

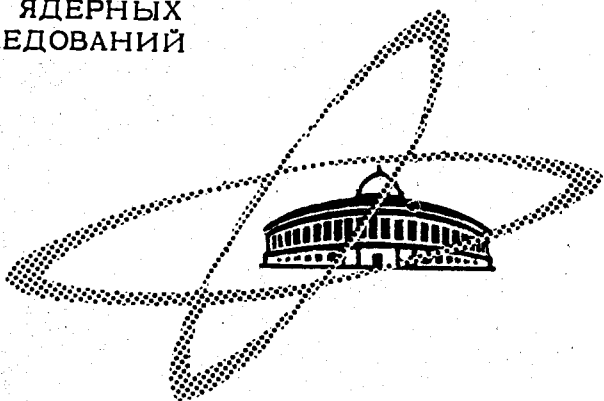
С 346.4  
М-565

3/VII-65

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2171



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.А. Мешеряков, Л.Д. Соловьев, Ф.Г. Ткебучава

О  $узп$  И  $рпу$  ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

1965

P-2171

В.А. Мешеряков, Л.Д. Соловьев, Ф.Г. Ткебучава

О  $\gamma$  и  $p$  ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БРЕЖНЕВА

3404/2 нр.

## 1. Введение

В этой работе рассматривается  $\gamma 3\pi$  -взаимодействие (т.е. процессы  $\gamma\pi \rightarrow \pi\pi$ ) как при малых, так и при больших энергиях. В области малых энергий (вблизи порога реакции  $\gamma\pi \rightarrow \pi\pi$ ) сведения об этом взаимодействии получены из анализа процесса  $\pi N \rightarrow \pi\gamma N$  при 340 Мэв<sup>/1/</sup>. В области высоких энергий (вблизи  $\rho$ -мезонного резонанса) это взаимодействие тесно связано с распадом  $\rho \rightarrow \pi\gamma$ , о котором в настоящее время имеются многочисленные косвенные данные. Можно ли связать все эти данные в единую динамическую картину  $\gamma 3\pi$  -взаимодействия? Ответу на этот вопрос в основном и посвящена данная работа. В п. 2 дан обзор имеющихся данных о  $\rho\pi\gamma$  -взаимодействии. При этом основное внимание уделено выяснению связи констант этого взаимодействия, введенных в различных работах, с шириной  $\rho \rightarrow \pi\gamma$  распада. Рассмотрены константы, используемые при анализе фоторождения пионов на пионах<sup>/2,3,4,5/</sup>, фоторождения пионов на нуклонах<sup>/6/</sup> и двойного фоторождения пионов на нуклонах<sup>/7, 8,9/</sup>. Кроме того, в п.2 упоминается о модели  $\rho \rightarrow \pi\gamma$  распада<sup>/12/</sup> в рамках симметрии SU(3), о феноменологической A-четности<sup>/13/</sup>, запрещающей этот распад и об экспериментальной оценке верхнего предела ширины  $\rho \rightarrow \pi\gamma$  распада<sup>/14/</sup>. В приложении рассмотрен вопрос<sup>/16,17,18/</sup> об определении ширины  $\rho \rightarrow \pi\gamma$  распада из данных по распадам  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  и  $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ <sup>/19,20/</sup>. К сожалению, данные о последнем распаде содержат большую ошибку.

Непосредственное измерение ширины  $\rho \rightarrow \pi\gamma$  распада в настоящее время еще не проделано, однако, имеются первые данные о распаде  $\omega \rightarrow \pi\gamma$ <sup>/15/</sup>. Оба распада можно связать с помощью схем унитарной симметрии SU(3)<sup>/21/</sup> и SU(6)<sup>/22/</sup> без каких-либо модельных предположений. Этому вопросу посвящен п. 3, результаты которого изложены в<sup>/24/</sup>. В п. 3 показано, что в рамках симметрии SU(3), нарушенной только электромагнитным образом, благодаря сохранению G-четности все радиационные распады девяти векторных мезонов на псевдоскалярные описываются лишь двумя независимыми константами. Если еще предположить, что распад  $\phi \rightarrow \pi\gamma$  запрещен, то все соотношения симметрии SU(3) практически переходят в соотношения симметрии SU(6). В случае симметрии SU(6) все радиационные распады и магнитные моменты векторных мезонов выражаются через одну константу. В частности, оказывается, что

$$\Gamma(\phi \rightarrow \pi\gamma) = 0, \quad \Gamma(\rho \rightarrow \pi\gamma) = \frac{1}{9} \Gamma(\omega \rightarrow \pi\gamma). \quad (1.1)$$

Далее рассмотрена формулировка симметрии SU(6), предложенная в работе /23/. Обобщение этой формулировки на случай мезонов позволяет связать ширину  $\omega \rightarrow \pi\gamma$  распада с магнитным моментом протона и получать для нее значение, хорошо согласующееся с экспериментом /15/. Близкие результаты получены недавно в работе /25/ на основе релятивистской модели взаимодействия мезонов с электромагнитным полем. Соотношения (1.1) в рамках SU(6) независимо получены также в работе /26/.

В п. 4 обсуждается амплитуда процесса  $\gamma\pi \rightarrow \pi\pi$ , полученная с помощью дисперсионных соотношений /2,4,5/.

Мы показываем, что для описания этого процесса в области  $\rho$ -мезонного резонанса нельзя ограничиться низкоэнергетическим приближением в дисперсионных соотношениях (приближением Чини-Фубини). Учет высокоэнергетического вклада приводит к двухпараметрической формуле для амплитуды  $\gamma\pi\pi$ -взаимодействия /2,4/; которая позволяет связать имеющиеся данные об этом взаимодействии как при низких, так и при высоких энергиях. В п.4 показано, что для этой цели можно использовать однопараметрическую формулу, получающуюся из сформулированного в /2/ требования единственности решения дисперсионного уравнения для  $\gamma\pi\pi$  взаимодействия.

## 2. Константы $\rho\pi\gamma$ -взаимодействия и ширина $\rho \rightarrow \pi\gamma$ распада

К настоящему времени появилось много работ, в которых авторы определяют константу взаимодействия  $\rho\pi\gamma$  из анализа различных реакций. Большинство из этих работ основано на выделении вклада диаграмм, содержащих в промежуточном состоянии  $\rho$  мезон, распадающийся на  $\pi$  и  $\gamma$ .

Однако в различных работах определяется фактически не сама константа  $g_{\rho\pi\gamma}$ , а константы, пропорциональные ей, и, вообще говоря, пропорциональные константам других взаимодействий, например,  $\rho NN$  и  $\rho\pi\pi$ . По этой причине численные значения констант, приведенные различными авторами, не дают возможности судить о их согласованности друг с другом. Нам представляется целесообразным за критерий согласованности констант выбрать ширину радиационного распада  $\rho$ -мезона, которой они соответствуют.

Эффективный лагранжиан взаимодействия  $\rho\pi\gamma$  можно записать в следующем виде /17/

$$\mathcal{L}_{\rho\pi\gamma} = g_{\rho\pi\gamma} \epsilon_{lmns} : \frac{\partial A^l(x)}{\partial x^m} \frac{\partial \rho_a^n(x)}{\partial x^s} \pi_a(x) : \quad (2.1)$$

При этом связь константы  $g_{\rho\pi\gamma}$  с шириной радиационного распада  $\rho$ -мезона имеет вид<sup>x)</sup>:

$$\Gamma(\rho \rightarrow \pi\gamma) = \frac{1}{24} \left( \frac{g_{\rho\pi\gamma}}{4\pi} \right)^2 m_\rho^3 \left( 1 - \frac{1}{m_\rho^2} \right)^3. \quad (2.2)$$

Найдем связь константы  $g_{\rho\pi\gamma}$  с пропорциональными ей константами, употребляемыми в литературе.

### Фоторождение пионов на пионах

В работах /3,4,5/ для определения констант фоторождения пионов на пионах было использовано решение дисперсионного уравнения для процесса  $\gamma\pi \rightarrow \pi\pi$  работы /2/

$$f(\nu) = F(s, u, t) \Big|_{t=-\frac{1}{2}}, \quad \nu = \frac{s}{4} - 1, \quad (2.3)$$

где инвариантная амплитуда  $F(s, u, t)$  определяется формулой:

$$\langle \pi\pi | S | \pi\gamma \rangle = (2\pi)^{-2} \delta(k + q_1 - q_2 - q_3) \frac{\epsilon_{mnst} q_1^m q_2^n q_3^s e^t}{4\sqrt{q_1^0 q_2^0 q_3^0} K^0} \epsilon_{ab\gamma} F(s, u, t). \quad (2.4)$$

Сечение в с.д.м. выражается через  $F$  по формуле:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{8} k q^3 \sin^2 \theta \left| \frac{F}{4\pi} \right|^2, \quad (2.5)$$

где  $k$  и  $q$  — импульсы частиц в начальном и конечном состояниях.

Если ограничиться  $\rho$ -волной и пренебречь  $f$ -волной, то  $f(\nu) = F(s, u, t)$ .

Функция  $f(\nu)$  удовлетворяет дисперсионному соотношению

$$f(\nu) = \Lambda + \frac{1}{\pi} \int_0^\infty |f| \sin \delta \left( \frac{1}{\nu' - \nu - i\epsilon} + \frac{1}{\nu' + \nu + 9/8} \right) d\nu', \quad (2.6)$$

где  $\Lambda$  учитывает высокоэнергетические вклады и при низких энергиях является константой. Функция  $f(\nu)$  имеет вид:

$$f(\nu) = [ \Lambda A^{-1} (\nu + 9/16)^2 + C ] e^{\Delta(\nu)}, \quad (2.7)$$

где

$$A = \left[ \nu^2 e^{\Delta(\nu)} \right]_{\nu=\infty} \quad (2.8)$$

$$\Delta(\nu) = \frac{\nu + 9/16}{\pi} \int_0^\infty \frac{\delta(\nu')}{\nu' + 9/16} \left( \frac{1}{\nu' - \nu - i\epsilon} - \frac{1}{\nu' + \nu + 9/8} \right) d\nu'. \quad (2.9)$$

<sup>x)</sup> В системе единиц  $\hbar = c = m = 1$ .

Здесь  $\delta$  - фаза  $\pi\pi$  рассеяния в состоянии с  $I=J=1$ .  $\Lambda$  и  $C$  в формуле (2.7), вообще говоря, произвольные константы. Эта константа и решение (2.7) будут обсуждаться в п. 4. Как показано в /4,5/, функция  $f(\nu)$  очень слабо зависит от того, насколько быстро  $\delta$  стремится к нулю вблизи порога. Будем для простоты вычислений использовать брейт-вигнеровское поведение фазы

$$\operatorname{tg} \delta(\nu) = \frac{\gamma\sqrt{\nu}}{\nu_r - \nu}, \quad (2.10)$$

при котором /4/

$$f(\nu) = C \frac{(9/16 + 3/4\gamma + \nu_r)^2 - a(\nu + 9/16)^2}{(\nu + \gamma\sqrt{\nu_r + 9/8} + \nu_r + 9/8)(\nu + i\gamma\sqrt{\nu_r - \nu_r})}, \quad (2.11)$$

где  $a = \frac{\Lambda}{C}$ ,  $\nu_r = 6,3$ ,  $\gamma = 0,39$ . При этом

$$\Gamma(\rho \rightarrow \pi\pi) = 2\gamma \left(1 - \frac{4}{m_\rho^2}\right)^{1/2} = 100 \text{ Мэв.}$$

Чтобы связать константы  $a$  и  $C$  с  $\epsilon_{\rho\pi\pi}$ , поступим следующим образом. Посредством эффективных лагранжианов (2.1)  $\epsilon$  и /17/

$$\mathcal{L}_{\rho\pi\pi} = \epsilon_{\rho\pi\pi} \epsilon_{\alpha\beta\gamma} \Pi^\alpha(x) \frac{\partial \Pi^\beta(x)}{\partial x^\gamma} \rho_\gamma(x) \quad (2.12)$$

$$\Gamma(\rho \rightarrow \pi\pi) = \frac{1}{12} \left( \frac{\epsilon_{\rho\pi\pi}}{4\pi} \right) m_\rho \left(1 - \frac{4}{m_\rho^2}\right)^{3/2}, \quad \frac{\epsilon_{\rho\pi\pi}}{4\pi} = 2 \quad (2.13)$$

вычислим амплитуду реакции  $\gamma\rho \rightarrow \pi\pi$ , соответствующую диаграмме рис. 1 и сравним ее с (2,4,11) в точке резонанса. Получим соотношение:

$$\epsilon_{\rho\pi\gamma} \epsilon_{\rho\pi\pi} = 2(\nu - \nu_r + i\epsilon) f(\nu) \Big|_{\nu=\nu_r} = C \frac{(9/16 + 3/4\gamma + \nu_r)^2 - a(\nu_r + 9/16)^2}{\nu_r + 1/2\gamma\sqrt{\nu_r + 9/8} + 9/16} = 6,34 C (1,04 - a) \quad (2.14)$$

Формулы (2.14, 13,2) дают связь констант  $C$  и  $a$  с шириной  $\Gamma(\rho \rightarrow \pi\gamma)$ . Эту связь в данном случае можно получить и другим, более непосредственным способом. В самом деле, отношение ширины распадов  $\rho \rightarrow \pi\gamma$  и  $\rho \rightarrow \pi\pi$  равно отношению полного сечения процесса  $\pi\pi \rightarrow \pi\gamma$  к полному сечению процесса  $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$  в состоянии с  $I=J=1$ , взятому в точке  $\rho$ -мезонного резонанса:

$$\frac{\Gamma(\rho \rightarrow \pi\gamma)}{\Gamma(\rho \rightarrow \pi\pi)} = \frac{\sigma(\pi\pi \rightarrow \pi\gamma)}{\sigma_1(\pi\pi \rightarrow \pi\pi)} \Big|_{s=m_\rho^2} \quad (2.15)$$

Оба сечения, разумеется, должны соответствовать одному и тому же начальному состоянию, например,  $\pi^+\pi^-$ .

Первое из этих сечений следующим образом выражается через функцию  $F$  (2,3,4,11):

$$\sigma(\pi\pi \rightarrow \pi\gamma) = \frac{q_1 k^3}{24\pi} |F|^2, \quad (2.16)$$

где  $q_1$  и  $k$  - импульсы частиц в начале и конце реакции в с.п.м. Второе сечение равно:

$$\sigma_1(\pi\pi \rightarrow \pi\pi) = 4\pi q_1^{-2} (2J+1) \sin^2 \delta. \quad (2.17)$$

Поэтому

$$\frac{\Gamma(\rho \rightarrow \pi\gamma)}{\Gamma(\rho \rightarrow \pi\pi)} = \frac{q_1^3 k^3}{288 \pi^2} |F|^2 \Big|_{s=m_\rho^2} = \quad (2.18)$$

$$= 2 \left(1 - \frac{4}{m_\rho^2}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{1}{m_\rho^2}\right)^3 \left[ \frac{m_\rho^2}{192\pi\gamma} C \frac{(9/16 + 3/4\gamma + \nu_r)^2 - a(\nu_r + 9/16)^2}{\nu_r + 1/2\gamma\sqrt{\nu_r + 9/8} + 9/16} \right]^2$$

что совпадает с (2,2, 13, 14).

#### Фоторождение пионов на нуклонах

В работе /6/ из реакции фоторождения  $\gamma\rho \rightarrow \pi^0\rho$  определяется константа  $\lambda$ , пропорциональная  $\epsilon_{\rho\pi\gamma}$ . Элемент  $S$ -матрицы этой реакции равен:

$$S_{11} = i(2\pi)^{-2} \frac{M}{\sqrt{4E_1 E_2 q_0 k_0}} \delta(p_1 + k - q - p_2) \bar{u}(p_2) T u(p_1). \quad (2.19)$$

Инвариантная амплитуда  $T$  связана с сечением в с.п.м.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{q}{k} \frac{M^2}{16 \pi^2 W^2} |\bar{u}_2 T u_1|^2, \quad (2.20)$$

где  $k$  и  $q$  - импульсы частицы в начальном и конечном состояниях,  $W$  - полная энергия.

Вводя амплитуду

$$\chi_i^+ \mathcal{F} \chi_i = \frac{M}{4\pi W} \bar{u}_2 T u_1, \quad (2.21)$$

мы получим, что сечение выражается через  $\mathcal{F}$  по той же формуле, что и в /6/, следовательно, величина  $\mathcal{F}$  в (2.21) совпадает с  $\mathcal{F}$  в /6/. Если мы теперь разложим  $T$  по инвариантным структурам  $M_1, M_2$  и т.д., определенным в работе /6/, то получим связь между  $\mathcal{F}$  и коэффициентами этого разложения, которая в точности совпадает с формулами (7) работы /6/. Отсюда следует, что амплитуда  $T$  в (2.19) совпадает с соответствующей величиной в /6/.

Вклад  $\rho$ -мезона в эту величину определяется в работе /6/ следующим образом:

$$\Delta T_{\rho} = \frac{8\pi\lambda}{t - m_{\rho}^2} \left[ M_4 - \frac{\mu_p' - \mu_n}{2M} \{ M_1(2qk+1) - M_2 \} \right], \quad (2.22)$$

где  $t = (p_1 - p_2)^2$ ,  $\mu_p'$  и  $\mu_n$  - аномальные магнитные моменты протона и нейтрона (2.22) можно переписать в виде:

$$\Delta T_{\rho} = \frac{8\pi\lambda i}{(p_2 - p_1)^2 - m_{\rho}^2} \left[ \gamma^m + \frac{\mu_p' - \mu_n}{2M} \frac{\gamma^m \gamma^5 - \gamma^5 \gamma^m}{2} (p_2 - p_1) \right] \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} k^{\nu} e^{\ell} q^{\alpha}, \quad (2.23)$$

где  $\epsilon$  - поляризация фотона и  $\gamma$  - матрицы - фейнмановские. Чтобы связать  $\lambda$  с  $\epsilon_{\rho\pi\gamma}$ , вычислим вклад в амплитуду фоторождения, соответствующий диаграмме рис.2, посредством лагранжианов (2.1) и /17/.

$$\mathcal{L}_{\rho NN} = \bar{\psi} \gamma^{\alpha} \tau_a \psi \rho_{\alpha}^{\alpha} + \frac{\mu_p' - \mu_n}{2M} \bar{\psi} \frac{i}{2} [\gamma^{\ell}, \gamma^m] \tau_a \psi \partial_{\ell} \rho_{\alpha}^{\alpha} \quad (2.24)$$

Приравнивая полученное таким образом выражение к (2.23), получаем соотношение:

$$8\pi\lambda = \epsilon_{\rho\pi\gamma} \epsilon_{\rho NN} \quad (2.25)$$

Из анализа рассеяния пионов на нуклонах /17,18,27/ следует, что

$$\epsilon_{\rho\pi\pi} \epsilon_{\rho NN} / 6\pi = 0,95 \pm 0,2 \quad (2.26)$$

В работе /8/ получено следующее численное значение константы

$$\lambda = (0,5 \pm 0,2) ef, \quad |e^2 = \frac{1}{137}, \quad |f^2 = 0,08| \quad (2.27)$$

Формулы (2.25, 27, 28,2) дают связь  $\lambda$  с шириной  $\Gamma(\rho \rightarrow \pi\gamma)$  x)

$$\Gamma(\rho \rightarrow \pi\gamma) = (0,42 \pm 0,73 - 0,26) \text{ Мэв.}$$

#### Двойное фоторождение пионов на нуклонах

В работе /7/ сделана попытка определить константу  $\epsilon_{\rho\pi\gamma}$  из анализа двойного фоторождения  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+ \pi^-$  по экспериментальным данным работы /8/. Предполагая, что эти данные соответствуют диаграмме рис. 3, авторы работы /7/ получили:

$$\Gamma(\rho \rightarrow \pi\gamma) = 0,7 \text{ Мэв.} \quad (2.24)$$

x) В работе /8/ указано, что возможные теоретические неточности могут увеличить ошибку  $\lambda$  с 0,2 до 0,5, тогда

$$\Gamma(\rho \rightarrow \pi\gamma) = (0,4 \pm 2,0 - 0,4)$$

Недавно в Кембриджском университете /8,28,29/ было измерено сечение процесса  $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0$  в области энергий от 1,1 до 4,8 Гэв, которое оказалось равным 21,1 мкбарн. Если предположить, что это сечение при всех переданных импульсах, которые наблюдались в работе /9/, описывается диаграммой одноопионного обмена рис. 2, то

$$\Gamma(\rho \rightarrow \pi\gamma) = 1,35 \pm 0,20 \text{ Мэв.} \quad (2.25)$$

Однако, как сообщил проф. Р.Вильсон, в последнее время возникли серьезные сомнения в возможности интерпретировать эти данные с помощью одноопионной диаграммы. Исследование этого процесса на ядрах дало зависимость сечения от атомного числа, близкую к квадратичной. Это значит, что рождение  $\rho^0$ -мезонов фотонами происходит в основном когерентно, по-видимому, за счет обмена с мишенью системой, имеющей нулевые внутренние квантовые числа и, в частности, нулевой изотопический спин, например,  $2\pi, \eta, \omega, f$ , а не  $\pi$ .

#### Распад $\pi^0$ -мезона

В приложении рассмотрена модель /16,17,18/ распада  $\pi^0$ -мезона на  $2\gamma$  и  $e^+e^-$ , которая также позволяет оценить  $\Gamma(\rho \rightarrow \pi\gamma)$ . К сожалению, имеющиеся данные о распаде  $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$  содержат большую ошибку, поэтому оценка оказывается грубой:

$$\Gamma(\rho \rightarrow \pi\gamma) = (3,9 \pm 13,6 - 3,9) \text{ Мэв,} \quad (2.26)$$

если воспользоваться данными работы /20/. Уточнение данных о формфакторе распада  $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$  позволило бы значительно уточнить эту оценку.

#### Модель бозонных распадов

В работе /12/ рассмотрена другая модель бозонных распадов /10,11/, которая основана на трехмезонном взаимодействии, симметричном относительно SU(3), и переходе виртуальных векторных мезонов в фотон. Распад  $\rho \rightarrow \pi\gamma$  в этой модели идет по схеме  $\rho \rightarrow \pi\omega$  (или  $\pi\phi$ )  $\rightarrow \pi\gamma$ . Модель содержит ряд произвольных параметров, которые позволяют удовлетворительно описать измеренные распады. Для ширины радиационных распадов при этом получаются следующие значения:

$$\begin{aligned} \Gamma(\rho \rightarrow \pi\gamma) &= 0,090 \text{ Мэв,} & \Gamma(\omega \rightarrow \pi\gamma) &= 1,0 \text{ Мэв,} \\ \Gamma(\phi \rightarrow \pi\gamma) &= 0,0013 \text{ Мэв,} & \Gamma(K^* \rightarrow K\gamma) &= 0,080 \text{ Мэв.} \end{aligned} \quad (2.27)$$

В работе /13/ введено эмпирическое правило отбора, согласно которому бозонам приписывается новое квантовое число - A - четность:

$$A(\gamma) = A(\rho) = A(\phi) = A(K^*) = A(\rho) = 1 \quad (2.28)$$

$$A(\pi) = A(\eta) = A(K) = A(\omega) = -1,$$

которая должна сохраняться в сильных и электромагнитных взаимодействиях. Предполагается, что нарушения этого правила возникают с вероятностью в несколько процентов. По этому правилу распады  $\rho$ ,  $\phi$  и  $(K^*)$  на  $\pi(K)$  и  $\gamma$  запрещены, и их ширины должны составлять несколько процентов от ширины разрешенного распада  $\omega \rightarrow \pi\gamma$ . С точки зрения симметрии SU(6) и Sp(6) это правило обсуждается в работах /30,31/.

### Верхняя граница $\Gamma(\rho \rightarrow \pi\gamma)$

Экспериментальное исследование реакций  $\pi^+\rho \rightarrow \pi^+\rho\gamma$  и  $\pi^+\rho \rightarrow \pi^+\rho\pi^0$ , сделанное в работе /14/, позволило установить, что вероятность распада  $\rho \rightarrow \pi\gamma$  по отношению к распаду  $\rho \rightarrow \pi\pi$  составляет не более 5%, т.е.

$$\Gamma(\rho \rightarrow \pi\gamma) \leq 5 \text{ Мэв} \quad (2.29)$$

Наконец, в последнем обзоре экспериментальных данных по элементарным частицам /15/ приведена оценка

$$\Gamma(\rho \rightarrow \pi\gamma) / \Gamma(\rho \rightarrow \pi\pi) < 2\% \quad (2.30)$$

### 3. Унитарная симметрия

В рамках унитарной симметрии SU(3) и SU(6), нарушенной лишь электромагнитным образом, мы можем получить сведения о радиационных распадах векторных мезонов без каких-либо модельных предположений. В этом разделе удобно обозначить  $g_{\rho\pi\pi} = g(\rho\pi)$ ,  $\Gamma(\rho \rightarrow \pi\gamma) = \Gamma(\rho\pi)$ .

#### Симметрия SU(3)

В рамках симметрии SU(3), нарушенной лишь электромагнитным образом /21/, эффективный лагранжиан перехода V (или  $\omega_0$ )  $\rightarrow P + \gamma$  (V и P - октеты векторных и псевдоскалярных мезонов,  $\omega_0$  - унитарный синглет) преобразуется как компонента (1) октета, составленного из тензоров V( $\omega_0$ ) и P, и имеет структуру

$$a V_A^1 P_1^A + b V_1^A P_A^1 + c V_B^A P_A^B + d \omega_0 P_1^1, \quad (3.1)$$

где  $a+b+c$  должно быть равно 0, для того, чтобы след тензора октета был равен нулю.

При этом, как обычно, мы предполагаем, что среднесильное взаимодействие, приводящее к расщеплению масс, слабо изменяет константы, определяющие распады. Для этого, например, можно предположить, что указанные константы зависят от некоторой большой массы промежуточной частицы, скажем, нуклона, так что зависимость от масс внешних частиц незначительна.

Найдем в (3.1) часть, соответствующую переходам  $\rho^{\pm 0} \rightarrow \pi^{\pm} \gamma$ . Используя обычные выражения для V и P:

$$V_B^A = \begin{pmatrix} \frac{\rho^0}{\sqrt{2}} + \frac{\phi^0}{\sqrt{6}} & \rho^+ & K^* \\ \rho^- & -\frac{\rho^0 + \phi^0}{\sqrt{2}\sqrt{6}} & K^* \\ K^* & K^* & \frac{2\phi^0}{\sqrt{6}} \end{pmatrix}, \quad P_B^A = \begin{pmatrix} \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta}{\sqrt{6}} & \pi^+ & K^+ \\ \pi^- & -\frac{\pi^0 + \eta}{\sqrt{2}\sqrt{6}} & K^0 \\ K^- & K^0 & -\frac{2\eta}{\sqrt{6}} \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

получаем

$$g(\rho^0 \pi^0) = \frac{1}{2}(a+b)+c \quad (3.3)$$

$$g(\rho^+ \pi^+) = a+c$$

$$g(\rho^- \pi^-) = b+c.$$

При сделанном предположении об изотопических свойствах матричных элементов электромагнитных переходов (преобразуются как скаляр и третья компонента вектора в изотопическом пространстве, что эквивалентно введению фотонов с изотопическим спином 0 и 1 и сохранению полного изотопического спина) из сохранения G-четности следует, что распады  $\rho^{\pm 0} \rightarrow \pi^{\pm} \gamma$  описываются скаляром в изотопическом пространстве (лагранжианы (2.1) соответствуют этому обстоятельству), и константы (3.3) равны друг другу. Таким образом, из сохранения G-четности

$$a = b, \quad (3.4)$$

т.е. радиационные распады октета векторных мезонов описываются чистой D-связью и лишь одной константой. Вторая константа соответствует распадам синглета  $\omega_0$ .

При этом из (3.1,2,4) получаем следующие связи между константами этих распадов:

$$g(\rho\pi) = g(K_S^* K_S) = -\frac{1}{2} g(K_N^* K_N) = \frac{1}{\sqrt{3}} g(\rho\eta) = \quad (3.5)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{3}} g(\phi_0\pi) = -g(\phi_0\eta); \quad g(\omega_0\pi) = \sqrt{3} g(\omega_0\eta),$$

где индексы  $z$  и  $n$  означают заряженный и нейтральный.

Физические частицы  $\phi$  и  $\omega$  связаны с  $\phi_0$  и  $\omega_0$  поворотом на угол  $\alpha$

$$\phi = \cos \alpha \phi_0 + \sin \alpha \omega_0 \quad (3.6)$$

$$\omega = -\sin \alpha \phi_0 + \cos \alpha \omega_0.$$

Если найти массу  $\phi_0$  из формулы Гелл-Манна-Окубо для октета и потребовать, чтобы  $\phi$  и  $\omega$  диагонализировали массовый оператор, смешивающий  $\phi_0$  и  $\omega_0$ , то угол  $\alpha$  можно выразить через массы  $\phi_0$ ,  $\phi$  и  $\omega$ . Это дает  $\alpha = 38^\circ$  (заметим, что  $\sin \alpha = 0.61$  близок к  $\frac{1}{\sqrt{3}} = 0.58$ ).

Формулы (3.5,6) позволяют выразить константы распадов всех векторных мезонов через две константы, например,

$$g(\rho\pi) = \frac{1}{\sqrt{3}} [\cos \alpha g(\phi\pi) - \sin \alpha g(\omega\pi)] = \quad (3.7)$$

$$= \sin \alpha g(\omega\eta) + \cos \alpha g(\phi\eta)$$

и т.д. Чтобы получить отсюда соотношения между ширинами, нужно учесть еще фазовые объемы (см. (2.2))

$$\Gamma(K_N^* K_N) = 4\Gamma(K_S^* K_S) = 4 \left( \frac{m_\rho}{m_K} \frac{m_K^2 - m_\pi^2}{m_\rho^2 - m_\pi^2} \right)^3 \Gamma(\rho\pi) =$$

$$= 4 \frac{m_\rho^3}{m_K^3} \Gamma(\rho\pi) = 2.4 \Gamma(\rho\pi) \quad (3.8)$$

$$\Gamma(\rho\eta) = 3 \left( \frac{m_\rho^2 - m_\eta^2}{m_\rho^2 - m_\pi^2} \right)^3 \Gamma(\rho\pi) = 0.3 \Gamma(\rho\pi)$$

и т.д.

Предположим, что  $g(\phi\pi) = 0$   $|g(\phi\pi)| \ll g(\omega\pi)$ . Мы увидим, что это равенство выполняется в рамках симметрии SU(6). Тогда мы будем иметь лишь одну независимую константу (например,  $g(\omega\pi)$ ) и

$$\Gamma(\rho\pi) : \Gamma(\omega\pi) = \frac{1}{3} \sin^2 \alpha = 0.13 \quad (3.9)$$

$$\Gamma(\omega\eta) : \Gamma(\omega\pi) = \frac{1}{3} (1 - 2 \sin^2 \alpha)^2 \left( \frac{m_\omega^2 - m_\eta^2}{m_\omega^2 - m_\pi^2} \right)^3 = 0.003$$

и т.д. Все соотношения (3.5,6) симметрии SU(3) при одном предположении  $g(\phi\pi) = 0$  практически переходят в соотношения (3.15) симметрии SU(6).

### Симметрия SU(6)

В рамках симметрии SU(6) <sup>/22/</sup> все 9 векторных и 8 псевдоскалярных мезонов объединяются в один 35-мерный мультиплет  $M_\beta^a$ , поэтому здесь распад  $\omega$ -мезона не является независимым. Константы распадов связаны не только друг с другом, но и с магнитными моментами векторных мезонов. (Заметим, что радиационный переход векторного мезона в псевдоскалярный носит чисто магнитный характер: из (2.1) видно, что его матричный элемент в системе покоя векторного мезона пропорционален  $\vec{\epsilon} [\vec{e} \vec{k}]$ , где  $\vec{\epsilon}$  и  $\vec{e}$  - векторы поляризации векторного мезона и фотона,  $\vec{k}$  - импульс фотона). При этом все константы распадов и магнитные моменты векторных мезонов выражаются лишь через одну константу, поскольку из произведения самосопряженного 35-плета  $M_\beta^a$  самое на себя можно получить лишь один независимый 35-плет (эту константу можно назвать магнитным моментом мезонного кварка). Если еще принять <sup>/23/</sup>, что магнитный момент связан с генератором группы SU(6), то эта константа выражается через магнитный момент протона ("мезонный и барионный кварки имеют один и тот же магнитный момент").

Эффективный лагранжиан магнитного взаимодействия 35-плета имеет структуру

$$M_\beta^a (\mu_\beta^{\gamma\delta} M_\gamma^a) \quad (3.10)$$

Примем, что оператор магнитного момента  $\mu_\beta^{\gamma\delta}$  является генератором во всех представлениях, которые реализуются тензорами с верхними индексами. Тогда для сопряженных представлений (тензоры с нижними индексами) генератором является минус магнитный момент. В нижнем представлении  $\psi^a$  ("кварк") магнитный момент равен  $\mu = g Q J_3 = g \mu$ , где  $Q$  - оператор заряда,  $J$  - оператор спина и имеет следующие (диагональные) матричные элементы:

$$\mu_\beta^a = \delta_\beta^a \mu \quad (3.11)$$

$$2\mu_1 = -\mu_2 = -\mu_3 = -2\mu_4 = \mu_5 = \mu_6 = \frac{1}{6}$$



Те же значения имеет магнитный момент и в представлении  $\psi_\alpha$  ("сопряженный кварк").

Поэтому

$$\mu_{\alpha\delta}^{\beta\gamma} = \mu_{\delta\alpha}^{\beta\gamma} + \mu_{\alpha\delta}^{\gamma\beta} = (\mu_\alpha + \mu_\beta) \delta_\delta^\beta \delta_\alpha^\gamma \quad (3.12)$$

и выражение (3.10) сводится к

$$\sum_{\alpha,\beta} g(\mu_\alpha + \mu_\beta) M_{\alpha\beta}^{\alpha\beta} \quad (3.13)$$

Тензор  $M_{\alpha\beta}^{\alpha\beta}$  следующим образом связан с операторами частиц (3.2):

$$M_{\beta\alpha}^{\alpha\beta} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\delta_\alpha^b P_B^A + \vec{\sigma}_\alpha^b \vec{V}_B^A), \quad (3.14)$$

где простые и двойные индексы соответствуют друг другу по формулам 1=11, 2=12, 3=13, 4=21, 5=22, 6=23. Из (3.11, 13,14) легко получить связи между магнитными моментами и константами распада векторных мезонов. При этом магнитные моменты определяются по состояниям с максимальной проекцией спина. Получаем, что магнитные моменты частиц и античастиц имеют противоположные знаки. Радиационные распады происходят лишь в состояниях с нулевой проекцией спина мезона на направление магнитного поля. Ненулевые константы этих распадов и ненулевые магнитные моменты частиц связаны следующим образом:

$$\begin{aligned} \mu(K^{*+}) &= \mu(\rho^+) = 3\mu(\rho\pi) = \mu(\omega\pi) = \sqrt{3}\mu(\rho\eta) = 3\sqrt{3}\mu(\omega\eta) = \\ &= \frac{3}{4}\sqrt{6}\mu(\phi\eta) = 3\mu(K_3^* K_3) = -\frac{3}{2}\mu(K_N^* K_N) = \frac{1}{2}g. \end{aligned} \quad (3.15)$$

Как показано в /5/,  $\frac{1}{2}g = \mu(\rho)$ . В этом случае все константы (3.15) выражаются через магнитный момент протона. Свяжем константу  $\mu(\omega\pi)$  с константой  $g(\omega\pi)$ , входящей в лагранжиан

$$\mathcal{L}(\omega\pi) = g(\omega\pi) \epsilon_{lmns} \partial^l \omega^m \partial^n \Lambda^s \pi_s, \quad (3.16)$$

аналогичный (2.1) и определяющий ширину распада  $\omega \rightarrow \pi\gamma$  по формуле, аналогичной (2.2). Если считать, что массы  $\omega$  и  $\pi$  близки к некоторой средней массе 35-плета, то в нерелятивистском приближении получаем:

$$\mathcal{L}(\omega\pi) = \frac{1}{2} g(\omega\pi) \epsilon_{lmns} \partial^l \omega^m \nabla^{ns} \pi = \frac{1}{2i} g(\omega\pi) m \epsilon_{lmns} \omega^m F^{ns} \pi = \quad (3.17)$$

$$= -i g(\omega\pi) m \vec{\omega} \vec{H} \pi = \frac{1}{2i} g(\omega\pi) \psi_\pi^* \vec{H} \psi_\omega,$$

откуда

$$\frac{1}{2} g(\omega\pi) = \mu(\omega\pi) = \mu(\rho) = 2,79 \frac{e}{2M} \quad (3.18)$$

$$\Gamma(\omega\pi) = \frac{1}{24} \frac{g^2(\omega\pi)}{4\pi} m_\omega \left(1 - \frac{m_\pi^2}{m_\omega^2}\right)^3 = 1,15 \text{ Мэв}, \quad (3.18)$$

что хорошо согласуется с экспериментальным значением  $(1 \pm 0,3) \text{ Мэв}^{/15/}$ .

Формулировка схемы симметрии SU(6), в которой магнитный момент связывается с генератором группы /23/, позволяет чрезвычайно просто получать связи между электромагнитными свойствами частиц и по результатам эквивалентна кварковой модели элементарных частиц. Мы видим, что ее предсказание (3.18) хорошо согласуется с экспериментом. Соотношения (3.15,19) дают для радиационной ширины  $\rho$ -мезона значение

$$\Gamma(\rho\pi) = 0,12 \text{ Мэв}. \quad (3.20)$$

Близкие результаты получены также в работе /25/, авторы которой исходили из релятивистской модели мезона, состоящего из кварка и антикварка. Предполагая, что кварк взаимодействует с электромагнитным полем минимальным образом (т.е. не обладает магнитным моментом), разлагая по обратной массе кварка и сохраняя симметрию, которая является релятивистским обобщением SU(6), авторы работы /25/ получили релятивистское уравнение взаимодействия мезона с электромагнитным полем, из которого вытекают соотношения (3.15) для формфакторов. При этом для магнитного момента векторного мезона предсказывается значение  $\frac{2e}{2m}$ , где  $m$  - масса мезона, которое, если положить  $m = m_\omega$ , для ширины (3.19) дает значение близкое к 0,9 Мэв.

#### 4. $\gamma\pi$ - взаимодействие и дисперсионные соотношения

Выше мы рассмотрели данные о распаде  $\rho \rightarrow \pi\gamma$ , которые в отсутствие прямого измерения этого распада либо опираются на теоретические гипотезы и модели, либо содержат большую ошибку. Для дальнейшего обсуждения мы выберем значение (3.20), предсказываемое унитарной симметрией. Все другие оценки, как мы видели, не противостоят этому значению.

Взаимодействие  $\gamma\pi$  в широком интервале энергий, в том числе и распад  $\rho \rightarrow \pi\gamma$ , описывается функцией  $f(\nu)$  (2.7,11), которая является точным полным решением дисперсионного уравнения работы /2/. Эта функция, кроме фазы  $\pi\pi$ -рассеяния, зависит от двух констант  $C$  и  $\Lambda$ , где  $C$  - постоянная интегрирования и  $\Lambda$  приближенно учитывает вклад от промежуточных состояний с большой массой. Различные оценки их отношения  $a = \Lambda/C$ , о которых говорится ниже, дают значения, на превосходящие  $|a| = 1,2$ . Поэтому при малых энергиях  $\nu \rightarrow \frac{1}{2} - 1,1$ , ввиду большого значения  $\nu$ , выражение (2.11) сводится к  $f(\nu) = C$ . Именно этими значениями ограничена величина  $\nu$  в работе /1/, где исследовался спектр фотонов в реакции  $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \gamma p$  при энергии

340 Мэв. Данные этой работы позволили оценить величину  $C$  в предположении <sup>/5/</sup>, что спектр жестких фотонов в этой реакции описывается однорезонансной диаграммой (рис. 4), а также диаграммами тормозного излучения, которые дают малый вклад.

Выделение жестких фотонов соответствует выделению минимальных значений импульса, переданного мишени, при которых однорезонансная диаграмма должна давать максимальный вклад. Первые измерения дали  $C^2 = 0,9 \pm 0,5$ . Дальнейшие опыты и увеличение статистики <sup>/1/</sup> привели к результату

$$C^2 = 0,5 \pm 0,3. \quad (4.1)$$

Прежде всего сравним эту величину с данными о  $\pi\pi$ -рассеянии в  $p$ -состоянии вблизи порога. Для этого рассмотрим отношение (2.15) у порога, пренебрегая кинематической разницей между  $k$  и  $q_1$ :

$$R = \frac{\sigma(\pi\pi \rightarrow \pi\gamma)_s}{\sigma_1(\pi\pi \rightarrow \pi\pi)} = \frac{C^2}{288 \pi^2 (a_1^1)^2}, \quad (4.2)$$

где  $a_1^1$  — длина  $\pi\pi$ -рассеяния в состоянии с  $J=I=1$ . В работах <sup>/33,34/</sup> проделан анализ данных о реакциях  $\pi N \rightarrow \pi\pi N$  при низких энергиях с помощью модели, учитывающей однорезонансную диаграмму и резонансное  $\pi N$  взаимодействие в конечном состоянии. В последней из этих работ для длины рассеяния получено значение:

$$a_1^1 = 0,07. \quad (4.3)$$

Для отношения (4.2) это дает:

$$R = \frac{1}{14} C^2. \quad (4.4)$$

Если еще учесть, что в  $R$  присутствует чисто кинематический фактор  $2^{-2}$  (из-за двух поляризаций фотона), то можно заключить, что в пределах ошибки (4.1) отношение (4.4) имеет разумное "электромагнитное" значение.

Как перейти от константы (4.1) к ширине  $\rho \rightarrow \pi\gamma$  распада? При высоких энергиях ( $\nu^* = \nu_r$ ) в формуле (2.11) существенна константа  $a$ . От ее величины, т.е. от роли промежуточных состояний с большой массой, сильно зависит ширина распада  $\rho \rightarrow \pi\gamma$  при фиксированном значении  $C$  (4.1).

В работе <sup>/5/</sup> было рассмотрено последовательное низкоэнергетическое приближение в дисперсионных соотношениях для  $\gamma 3\pi$ -взаимодействия, при котором по всем манделштамовским переменным учитывались лишь ближайшие особенности. При этом высокоэнергетические вклады в процессе  $\gamma\pi \rightarrow \pi\pi$  учитывались в приближении Чини-Фубини <sup>/35/</sup>, т.е. учитывалась только та их часть, которая имеет ближайший разрез по квадрату переданного импульса. В этом приближении  $a = 0,32$ . Заметим, что формулы (2.4.11) в этом случае практически переходят в резонансную формулу (4.7)

работы <sup>/17/</sup>. Прежде чем вычислять ширину  $\Gamma(\rho \rightarrow \pi\gamma)$ , соответствующую этому значению  $a$ , найдем, пользуясь той же резонансной моделью, ширину распада  $\rho \rightarrow \pi\pi$ , соответствующую длине рассеяния (4.3). Связь этой длины с константой  $g_{\rho\pi\pi}$  в резонансной модели рассмотрена в п. 4 работы <sup>/17/x/</sup>

$$\frac{g_{\rho\pi\pi}^2}{4\pi} = \frac{6 a^1 m^4 (\rho^2 - 4)}{(3 m^4 - 16)} = 3,5. \quad (4.5)$$

По формуле (2.17) при этом получаем  $\Gamma(\rho \rightarrow \pi\pi) = 175$  Мэв, что значительно превышает экспериментальное значение. Если длина рассеяния найдена верно (т.е. модель, использованная для ее определения, справедлива), то этот результат означает, что простая резонансная модель для  $\pi\pi$ -рассеяния в широком интервале энергий несправедлива: нужно учитывать нерезонансные вклады более аккуратно, чем это делается в резонансной модели, где они аппроксимируются константой. В  $\pi\pi$ -рассеянии это в первую очередь относится к учету  $S$ -волны, причем ясно, что в конечном счете это означает учет взаимодействий на малых расстояниях. В  $\gamma 3\pi$ -взаимодействии высокоэнергетические вклады могут играть еще более заметную роль. Если все же пользоваться низкоэнергетическим подходом ( $a = 0,32$ ), то представляется разумным использовать для константы  $g_{\rho\pi\pi}$  не экспериментальное значение (2.13), а значение (4.5). При этом из (2.14) следует, что

$$\frac{\Gamma(\rho \rightarrow \pi\gamma)}{\Gamma(\rho \rightarrow \pi\pi)} = 0,17 C^2 = (8,5 \pm 5,1) \%. \quad (4.6)$$

В пределах ошибок это значение не согласуется с (2.30) и подавно — с (3.20).

С точки зрения диаграмм Фейнмана  $\gamma 3\pi$ -взаимодействие невозможно, если не учитывать диаграмму с четырехнуклоной петлей <sup>/2/</sup>. Это обстоятельство заставляет рассматривать высокоэнергетический вклад в (2.11) более аккуратно, чем в приближении Чини-Фубини. Найдем величину параметра  $a$ , определяющую этот вклад, которая соответствует ширине  $\rho \rightarrow \pi\gamma$  распада (3.20). Мы имеем

$$\frac{g_{\rho\pi\gamma}^2 m^2}{4\pi} = 0,0042. \quad (4.7)$$

Из (2.14,13) соответственно получаем

$$|1 - a| = \left| \frac{g_{\rho\pi\gamma} g_{\rho\pi\pi}}{\nu C} \right| = 0,05 \begin{matrix} + 0,02 \\ - 0,01 \end{matrix}. \quad (4.8)$$

x) В формуле (25) этой работы коэффициент 16 следует заменять на 32.

Мы видим, что параметр  $a$  близок к 1, т.е. высокоэнергетический вклад  $\Lambda$  в амплитуду  $\gamma 3\pi$  взаимодействия (2.7,9) близок к значению этой амплитуды в точке нормировки  $\nu = -9/16$ .

В работе <sup>/2/</sup> была сделана попытка выразить неопределенную константу  $C$  через константу  $\Lambda$  с помощью соображений, совершенно отличных от низкоэнергетического приближения. Существование связи между  $C$  и  $\Lambda$  следует из принципа минимальности электромагнитного взаимодействия: для описания  $\gamma 3\pi$ -взаимодействия нет необходимости вводить новые константы, достаточно тех, которые описывают  $4\pi$ ,  $\pi NN$ ,  $\gamma NN$  и т.п. взаимодействия и через которые, в принципе, выражается  $\Lambda$ . Чтобы связать  $C$  и  $\Lambda$  в <sup>/2/</sup> было сформулировано требование, чтобы при больших энергиях амплитуда (2.7,9) стремилась к  $\Lambda$  наиболее быстрым образом. При этом фаза  $\pi$ -рассеяния при больших энергиях должна достаточно быстро стремиться к  $\pi$ . Последнее условие соответствует требованию, чтобы член двухчастичной унитарности в дисперсионных соотношениях при больших энергиях убывал достаточно быстро, и кажется естественным, поскольку все высокоэнергетические вклады уже учтены в  $\Lambda$ . В <sup>/4/</sup> было показано, что для фазы, удовлетворяющей этому условию,  $a = 0,98$ .

Фаза (2.10) при больших энергиях медленно стремится к  $\pi$ . Требование единственности, обобщающее сформулированное выше, можно указать и в этом случае <sup>/4/</sup>, однако, оно менее наглядно. Там не менее, и в этом случае для  $a$  получается близкое значение  $a = 1,2$ .

Мы видим, что первое из этих значений, а также их среднее согласуется с величиной (4.8), соответствующей ширине распада, предсказываемой  $SU(6)$  симметрией, и параметру (4.1), полученному из анализа реакции  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p \gamma$ .

### 5. Заключение

Мы видим, что вся совокупность имеющихся данных о  $\gamma 3\pi$ -взаимодействии как при высоких энергиях ( $\rho \rightarrow \pi \gamma$  распада), так и при низких энергиях (работа <sup>/1/</sup>), указывает на необходимость учета высокоэнергетического вклада в дисперсионных соотношениях для этого взаимодействия и согласуется с динамическим описанием  $\gamma 3\pi$ -взаимодействия, полученным с помощью этих соотношений <sup>/2,4/</sup>. Нужно подчеркнуть, что этот вывод основан на данных, полученных из эксперимента с помощью теоретических моделей и гипотез. Поэтому было бы весьма желательно иметь более непосредственные данные о  $\gamma 3\pi$ -взаимодействии и  $\rho \rightarrow \pi \gamma$  распаде.

Авторы благодарны В.Г.Кадышевскому, Л.Л.Неменову, Р.М.Рыдину, А.Н.Тавхелидзе, И.Тодорову и А.А.Хелашвили за обсуждение затронутых здесь вопросов.

### Приложение. Распад $\pi^0$ -мезона

Напишем матричный элемент  $S$ -матрицы распада  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  в виде:

$$\langle \gamma_1 \gamma_2 | S | \pi^0 \rangle = \frac{i\delta(q - k_1 - k_2)}{(16\pi q^0 k_1^0 k_2^0)^{1/2}} \epsilon_{\alpha\mu\nu\lambda} e_1^\mu e_2^\nu K_1^\lambda K_2^\alpha F(0), \quad (П.1)$$

где  $F(k^2)$  формфактор, определяющий при  $k^2 \neq 0$  распад  $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ ,  $q$ ,  $k_1$ ,  $k_2$  импульсы  $\pi^0$ -мезона и фотонов,  $e_1$  и  $e_2$  - векторы поляризации. Тогда время жизни  $\pi^0$ -мезона по распаду на  $2\gamma$

$$\tau = \frac{64\pi}{F^2(0)}. \quad (П.2)$$

Экспериментальное значение <sup>/15/</sup>  $\tau = (1,78 \pm 0,28) \cdot 10^{-16}$  сек. При малых  $k^2 \neq 0$ ,  $F(k^2) = F(0)(1 + ak^2)$ . Из эксперимента <sup>/20/</sup> по распаду  $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$  имеем:

$$a = (-0,15 \pm 0,10). \quad (П.3)$$

Введя лагранжианы взаимодействий <sup>/18/</sup>:

$$\mathcal{L}_{V\pi\gamma} = g_{V\pi\gamma} : \epsilon_{\alpha\mu\nu\lambda} \frac{\partial A^\mu}{\partial x^\nu} \frac{\partial V^\lambda}{\partial x^\alpha} \pi : \quad (П.4)$$

$$\mathcal{L}_{V\gamma} = g_{V\gamma} : A_\nu V^\nu :$$

где  $V = \rho, \omega, \phi$ , причем в первом из них для  $V = \omega, \phi$   $V_\alpha \pi_\alpha = V_\alpha \pi_\alpha$ , а во втором  $\rho = \rho_3$ , имеем для формфактора выражение

$$F(k^2) = - \sum_{V=\rho,\omega,\phi} a_V \left( \frac{1}{m_V^2 - k^2} + \frac{1}{m_V^2} \right), \quad (П.5)$$

где  $a_V = g_{V\pi\gamma} g_{V\gamma}$ . Пренебрегая разностью масс  $\rho$  и  $\omega$  мезонов, получаем для  $a = a_\rho + a_\omega$  и  $a_\phi$ :

$$a = \frac{m^4 (\frac{1}{2} - a m_\phi^2)}{m_\phi^2 - m^2} F(0) \quad (П.6)$$

$$a_\phi = \frac{m^4 (\frac{1}{2} - a m_\phi^2)}{m_\phi^2 - m_\phi^2} F(0). \quad (П.7)$$

Определяя  $F(0)$  из (П.2) и подставляя значение  $a$  из (П.3), имеем

$$|a| = (0,144 \pm 0,091) m, \quad (П.8)$$

где ошибка соответствует лишь ошибке в определении  $a$ .

Оценим  $a_\alpha = g_{\omega\alpha\gamma} g_{\gamma\omega}$ . Определяя константу  $g_{\omega\pi\gamma}$  из ширины  $\Gamma(\omega \rightarrow \pi\gamma) = 1$  Мэв по формуле (3.19), а  $g_{\gamma\omega}$  - из анализа формфакторов нуклонов <sup>/18/</sup>:

$$\frac{2 g_{\gamma\omega} g_{\omega NN}}{e m^2} = 3,9 \quad (\text{П.9})$$

и нуклон-нуклонного рассеяния <sup>/36/</sup>:  $\frac{g_{\omega NN}^2}{4\pi} = 2,8$ , имеем

$$|a_\omega| = 0,063 \text{ м} \quad (\text{П.10})$$

и для  $a_\rho$  получаем следующие возможные значения

$$|a_\rho| = |a_\omega| = \begin{cases} (0,209 + 0,091) \text{ м} \\ (0,081 + 0,091) \text{ м} \\ (0,081 - 0,081) \text{ м} \end{cases} \quad (\text{П.11})$$

Заметим, что

$$g_{\rho\gamma} = \frac{e m^2}{g_{\rho\pi\pi}} \quad (\text{П.12})$$

хорошо согласуется с данными по  $\pi N$ -рассеянию <sup>/18,27/</sup>. Отсюда для второго значения (П.11) получаем

$$\frac{\Gamma(\rho \rightarrow \pi\gamma)}{\Gamma(\rho \rightarrow \pi\pi)} = \left( \frac{g_{\rho\pi\gamma}}{g_{\rho\pi\pi}} \right)^2 \frac{m^2}{2} = 0,039 \begin{matrix} +0,136 \\ -0,039 \end{matrix} \quad (\text{П.13})$$

в то время как первое значение дает для этого отношения значение, противоречащее (2.30). Заметим, что если вместо (П.3) воспользоваться значением  $\alpha = (-0,26 \pm 0,16)$  из работы <sup>/19/</sup>, то вместо (П.13) получим  $\frac{\Gamma_{\rho\pi\gamma}}{\Gamma_{\rho\pi\pi}} = 0,15 \begin{matrix} +0,4 \\ -0,15 \end{matrix}$ .

#### Л и т е р а т у р а

1. Т.Д.Блохинцева, В.Г.Гребенник, В.А.Жуков, Г.Либман, Л.Л.Неменов, Г.И.Селиванов. Оценка константы процесса  $\gamma\pi \rightarrow \pi\pi$  из анализа реакции  $\pi^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$  при энергии 340 Мэв. Доклад на XII Международной конференции по физике высоких энергий, Дубна 1964 г.
2. Л.Д.Соловьев. ЖЭТФ, 40, 597 (1961).
3. Л.Л.Неменов. Препринт ОИЯИ Р-111, Дубна 1962.
4. В.А.Мешеряков, Л.Л.Неменов, Л.Д.Соловьев. ЖЭТФ, 45, 1188, 1963.
5. В.А.Мешеряков, Л.Л.Неменов, Л.Д.Соловьев, Ю.П.Строкач, Ф.Г.Ткебучава. Препринт ОИЯИ Р-1836, Дубна 1964.

6. А.И.Лебедев. Диссертация. ФИАН, Москва (1964). Работа содержит обзор оценок константы  $\rho\pi\gamma$  взаимодействия из анализа фоторождения.
7. W.Allen and D.Voccaletti. Nuovo Cim., 27, 306 (1963).
8. D.McLeod et al. Nuovo Cim., 25, 365 (1962).
9. Y.Eisenberg. Доклад на XII Международной конференции по физике высоких энергий. Дубна 1964 г.
10. M.Gell.Mann, F.Zachariasen. Phys. Rev., 124, 953 (1961).
11. P.Singer. Phys. Rev., 130, 2441 (1963).
12. C.H.Chan. Phys., Lett., 8, 211 (1964).
13. I.B.Bronzan, F.E.Low. Phys. Rev. Lett., 12, 522 (1964).
14. A.Berthelot et al. Proceedings of the Sienna Intern. Conference on Elementary Particles (1963).
15. A.H.Rosenfeld et al. Доклад на XII Международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1964 г. Препринт R-2018 Дубна, 1965.
16. Now sen Wong. Phys. Rev., 121, 289 (1961).
17. Л.Д.Соловьев, Чэнь Цун-мо. ЖЭТФ, 42, 526 (1962).
18. Л.Д.Соловьев, А.В.Шелкачев. Препринт ОИЯИ Р-1741, Дубна, 1964.
19. N.P.Samios. Phys. Rev. 121, 275 (1961).
20. H.Kobrac. Nuovo Cim., 20, 1115 (1961).
21. M.Gell.Mann. California Inst. of Technology Report CTSL-20, 1961 (preprint), Y.Ne'eman. Nucl. Phys., 26, 222 (1961). S.Coleman, S.L.Glashow. Phys. Rev. Letters., 6, 423 (1961).
22. F.Gursey, L.A.Radicati. Phys. Rev. Letters, 13, 173 (1964). B.Sakita. Phys. Rev., 136, B1756 (1964). M.A.Beg, V.W.Lee, A.Pais. Phys. Rev. Lett., 13, 514 (1964).
23. В.Г.Кадышевский, Р.М.Муральян, А.Н.Тавхелидзе, И.Т.Тодоров. Phys. Lett., 15, 182 (1965).
24. Л.Д.Соловьев. Phys Lett. (в печати).
25. Н.Н.Боголюбов, ГНгуен Ван Хьеу, Д.Стоянов, Б.В.Струмнинский, А.Н.Тавхелидзе, В.П.Шелест. Препринт ОИЯИ Д-2075, Дубна, 1965.
26. S.Badier, C.Bouchiat. Phys. Letters, 15, 98 (1965).
27. M.Curassi, G.Passatore. Nuovo Cim., 27, 1156 (1963).
28. N.Ramsey. Раппортерский доклад на XII Международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1964 г. Препринт ОИЯИ Е-1786, Дубна 1964.
29. А.М.Балдин. Раппортерский доклад на XII Международной конференции по физике высоких энергий, Дубна 1964 г. Препринт ОИЯИ Р-1781, Дубна 1964.
30. F.Gursey, A.Pais, L.A.Radicati. Phys. Rev. Lett., 13, 299 (1964).
31. Б.В.Струмнинский. Препринт ОИЯИ Р-2058, Дубна 1965.
32. J.J.Sakurai. Phys. Rev., 132, 434 (1963).
33. G.I.Goebel, H.I.Schnitzer. Phys. Rev., 123, 1021 (1961).
34. H.I.Schnitzer. Phys. Rev., 125, 1059 (1962).
35. M.Cini, S.Fubini. Ann. of Phys., 3, 352 (1960).
36. A.Scotti, D.Y.Wong. Препринт, 1964 г.

Рукопись поступила в издательский отдел  
13 мая 1965 г.

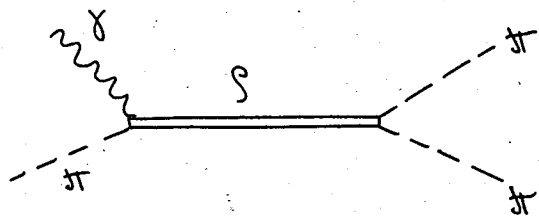


Рис.1.

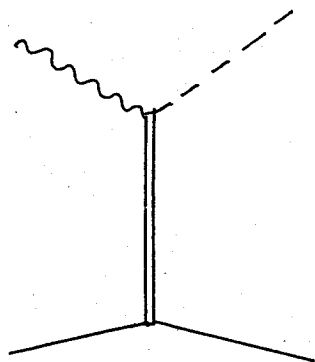


Рис.2.

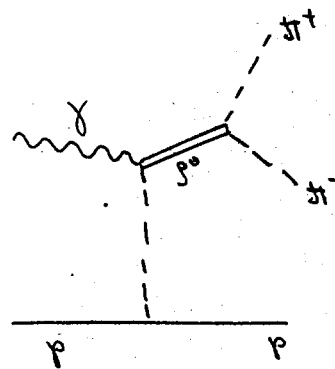


Рис.3.

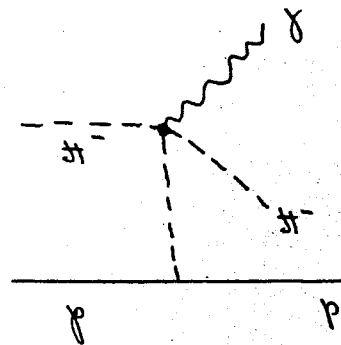


Рис.4.