett., 15, 325 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел
2 февраля 1965 г.