

555  
B85 93

МОСКОВСКИЙ  
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Л. Г. Ландсберг

Всесоюзная школа по георгической  
ядерной физике, ХІІ с

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ РАСПАДЫ  
ЛЕГКИХ МЕЗОНОВ

МОСКВА 1981

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ СССР

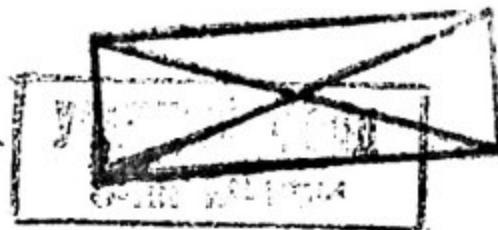
МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Л.Г. Ландсберг

Всесоюзная школа по георейической  
ядерной физике, МГФ.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ РАСПАДЫ  
ЛЕГКИХ МЕЗОНОВ

Тексты лекций



Москва 1981



34453

Ландсберг Л.Г. Электромагнитные распады легких мезонов. Тексты лекций. - М.: Изд. МИФИ, 1981, 80с.

Рассмотрены новые данные об электромагнитных распадах мезонов, состоящих из легких夸克ов. Основное содержание работы:

1. Редкие электромагнитные распады нейтральных мезонов с образованием лептонных пар и исследование электромагнитной структуры этих частиц.
2. Поиски и исследование редких лептонных распадов мезонов.
3. Радиационные распады мезонов.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	5
Г л а в а I. ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ЛЕГКИХ МЕЗОНОВ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ РАСПАДАХ С ОБРАЗОВАНИЕМ ЛЕПТОННЫХ ПАР.....	7
§ 1. Форм-факторы элементарных частиц и далитцевские распады.....	7
§ 2. Спектры лептонных пар в далитцевских распадах псевдоскалярных и векторных мезонов (общее описание) [2, 4-8].....	10
§ 3. Экспериментальное изучение далитцевских распадов легких нейтральных мезонов.....	19
3.1. Исследование $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ - распада [16].....	23
3.2. Обнаружение и исследование $\pi^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ , $\pi^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \omega$ и $\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ -распадов [19-24].....	25
3.2.1. Распад $\pi^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ [19-20].....	28
3.2.2. Распад $\pi^0 \rightarrow \eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$ [23-24].....	32
3.2.3. Распад $\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ [21-22].....	35
§ 4. Обсуждение экспериментальных данных о переходных форм-факторах нейтральных мезонов.....	43
4.1. Векторная доминантность и переходные форм-факторы.....	43
4.2. Доминантность треугольных кварковых аномалий [37].....	46
4.3. Нелокальная кварковая модель [38].....	47
4.4. Другие теоретические схемы.....	48
Г л а в а II. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ ВЫШИХ ПОРЯДКОВ.....	54
§ 5. Распад $\pi^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ .....	54
§ 6. Распад $\pi^0 \rightarrow e^+ e^-$ .....	63
§ 7. Поиски распадов $P' \rightarrow P e^+ e^-$ .....	65

Заключение.....	73
Список литературы.....	77

## ВВЕДЕНИЕ

Исследование электромагнитных распадов адронных состояний представляет существенный интерес для понимания структуры адронной материи и выяснения фундаментальных механизмов взаимодействия фотонов и адронов. Эти электромагнитные процессы являются более простыми и поддаются более полной теоретической интерпретации, чем чисто адронные взаимодействия. Таким образом, они становятся пробным камнем для любой теории, описывающей строение сильно взаимодействующих частиц.

Если рассматривать электромагнитные распады мезонов, состоящих из легких  $u$ -,  $d$ -,  $s$ -кварков, то можно отметить, что большинство вопросов, здесь возникающих, являются старыми и имеют 15 - 20-летнюю историю. Новые теоретические идеи, основанные прежде всего на квантовой хромодинамике, лишь в последнее время начинают затрагивать легкие мезоны. Настоящего и очень важного прогресса в понимании здесь можно, по-видимому, ожидать лишь когда теоретики решат проблему конфайнмента и научатся работать на расстояниях порядка его радиуса.

Однако и на старые вопросы, как это ни удивительно на первый взгляд, более или менее четкие экспериментальные ответы начали появляться только сейчас. Именно в последние два - три года началось тщательное изучение многих электромагнитных свойств легких мезонов и была получена новая, весьма интересная информация.

Вероятно, это обстоятельство связано главным образом с трудностью экспериментального изучения электромагнитных распадов адронов. Это, как правило, редкие процессы, идущие с малой относительной вероятностью и требующие для своего изучения светосильных опытов в условиях большой интенсивности, одновременной регистрации всех вторичных распадных частиц (как заряженных, так и  $\gamma$ -квантов) для надежного подавления многочисленных фоновых процессов. Только развитие экспериментальной

техники сделало возможным подобные опыты. Кроме того, важная информация об электромагнитных ширинах некоторых адронных распадов была получена из таких тонких явлений, как образование частиц в кулоновском поле ядра ("эффект Примакова") или в  $\gamma\gamma$ - соударениях. В первом случае для надежного выделения кулоновских процессов понадобились опыты при очень большой первичной энергии  $\pi^-$  и  $K^-$ -мезонов, а во втором случае - опыты на встречных  $e^+e^-$ -пучках высоких энергий с большой светимостью.

Цель настоящей лекции - дать обзор прогресса в области электромагнитных лептонных распадов легких мезонов, который был достигнут за последние годы, а также постараться оценить перспективы дальнейших исследований.

## ГЛАВА I

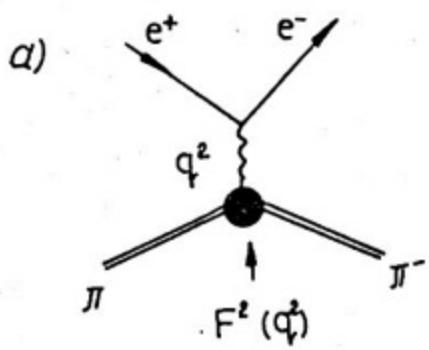
### ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ЛЕГКИХ МЕЗОНОВ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ РАСПАДАХ С ОБРАЗОВАНИЕМ ЛЕПТОННЫХ ПАР

#### § I. ФОРМ-ФАКТОРЫ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И ДАЛИЦЕВСКИЕ РАСПАДЫ

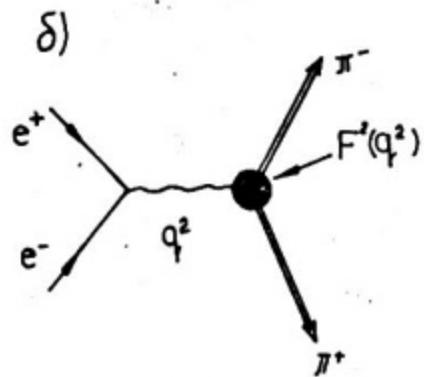
Напомним кратко ситуацию с электромагнитными форм-факторами элементарных частиц. Обычно речь идет о зарядовых и магнитных форм-факторах, характеризующих пространственное распределение зарядов или магнитных моментов адронов. Электромагнитные форм-факторы проявляются в однофотонных процессах  $e\rho^-$ ,  $e\pi^-\pi^+e^-$ ,  $K_2^{\pm}e^-$ -рассеяния, а также при аннигиляции  $e^+e^-$ -пары с образованием частицы и античастицы:  $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$ ,  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow K\bar{K}$ . Во всех этих опытах адроны как бы прощупываются виртуальными фотонами в области пространственно-подобных переданных импульсов в процессах рассеяния или времени-подобных импульсов в процессах аннигиляции (рис. I).

Для истинно-нейтральных частиц (т.е. частиц, тождественных своим античастицам), какими являются нейтральные несторанные мезоны, обычные электрические и магнитные форм-факторы равны нулю, так как эти нейтральные частицы обладают определенной зарядовой четностью и не могут испускать один зарядово-нечетный фотон. Однако электромагнитная структура нейтральных мезонов может характеризоваться переходным форм-фактором, соответствующим процессам с изменением зарядовой четности адронов в начальном и конечном состояниях (рис. 2). Такие переходные форм-факторы могут в принципе изучаться в пространственно-подобной области в процессах взаимодействия нейтральных частиц с электронами. Но из-за очень малого времени жизни большинства этих частиц практически эксперимент по рассеянию был осуществлен только для долгоживущих  $K_2^0$ -мезонов [1] (рис. 2, а)

$$K_2^0 e^- \rightarrow K_1^0 e^- . \quad (1)$$



$$\left( \frac{d\delta}{dq^2} \right) = \left( \frac{d\delta}{dq^2} \right)_{\text{точечн}} F^2(q^2)$$



$$\left( \frac{d\delta}{dq^2} \right) = \left( \frac{d\delta}{dq^2} \right)_{\text{точечн}} F^2(q^2)$$

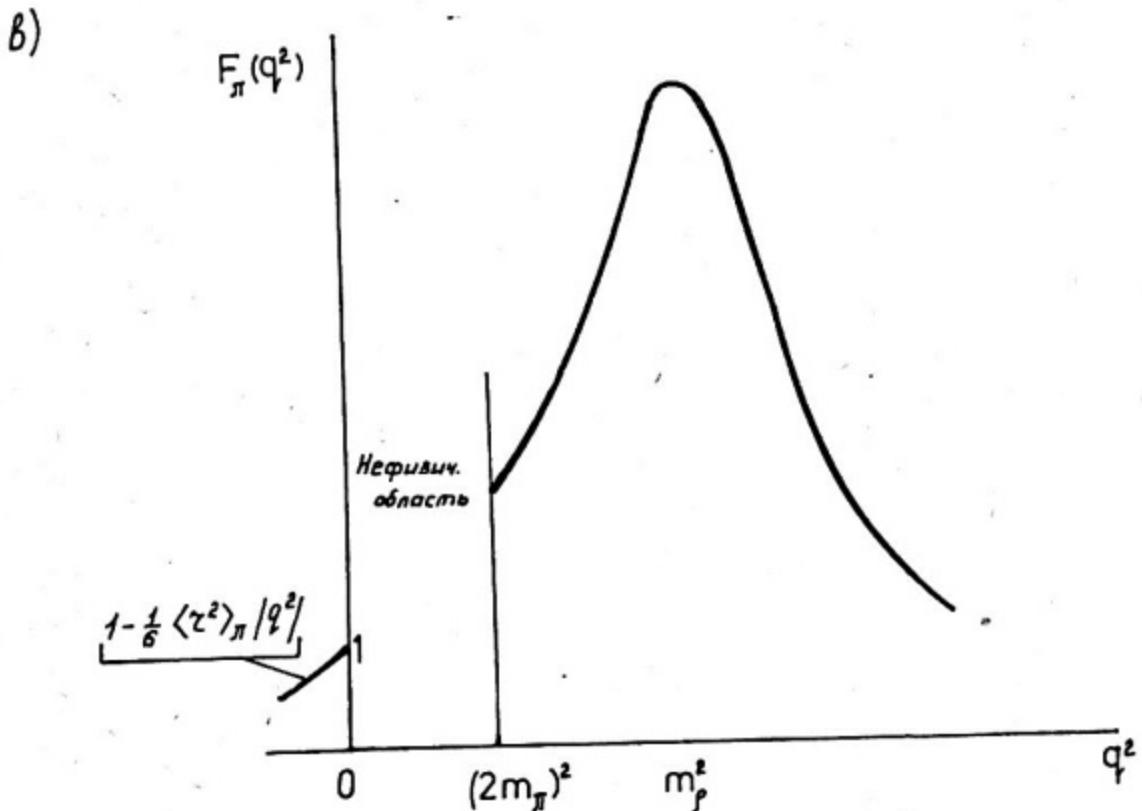
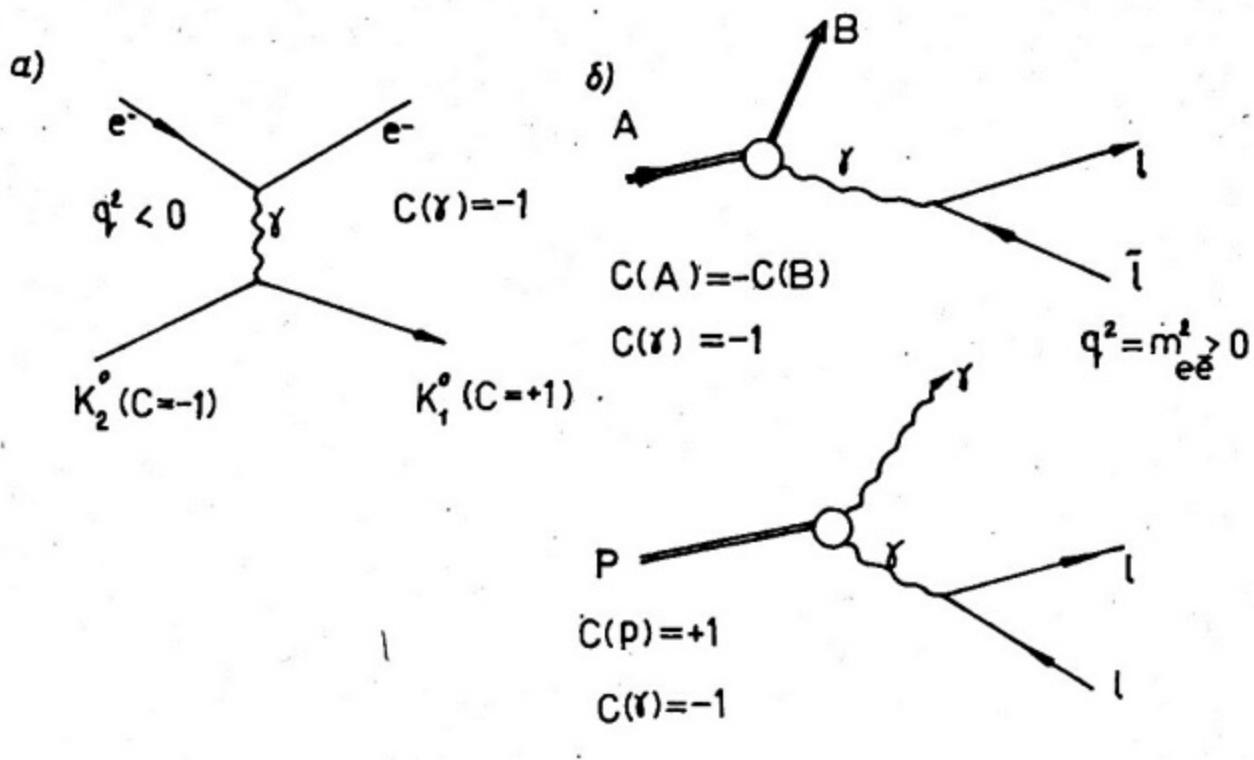


Рис. I. Форм-факторы  $\pi^\mp$ -мезонов:

а - в  $\pi^{\pm}e^{\mp}$ -рассеянии ( $q^2 < 0$ , пространственно-подобные переданные импульсы); б - в  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ -аннигиляции ( $q^2 > 0$ , времени-подобные переданные импульсы); в - качественное поведение  $F_\pi(q^2)$



$$\frac{d\Gamma}{dq^2} = \underbrace{\left( \frac{d\Gamma}{dq^2} \right)_{\text{точечн}}}^{QED} \underbrace{\left| F(q^2) \right|^2}_{\text{форм-фактор}}$$

Рис.2. Переходные форм-факторы нейтральных мезонов ( $A$  и  $B$  – частицы с разной зарядовой четностью):

а – в процессах рассеяния  $Ae^- \rightarrow Be^-$  (например,  $A = K_2^0$ -мезон,  $B = K_1^0$ -мезон); б – в процессах далитцевского распада  $A \rightarrow Be^+e^-$  и  $A \rightarrow e^+e^-\gamma$  (т.е.  $B = \gamma$ )

Очень большой интерес для изучения электромагнитной структуры короткоживущих мезонов представляют распады этих частиц.

Рассмотрим электромагнитные распады мезонов

$$A \rightarrow B\gamma , \quad (2)$$

$$A \rightarrow B \ell^+ \ell^- \quad (3)$$

(см.рис.2,б). Очевидно, что процесс типа (3) представляет собой распад (2), сопровождаемый внутренней конверсией  $\gamma$ -кванта в лептонную пару. Таким образом,  $\gamma$ -квант становится виртуальным и сходит с массовой поверхности, что позволяет изучать зависимость структуры перехода  $A \rightarrow B \gamma$  от квадрата времени-подобного переданного импульса  $q^2(\gamma) = m_{\ell^+ \ell^-}^2$ . Другими словами, распады (3) открывают уникальные возможности для исследования переходных форм-факторов вершины A-B. Особое место занимают распады  $P \rightarrow \ell^+ \ell^- \gamma$ : в данном случае переходный форм-фактор описывает структуру вершины  $P-\gamma$ , в которую входит только один адрон — распадающийся мезон P. Именно его электромагнитные свойства определяются этим форм-фактором.

Будем в дальнейшем, следуя исторической традиции, называть процессы типа (2) радиационными распадами, а процессы (3) — далитцевскими распадами\*.

Мы начнем с изложения последних результатов, полученных при изучении далитцевских распадов легких нейтральных мезонов  $\pi^0$ ,  $\eta$ ,  $\zeta'$  и  $\omega$  в ЦЕРНе и ИФВЭ.

## § 2. СПЕКТРЫ ЛЕПТОННЫХ ПАР В ДАЛИЦЕВСКИХ РАСПАДАХ ПСЕВДОСКАЛЯРНЫХ И ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ (ОБЩЕЕ ОПИСАНИЕ) [2, 4 - 8]

Рассмотрим матричные элементы далитцевских  $A \rightarrow B \ell^+ \ell^-$ -распадов векторных ( $V: J^P = 1^-$ ) и псевдоскалярных ( $P: J^P = 0^-$ ) мезонов

$$V \rightarrow P \ell^+ \ell^- \quad (4)$$

и

$$P \rightarrow V \ell^+ \ell^- . \quad (5)$$

---

\* В 1951 г. Далитц впервые рассмотрел теоретически распад  $\pi^0 \rightarrow \ell^+ \ell^- \gamma$  [2], т.е. процесс типа (3). Этот распад был затем обнаружен экспериментально в 1955 г. [3].

Они имеют инвариантный вид:

$$M = i \underbrace{[f_A(q_1^2 = m_{e\bar{e}}^2; q_2^2 = m_B^2) \epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} p_\alpha q_\beta \epsilon_\gamma]}_{A \rightarrow B \gamma - \text{переход}} \frac{1}{m_{e\bar{e}}^2} \underbrace{[e \bar{e} \gamma \mu]}_{\substack{\text{Фотонный} \\ \text{пропагатор}}} \underbrace{[\mu]}_{\substack{\text{Лептонный} \\ \text{ток}}} \quad (6)$$

Здесь  $f_A(q_1^2 = m_{e\bar{e}}^2; q_2^2 = m_B^2) = f_A(m_{e\bar{e}}^2; m_B^2)$  форм-фактор перехода  $A \rightarrow B$ ;  $q_\beta$  — 4-импульс  $e^+e^-$ -системы;  $p_\alpha$  — 4-импульс  $\gamma$ -мезона;  $\epsilon_\gamma$  — 4-вектор поляризации  $\gamma$ -мезона ( $\epsilon_\gamma(A)$  для  $V \rightarrow Pe^+e^-$ -распада,  $\epsilon_\gamma(B)$  для  $P \rightarrow Ve^+e^-$ -распада);  $\epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}$  — антисимметричный единичный тензор.

Отсюда может быть получен спектр эффективных масс лептонных пар в  $A \rightarrow B e^+e^-$ -распадах типа (4) и (5), нормированный на соответствующие ширины радиационных  $A \rightarrow B \gamma$ -распадов:

$$\frac{d\Gamma(A \rightarrow B e^+e^-)}{dm_{e\bar{e}}^2 \Gamma(A \rightarrow B \gamma)} = \frac{\alpha}{3\pi} \left(1 - \frac{4m_e^2}{m_{e\bar{e}}^2}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{2m_e^2}{m_{e\bar{e}}^2}\right) \cdot \frac{1}{m_{e\bar{e}}^2} \times$$

$$\times \left[ \left(1 + \frac{m_{e\bar{e}}^2}{m_A^2 - m_B^2}\right)^2 - \frac{4m_A^2 m_B^2}{(m_A^2 - m_B^2)^2} \right]^{3/2} \left| \frac{f_A(m_{e\bar{e}}^2; m_B^2)}{f_A(0; m_B^2)} \right|^2 \quad (7)$$

(для  $V \rightarrow Pe^+e^-$  или  $P \rightarrow Ve^+e^-$ ).

Будем в дальнейшем обозначать нормированный форм-фактор  $A \rightarrow B$ -перехода как

$$f_A(m_{e\bar{e}}^2; m_B^2) / f_A(0; m_B^2) = F_A(m_{e\bar{e}}^2; m_B^2). \quad (8)$$

Нормировка означает, что

$$F_A(0; m_B^2) = 1. \quad (9)$$

Заметим, что несколько отличным является частный случай далитецкого распада типа

$$P \rightarrow e^+e^-\gamma, \quad (5')$$

так как соответствующий радиационный распад  $P \rightarrow 2\gamma$  имеет в конечном состоянии два фотона. Энергетический спектр лептонных пар для распадов типа (5), нормированный на полную вероятность радиационного перехода, имеет вид:

$$\frac{d\Gamma(P \rightarrow e^+e^-\gamma)}{dm_{e\bar{e}}^2 \Gamma(P \rightarrow 2\gamma)} = \frac{2\alpha}{3\pi} \left(1 - \frac{4m_e^2}{m_{e\bar{e}}^2}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{2m_e^2}{m_{e\bar{e}}^2}\right) \frac{1}{m_{e\bar{e}}^2} \left(\frac{m_{e\bar{e}}^2}{m_P^2}\right)^3 \left| F_P(m_{e\bar{e}}^2; 0) \right|^2. \quad (10)$$

Легко видеть, что при  $m_\gamma \rightarrow 0$  правая часть (7) переходит в  $1/2$  (правая часть (10)); различие в 2 раза как раз и обусловлено двумя возможностями для выбора виртуального  $\gamma$ -кванта в  $P \rightarrow e^+e^- \gamma$ -распаде.

Таким образом, из экспериментальных данных о спектре масс лептонных пар в далитцевских распадах мезонов можно после выделения "квантоэлектродинамических" множителей определить переходный электромагнитный форм-фактор. Схематически это показано на рис.3, где заштрихованная область соответствует распаду с образованием мионных пар. Из общих соображений влияние форм-фактора может как поднимать спектр лептонных пар по сравнению с результатами расчетов для точечных частиц, так и опускать его. Для того чтобы оценить порядок величины ожидаемых эффектов, определим переходные форм-факторы с помощью модели векторной доминантности (VDM).

Согласно этой модели (см., например, [9-II]) электромагнитный ток адронов пропорционален полям векторных мезонов  $V = \rho, \omega, \varphi$ :

$$J_\mu(x) = \sum_{V=\rho, \omega, \varphi} \frac{m_V^2}{2g_{Vr}} V_\mu(x). \quad (II)$$

Таким образом, взаимодействие фотонов с адронами происходит через виртуальные векторные мезоны. Коэффициенты  $m_V^2/2g_{Vr}^2$  определяют константы перехода векторных мезонов в фотон. В модели векторной доминантности переходные форм-факторы в далитцевских распадах мезонов описываются диаграммами, показанными на рис.4.

Для описания переходного форм-фактора существен учет векторной доминантности только для виртуального фотона; все остальное сводится к определению константы  $g_{\gamma Vr}$ . При этом форм-фактор имеет вид [12]:

$$F_1(m_{e\bar{e}}^2; m_\gamma^2) = \frac{\sum_V (g_{ABV}/2g_{Vr}) \frac{m_V^2}{m_V^2 - m_{e\bar{e}}^2 - i\Gamma_V m_V}}{\sum_V (g_{ABV}/2g_{Vr})} \approx \frac{\sum_V (g_{ABV}/g_{Vr}) \frac{1}{(1 - m_{e\bar{e}}^2/m_V^2)}}{\sum_V (g_{ABV}/g_{Vr})}. \quad (12)$$

Здесь  $g_{ABV}$  и  $g_{Vr}$  — соответствующие константы взаимодействия. В области малых переданных импульсов

$$\frac{d\Gamma(A \rightarrow B l^+ l^-)}{dm_{l^+ l^-}^2}$$

Рис.3. Схема влияния переходного форм-фактора на спектр масс лептонных пар в далитцевских распадах мезонов:

- 1 - спектр для  $F_A(q_\gamma^2, m_B^2) < 1$ ;  
 2 - спектр для случая  $F_A(q_\gamma^2 = m_e^2; m_B^2) > 1$   
 (например, в модели векторной доминантности);  
 3 - массовый спектр для распада точечных частиц ( $F = 1$ )

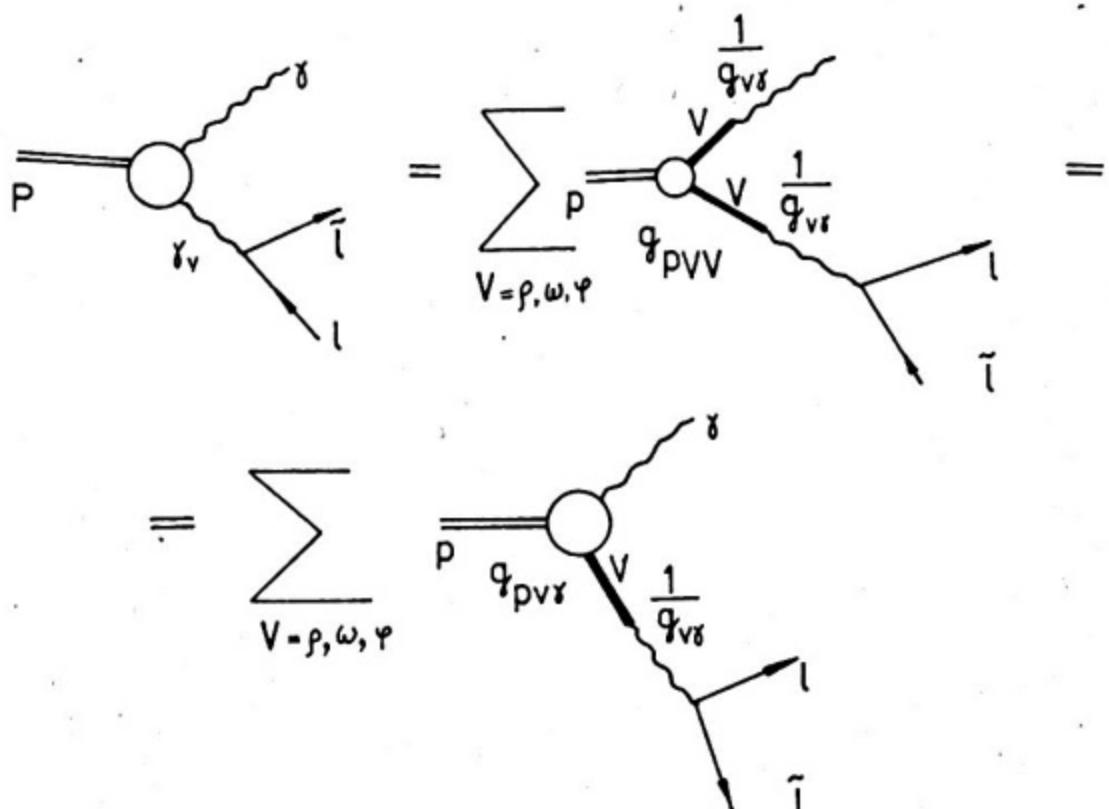
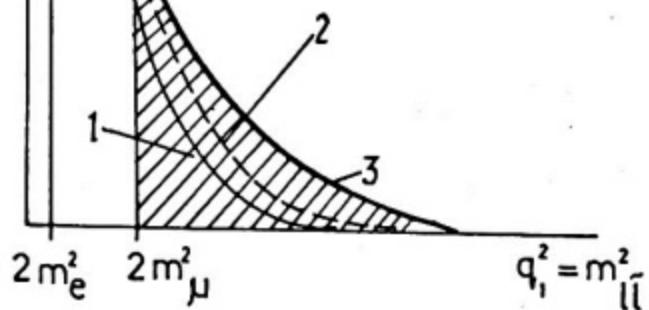


Рис.4. Фейнмановские диаграммы для форм-фактора  $\bar{z}$ - и  $\bar{z}'$ -мезонов в модели векторной доминантности

$$F_A(q_1^2; m_\rho^2) = 1 + q_1^2 \left( \frac{dF_A}{dq_1^2} \right) \Big|_{q_1^2=0}, \quad (I3)$$

где наклон переходного форм-фактора

$$\frac{dF_A}{dq_1^2} \Big|_{q_1^2=0} = \frac{1}{m_\rho^2} - \frac{\sum [(\bar{g}_{\Lambda\bar{B}V}/\bar{g}_{\Lambda\bar{B}P})/(\bar{g}_{\Lambda\bar{B}P}/\bar{g}_{\rho\bar{P}})] m_\rho^2/m_V^2}{\sum [(\bar{g}_{\Lambda\bar{B}V}/\bar{g}_{\Lambda\bar{B}P})/(\bar{g}_{\Lambda\bar{B}P}/\bar{g}_{\rho\bar{P}})]}. \quad (I4)$$

Константы взаимодействия  $\bar{g}_{\Lambda\bar{B}V}$  и  $\bar{g}_{\Lambda\bar{B}P}$  могут быть определены из кварковой модели. Рассмотрим, например, распады  $\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$  и  $\gamma' \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma'$ . Как известно,  $\gamma$ - и  $\gamma'$ -мезоны представляются как взаимно ортогональные суперпозиции нейтральных псевдоскалярных состояний  $P_B = \frac{1}{\sqrt{6}}(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})$  и  $P_J = \frac{1}{\sqrt{3}}(u\bar{u}' + d\bar{d}' + s\bar{s})$ , преобразующихся как члены  $SU_3$ -октета и  $SU_3$ -синглета:

$$\gamma = P_B \cos \vartheta_P - P_J \sin \vartheta_P, \quad (I5)$$

$$\gamma' = P_B \sin \vartheta_P + P_J \cos \vartheta_P, \quad (I6)$$

где  $\vartheta_P$  — угол смешивания для псевдоскалярных мезонов. Из массовых формул  $\vartheta_P = -11^\circ$  (квадратичная формула) или  $\vartheta_P = -24^\circ$  (линейная формула).

Для векторных мезонов в приближении идеального смешивания имеем их кварковый состав:

$$\rho = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d}), \quad (I7)$$

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d}), \quad (I8)$$

$$\varphi = s\bar{s}. \quad (I9)$$

Тогда константы  $\bar{g}_{P_B V_D}$ ,  $\bar{g}_{P_J V_D}$ , а затем  $\bar{g}_{\rho V_D}$  и т.д. могут быть найдены из выражений, пропорциональных зарядам соответствующих夸克ов и их весовым коэффициентам в суперпозициях кварковых полей.

Например (с точностью до постоянного общего множителя):

$$\bar{g}_{P_B V_D} \propto \left\langle \frac{1}{\sqrt{6}}(u\bar{u} q_u + d\bar{d} q_d - 2s\bar{s} q_s) \right\rangle \left\langle \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d}) \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{2}{3} + \frac{1}{\sqrt{6}} \left( -\frac{1}{\sqrt{2}} \right) \left( -\frac{1}{3} \right) = \frac{1}{2\sqrt{3}}, \quad (I8')$$

$$g_{\rho_P \gamma} \propto \left\langle \frac{1}{\sqrt{3}} (\bar{u} q_u + \bar{d} q_d + \bar{s} q_s) \right| \frac{1}{\sqrt{2}} (\bar{u} u - \bar{d} d) \rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{2}{3} + \frac{1}{\sqrt{3}} \left( -\frac{1}{\sqrt{2}} \right) \left( -\frac{1}{3} \right) = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot \sqrt{3}}$$

(здесь  $q_u = 2/3$ ;  $q_d = q_s = -1/3$  — заряды夸克ов), (19')

$$\left. \begin{aligned} g_{\rho_P \gamma} &= g_{\rho_P \rho} \cos \vartheta_P - g_{\rho_P \gamma} \sin \vartheta_P \propto \frac{1}{2\sqrt{3}} (\cos \vartheta_P - \sqrt{2} \sin \vartheta_P), \\ g_{\rho'_P \gamma} &= g_{\rho'_P \rho} \sin \vartheta_P + g_{\rho'_P \gamma} \cos \vartheta_P \propto \frac{1}{2\sqrt{3}} (\sin \vartheta_P + \sqrt{2} \cos \vartheta_P). \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Аналогично можно получить

$$\left. \begin{aligned} g_{\rho_\delta \omega} &\propto \frac{1}{2\sqrt{3} \cdot 3} \\ g_{\rho_\delta \omega} &\propto \frac{1}{\sqrt{2} \cdot \sqrt{3} \cdot 3} \end{aligned} \right\} \left. \begin{aligned} g_{\rho \omega \gamma} &\propto \frac{1}{2\sqrt{3} \cdot 3} (\cos \vartheta_P - \sqrt{2} \sin \vartheta_P), \\ g_{\rho' \omega \gamma} &\propto \frac{1}{2\sqrt{3} \cdot 3} (\sin \vartheta_P + \sqrt{2} \cos \vartheta_P), \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

$$\left. \begin{aligned} g_{\rho_\delta \eta} &\propto -\frac{2}{\sqrt{6}} \left( -\frac{1}{3} \right) = \frac{\sqrt{2}}{3\sqrt{3}} \\ g_{\rho_\delta \eta} &\propto \frac{1}{\sqrt{3}} \left( -\frac{1}{3} \right) = -\frac{1}{3\sqrt{3}} \end{aligned} \right\} \left. \begin{aligned} g_{\rho \eta \gamma} &\propto \frac{1}{3\sqrt{3}} (\sqrt{2} \cos \vartheta_P + \sin \vartheta_P), \\ g_{\rho' \eta \gamma} &\propto \frac{1}{3\sqrt{3}} (\sqrt{2} \sin \vartheta_P - \cos \vartheta_P). \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

Отсюда найдем отношение констант взаимодействия:

$$g_{\rho_P \gamma} : g_{\rho \omega \gamma} : g_{\rho' \omega \gamma} = 1 : \frac{1}{3} : \frac{2}{3} \left( \frac{\sqrt{2} \cos \vartheta_P + \sin \vartheta_P}{\cos \vartheta_P - \sqrt{2} \sin \vartheta_P} \right) = 1 : \frac{1}{3} : \beta_2, \quad (23)$$

$$g_{\rho_P \gamma} : g_{\rho \eta \gamma} : g_{\rho' \eta \gamma} = 1 : \frac{1}{3} : -\frac{2}{3} \left( \frac{\cos \vartheta_P - \sqrt{2} \sin \vartheta_P}{\sqrt{2} \cos \vartheta_P + \sin \vartheta_P} \right) = 1 : \frac{1}{3} : -\beta_2', \quad (24)$$

где

$$\beta_2 = \frac{2}{3} \left( \frac{\sqrt{2} \cos \vartheta_P + \sin \vartheta_P}{\cos \vartheta_P - \sqrt{2} \sin \vartheta_P} \right) \approx \begin{cases} 0,4, & \vartheta_P = -24^\circ, \\ 0,6, & \vartheta_P = -11^\circ; \end{cases} \quad (25)$$

(26)

$$\beta_{\gamma'} = \frac{2}{3} \left( \frac{\cos \vartheta_p - \sqrt{2} \sin \vartheta_p}{\sqrt{2} \cos \vartheta_p + \sin \vartheta_p} \right) = \frac{4}{9} \beta_{\gamma}^{-1} \approx \begin{cases} 1, & \tilde{\nu}_p = -24^\circ \\ 0,74, & \tilde{\nu}_p = -11^\circ \end{cases}$$

Для  $\pi^0$ -мезонов тем же методом найдем соответствующие константы (тоже определенные с точностью до общего множителя) и их отношения:

$$\left. \begin{aligned} g_{\pi^0\rho\gamma} &\propto \left\langle \frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u}q_u - d\bar{d}q_d) \middle| \frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u} - d\bar{d}) \right\rangle = \frac{1}{2} \cdot \frac{2}{3} + \frac{1}{2} \left( -\frac{1}{3} \right) = \frac{1}{6}, \\ g_{\pi^0\omega\gamma} &\propto \left\langle \frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u}q_u - d\bar{d}q_d) \middle| \frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u} + d\bar{d}) \right\rangle = \frac{1}{2} \cdot \frac{2}{3} + \left( -\frac{1}{2} \right) \left( -\frac{1}{3} \right) = \frac{1}{2}, \\ g_{\pi^0\eta\gamma} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

$$g_{\pi^0\rho\gamma} : g_{\pi^0\omega\gamma} = 1 : 3. \quad (28)$$

Для распада  $\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$  из-за квантовых чисел в  $\omega V \pi^0$ -вершине ( $G$ -четности) в форм-фактор вносит вклад только  $\rho$ -полюс, т.е. отлична от нуля только константа  $g_{\omega\rho\pi^0}$ .

Найдем теперь таким же способом отношение констант, описывающих переходы векторных мезонов (I7) – (I9) в  $\gamma^*$ -кванты. Очевидно, что

$$\begin{aligned} \frac{1}{g_{\rho\gamma}} : \frac{1}{g_{\omega\gamma}} : \frac{1}{g_{\eta\gamma}} &= \left[ \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{2}{3} + \left( -\frac{1}{\sqrt{2}} \right) \left( -\frac{1}{3} \right) \right] : \left[ \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{2}{3} + \frac{1}{\sqrt{2}} \left( -\frac{1}{3} \right) \right] : \left( -\frac{1}{3} \right) = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} : \frac{1}{\sqrt{2} \cdot 3} : \left( -\frac{1}{3} \right) = 1 : \frac{1}{3} : \left( -\frac{\sqrt{2}}{3} \right). \end{aligned} \quad (29)$$

Из (I4), (23), (24), (28) и (29) получим предсказания для наклонов переходных форм-факторов нейтральных мезонов в модели векторной доминанности (см.табл.I). Таким образом, модель векторной доминанности предсказывает рост переходных форм-факторов с увеличением массы лептонной пары из-за полюсного характера соответствующей амплитуды, обусловленного векторными мезонами в промежуточном состоянии. Наклон форм-факторов оказывается положительным и близким к  $\frac{1}{m^2}$ . В первом приближении форм-фактор может быть аппроксимирован в  $VDM$  в виде  $F_A(m_{e\bar{e}}^2; m_B^2) = (1 - m_{e\bar{e}}^2/\Lambda^2)^{-1}$ , где характерная масса  $\Lambda = m_\rho$ .

Таблица I

Ожидаемые наклоны форм-факторов некоторых нейтральных мезонов  
в УДМ

Распад	Наклон форм-фактора $\frac{dF}{dq_1^2} \Big _{q_1^2=0}$
$\pi \rightarrow e^+ e^- \gamma$	$\frac{1}{m_\rho^2} \left[ \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \frac{m_\rho^2}{m_\omega^2} \right] \approx \frac{0,99}{m_\rho^2} \approx 1,7 \Gamma_3 B^{-2} \cdot c^4$
$\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$	$\frac{1}{m_\rho^2} \left[ \frac{1 + \frac{1}{9} \frac{m_\rho^2}{m_\omega^2} - \beta_2 \frac{\sqrt{2}}{3} \frac{m_\rho^2}{m_\varphi^2}}{1 + \frac{1}{9} - \beta_2' \frac{\sqrt{2}}{3}} \right] \approx \frac{1,1}{m_\rho^2} \approx 1,8 \Gamma_3 B^{-2} \cdot c^4$
$\eta' \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$	$\frac{1}{m_\rho^2} \left[ \frac{1 + \frac{1}{9} \frac{m_\rho^2}{m_\omega^2} + \beta_2 \frac{\sqrt{2}}{3} \left( \frac{m_\rho}{m_\rho} \right)^2}{1 + \frac{1}{9} + \beta_2' \frac{\sqrt{2}}{3}} \right] \approx \frac{0,88}{m_\rho^2} = 1,5 \Gamma_3 B^{-2} \cdot c^4$
$\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$	$\frac{1}{m_\rho^2} = 1,7 \Gamma_3 B^{-2} \cdot c^4$

Примечание:

$$\beta_2 = \frac{2}{3} \left( \frac{\sqrt{2} \cos \vartheta_\rho + \sin \vartheta_\rho}{\cos \vartheta_\rho - \sqrt{2} \sin \vartheta_\rho} \right) \approx \begin{cases} 0,4, \vartheta_\rho = -24^\circ, \\ 0,6, \vartheta_\rho = -11^\circ; \end{cases}$$

$$\beta_2' = \frac{2}{3} \left( \frac{\cos \vartheta_\rho - \sqrt{2} \sin \vartheta_\rho}{\sqrt{2} \cdot \cos \vartheta_\rho + \sin \vartheta_\rho} \right) \approx \frac{4}{9} \beta_2' \approx \begin{cases} 1,1, \vartheta_\rho = -24^\circ, \\ 0,74, \vartheta_\rho = -11^\circ, \end{cases}$$

Прежде чем перейти к изложению экспериментальных данных, сделаем следующие замечания.

Библиотечный  
фонд  
НИЯУ МИФИ  
г. Москва

1. Влияние переходных форм-факторов тем больше, чем больше масса мезона и, следовательно, доступная область переданных импульсов. Оценки, выполненные в модели векторной доминантности, показывают, что влияние форм-фактора на спектр эффективных масс электронных пар в  $\pi^0 \rightarrow e^+e^- \gamma$ -распаде составляет  $\approx 2\%$  в середине спектра и не превышает  $6\%$  даже при самых больших допустимых значениях  $m_{e^+e^-}^2$ . Поэтому исследование форм-фактора  $\pi^0$ -мезона оказывается особенно трудной задачей и требует огромной статистики (на уровне  $10^4 - 10^5$  событий). Для сравнения отметим, что в распаде  $\gamma \rightarrow \mu^+\mu^- \gamma$  ожидаемое влияние форм-фактора в области середины спектра эффективных масс пар составляет  $\approx 26\%$ ; в области самых больших  $m_{\mu^+\mu^-}$  форм-фактор увеличивает спектр почти в 4 раза по сравнению с квантовоэлектродинамическими расчетами для точечных частиц.

2. Для распадов с образованием электронных пар существенную роль играют радиационные поправки, пропорциональные  $\alpha \epsilon_n^2 (m_{e^+e^-}^2 / m_\rho^2)$ . Ситуация усложняется также радиационными процессами в веществе установки: достаточно сказать, что при полной эффективной толщине, всего в 0,01 радиационной длины, в этом веществе образуется столько же фоновых  $e^+e^-$  пар при внешней конверсии  $\gamma$ -квантов от радиационных распадов  $P \rightarrow \gamma\gamma$ , сколько их возникает за то же время в далитцевских распадах  $P \rightarrow e^+e^- \gamma$ . Для распадов с образованием мюонных пар радиационные поправки и внешние радиационные эффекты, как правило, пренебрежимо малы.

3. Если сравнить, например, распады  $\gamma \rightarrow e^+e^- \gamma$  и  $\gamma \rightarrow \mu^+\mu^- \gamma$  (или любые другие далитцевские распады одного и того же мезона с образованием электронных и мюонных пар), то оценки показывают, что процесс с электронными парами имеет на порядок большую вероятность по сравнению с соответствующим процессом с мюонными парами. Однако это почти не влияет на ожидаемую точность измерения переходных форм-факторов в этих распадах: различие в вероятностях возникает за счет области спектра электронных пар с малыми эффективными массами (больше 2  $m_\mu$ , см. рис. 3), которая практически ничего не дает для измерения параметров форм-фактора.

4. Следует отметить, что для распадов с испусканием мюонных пар форм-фактор должен существенно сказываться даже на полной относительной вероятности далитцевского распада, увеличивая ее на 30 - 150%.

Таким образом, как показал проведенный выше анализ, далицевские распады с образованием мюонных пар обладают большими преимуществами для исследования переходных форм-факторов. С их помощью были получены самые точные экспериментальные данные. К изложению этих результатов мы сейчас и перейдем.

### § 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ДАЛИЦЕВСКИХ РАСПАДОВ ЛЕГКИХ НЕЙТРАЛЬНЫХ МЕЗОНОВ

В настоящее время имеется экспериментальная информация о следующих далицевских распадах нейтральных мезонов:

$$\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma (\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma), \quad (30)$$

$$\eta \rightarrow e^+ e^- \gamma (\eta \rightarrow \gamma \gamma), \quad (31)$$

$$\eta' \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma (\eta' \rightarrow \gamma \gamma), \quad (32)$$

$$\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^- (\omega \rightarrow \pi^0 \gamma) \quad (33)$$

$$(в скобках указаны соответствующие радиационные распады).$$

Результаты всех экспериментальных работ в этой области суммированы в табл.2. Старые измерения распадов (30) [13 - 15] и (31) [17, 18] проводились с очень ограниченной статистикой, без учета радиационных поправок, содержали заметный фон от конверсии  $\gamma$ -квантов в мишени и веществе установки и т.д. Таким образом, эти работы носили скорее качественный характер. Достаточно точные измерения, позволяющие провести количественное изучение переходных форм-факторов мезонов, были осуществлены только в последних опытах, выполненных в ЦЕРНе (исследование распада (30)) и в ИФВЭ (распады (32) - (34)). Остановимся на этих экспериментах более подробно.

Таблица 2

Результаты экспериментов по исследованию далигцевских распадов нейтральных мезонов

Исследуемый процесс	Эксперимент	Краткая характеристика экспериментальной установки	Статистика распадов	Наклон форм-фактора $dF/dq_1^2 _{q_1^2=0}$ ( $\Gamma \text{эВ}^{-2} \cdot \text{с}^{-4}$ )	Радиационные поправки
$\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$	ЦЕРН, 1973 г. [16]	Автоматизированный спектрометр (рис.5). Регистрация заряженных частиц, измерение их импульсов, идентификация электронов. Источник "меченных" $\pi^0$ -мезонов - распад на лету $\chi' \rightarrow \pi^0 e^+ e^- \gamma$ ; $\delta'$ -квант не регистрируется, а восстанавливается по кинематике	20981 (0,3%	$5,5 \pm 1,6^*$	Радиационные поправки введены; они увеличивают наклон формы-фактора приблизительно в 2 раза
	1969 г. [15]	Установка с оптическими искровыми камерами и ливневыми спектрометрами $N\alpha I$ . $\pi^0$ -мезоны образуются при захвате $\pi^-$ в воздухе	2200	$0,55 \pm 6,0$	Поправки существенные, но они не вводились

Продолжение таблицы 2

Исследуемый процесс	Эксперимент	Краткая характеристика экспериментальной установки	Статистика распадов	Наклон форм-факто- ра $\frac{dF/dq_1^2}{(T_3\beta^{-2}C_F)} q_1^{z=0}$	Радиационные поправки
Колумбийский университет	1961 г. [13]	Жидководородная пузырьковая камера	3071	-13,2 ± 8,8	То же
1961 г./14/		Жидкоаргоновая пузырьковая камера		-8,2 ± 5,5*	То же
$e^+e^- \rightarrow \gamma$	1975 г./18/	Спектрометр с оптическими искровыми камерами. Идентификация электронов черенковским газовым счетчиками	50	-0,7 ± 1,5*	Не вносились (авторы утверждают, что поправки малы)
	1973 г. [17]	Пузырьковая камера		-2,6 ± 5,7*	Не вносились

Продолжение таблицы 2

Исследуемый процесс	Эксперимент	Краткая характеристика экспериментальной установки	Статистика распадов	Наклон форм-фактора	Рациональные поправки
$\gamma - \mu^+ \nu^- \delta$ $\gamma' - \mu^+ \nu^- \delta$ $\omega - \pi^0 \nu^+ \nu^-$	[20] [24] [22]	Установка "Лептон-Г" (рис. 6) Автоматизированный спектрометр с регистрацией заряженных частиц и $\gamma$ -квантов; измерение импульсов и энергии; идентификация мюонов и $\gamma$ -квантов; полное восстановление кинематики распада	600 33 60	$1,9 \pm 0,4^{**}$ $1,7 \pm 0,4^{**}$ $2,4 \pm 0,2^{**}$	Для мюонного распада предельно малы

Примечание: \* Приводимая ошибка чисто статистическая; в остальных случаях ошибка включает в себя и систематические погрешности.

\*\* Наклон форм-фактора определен в полносной аппроксимации экспериментальных данных  $F = (1 - m_{e\bar{e}}^2/\Lambda^2)^{-1}; \frac{dF}{d\eta} \Big|_{\eta=0} = \Lambda^{-2}$ ; в остальных случаях данные по форм-фактору аппроксимированы в линейном приближении, которое оправдано только для  $\pi^0$ -мезона.

### 3.1. Исследование $\pi^0 \rightarrow e^+e^- \gamma$ -распада [16]

Для  $\pi^0$ -мезонов из-за их малой массы далитцевский распад с испусканием электронной пары  $\pi^0 \rightarrow e^+e^- \gamma$  является единственным распадным процессом, в котором можно изучать переходный форм-фактор. Как отмечалось выше, в опытах по анализу электронных пар большие трудности доставляют внешние радиационные процессы, а также радиационные поправки.

Для уменьшения роли радиационных процессов вещества установки (и в первую очередь мишень, в которой образуются  $\pi^0$ -мезоны) должно быть сведено к минимуму. В опытах, выполненных в ЦЕРНе, в качестве источника  $\pi^0$ -мезонов использовался распад  $K^+$ -мезонов первичного пучка по каналу  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ . При этом в результате измерения кинематических параметров  $K^+$ - и  $\pi^+$ -мезонов можно было получить "меченные"  $\pi^0$ -мезоны с известными начальными импульсами. Распад  $K^+$ -мезонов происходил на лету, т.е. мишень вообще отсутствовала. Спектрометр, использовавшийся для регистрации распадов, был минимизирован по веществу (0,04 радиационной длины). Схема экспериментальной установки представлена на рис.5 [25]. Выделение электронов осуществлялось с помощью системы газовых черенковских счетчиков для вторичных частиц. Регистрация  $\gamma$ -квантов непосредственно не проводилась. Опыты были поставлены в сепарированном пучке  $K^+$ -мезонов с импульсом 2,8 ГэВ/с.

При обработке экспериментальных данных отбирались события, соответствующие распаду  $K^+ \rightarrow \pi^+ + [e^+e^- + \text{нейтральн.}]$  с хорошо идентифицированной электрон-позитронной парой и недостающей массой системы (...), лежавшей в пределах  $110 \leq M_{\dots} \leq 160$  МэВ, т.е. соответствующей массе  $\pi^0$ -мезона. Окончательное выделение событий распада  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$  проводилось с помощью кинематического 2С-фита при условии  $M_{\dots} = m_{\pi^0}$  (требовалось, чтобы  $x_{fit}^2 < 9,2$ ). Этим методом было отобрано 20981 событий  $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ , для которых масса  $e^+e^-$  пары лежала в пределах  $0,3 \leq (m_{e^+e^-}/m_{\pi^0}) \leq 0,9$ . Данный интервал эффективных масс был выбран для исследования переходного форм-фактора  $\pi^0$ -мезона, так как в нем были реализованы хорошие фоновые условия: фон от других процессов не превышал здесь 0,3% и не искалажал формы распределения по  $m_{e^+e^-}^2$ .

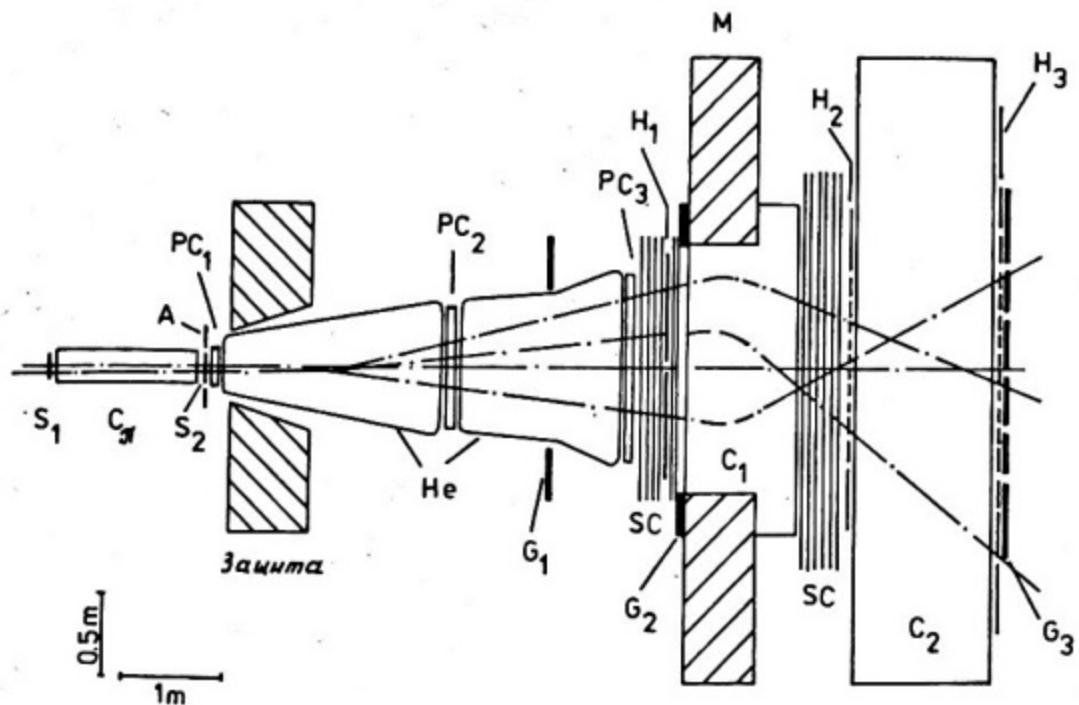


Рис.5. Схема экспериментальной установки, использовавшейся в экспериментах по исследованию  $\pi^0 \rightarrow e^+e^- \gamma$ -распада:

$S_1, S_2, A$  - спиритуэльные счетчики;  $H_1-H_3$  - спиритуэльные гаммоскопы;  $G_1-G_3$  - счетчики-сандвичи из спиритуэлятора и свинца;  $C_1, C_2, C_\pi$  - газовые черенковские счетчики;  $SC$  - искровые проволочные камеры;  $PC_1-PC_3$  - пропорциональные камеры;  $M$  - магнит. Распадный участок заполнен гелием

Исследование формы спектра электронных пар позволило в соответствии с формулой (10) определить переходный форм-фактор  $\pi^0$ -мезона, который оказался в линейном виде

$$F_{\pi^0}(m_{ee}^2; 0) = 1 + a m_{ee}^2. \quad (35)$$

Линейное приближение здесь является достаточно хорошим из-за малой величины максимального значения квадрата переданного импульса  $q^2 = m_{ee}^2 \leq 0,02 \text{ ГэВ}^2/\text{с}^4$ .

Получена величина наклона форм-фактора при  $q^2 = 0$

$$\frac{dF_{\pi^0}}{dq^2} \Big|_{q^2=0} = \alpha = (5,5 \pm 1,6) \text{ ГэВ}^{-2} \quad (36)$$

(ошибка статистическая).

При этом радиационные поправки играли очень существенную роль и меняли наклон форм-фактора в 2 раза: без их учета  $\alpha = (2,7 \pm 1,6) \text{ ГэВ}^{-2}$ . Величина наклона форм-фактора примерно на 3 стандартных отклонения превышает соответствующие предсказания модели векторной доминантности.

### 3.2. Обнаружение и исследование $\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ , $\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^- \pi^+$ и $\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ распадов [19 - 24]

Эксперименты, в которых были обнаружены и исследованы распады (32)-(34), проводились в ИФВЭ на экспериментальной установке "Лептон-Г"/26/(рис.6). Установка представляла собой комбинированный спектрометр, позволявший эффективно регистрировать процессы с одновременным испусканием мюонных пар и  $\gamma$ -квантов.

Установка включает в себя детекторы частиц пучка:  $S_1 - S_3$  - сцинтилляционные счетчики;  $H_{1x,z}$  - сцинтилляционный гаммоскоп;  $PC_1$  - пропорциональная камера;  $A$  - противоореольные сцинтилляционные счетчики, перекрывающие площадь  $2 \times 1,5 \text{ м}$ ;  $LiH$  - мишень (50 см);  $A_1 - A_4, A_9, A_{10}$  - сцинтилляционные охранные счетчики;  $A_5 - A_8$  - ливневые счетчики-сандвичи;  $S_4, S_5$  - сцинтилляционные счетчики для выделения взаимодействий в мишени;  $PC_2$  - проволочные пропорциональные камеры ( $124 \times 124$  и  $256 \times 256 \text{ мм}$ ) для измерения координат вторичных заряженных частиц; ГАМС - гаммоскопический спектрометр  $\gamma$ -квантов с 64 ячейками из свинцового стекла ТФ-8 размерами  $35 \times 35 \times 400 \text{ мм}$ ; С - медный фильтр (700 мм);  $S_6$  - счетчик для предварительного отбора проникающих частиц; М - магнит широкоапertureного магнитного спектрометра вторичных частиц; в спектрометре используются детекторы:  $H_{2x,z}, H_{3x,z}$  - гаммоскопы;  $SC_1$  (10 камер) и  $SC_2$  (20 камер) - проволочные искровые камеры размером  $1 \times 1 \text{ м}$ ;  $SC_2$  расположены в виде двух слегка перекрывающихся блоков; детектор мюонов:  $H_{4x,z}$  - гаммоскопы и  $SC_{3,4}$  - проволочные искровые камеры, прослоенные железными пластинами общей толщиной 2 м.

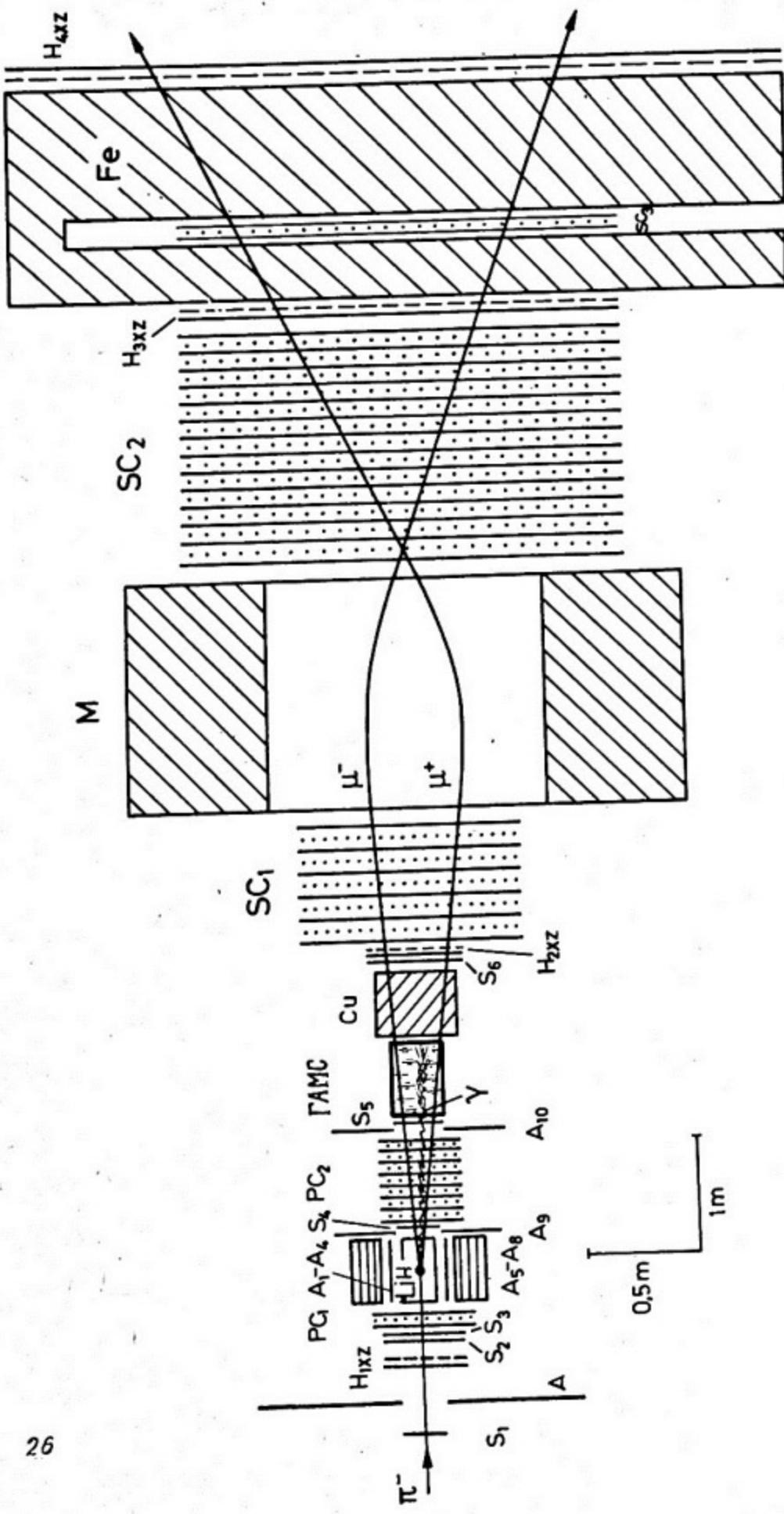
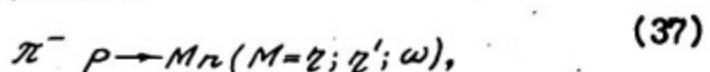


Рис.6. Схема экспериментальной установки "Лептон-Г"

Для измерения координат и энергий  $\gamma$ -квантов использовался гаммоскопический спектрометр со счетчиками из свинцового стекла. Регистрация мюонных пар и измерение их импульсов осуществлялись в широкоапертурном магнитном спектрометре.

Эксперименты проводились на пучках вторичных отрицательных частиц 70 ГэВ ускорителя ИФВЭ с импульсом  $P_\pi = 25$  и 33 ГэВ/с и интенсивностью до  $4 \cdot 10^6$  част./цикл.

В качестве источника мезонов выбирались квазидвухчастичные эксклюзивные реакции типа



подробно изученные в рабочем диапазоне энергий и обеспечивающие благоприятные фоновые условия для поисков и изучения редких процессов электромагнитных распадов.

Одной из особенностей установки "Лептон-Г" являлось расположение  $\gamma$ -спектрометра и стоящего за ним медного фильтра вблизи мишени установки, перед широкоапертурным магнитным спектрометром. Такая конфигурация экспериментальной аппаратуры позволяла существенно снизить фон от распадов вторичных  $\pi^-$ - и  $K^-$ -мезонов на лету с испусканием мюонов, а также уменьшить габариты  $\gamma$ -детектора. Кроме того, при этом в несколько раз снижалась загрузка искровых камер магнитного спектрометра, что позволило существенно увеличить интенсивность первичного пучка.

С ростом первичной энергии сечения эксклюзивных реакций (37) уменьшаются, но эффективность установки к регистрации распадов мезонов растет. Кроме того, возрастает надежность идентификации вторичных частиц (мюонов и  $\gamma$ -квантов) и уменьшается фон, обусловленный  $\pi \rightarrow \mu$ -распадами на лету. Поэтому выбор первичной энергии проводился из компромиссных соображений, чтобы обеспечить максимальную чувствительность эксперимента. Эффективность установки составляла 25% для регистрации распада  $\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , а для распадов  $\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ ,  $\gamma' \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ ,  $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  она была соответственно 17%, 9% и 10% (все эти значения относятся к  $P_\pi = 33$  ГэВ/с).

За время измерений через установку было пропущено около  $5 \cdot 10^{11}$   $\pi$ -мезонов, что соответствовало образованию  $\sim 2 \cdot 10^7$

$\gamma$ -мезонов в мишени и  $\sim 10^7$   $\gamma'$ - и  $\omega$ -мезонов в бинарных реакциях (37). В процессе проведения опытов вся установка и

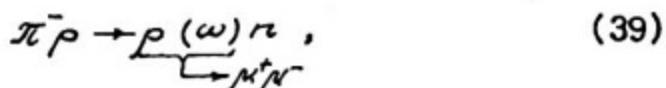
особенно ее спектрометрические элементы тщательно калибровались. Обработка калибровочных измерений дала следующие характеристики экспериментальной установки (при  $\rho = 25$  ГэВ/с), усредненные за время сеанса: точность измерения энергии  $\gamma$ -квантов  $\Delta E/E_\gamma = \pm 5\%$ ; точность определения поперечной координаты  $\gamma$ -кванта  $\Delta x, z = \pm 1,2$  мм; точность измерения импульсов заряженных частиц в магнитном спектрометре  $\Delta p/p = \pm 1,5\%$ .

На первом этапе обработки экспериментальных данных были отобраны события с двумя энергичными мюонами ( $E_\mu > 4,5$  ГэВ), зарегистрированными в магнитном спектрометре. Для таких событий осуществлялся поиск двух (и только двух) мюонных треков в системе пропорциональных камер и определялась вершина взаимодействия.

Далее был проведен поиск электромагнитных ливней в  $\gamma$ -спектрометре и выделены события без  $\gamma$ -квантов, а также с одним, двумя и даже тремя  $\gamma$ -квантами ( $E > 1$  ГэВ) в конечном состоянии. Для окончательного анализа были отобраны события, кинематика которых соответствовала эксклюзивным реакциям:



События типа (38d) служили для поисков редких электромагнитных распадов мезонов с испусканием мюонных пар, в том числе для выделения реакции



которая использовалась для нормировки сечений.

### 3.2.1. Распад $\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ [19,20]

На рис.7 приведен спектр эффективных масс  $\mu^+\mu^-\gamma$ -системы для событий типа (38a) при  $E_\gamma > 1,5$  ГэВ. В этом спектре очень хорошо выделяется пик (он соответствует распаду  $\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ ) с эффективной массой 563 МэВ/с, что с учетом систематических

погрешностей согласуется с табличными значениями массы  $\gamma$ -мезона. Ширина пика ( $\Gamma \approx 60$  МэВ) соответствует аппаратурному разрешению установки. В пике содержится около 600 событий (при уровне фона, не превышающем 8%). Таким образом, экспериментально установлено существование распада  $\gamma$ -мезона на мюонную пару и  $\gamma$ -квант:

$$\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma.$$

Полное эффективное число  $\gamma$ -мезонов, образованных на мишени установки, определялось путем нормировки на число событий реакции (39), выделенных в том же эксперименте. При этом были использованы данные [27 - 30] о сечениях процессов (37), (39) и  $B.R. [\rho(\omega) \rightarrow \mu^+ \mu^-] = 4,6 (7,6) \cdot 10^{-5}$  [31]. Эффективность установки к регистрации различных процессов определялась расчетами по методу Монте-Карло. Относительная ширина распада (32), полученная таким методом, составляет  $B.R. (\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma) = (2,7 \pm 0,8) \cdot 10^{-4}$ . Указанная ошибка определяется в основном неточностями экспериментальных данных для нормировочных процессов\*.

Спектр масс мюонных пар в распаде (32) описывается формулой (10), которая в данном случае имеет конкретный вид:

$$\frac{d\Gamma(\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma)}{dm_{\mu^+ \mu^-}^2} = \frac{2}{3} \frac{\alpha}{m} \cdot \frac{1}{m_{\mu^+ \mu^-}^2} \left(1 - m_{\mu^+ \mu^-}^2/m_\gamma^2\right)^3 \left(1 + 2m_{\mu^+}^2/m_{\mu^+ \mu^-}^2\right) \left(1 - 4m_{\mu^+}^2/m_{\mu^+ \mu^-}^2\right)^{1/2} |F_\gamma(m_{\mu^+ \mu^-}^2; 0)|^2. \quad (10')$$

Здесь  $m_{\mu^+ \mu^-}$  — масса мюонной пары,  $m_\mu$  — и  $m_\gamma$  — массы мюона и  $\gamma$ -мезона,  $F_\gamma(m_{\mu^+ \mu^-}^2; 0)$  — переходный форм-фактор  $\gamma$ -мезона, который параметризовался в полюсном приближении:

$$F_\gamma(m_{\mu^+ \mu^-}^2; 0) = (1 - m_{\mu^+ \mu^-}^2/\lambda^2)^{-1}. \quad (40)$$

На рис.8 представлены экспериментальные значения квадрата форм-фактора  $\gamma$ -мезона  $|F_\gamma(m_{\mu^+ \mu^-}^2, 0)|^2$ . Они определялись для выделенных событий распада (32) как отношение измеренного спектра  $d\Gamma/dm_{\mu^+ \mu^-}^2$  к спектру, вычисленному методом Монте-Карло по формуле (10') с  $F_\gamma = 1$  и с учетом эффективности установки. Вычисленный спектр нормировался на полное число  $\gamma$ -мезонов, образованных в этом опыте.

\* Здесь и далее для всех результатов, полученных на установке "Лептон", приводимые ошибки включают в себя как статистические, так и систематические погрешности.

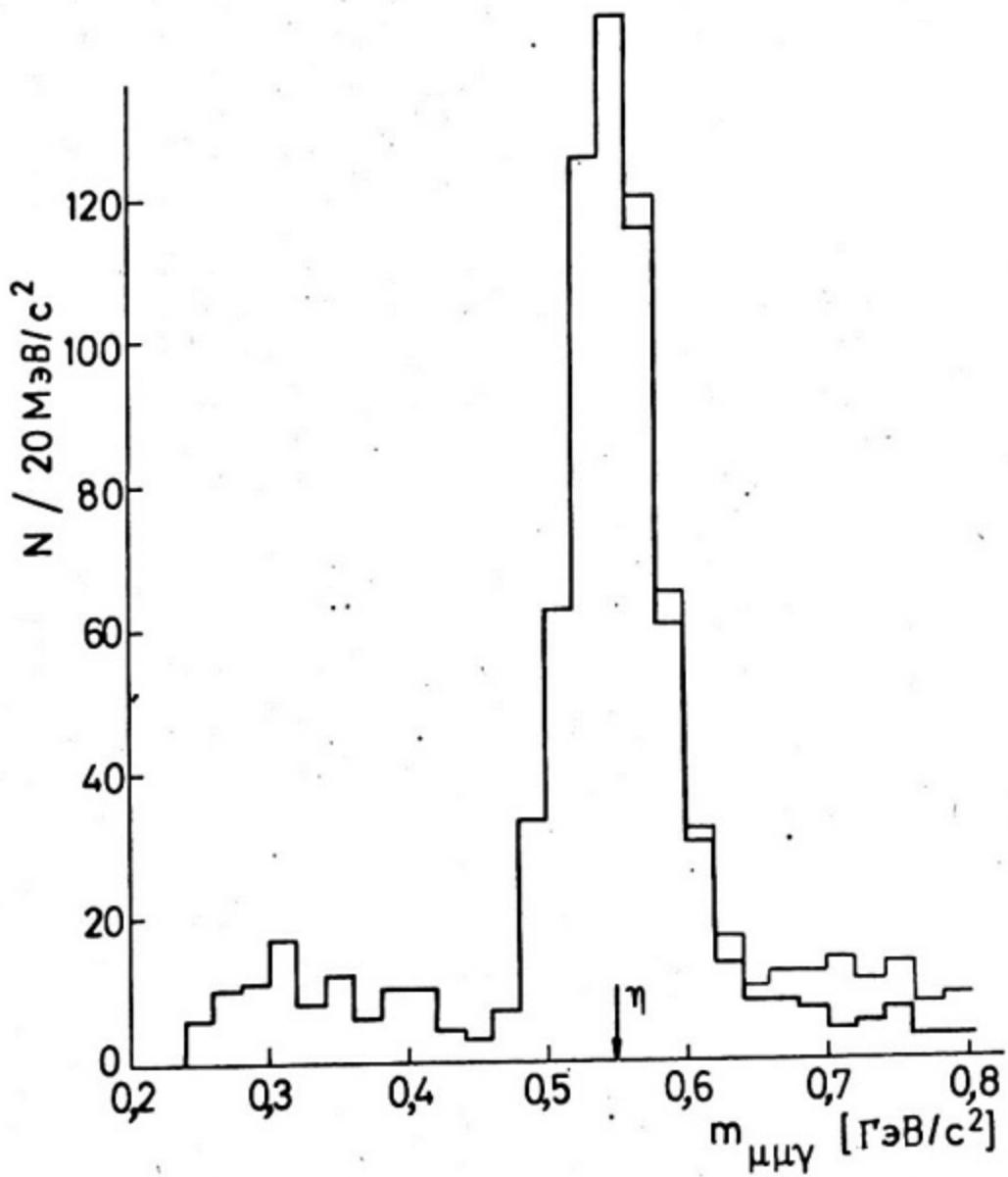


Рис. 7. Спектр масс  $\mu^+\mu^-\gamma$ -системы:

стрелка - табличное значение массы  $\gamma$ -мезона; внешняя гистограмма - все события; внутренняя гистограмма - события с  $m_{\mu^+\mu^-}^2 < 0,24 \text{ ГэВ}^2/\text{с}^4$ , использованные для определения переходного форм-фактора  $\gamma$ -мезона

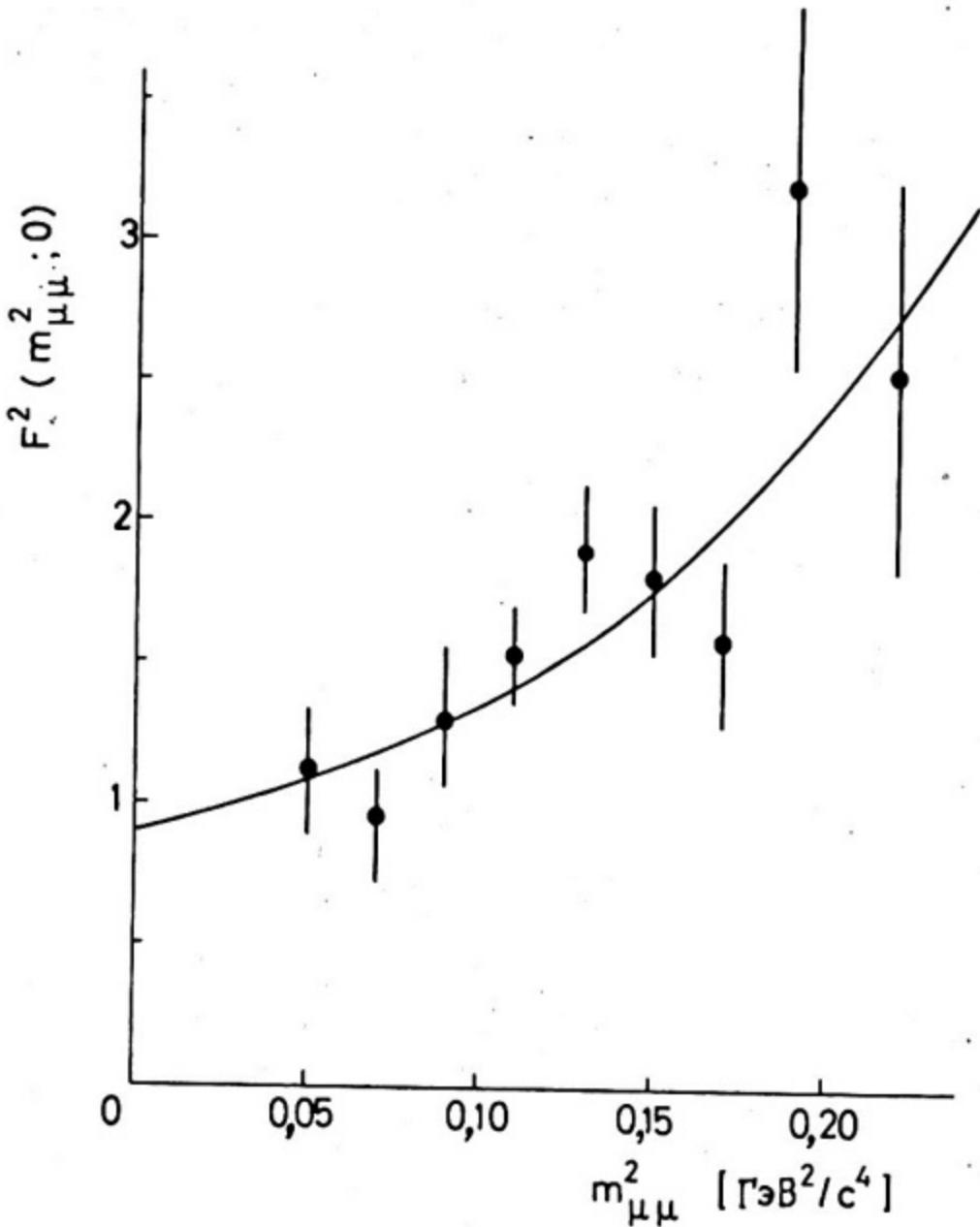


Рис. 8. Данные об электромагнитном переходном форм-факторе  
 $\gamma$  - мезона:

точки – экспериментальные значения для  $|F_2(m_{\mu\bar{\mu}}^2; 0)|^2$  ;  
 кривая – результат фитирования экспериментальных данных  
 полюсной зависимостью  $K(1-m_{\mu\bar{\mu}}^2/\lambda^2)^{-2}$ , где  $\lambda=0.72 \pm 0.09$  ГэВ $c^2$ ,  
 а коэффициент К учитывает погрешность в абсолютной норми-  
 ровке результатов измерений  $|F_2|^2$

Для фильтрования экспериментальных значений форм-фактора использовалась полусная формула (40). Величина характерной массы  $\lambda$  найдена равной

$$\lambda = (0,72 \pm 0,09) \text{ ГэВ/с}^2. \quad (41)$$

При этом наклон форм-фактора при  $q_\gamma^2 = 0$ :

$$\frac{dF_2}{dq_\gamma^2} \Big|_{q_\gamma^2=0} = I/\lambda^2 = (1,9 \pm 0,4) \text{ ГэВ}^{-2} \cdot \text{с}^4 \quad (42)$$

Величина относительной вероятности распада (32) может быть определена из данных по переходному форм-фактору  $\gamma$ -мезона с большей точностью, чем при непосредственной нормировке на реакцию (39) (как было сделано выше). Воспользовавшись экспериментальным значением характерной массы  $\lambda$  (41), формулами (10) и (40), можно получить окончательно

$$B.R(\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma) = \Gamma(\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma) / \Gamma(\gamma \rightarrow \text{все}) = (3,1 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}. \quad (43)$$

Следует отметить, что если не использовать абсолютную нормировку событий, т.е. провести фильтрование данных по форм-фактору без учета точки  $|F_2(0,0)|^2 = I$ , то определенный таким методом параметр  $\lambda$  не изменяется по сравнению со значением (41). Поэтому величина относительной вероятности (43) не зависит от выбранной ранее нормировочной процедуры и может быть сама в дальнейшем использована для более точной нормировки других экспериментальных результатов.

### 3.2.2. Распад $\gamma' \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ [23, 24]

Поиски распада  $\gamma' \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$

проводились при исследовании спектра эффективных масс  $\mu^+ \mu^- \gamma$ -состоиний, образованных в эксклюзивных процессах типа (38а), в области выше массы  $\gamma$ -мезона. Для максимального подавления фона вводились более жесткие обрезания по энергии  $\gamma$ -квантов, регистрируемых в  $\gamma$ -спектрометре:  $5 \leq E_\gamma < 16$  ГэВ. Как показал анализ по методу Монте-Карло, эти обрезания уменьшили эффективность регистрации распада (33) не более чем на 25%. В

то же время увеличение порога по энергии  $\gamma$ -квантов позволяло дополнительно подавлять фон от регистрации адронных ливней, а обрезание по максимальной энергии ( $E_\gamma < 16 \text{ ГэВ}$ ) уменьшало фон от быстрых  $\pi^0$ -мезонов, для которых ливни от двух  $\gamma$ -квантов не разрешались в детекторе. Окончательный спектр эффективных масс  $\mu^+\mu^-$ -системы из (38а) для  $m_{\mu^+\mu^-}^2$  приведен на рис.9.

В этом спектре наблюдается четкий пик при массе  $M = 0,95 \pm 0,01 \text{ ГэВ/с}^2$ , соответствующей табличному значению массы  $\eta'$ -мезона. Ширина пика обусловлена экспериментальным разрешением. Таким образом обнаружен распад  $\eta'$ -мезона на мюонную пару и  $\gamma$ -квант. В пике, за вычетом 20% фона, содержится  $33 \pm 7$  событий  $\eta' \rightarrow \mu^+\mu^-$ -распада.

Для определения относительной вероятности этого распада  $B.R.(\eta' \rightarrow \mu^+\mu^-) = \Gamma(\eta' \rightarrow \mu^+\mu^-)/\Gamma(\eta' \rightarrow \text{все})$  были использованы данные о сечениях квазидвухчастичных реакций перезарядки в  $\eta$  и  $\eta'$ -мезоны в рабочей области первичных импульсов:

$$\frac{\sigma(\pi^-\rho \rightarrow \eta' \pi)}{\sigma(\pi^-\rho \rightarrow \eta \pi)} = (2,76 \pm 0,07) \cdot 10^{-2} \quad [32],$$

а также значение относительной вероятности  $B.R.(\eta' \rightarrow \mu^+\mu^-) = (3,1 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}$  (43). Таким образом, абсолютная нормировка проводилась по событиям распада  $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-$  (32), зарегистрированным на той же установке одновременно с (33). Эффективность установки к различным процессам определялась расчетами по методу Монте-Карло.

Были получены следующие значения относительных вероятностей:

$$\frac{\Gamma(\eta' \rightarrow \mu^+\mu^-)}{\Gamma(\eta' \rightarrow 2\gamma)} = (4,9 \pm 1,2) \cdot 10^{-3} \quad (44)$$

$$\text{для } B.R.(\eta' \rightarrow 2\gamma) = 0,018 \pm 0,002 \quad [32],$$

$$B.R.(\eta' \rightarrow \mu^+\mu^-) = (8,9 \pm 2,4) \cdot 10^{-5}. \quad (45)$$

Результаты измерений можно сопоставить с теоретическими оценками в модели векторной доминантности. В простейшей модели с форм-фактором  $\eta'$ -мезона, описываемым  $\rho$ -полюсом

$$|F_{\eta'}(m_{\mu^+\mu^-}^2, 0)|^2 = \left[ (1 - m_{\mu^+\mu^-}^2/m_\rho^2)^2 + (f_\rho/m_\rho)^2 \right]^{-1} \quad (46)$$

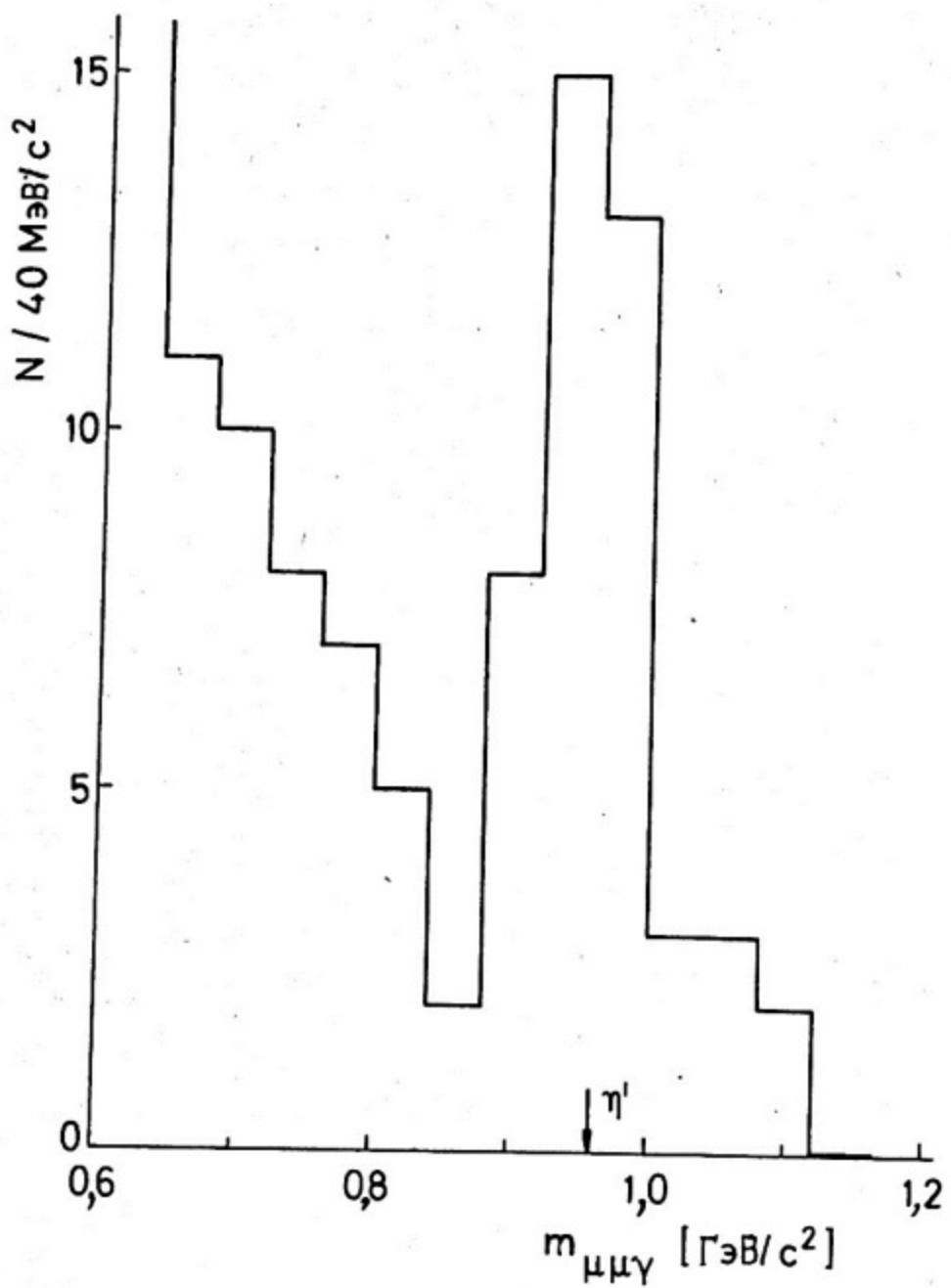


Рис.9. Спектр масс  $\mu\bar{\mu}\gamma$ -системы в реакции  $\pi^- p \rightarrow \mu\bar{\mu}\gamma n$  в области выше  $\gamma$ -мезона. Стрелкой указано табличное значение массы  $\gamma'$ -мезона

( $\Gamma_\rho$  - динамическая ширина  $\rho$ -резонанса), получена величина  $B.R.(\gamma' \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ <sub>теор.</sub> =  $7,4 \cdot 10^{-5}$ , хорошо согласующаяся с экспериментом. Более "раffинированные" варианты модели векторной доминантности, учитывающие вклад трех векторных мезонов ( $\rho, \omega, \varphi$ ) в промежуточных состояниях и различные значения углов смешивания, поправки на конечные ширины и т.д., приводят к значениям  $B.R.(\gamma' \rightarrow \mu^+ \mu^-)$  в интервале от  $7,0 \cdot 10^{-5}$  до  $8,7 \cdot 10^{-5}$  [33], также согласующимся с экспериментальными данными.

По данным о спектре масс мюонных пар были определены экспериментальные значения квадрата переходного форм-фактора  $\gamma'$ -мезона  $|F_{\gamma'}(m_{\mu^+ \mu^-}^2; \sigma)|^2$ . Соответствующая процедура полностью идентична той, которая использовалась при определении форм-фактора  $\gamma$ -мезона. Результаты измерений представлены на рис.10 вместе с результатами расчетов в приближении (46). Определен также наклон форм-фактора:

$$\frac{dF_{\gamma'}}{dq_1^2} \Big|_{q_1^2 = 0} = (1,7 \pm 0,4) \text{ ГэВ}^{-2} \cdot \text{с}^{-4}. \quad (47)$$

Поведение переходного форм-фактора  $\gamma'$ -мезона отражает интересное физическое явление: для  $\gamma' \rightarrow \mu^+ \mu^- \rho$  и  $\omega$  полоса лежат в физической области для спектра мюонных пар. Экспериментальные данные по переходному форм-фактору  $\gamma'$ -мезона и предсказания модели векторной доминантности находятся в качественном согласии. Более детальный анализ в настоящее время невозможен из-за ограниченности статистики событий (33).

### 3.2.3. Распад $\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ [21,22]

Распад  $\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$

был обнаружен при анализе эксклюзивных событий  $\pi^- p \rightarrow \mu^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\mu$  (386) с двумя мюонами (с энергией  $E_\mu > 4,5$  ГэВ) и двумя  $\gamma$ -квантами ( $E_\gamma > 1$  ГэВ) в конечном состоянии. Специальные калибровочные процедуры показали, что эффективность одновременной регистрации двух фотонных ливней в  $\gamma$ -детекторе является 100%-ной при расстояниях между осями ливней, больших 30 мм. Как показало моделирование по методу Монте-Карло, это как раз та область, в которую попадали практически все события от распада  $\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ , так что для них поправка на потери при регистрации двух ливней не превышала 1%.

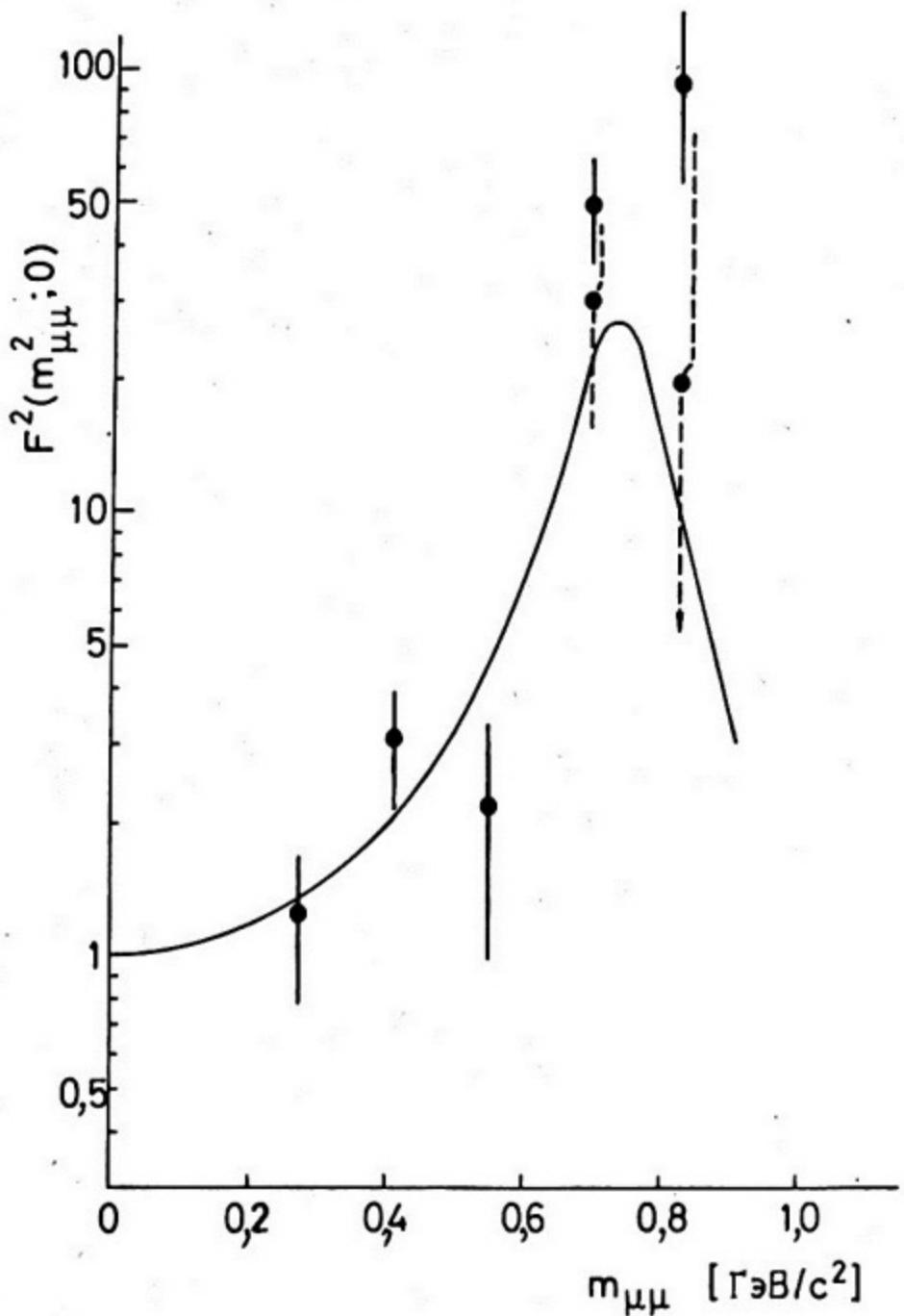


Рис.10. Данные об электромагнитном переходном форм-факторе  $\gamma'$ -мезона:

точки:  $\bullet$  - экспериментальные значения квадрата форм-фактора  $F_{\gamma'}^2(m_{\mu\mu}^2; 0)$ ;  $\circ$  - то же, но с максимальной поправкой на 20%-ный фон в пике  $\gamma' \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$  (в предположении, что весь фон лежит в области масс  $\rho$ -мезона); кривая - расчет по модели  $\rho$ -доминантности (46)

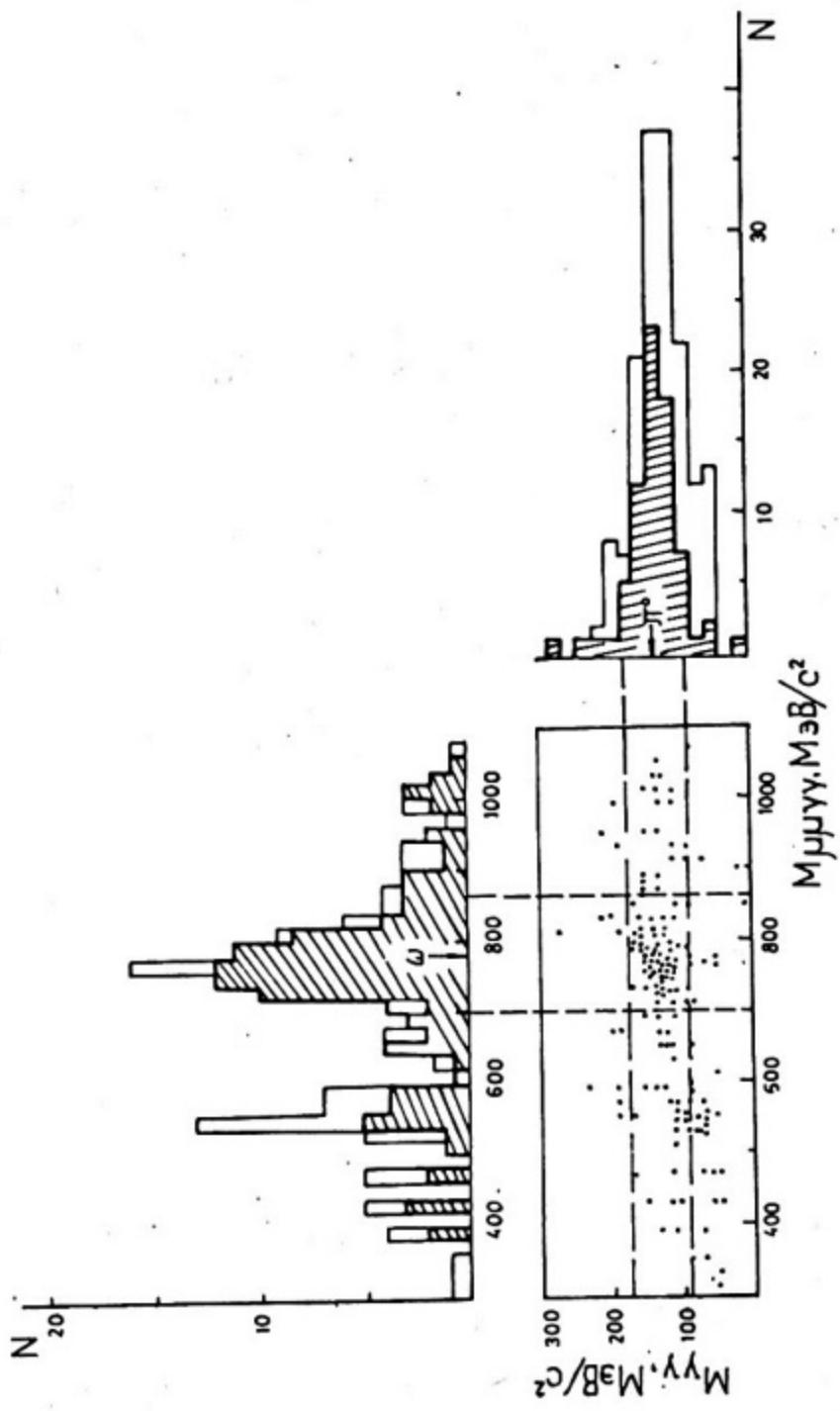


Рис. II. Двумерное распределение событий типа  $\bar{\chi}^0 p \rightarrow \gamma/\nu/\bar{\nu}^* \ell^+ \ell^- \nu_\ell \bar{\nu}_\ell$  по эффективным массам  $M_{\gamma/\bar{\nu}^* \ell^+ \ell^-}$  и  $M_{\nu_\ell \bar{\nu}_\ell}$

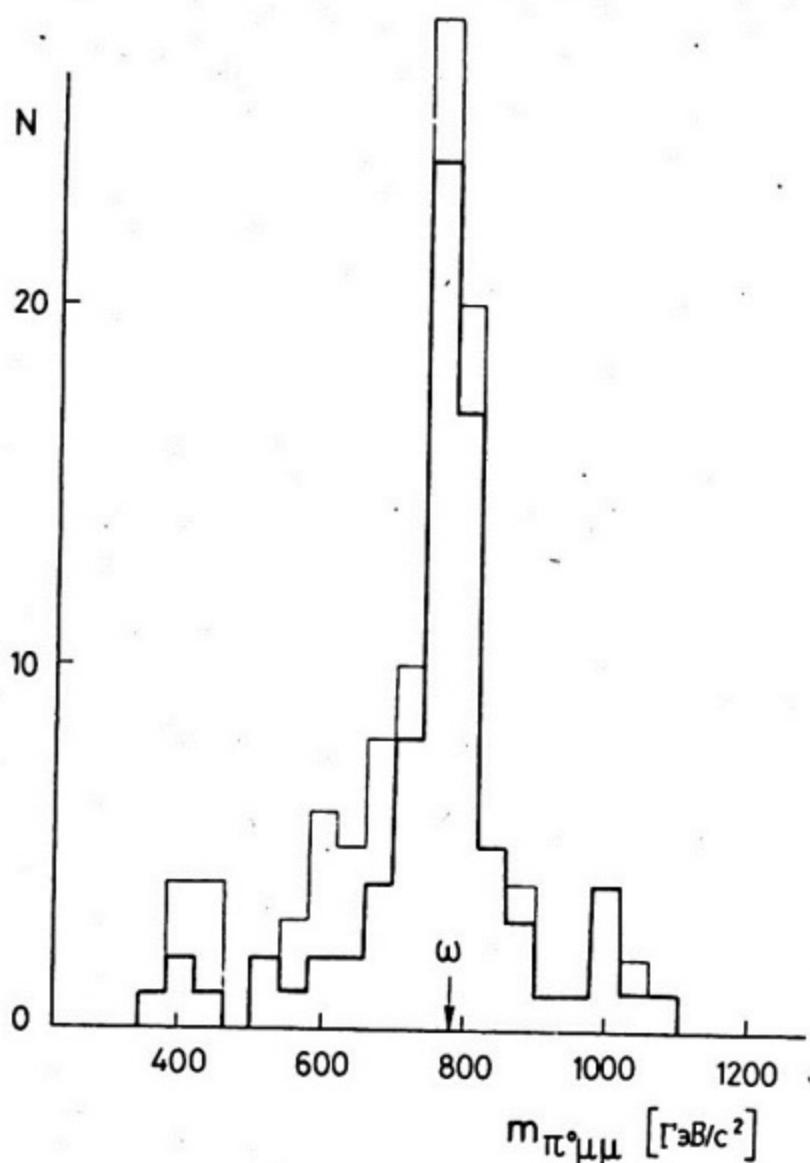


Рис.12. Спектр масс  $\mu^+\mu^-\pi^0$ -системы для событий с  $m_{\mu^+\mu^-}^2 \leq 0,4 \text{ ГэВ}^2/\text{с}^4$ :

$N$  – число событий в интервале  $40 \text{ МэВ}/\text{с}^2$ ; внешняя и внутренняя гистограммы соответствуют порогам энергии  $\gamma$ -квантов, равным  $1 \text{ ГэВ}$  и  $1,4 \text{ ГэВ}$  соответственно

На рис. II приведено двумерное распределение отобранных событий типа (38б) по эффективным массам  $m_{\mu\bar{\nu}\mu\bar{\nu}}$  и  $m_{\gamma\bar{\nu}}$ . На этом распределении наблюдается явная концентрация событий в области масс  $m_{\mu\bar{\nu}\mu\bar{\nu}} \approx m_\omega$  и  $m_{\gamma\bar{\nu}} = m_\pi^0$ . На рисунке заштрихованные гистограммы распределений по  $M_{\gamma\bar{\nu}} (M_{\mu\bar{\nu}\mu\bar{\nu}})$  соответствуют отбору событий по  $M_{\mu\bar{\nu}\mu\bar{\nu}} (M_{\gamma\bar{\nu}})$ , показанному штриховыми линиями.

На рис. I2 представлено распределение по эффективной массе  $m_{\pi^0\mu^+\mu^-}$  для событий с  $m_{\gamma\bar{\nu}} = m_\pi^0$ . При вычислении величины  $m_{\pi^0\mu^+\mu^-}$  использовалось табличное значение массы  $\pi^0$ -мезона. Для уменьшения фона были отобраны события с  $m_{\mu\bar{\nu}}^2 < 0,4 \text{ ГэВ}^2/\text{с}^4$  в той кинематической области, где в дальнейшем исследовался форм-фактор. В спектре масс наблюдается четкий пик, соответствующий распаду  $\omega \rightarrow \pi^0\mu^+\mu^-$  и табличному значению массы  $\omega$ -мезона (на рисунке оно показано стрелкой). После вычитания 11%-ного нерезонансного фона и 3%-ного расчетного фона от процессов  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ ,  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm$  (распад пионов на лету перед  $\gamma$ -детектором и поглотителем установки) и  $\rho \rightarrow \pi^0\mu^+\mu^-$  пик содержит  $60 \pm 9$  событий. Его ширина соответствует аппаратурному разрешению. Таким образом было экспериментально обнаружено существование распада  $\omega$ -мезона на  $\pi^0$ -мезон и мюонную пару (34).

Для определения относительной вероятности этого распада проводилась нормировка на число событий  $\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ , зарегистрированных в том же эксперименте. При этом были использованы данные о сечениях реакций  $\pi\rho \rightarrow \gamma\pi$  и  $\pi\rho \rightarrow \omega\pi$  [28, 30] и величина  $B.R.(\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma) = (3,1 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}$  (43) (см. 3.2.1). Относительная ширина распада (34)  $\Gamma(\omega \rightarrow \pi^0\mu^+\mu^-)/\Gamma(\omega \rightarrow \text{все}) = B.R.(\omega \rightarrow \pi^0\mu^+\mu^-)$  получена равной

$$B.R.(\omega \rightarrow \pi^0\mu^+\mu^-) = (9,6 \pm 2,3) \cdot 10^{-5}. \quad (48)$$

Для определения переходного электромагнитного форм-фактора  $\omega - \pi^0$ -вершины исследовался спектр мюонных пар в распаде  $\omega \rightarrow \pi^0\mu^+\mu^-$ , аналогично тому, как это делалось раньше для  $\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ -распада. Этот спектр описывается формулой типа (9), имеющей конкретный вид:

$$\frac{d\Gamma(\omega \rightarrow \pi^0\mu^+\mu^-)}{dm_{\mu\bar{\nu}}^2} \frac{1}{\Gamma(\omega \rightarrow \pi^0\gamma)} = \frac{e}{3\pi} \cdot \frac{1}{m_{\mu\bar{\nu}}^2} \left( 1 + \frac{2m_\omega^2}{m_{\mu\bar{\nu}}^2} \right) \left( 1 - \frac{4m_\omega^2}{m_{\mu\bar{\nu}}^2} \right)^{1/2} \left[ \left( 1 + \frac{m_{\mu\bar{\nu}}^2}{m_\omega^2 - m_{\pi^0}^2} \right)^2 - \frac{4m_\omega^2 m_{\mu\bar{\nu}}^2}{(m_\omega^2 - m_{\pi^0}^2)^2} \right]^{3/2} \times |F_\omega(m_{\mu\bar{\nu}}^2; m_{\pi^0}^2)|^2. \quad (9')$$

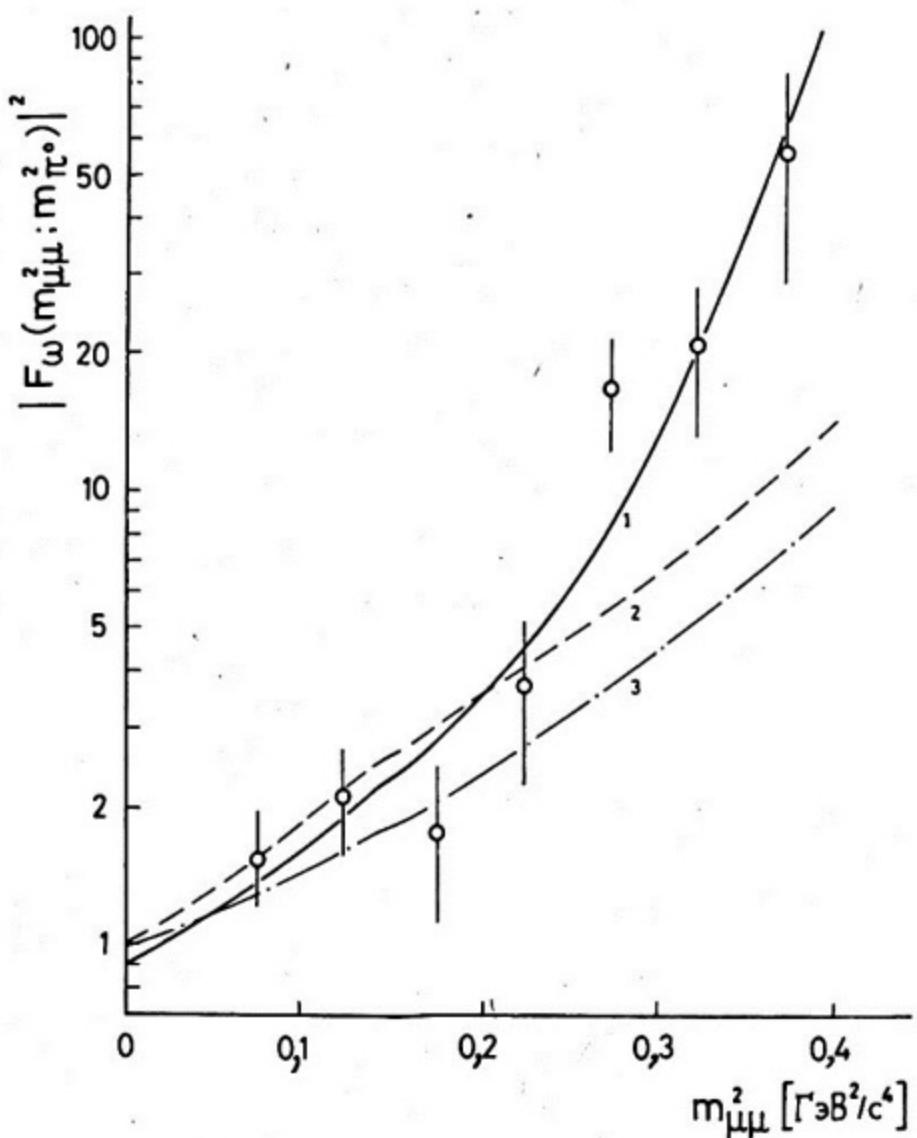


Рис. I.3. Переходный форм-фактор для  $\omega-\pi^0$ -вершины:  
точки - экспериментальные значения  $|F_\omega(m_{\mu\mu}^2; m_{\pi^0}^2)|^2$

Здесь  $m_{\mu\bar{\mu}}^2 = q_1^2$  — квадрат эффективной массы мюонной пары, т.е. квадрат времени подобного импульса;  $m_\mu, m_\omega, m_{\pi^0}$  — массы мюона,  $\omega$ -мезона и  $\pi^0$ -мезона;  $F_\omega(m_{\mu\bar{\mu}}^2; m_{\pi^0}^2)$  — переходный форм-фактор  $\omega - \pi^0$ -вершины. Он имеет нормировку  $F_\omega(0, m_{\pi^0}^2) = 1$  и параметризуется в обычном полюсном приближении:

$$F_\omega(m_{\mu\bar{\mu}}^2; m_{\pi^0}^2) = (1 - m_{\mu\bar{\mu}}^2/\lambda^2)^{-1}. \quad (49)$$

На рис. I3 представлены найденные экспериментальные значения квадрата форм-фактора  $|F_\omega(m_{\mu\bar{\mu}}^2; m_{\pi^0}^2)|^2$ . Они определялись для выделенных событий распада (34) как отношение измеренного спектра мюонных пар к спектру, вычисленному методом Монте-Карло по формуле (9') с  $|F_\omega|^2 = 1$  и с учетом эффективности установки. Вычисленный спектр нормировался на полное число  $\omega$ -мезонов, образованных в мишени установки в бинарной реакции  $\pi^- p \rightarrow \omega n$ .

Для фитирования экспериментальных значений форм-фактора использовалась полюсная формула (49). Кривая I — результат фитирования экспериментальных данных полюсной зависимостью  $K(1 - m_{\mu\bar{\mu}}^2/\lambda^2)^{-2}$ . Коэффициент  $K$  учитывает неопределенность в абсолютной нормировке экспериментальных величин. Величина характерной массы  $\lambda$  найдена равной

$$\lambda = (0,65 \pm 0,03) \text{ ГэВ/с}^2. \quad (50)$$

Наклон форм-фактора при нулевом значении времени-подобного импульса  $q_1^2 = 0$  составляет

$$\left. \frac{dF_\omega}{dq_1^2} \right|_{q_1^2=0} = \lambda^{-2} = (2,4 \pm 0,2) \text{ ГэВ}^{-2} \cdot \text{с}^4. \quad (51)$$

В модели векторной доминанности переходный форм-фактор обусловлен вкладом одного  $\rho$ -полюса. Поэтому  $\Lambda_{\text{VDM}} = m_\rho$ , что отличается от измеренной величины на 4 стандартных отклонения. В области больших масс  $m_{\mu\bar{\mu}}$  форм-фактор растет значительно быстрее, чем это предсказывается моделью векторной доминанности (см. рис. I3, кривая 3).

В работе [34] переходный  $\omega - \pi^0$ -форм-фактор анализировался дисперсионным методом с учетом вклада промежуточных  $\pi\pi$ -состояний ( $\gamma^* \rightarrow \pi\pi \rightarrow \pi^0\omega$ ) и действительная часть  $F_\omega$  находилась из дисперсионного соотношения. Как видно из соотношения унитарности, в выражении для форм-фактора следует учесть вклад амплитуды  $\pi\pi \rightarrow \pi^0\omega$  (рис. I4). В соответствии с векторной доминантностью эта амплитуда параметризовалась введением

$\rho$ -мезонного полюса в  $s$ -,  $t$ - и  $u$ -каналах, что приводит к некоторой модификации  $\rho$ -мезонного пропагатора в переходном форм-факторе. Результаты расчетов, выполненных по этой модели, также представлены на рис. I3 (кривая 2). Полученная кривая располагается несколько ближе к экспериментальным точкам, чем предсказания простой  $\rho$ -полюсной доминантности, однако расхождение теории с экспериментом остается заметным.

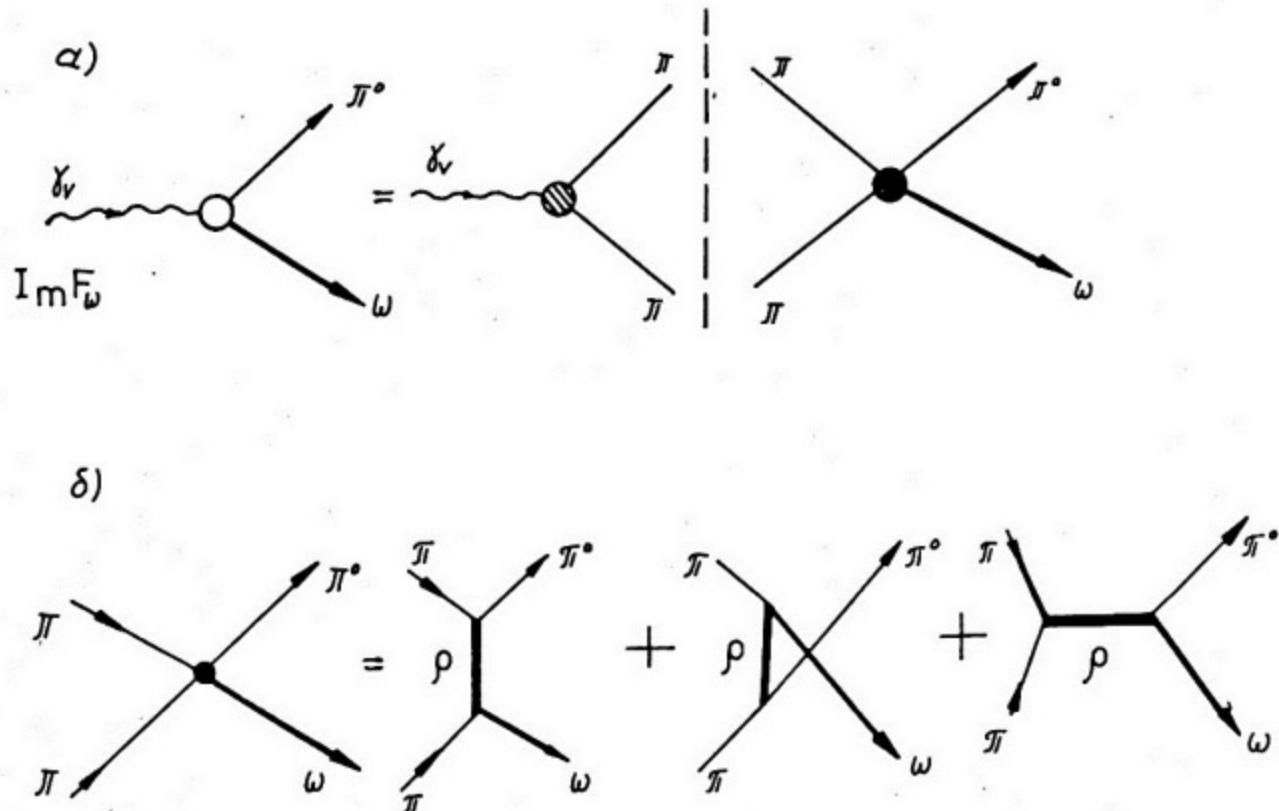


Рис. I4. Переходный форм-фактор  $\omega\pi^0$ -вершины в дисперсионной модели [34] с учетом вклада промежуточных  $\pi\pi$ -состояний:  
 а - мнимая часть форм-фактора и соотношение унитарности;  
 б - параметризация амплитуды  $\pi\pi \rightarrow \pi^0\omega$  через  $\rho$ -полюс в  $t$ -,  $u$ - и  $s$ -каналах

## § 4. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ О ПЕРЕХОДНЫХ ФОРМ-ФАКТОРАХ НЕЙТРАЛЬНЫХ МЕЗОНОВ

### 4.1. Векторная доминантность и переходные форм-факторы

В результате последних опытов, рассмотренных в §3, впервые была получена достаточно точная количественная информация, позволившая исследовать электромагнитную структуру нейтральных мезонов. Все эти экспериментальные данные сведены в табл.3, а также на рис.15\*, где представлены значения наклонов переходных форм-факторов, определенные как в старых, довольно грубых опытах, так и в новых экспериментах, о которых говорилось выше..

Анализ экспериментальных результатов показывает, что общее поведение переходных форм-факторов качественно соответствует модели векторной доминантности. Наклоны всех форм-факторов оказываются положительными (т.е. форм-факторы растут с ростом массы лептонной пары) и имеют нужный порядок величины. Старые данные по распадам  $\pi^0 \rightarrow e^+e^- \gamma$  и  $\gamma \rightarrow e^+e^- \gamma$ , приводившие к отрицательным и очень большим значениям наклона, оказались ошибочными, по-видимому, прежде всего из-за ограниченности статистики, не очень чистых условий опытов и неучета радиационных поправок.

Однако количественное рассмотрение показывает, что если данные по форм-фактору  $\gamma$ -мезона в распаде (32) в пределах точности эксперимента хорошо совпадают с предсказаниями УДМ, то для далитцевских распадов  $\pi^0$ -мезона (30) и  $\omega$ -мезона (34) наблюдаются заметные расхождения эксперимента и теории. Поэтому естественно прежде всего поставить вопрос: на сколько точно следует ожидать выполнения предсказаний модели векторной доминантности?

---

\* Для  $\pi^0$ -мезона и  $\omega-\pi^0$ -перехода наклон форм-фактора равен  $1,7 \text{ ГэВ}^{-2} \cdot \text{с}^4$  (практически совпадает с пунктирной кривой); для  $\gamma'$ -мезона наклон форм-фактора  $1,5 \text{ ГэВ}^{-2} \cdot \text{с}^4$  (см. табл. I).

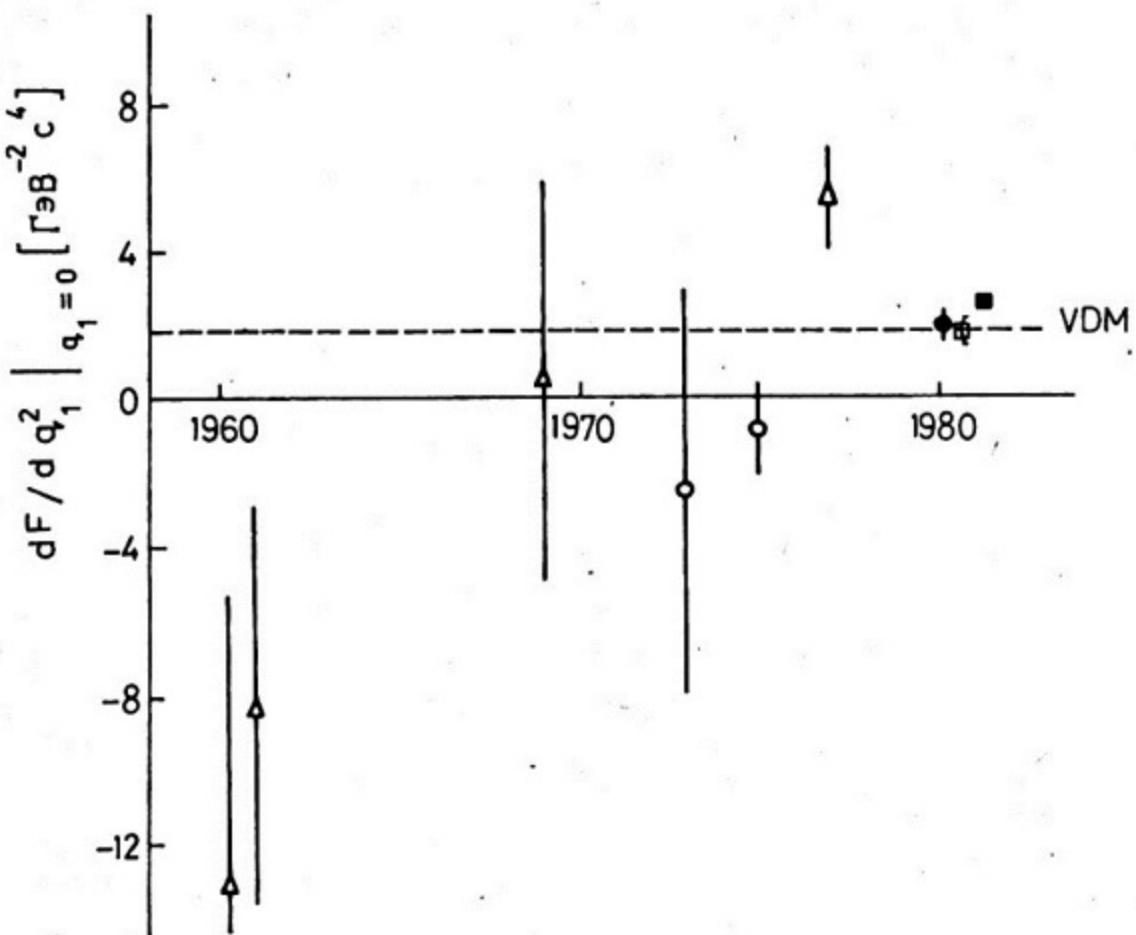


Рис.15. Сводка результатов измерения наклона электромагнитных переходных форм-факторов нейтральных мезонов:

$\Delta$  - распад  $\Delta \rightarrow e^+ e^- \gamma$  [13-16];  $\circ$  - распад  $\gamma \rightarrow e^+ e^- \gamma$  [17, 18];  
 $\bullet$  - распад  $\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$  [20];  $\square$  - распад  $\gamma' \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$  [24];  $\blacksquare$  -  
 распад  $\Omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$  [22]; пунктир - предсказания модели векторной  
 доминантности для  $\gamma$ -мезона  $dF/dq^2 \Big|_{q^2=0} = 1,8 \text{ ГэВ}^{-2} \cdot \text{с}^4$

Нет оснований ожидать, что эта простейшая модель будет хорошо описывать все физические процессы. Очевидно, что фотоны могут взаимодействовать с кварковыми полями и точечным образом. Такая ситуация имеет, как известно, место, по крайней мере, при больших переданных импульсах: в области глубокой неупругости, при образовании лептонных пар с большими эффективными массами. Сильно нарушается векторная доминантность при испускании прямых фотонов в pp-соударениях с большим поперечным импульсом (хотя испускание реального фотона - это процесс, протекающий вблизи

$\rho$ -полюса, т.е. там, где  $YLM$  могла бы работать). Возможны специфические вклады отдельных кварковых диаграмм, меняющих наивные оценки. Необходимо также учесть вклад состояний с большими массами и т.д. Хорошо известны трудности в сопоставлении распадных ширин  $\omega \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^-$  и  $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ , а также других процессов с предсказаниями  $YLM$  (см., например, [35]). Поэтому общая ситуация с выполнением векторной доминантности является не очень удовлетворительной, и в каждом отдельном случае следует проводить конкретный анализ.

Такой анализ недавно был выполнен для распадов типа  $P \rightarrow e^+ e^- \bar{\nu}$  (т.е. (30) – (33)) в работе [36]. Исследовалось дисперсионное соотношение для переходного форм-фактора:

$$f_p(q_1^2; 0) = \frac{1}{\pi} \int_{s_0}^{\infty} ds \frac{\operatorname{Im} f_p(s; 0)}{s - q_1^2}. \quad (52)$$

На основании данных по  $e^+ e^-$ -аннигиляции в адроны дисперсионный интеграл разбивался на две области: резонансную ( $s \leq s_r = 1,5 \text{ ГэВ}^2$ ), аппроксимируемую по  $YLM$  и область высших состояний ( $s > s_r$ ), где могут быть использованы квантово-хромодинамические расчеты. Так как в резонансной области

$$\begin{aligned} \operatorname{Im} f_p &\sim \delta(m_V^2 - s), \text{ то} \\ f_p(q_1^2; 0) &= \frac{1}{\pi} \int_{s_0}^{s_r} \left[ \sum_V \frac{V}{P} \right] ds + \frac{1}{\pi} \int_{s_r}^{\infty} \frac{\operatorname{Im} f_p(s; 0)}{s - q_1^2} ds = \\ &= \sum_V \frac{g_{PV\bar{\nu}}}{2g_{V\bar{\nu}}} \cdot \frac{m_V^2}{m_V^2 - q_1^2} + \frac{1}{3\sqrt{2}} \cdot \frac{ds}{\pi} [\dots] = \sum_V \frac{g_{PV\bar{\nu}}}{2g_{V\bar{\nu}}} \cdot \frac{1}{1 - q_1^2/m_V^2} \times (1 \pm 0,01 \div 0,05), \end{aligned} \quad (53)$$

где  $s_r = 1,5 \text{ ГэВ}^2$ . Хотя второй интеграл оценивается не слишком точно, существенно отметить, что он очень мал по сравнению с первым выражением. Это позволяет сделать вывод, что поправки к векторной доминантности для форм-факторов мезонов в распадах  $P \rightarrow e^+ e^- \bar{\nu}$  не превышают 5%.

Таким образом, оценки по  $QCD$  [36] показывают, что вклад высших состояний в переходный форм-фактор для далитцевских распадов типа  $P \rightarrow e^+ e^- \bar{\nu}$  мал и векторная доминантность должна хорошо выполняться. Это подтверждается результатами исследования  $\pi \rightarrow \mu^+ \mu^- \bar{\nu}$ -распада. Но данные по наклону форм-фактора  $\pi^0$ -мезона, отличающиеся от предсказаний векторной доминантности при-

близительно в 3 раза (примерно на два стандартных отклонения), представляют известную трудность для этой теории. Остается, однако, не исследованным вопрос: насколько хорошо аппроксимируется резонансная область простыми полюсными членами (см. (53))? Следует, конечно, иметь в виду и трудности измерения форм-фактора  $\pi^0$ -мезона, о которых говорилось выше, необходимость повторения и уточнения соответствующих опытов.

#### 4.2. Доминантность треугольных кварковых аномалий [37]

В работах [37] рассмотрены распады псевдоскалярных и векторных мезонов типа  $P \rightarrow VV$  и  $V \rightarrow PV$  (в том числе и радиационные распады  $P \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $P \rightarrow V\gamma$ ,  $V \rightarrow P\gamma$  и соответствующие далитцевские распады) в предположении, что в амплитудах таких процессов доминируют треугольные кварковые аномалии (гипотеза ДТКА). Анализ поведения переходных форм-факторов показал, что они определяются суммарным вкладом диаграмм, приведенных на рис. I6. При этом учет только аномальной части треугольной диаграммы приводит для амплитуды распада к результату, в точности воспроизводящему векторную доминантность:

$$f \sim \left( 1 + \frac{q_f^2}{m_V^2 - q_f^2} \right) = \left( 1 - \frac{q_f^2}{m_V^2} \right)^{-1}. \quad (54)$$

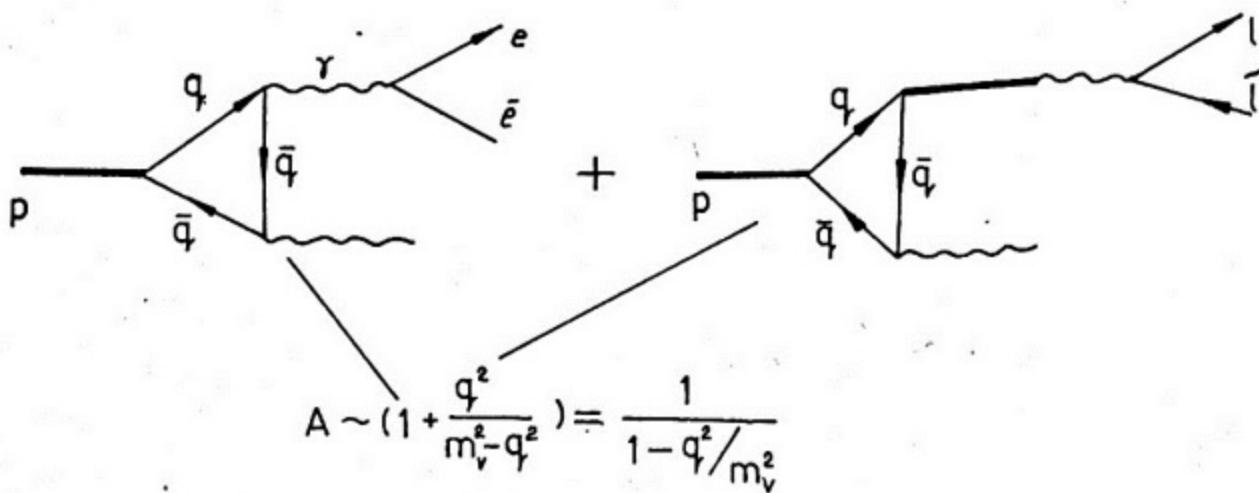


Рис. I6. Фейнмановские диаграммы для переходных форм-факторов мезонов в модели ДТКА [37]

Для переходного форм-фактора с учетом всех векторных мезонов получено выражение, совпадающее с (12):

$$F(q_1^2, 0) = \sum_V C_V (1 - q_1^2/m_V^2)^{-1}, \quad (55)$$

где  $\sum V C_V = 1$  (нормировка).

Авторы [37] приходят к выводу, что векторная доминантность должна хорошо выполняться в распадах (30)-(34) (лучше, чем в среднем).

#### 4.3. Нелокальная кварковая модель [38]

Нелокальная кварковая модель (НКМ) представляет собой самосогласованную релятивистскую схему квантовополевого мешка, в котором кварки существуют только в виртуальном состоянии. Адроны, являющиеся связанными кварковыми образованиями, взаимодействуют между собой путем обмена кварками. В этой модели при наличии всего двух свободных параметров, характеризующих кварковые поля, удается единым образом описать много адронных распадов.

Диаграммы, соответствующие распаду  $P \rightarrow e^+ e^- \gamma$ , показаны на рис. I7. Величина переходного форм-фактора определяется выражением

$$f_P(q_1^2; 0) = g_{P\gamma\gamma}(q_1^2) + q_1^2 \sum_V \frac{g_{PV\gamma}}{g_{V\gamma}} \frac{1}{m_V^2 - q_1^2}. \quad (56)$$

Оказывается, что вклад первой диаграммы (рис. I7, а) по отношению ко второй диаграмме (рис. I7, б) составляет для  $\pi^0$ -мезона 22%, для  $\bar{\nu}$ -мезона-16% и для  $\bar{\nu}'$ -мезона-28%.

Выражение для наклона нормированного переходного форм-фактора псевдоскалярного мезона  $\left. \frac{dF_p}{dq_1^2} \right|_{q_1^2=0}$  в нелокальной кварковой модели имеет довольно сложный вид, зависящий от параметров модели, структурных интегралов, углов смешивания и т.д. Теоретические значения  $\left. (dF_p/dq_1^2) \right|_{q_1^2=0, \text{НКМ}}$  представлены в девятой колонке таблицы 3, где их можно сравнить с результатами экспериментов и с предсказаниями  $VDM$ .

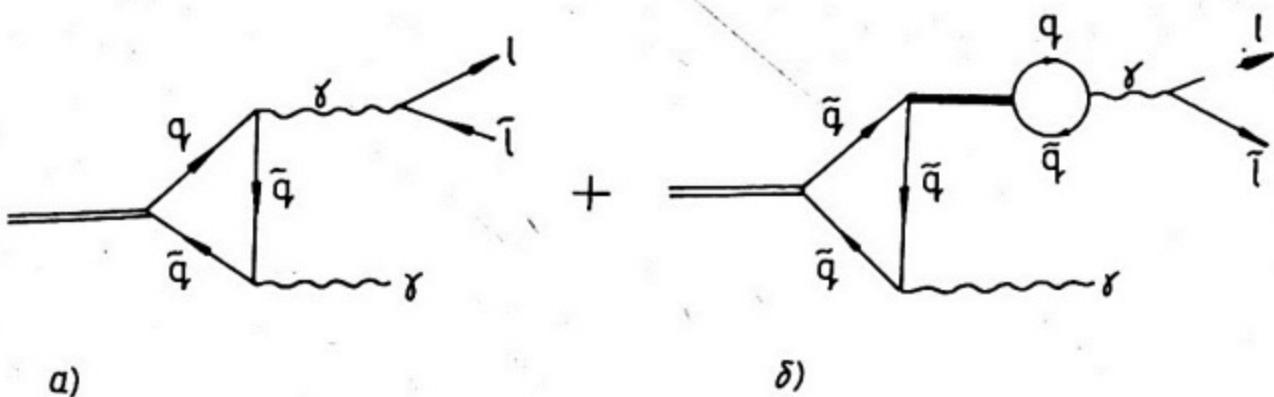


Рис. I7. Фейнмановские диаграммы для переходных форм-факторов в НКМ [38]

#### 4.4. Другие теоретические схемы

Остановимся еще на нескольких теоретических построениях, предложенных для описания переходных форм-факторов.

Модель барионных петель (БП), рассмотренная в работе [39] в связи с попытками введения большой характерной массы в физику  $\pi$ -мезонов, в известной степени воскрешает старый "докварковый" подход к электромагнитным распадам адронов, развитый еще в 1949 году [40]. В этой модели фотоны испускаются непосредственно виртуальной нуклонной петлей, и для наклона форм-фактора получается величина

$$\left. \frac{dF_P}{dq^2} \right|_{q^2=0, \text{ БП}} = \frac{1}{12} \cdot \frac{1}{m_N^2} = 0,1 \Gamma e B^{-2} c^4, \quad (57)$$

где  $m_N$  – масса нуклона.

Таким образом, модель барионных петель в том виде, в каком она развита в [39], приводит к очень малому наклону переходных форм-факторов в распадах  $P \rightarrow e^+ e^- \gamma$ , не имеющему ничего общего с экспериментальными результатами. Следует отметить, что модель барионных петель совершенно неудовлетворительна и в теоретическом плане, так как не имеет смысла рассматривать точечное взаимодействие фотона и виртуальной барионной петли: из данных по форм-факторам барионов следует, что фотон взаимодействует с барионами через промежуточные векторные состояния.

В работе /41/ переходные форм-факторы в далицевских распадах псевдоскалярных мезонов были рассмотрены с помощью потенциальной модели, в которой легкие мезоны описывались как связанные состояния夸克ов с эффективными массами порядка 300 МэВ, а расчеты проводились в низшем приближении по  $QCD$ , в пренебрежении глюонными поправками. Так как форм-факторы мезонов нормированы условием  $F(m_{\mu\bar{\mu}}^2 = 0; 0) = 1$ , можно надеяться, что глюонные поправки не приведут к существенным изменениям результатов расчетов. Для форм-фактора  $\gamma$ -мезона, где энергия связи системы夸克ов отрицательна, получено выражение

$$F_\gamma(m_{\mu\bar{\mu}}^2; 0) = \left(1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{m_{\mu\bar{\mu}}^2}{m_\gamma^2}\right) \left(1 - \frac{m_{\mu\bar{\mu}}^2}{m_\gamma^2}\right)^{-1}. \quad (58)$$

(В первом варианте этой работы /42/ был пропущен множитель  $(1 - m_{\mu\bar{\mu}}^2/m_\gamma^2)^{-1}$  и поэтому были сделаны неправильные предсказания об отрицательном наклоне переходных форм-факторов.)

В потенциальной модели величина  $B.R.(\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-) = 3,3 \cdot 10^{-4}$ , а наклон переходного форм-фактора  $\gamma$ -мезона  $(dF/dq^2)|_{q^2=0} = -1,65 \text{ ГэВ}^{-2} \cdot \text{с}^4$ . Это не противоречит данным измерений. Более детальное сравнение экспериментальных значений переходного форм-фактора  $F_\gamma(m_{\mu\bar{\mu}}^2; 0)$  с предсказаниями потенциальной модели и модели векторной доминантности представлено на рис. I.8 (по сравнению с рис. 8 изменен масштаб шкалы  $|F|^2$ , чтобы освободиться от нормировочного фактора  $K$ , связанного с абсолютной погрешностью измерений).

Из рисунка видно, что хотя результаты измерений лучше согласуются с  $VDM$ , чем с потенциальной моделью, основное различие между этими двумя теориями возникает при  $m_{\mu\bar{\mu}}^2 > 0,26 \text{ ГэВ}^2/\text{с}^4$  (т.е. вблизи верхней границы спектра  $\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ), где из-за ограниченности статистики нет экспериментальных данных по форм-фактору. Потенциальная нерелятивистская модель может не слишком хорошо описывать легкие мезоны вследствие малой массы夸克ов. Тем не менее интересной качественной чертой развивающегося в /41/ подхода является соображение о том, что в далицевских распадах мезонов в области максимальных переданных импульсов должны наблюдаться значительные отступления в поведении переходных форм-факторов от предсказаний  $VDM$ . Однако такой вывод пред-

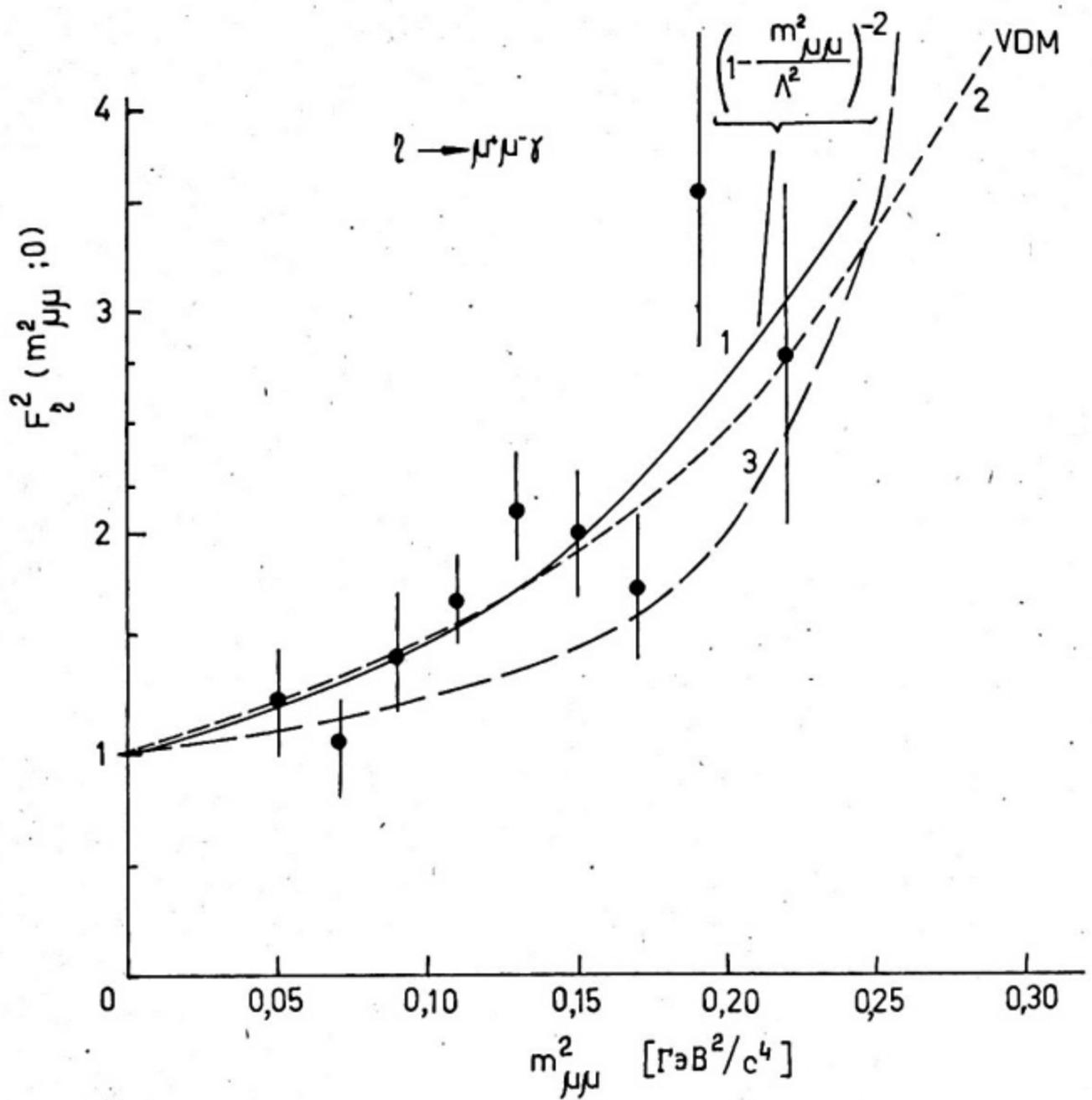


Рис. I8. Сравнение экспериментальных данных по электромагнитному форм-фактору  $\gamma$ -мезона в распаде  $\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$  с предсказаниями потенциальной модели [41] и модели векторной доминантности [12]:

точки – результаты измерений  $|F_2(m_{\mu\mu}^2; 0)|^2$ ; 1 – полюсный фит для экспериментальных данных  $[(1 - m_{\mu\mu}^2 / \Lambda^2)^{-2}]$ , где  $\Lambda = 0,72 \pm 0,09 \text{ ГэВ/с}^2$ ; 2 – предсказания VDM[12]; 3 – предсказания потенциальной модели [41]

ставляется не очень обоснованным, так как именно в этой граничной области потенциальная модель [41] должна быть, по-видимому, сильно модифицирована, чтобы учесть невылетание夸арков.

Упомянем еще попытку описания форм-фактора  $\omega \rightarrow \pi^0$ -перехода в распаде(34) в модели мешков [43]. Оказалось, что в этой модели величина квадрата форм-фактора в 2 - 4 раза меньше, чем для УДМ:  $|F_\omega(m_{\rho/\bar{\rho}}^2; m_{\pi^0}^2)|_{BAG}^2 \leq (\frac{1}{2} \div \frac{1}{4}) |F_\omega(m_{\rho/\bar{\rho}}^2; m_{\pi^0}^2)|_{UDM}^2$ . Таким образом, модель мешков находится в серьезном противоречии с экспериментальными данными о структуре  $\omega - \pi^0$ -вершины.

Сопоставление экспериментальных результатов по переходным форм-факторам нейтральных мезонов и теоретических моделей для их описания приводится в табл. 3.

Таблица 3

## Сопоставление результатов исследования далитцевских распадов

### $\pi^-$ , $\varrho^-$ , $\varrho'$ - и $\omega$ -мезонов

### с теоретическими моделями

Распад	Относительная вероятность распада			Наклон форм-фактора $\frac{dF}{d\eta_1} \Big _{\eta_1=0}$ (ГэВ $^{-2}$ . о $^4$ )								
	$B, R$	$B, R$	$B, R$	$QEII$	$VDM$	Эксперимент	$UDM$	$OCB$	ЛТКА	НКМ	ШМ	ММ
$\pi^0 \rightarrow e^+e^-$	$(1,15 \pm 0,05) \cdot 10^{-2}$	$1,19 \cdot 10^{-2} + 1,8\%$	$5,5 \pm 1,6$	$1,7$	$-$	$5,5 \pm 0,5$	$1,7$	$1,7$	$2,3$	$-$	$-$	$0,1$
$\rho^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$	$(3,1 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}$	$2,1 \cdot 10^{-4} - (3,08 \pm 3,13) \times 10^{-4}$	$1,9 \pm 0,4$	$1,8$	$-$	$OK$	$OK$	$OK$	$2,6$	$\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{m_\rho^2} = 1,7$	$-$	$-\sqrt{\frac{2}{\pi}}$
$\rho' \rightarrow \eta \mu^+\mu^-$	$(8,9 \pm 2,4) \cdot 10^{-5}$	$3,4 \cdot 10^{-5} - (7,0 \pm 8,7) \cdot 10^{-5}$	$1,7 \pm 0,4$	$1,5$	$-$	$1,4$	$-$	$-$	$-$	$-$	$-$	$\frac{F_{MM}^2 < F_{VDM}^2}{2}$
$\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+\mu^-$	$(9,6 \pm 2,3) \cdot 10^{-5}$	$5,0 \cdot 10^{-5} - 8 \cdot 10^{-5}$	$2,4 \pm 0,2$	$1,7$	$-$	$-$	$-$	$-$	$-$	$-$	$-$	$\text{приближенно в 2 раза}$

Условные обозначения к табл.3:

- $QED$   
 $(F=1)$  - расчет вероятности далитцевского распада для точечных частиц по квантовой электродинамике;
- $УДМ$  - модель векторной доминантности;
- $QCD$  - расчет вклада высших состояний по квантовой хромодинамике;
- $DKA$  - доминантность треугольных кварковых аномалий;
- $NKM$  - нелокальная кварковая модель;
- $PM$  - потенциальная модель;
- $MM$  - модель мешков;
- $BL$  - модель барионных петель.

## ГЛАВА П

### ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ ВЫСШИХ ПОРЯДКОВ

В этой главе будут рассмотрены электромагнитные процессы более высокого порядка, в которых лептонная пара связана с адронной вершиной двумя виртуальными  $\gamma$ -квантами. Примеры таких распадов приведены на диаграммах рис. I9. Первым процессом этого типа, обнаруженным и исследованным экспериментально, явился распад

$$\ell \rightarrow \mu^+ \mu^- \quad (59)$$

#### § 5. РАСПАД $\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$

Редкий распад  $\gamma$ -мезона (59) представляет собой электромагнитный процесс 4-го порядка. Он тесно связан с радиационным распадом  $\gamma$ -мезона  $\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ , который происходит во втором порядке по электромагнитному взаимодействию, и с далитцевским распадом 3-го порядка  $\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$  (см. рис. I9, а - в).

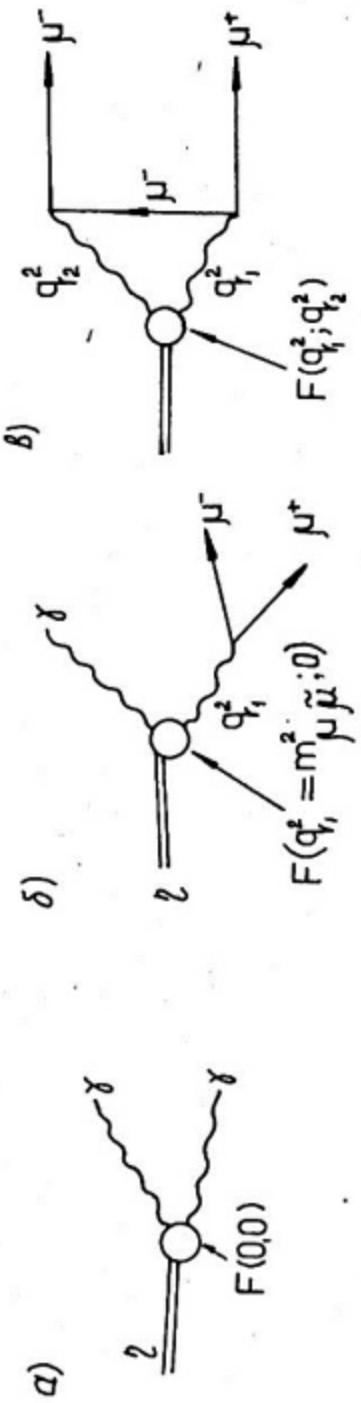
Полная ширина распада (59) имеет вид [45, 6]:

$$\Gamma(\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-) = \Gamma(\gamma \rightarrow \gamma\gamma) 2\alpha^2 \xi^2 (1-4\xi^2)^{1/2} [Y^2 + X^2]. \quad (60)$$

Здесь  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры;  $\xi = m_\mu/m_\gamma$ ;  $Y$  и  $X$  — мнимая (абсорбтивная) и действительная (дисперсионная) части амплитуды распада (59) в выбранной в (60) нормировке. Из соотношения унитарности, выражающего  $Y$  через амплитуду  $\gamma \rightarrow \gamma\gamma$  (см. рис. I9), следует, что

$$Y^2 = (1-4\xi^2)^{-1} \left\{ c_2 \left[ \frac{1+(1-4\xi^2)^{1/2}}{2\xi} \right] \right\}^2. \quad (61)$$

Отсюда может быть непосредственно получена нижняя граница для относительной вероятности распада (59) — так называемая унитарная граница, или унитарный предел:



$$2) \quad \text{Im}A(2 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = \sum_n V = \sum_n V = \sum_n V$$

d)

$\mu^-$

$\mu^+$

$V = \rho, \omega, \varphi$

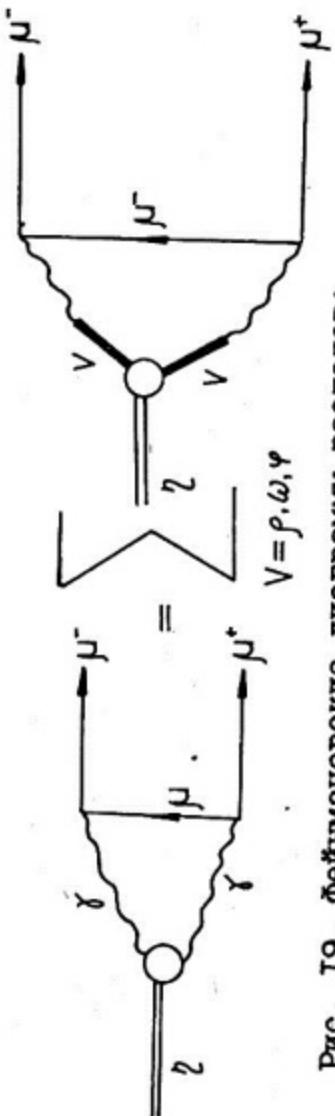


Рис. I9. Фейнмановские диаграммы распадов:  
 а -  $\rho \rightarrow 2\gamma$ ; б -  $2 \rightarrow \mu^+\mu^-$ ; в -  $2 \rightarrow \mu^+\mu^-$ ; г - соотношение  
 унитарности для  $2 \rightarrow \mu^+\mu^-$ -распада; д - диаграмма распада  $2 \rightarrow \mu^+\mu^-$   
 в УДМ

$$B.R.(\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-) \geq B.R.(\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-)_{\text{унит}} = B.R.(\gamma \rightarrow 2\pi) \cdot 1,07 \cdot 10^{-5} = 4,0 \cdot 10^{-6}. \quad (62)$$

Полная вероятность  $\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$  -распада с учетом вклада как действительной, так и мнимой части амплитуды имеет вид:

$$\begin{aligned} B.R.(\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-) &= B.R.(\gamma \rightarrow 2\pi) 2\alpha^2 \xi^2 (1-4\xi^2)^{3/2} \left[ \operatorname{erf} \frac{1+(1-4\xi^2)^{1/2}}{2\xi} \right] (1+X^2/Y^2) = \\ &= B.R.(\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-)_{\text{унит}} (1+X^2/Y^2) = 4,0 \cdot 10^{-6} (1+X^2/Y^2). \end{aligned} \quad (63)$$

Распад (59) был впервые обнаружен в эксперименте [46], выполненном в ЦЕРНе (см. табл. 4). При этом было получено значение относительной вероятности  $B.R.(\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (2,2 \cdot 0,8) \cdot 10^{-5}$ , в несколько раз превышавшее унитарный предел, что являлось свидетельством в пользу доминирующего вклада дисперсионной амплитуды  $X$ .

Величина  $X$  для точечной  $\gamma\gamma$ -вершины логарифмически расходится, и при ее расчетах должно быть введено обрезание, определяемое структурой вершины, т.е. форм-фактором  $F_2(q_1^2, q_2^2)$  (для точечной вершины  $F_2(q_1^2, q_2^2) = 1$ ). Теоретические оценки дисперсионной амплитуды были выполнены в ряде работ, в которых соответствующая вершина описывалась феноменологическими структурными функциями [47, 48] или форм-факторами в модели векторной доминантности [6, 37] (см. рис. 20 и табл. 5). Теоретические оценки показали, что при всех разумных допущениях вклад  $X^2$  невелик. Так, например, в модели векторной доминантности (с учетом  $SU(3)$  симметрии)  $X^2 \approx 0,01 Y^2$ . Значение  $X^2 \approx 4Y^2$ , необходимое для объяснения результатов эксперимента [46], требует величину характерной массы, определяющей параметр обрезания, на уровне 5 - 10 ГэВ (рис. 20). Но, как правило, такие большие характерные массы приводят к очень малым наклонам форм-фактора  $\gamma$ -мезона в распаде  $\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$  (см. например, [39]). Это находится в прямом противоречии с экспериментальными данными (см. 3.2). Таким образом, интерпретация результатов эксперимента [46] по распаду  $\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , в котором

получено значение его относительной вероятности, существенно превышающее унитарный предел, сталкивается со значительными теоретическими трудностями.

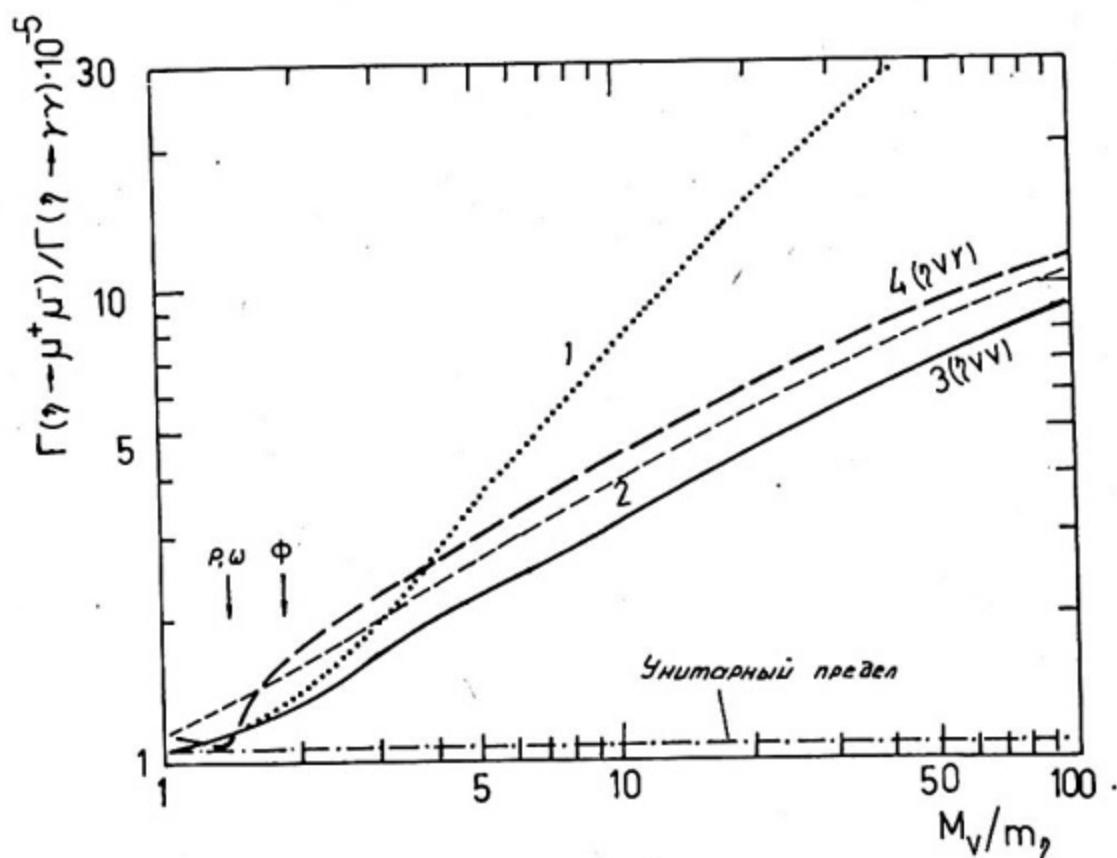


Рис. 20. Зависимость отношения вероятностей распада  $\Gamma(\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-)/\Gamma(\gamma \rightarrow \gamma\gamma)$  от массы векторного мезона в моделях [6] или от характерных масс в феноменологических моделях [47, 48] (см. табл. 5)  $M=m_\nu$  [6] или  $\mu$  [47, 48]:  
 1 - модель [47] (табл. 5, 1°); 2 - модель [48] (табл. 5, 2°);  
 3 - модель [6] (табл. 5, 3°); 4 - модель [6] (табл. 5, 4°)

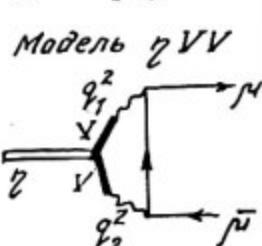
Таблица 4

Экспериментальные данные по электромагнитным распадам типа  $P \rightarrow e^+e^-$ 

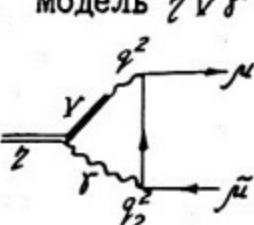
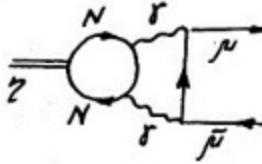
Исследуемый процесс	Работа	Краткая характеристика установки	Статистика зарегистрированных событий	Результат $B.R. (P \rightarrow e^+e^-)$
$\pi^+ \pi^-$ 1980 г. [49]	ИФВЭ,	Установка "Лептон-Г" (см. § 3.2). Автоматизированый спектрометр с регистрацией заряженных частиц и $\gamma$ -квантов; измерение их импульсов и энергий; идентификация мюонов. Одновременно с $\pi^+ \pi^-$ на этой же установке исследовался более интенсивный распад $\gamma - \mu^+ \mu^-$ , что позволило хорошо изучить фоновые условия и привести надежную нормировку	$27 \pm 8$	$(6,5 \pm 2,1) \cdot 10^{-6}$
$\pi^+ \pi^-$ 1969 г. [46]	ЦЕРН, 1969 г.	Спектрометр с оптическими искровыми камерами; регистрация заряженных частиц; идентификация мюонов и измерение их импульсов	$18 \pm 6$	$(2,2 \pm 0,8) \cdot 10^{-5}$
$\pi^0 \pi^+ \pi^-$ 1978 г. [50]	ЦЕРН, 1978 г.	Автоматизированный спектрометр (см. З.1) с регистрацией заряженных частиц, измерением их импульсов, идентификацией электронов. Источник "меченный" $\pi^0$ -мезонов — распад на лету $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ . Одновременно с $\pi^0 \pi^+ \pi^-$ на этой же установке исследовался интенсивный распад $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ , что было важно для изучения фоновых условий	$\sim 5$	$(2,23^{+2,4}_{-1,1}) \cdot 10^{-7}$ (ошибка приведена на 90%-ном уровне достоверности)
$\pi^0 \pi^+ \pi^-$ 1974 г. [44]	Анализ экспериментальных данных ряда других исследований	-	-	Верхние предельы (90%-ная достоверность) $B.R. (\pi^0 \pi^+ \pi^-) \leq 2 \cdot 10^{-6}$ $B.R. (\gamma \rightarrow e^+ e^-) \leq 3 \cdot 10^{-4}$

Таблица 5

Оценка дисперсивной части амплитуды  $\gamma - \mu^+ \mu^-$ -распада в различных моделях для структуры  $\gamma - \gamma \gamma$ -вершины

Модель	Вид форм-фактора, описывающего $\gamma \gamma \gamma$ -вершину, и оценка $X^2$
1° [47]	Грубый феноменологический форм-фактор (обрезание): $F_2(q_1^2, q_2^2) = \begin{cases} 1 & q_{1,2}^2 < \mu^2 \\ 0 & q_{1,2}^2 > \mu^2 \end{cases}$ $X^2 = Y^2$ при $\mu = 1,6$ ГэВ
2° [48]	Феноменологический форм-фактор: $F_2(q_1^2, q_2^2) = \frac{\mu^2}{\mu^2 - q_1^2 - q_2^2}$ $X^2 = Y^2$ при $\mu \approx 1,6$ ГэВ
3° [6]  Модель $\gamma VV$  (оба фотона связаны с $\gamma$ -мезоном через векторные мезоны)	a) Один векторный мезон: $F_2(q_1^2, q_2^2) = \frac{1}{(1-q_1^2/m_V^2)} \cdot \frac{1}{(1-q_2^2/m_V^2)}$ b) Модель векторной доминантности с $SU(3)$ (см. § 2): $F_2(q_1^2, q_2^2) = \frac{\sum_{\nu=\rho, \omega, \varphi} (\partial_{2\nu\rho}/\partial_{\nu\rho})(1-q_1^2/m_\nu^2)(1-q_2^2/m_\nu^2)}{\sum_{\nu=\rho, \omega, \varphi} (\partial_{2\nu\varphi}/\partial_{\nu\varphi})}$ В приближении угла смешивания $\psi = 0$ получаем: $F_2(q_1^2, q_2^2) = \frac{(1-q_1^2/m_\rho^2)^{1/2}(1-q_2^2/m_\rho^2)^{1/2}}{1 + \frac{1}{2} - \frac{1}{3}}$ Отсюда дисперсивная амплитуда $X(VDM; SU_3) = \frac{3}{2} \left[ X(m_\rho) + \frac{1}{9} X(m_\omega) - \frac{4}{3} X(m_\varphi) \right],$ $(X^2/Y^2)_{VDM; SU(3)} \approx 10^{-2}$

Продолжение таблицы 5

Модель	Вид форм-фактора, описывающего $\gamma\gamma\rightarrow$ -вершину, и оценка $\chi^2$
4° [6]  Модель $\gamma V \gamma$   (только один фотон связан с $\gamma$ через векторный мезон)	a) $F_\gamma(q_1^2; q_2^2) = \left[ \frac{0,5}{1-q_1^2/m_V^2} + \frac{0,5}{1-q_2^2/m_V^2} \right]$ — один векторный мезон  b) $F_\gamma(q_1^2; q_2^2) = \sum_{V=\rho\omega\varphi} (g_{2V\gamma}/g_{V\gamma}) \left[ \frac{0,5}{1-q_1^2/m_V^2} + \frac{0,5}{1-q_2^2/m_V^2} \right] / \sum_V (g_{2V\gamma}/g_{V\gamma})$  ( $V=\rho, \omega, \varphi$ )  Эта модель приводит к форм-фактору в $\gamma\rightarrow\mu^+\mu^-$ -распаде $F_\gamma(m_{\mu^+\mu^-}^2; 0)$ с наклоном $\frac{dF_\gamma}{dq_1^2} \Big _{q_1^2=0} = \frac{1}{2} \left( \frac{dF_\rho}{dq_1^2} \Big _{q_1^2=0} \right)_{VDM} \simeq \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{m_\rho^2}$ , что противоречит эксперименту (3.2)
5° [39]  Модель барионных петель 	$\chi^2 \approx 2,4 Y^2$  Эта модель приводит к форм-фактору в $\gamma\rightarrow\mu^+\mu^-$ -распаде $F_\gamma(q_1^2=m_{\mu^+\mu^-}^2; 0)$ с наклоном $\frac{dF_\gamma}{dq_1^2} \Big _{q_1^2=0} = \frac{1}{12} \cdot \frac{1}{M_N^2} \simeq 0,1 \text{ ГэВ}^{-2} \text{с}^4$ , что противоречит эксперименту (§ 3.2 и 4).

Новые экспериментальные исследования  $\gamma\rightarrow\mu^+\mu^-$ -распада [49] были осуществлены в опытах на установке "Лептон-Г" одновременно с изучением других редких электромагнитных распадов, о которых говорилось выше (см. 3.2). Источником  $\gamma$ -мезонов по-прежнему служила бинарная реакция (37).

В процессе обработки данных были отобраны события с двумя мюонами ( $E_\mu > 4,5$  ГэВ), образованными в мишени установки и не сопровождающимися дополнительными треками заряженных частиц, выходящими из вершины взаимодействия. Кроме того, требовалось,

чтобы в гаммоскопическом спектрометре отсутствовали фотонные или адронные ливни, т.е. чтобы  $\gamma$ -спектрометр использовался в режиме "антисовпадений" с низким порогом по энергии (0,5 ГэВ для  $\gamma$ -кванта).

Для окончательного анализа были отобраны события, кинематика которых соответствовала эксклюзивной реакции  $\pi^- p \rightarrow \mu^+ \mu^- n$ , и был исследован спектр эффективных масс мюонных пар в этой реакции. Как видно из рис. 21, где приведен полученный массовый спектр, в нем доминируют события реакции  $\pi^- p \rightarrow \rho(\omega) n \rightarrow \mu^+ \mu^- n$  (39). В области  $\omega$ -мезона в спектре выделяется пик, который соответствует распаду  $\omega \rightarrow \mu^+ \mu^-$  (59).

Ширина этого пика определяется аппаратурным разрешением, а масса, равная  $(551 \pm 4)$  МэВ/с<sup>2</sup>, совпадает с табличным значением для  $\omega$ -мезона. Пик содержит  $27 \pm 8$  событий распада (59), возбуждаясь над фоном более чем на пять стандартных отклонений.

Одновременно с изучением процесса (59) на той же установке регистрировались события более интенсивного распада  $\omega \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$  (32). Это позволило детально изучить фоновые условия для регистрации распада (59) и провести надежное измерение величины его относительной вероятности. Фон под пиком  $\omega$ -мезона имеет физическую природу и может быть описан в модели векторной доминантности как прямой процесс образования мюонных пар. Вклад распада  $\omega \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ , а также распадов мезонов на лету пренебрежимо мал.

Для определения относительной вероятности распада  $\omega \rightarrow \mu^+ \mu^-$  была использована нормировка на число зарегистрированных одновременно событий распада (32) и определенная ранее величина  $B.R.(\omega \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma) = (3,1 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}$  (43). Эффективность установки для распадов (59) и (32) была вычислена методом Монте-Карло.

Полученная в результате относительная вероятность распада (59) оказалась равной:

$$B.R.(\omega \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (6,5 \pm 2,1) \cdot 10^{-6}. \quad (64)$$

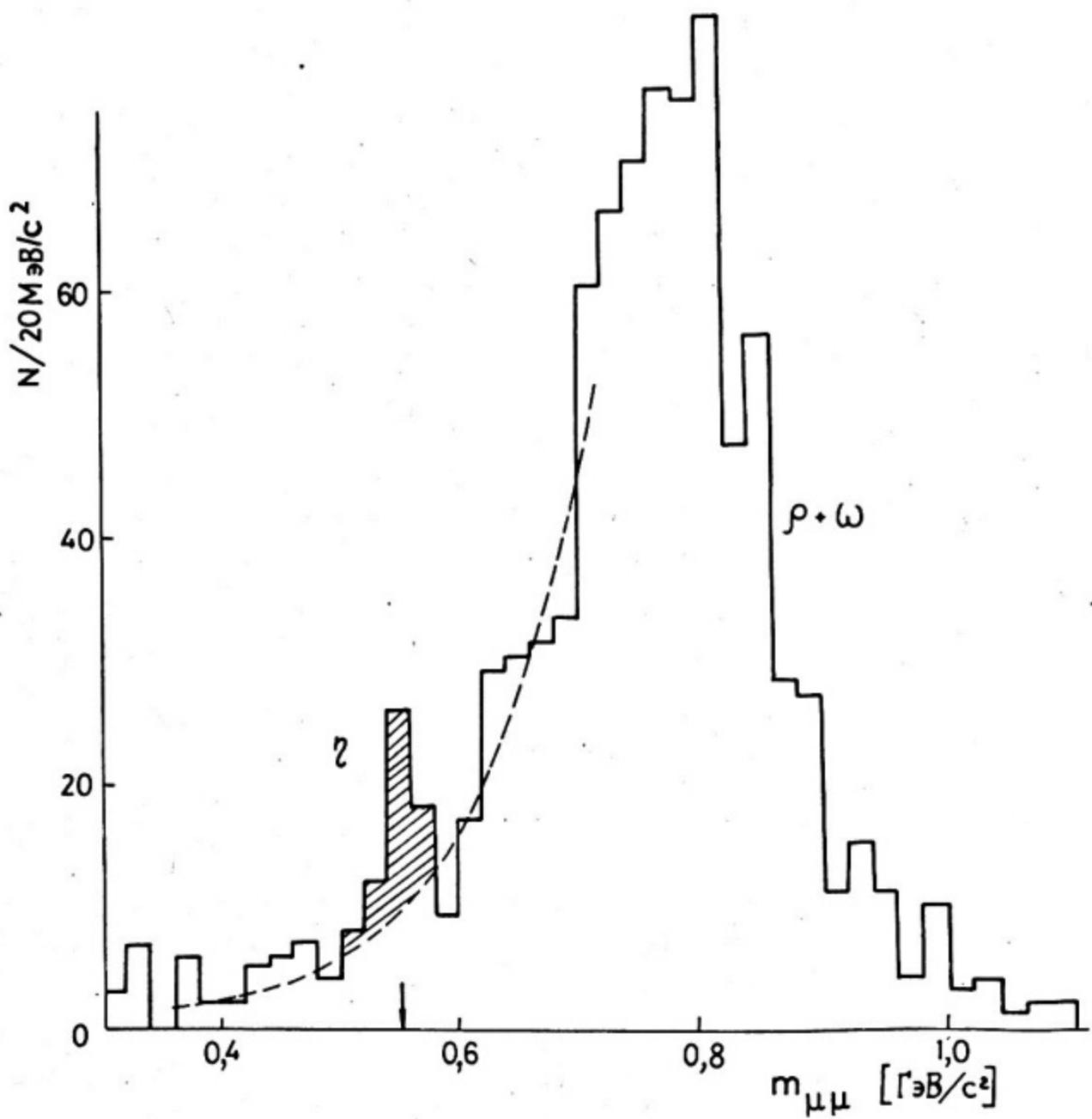


Рис. 21. Спектр масс  $\mu^+\mu^-$  пар [49]:  
стрелка указывает табличное значение массы  $\gamma$ -мезона;  
пунктирная кривая – результат фитирования фона

Эта величина втрое меньше предыдущего значения  $146 J$ . Она хорошо согласуется с указанными выше теоретическими оценками и полностью устраняет "проблему большой действительной части" амплитуды (59).

### § 6. РАСПАД $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$

Выражение типа (60) справедливо для отношения ширин распадов произвольного псевдоскалярного мезона на лептонную пару и на два фотона  $\Gamma(P \rightarrow e^+e^-)/\Gamma(P \rightarrow 2\gamma)$ . Это отношение, в силу сохранения спиральности лептонов, оказывается пропорциональным  $\xi^2 = m_p^2/m_\rho^2$ . Таким образом, распады псевдоскалярных мезонов с испусканием электронной пары существенно подавлены по сравнению с мюонными распадами этих частиц. Так, унитарные пределы для электронных распадов  $\pi^0$  и  $\gamma$ -мезонов  $B.R.(\pi^0 \rightarrow e^+e^-) = 4,7 \cdot 10^{-8}$  и  $B.R.(\gamma \rightarrow e^+e^-) = 1,6 \cdot 10^{-9}$ . Из-за очень малой вероятности электронных распадов наибольшие шансы на успех имеют поиски процесса.

$$\pi^0 \rightarrow e^+e^-, \quad (65)$$

так как существуют весьма интенсивные источники  $\pi^0$ -мезонов.

Одновременно с исследованием далитцевских распадов  $\pi^0$ -мезона в ЦЕРНе (см. 3.I) на той же самой установке были проведены поиски распада (65), которые может быть даже обнаружили его существование [50] (см. табл. 4). В этом эксперименте был исследован очень большой набор событий, соответствующих распаду  $K^+$ -мезонов первичного пучка на лету по каналу  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \rightarrow e^+e^- + \gamma$ , т.е. событий далитцевских  $\pi^0$ -распадов (напомним, что  $\gamma$ -кванты непосредственно не регистрировались, а восстанавливались кинематически).

На рис. 22, а\* показана жесткая часть спектра  $m_{e^+e^-}$  в области массы  $\pi^0$ -мезона  $0,9 \leq X = m_{e^+e^-}/m_{\pi^0} \leq 1,06$ , изображенная на двумерном плоте, в котором по второй координате отложено фитированное значение энергии "  $\gamma$ -кванта" из распада  $K^+ \rightarrow \pi^+ [\pi^0 \rightarrow e^+e^-(\gamma)]$ . Сопоставление измеренного спектра с результатами расчетов по методу Монте-Карло (рис. 22, б-г) для процесса  $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$  и основных фоновых процессов  $\pi^0 \rightarrow e^+e^- + \gamma$  и  $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+e^-$  позволило авторам сделать вывод, что в области  $0,94 \leq X \leq 1,02$  наблюдается избыток событий над ожидаемым фоном: 7 событий, которые после вы-

\* Представлены данные по поиску  $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$ -распада при анализе процесса  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \rightarrow e^+e^- + (\gamma)$ ;  $\gamma$ -квант не регистрируется, а определяется из кинематического фита. Поэтому событиям  $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$  соответствует очень малая энергия "  $\gamma$ -кванта".

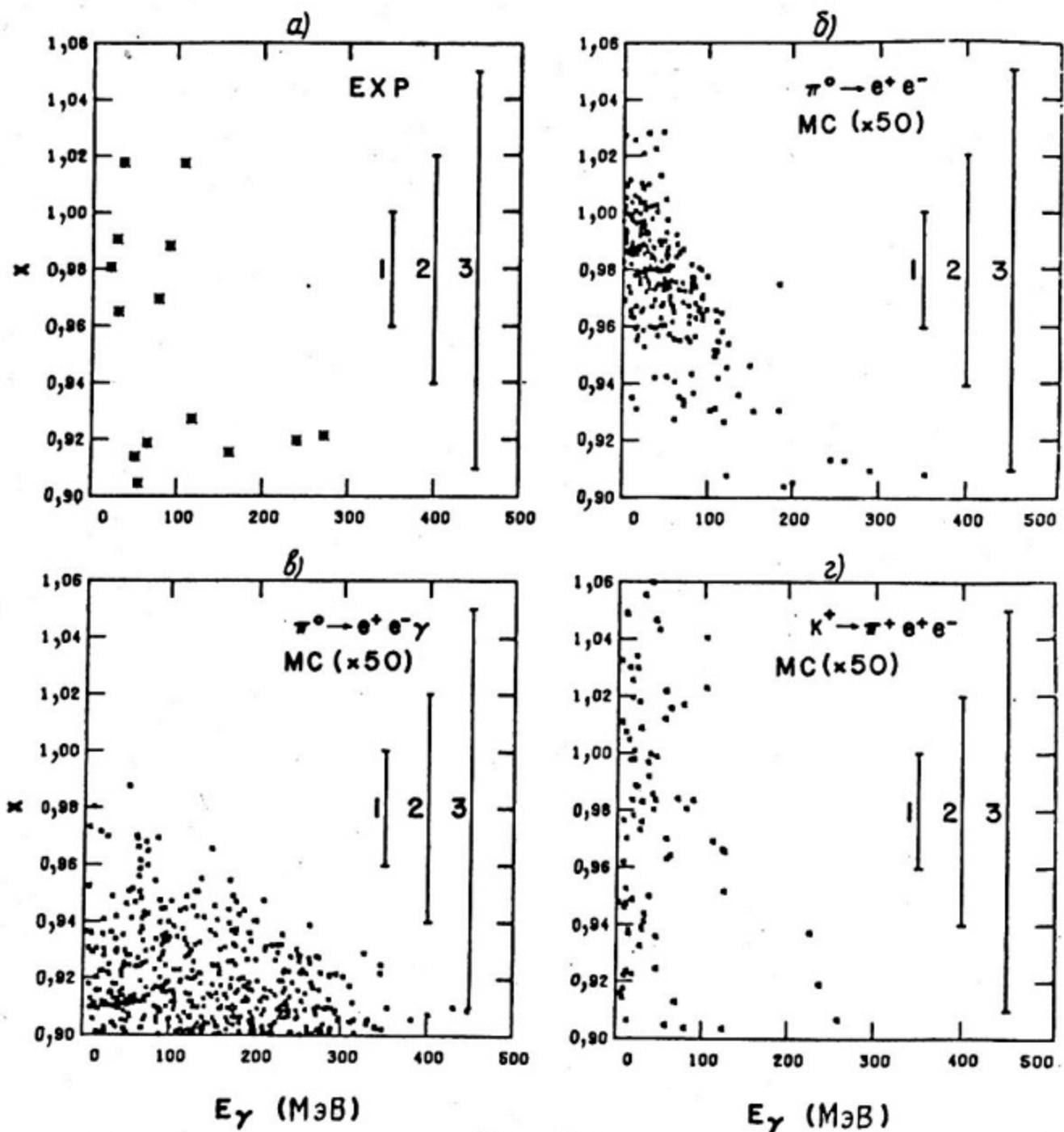


Рис. 22:

а - двумерный плот для экспериментальных событий-кандидатов в  $\pi^0 \rightarrow e^+ e^-$  в переменных  $X = m_{e^+ e^-} / m_{\pi^0}$  и  $E_\gamma$ ; б, в, г - то же самое для ожидаемых распределений согласно расчетам по методу Монте-Карло для следующих процессов: б -  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ ,  $\pi^0 \rightarrow e^+ e^-$ ; в -  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ ;  $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ ; г -  $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$  (со статистикой, в 50 раз превышающей число событий в экспериментальном распределении); 1, 2, 3 - различные области отбора событий по  $x$

читания фона превращаются в 5,6 события, интерпретируемых как проявление распада  $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$ . Оценка величины относительной вероятности

$$B.R.(\pi^0 \rightarrow e^+e^-) = (2,23 \begin{array}{l} +2,4 \\ -1,1 \end{array}) \cdot 10^{-7} \quad (66)$$

(ошибки – чисто статистические и приведены на 90%-ном уровне достоверности). Это примерно на два стандартных отклонения превышает унитарный предел  $B.R.(\pi^0 \rightarrow e^+e^-)_{\text{унит}} = 0,47 \cdot 10^{-7}$ .

В настоящее время в ЦЕРНе проводится эксперимент по поискам  $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$ -распада, обладающий на порядок большей чувствительностью по сравнению с описанным здесь опытом [51]. Можно надеяться, что он позволит окончательно разрешить вопрос о существовании распада (65) и его относительной вероятности.

## § 7. ПОИСКИ РАСПАДОВ $P' \rightarrow P\ell^+\ell^-$

Распады псевдоскалярных мезонов

$$P' \rightarrow P\ell^+\ell^- \quad (67)$$

могут происходить в двухфотонном приближении согласно диаграмме рис. 23, а (однофотонный процесс – рис. 23, г – запрещен сохранением зарядовой четности). Ширина распада (67) зависит от структуры  $P \rightarrow P\ell^+\ell^-$ -вершины. Для описания этой структуры может быть использована, например, модель векторной доминантности (рис. 23, б) [52] или модель  $\mathcal{E}(\delta)$ -доминантности (рис. 23, в), близкие к [53]. Следует иметь в виду, что для второго механизма из-за сохранения спиральности лептонов распады с испусканием электронной пары дополнительно подавлены по отношению к мюонным распадам примерно на 2 порядка [53].

Двухфотонный механизм приводит к очень малым ширинам распадов типа (67) ( $B.R. \ll 10^{-6}$ ), что делает эти распады весьма чувствительными к проявлению различных экзотических процессов.

Например, если существуют легкие хиггсовские частицы  $H$  ( $J^P = 0^+$ ), то они могут быть обнаружены по распаду на мюонную пару:

$$P' \rightarrow PH \rightarrow \mu^+\mu^- \quad (68)$$

До настоящего времени известно только одно экспериментальное ограничение на массу хиггсовских бозонов  $M_H$ , полученное при поисках распада  $K^+ \rightarrow \pi^+ H \rightarrow \pi^+ \mu^+\mu^-$  ( $M_H > 350$  МэВ/с<sup>2</sup>). Другим при-

мером экзотики является возможное нарушение зарядовой четности в электромагнитных взаимодействиях (как в модели /54/). В этом случае процессы (67) могли бы идти в однофотонном приближении (рис. 23, г) с вероятностью, намного превышающей двухфотонные оценки.

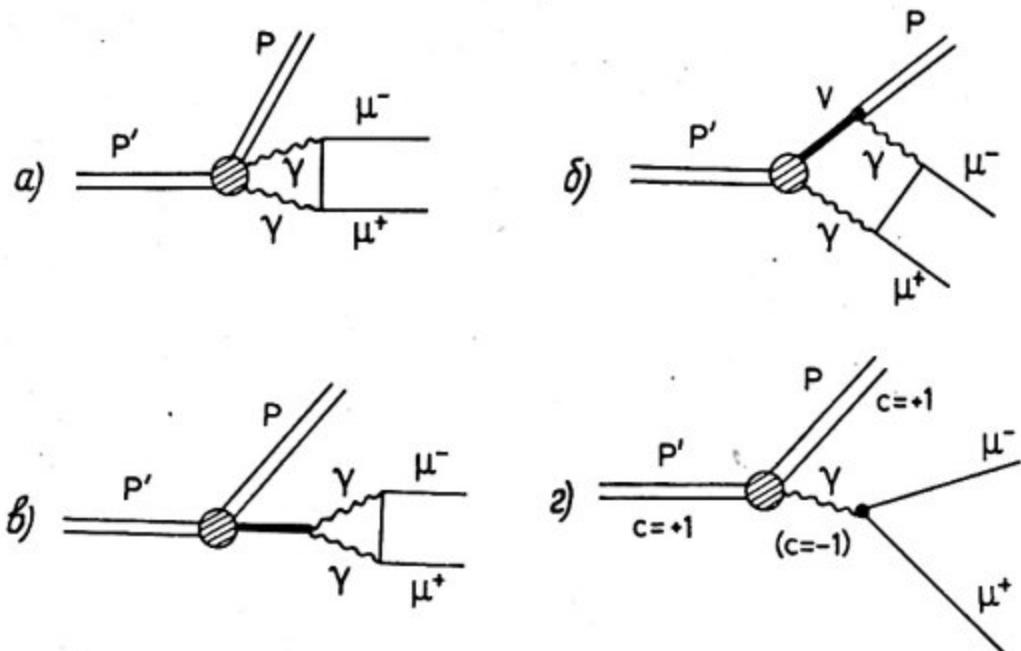


Рис. 23. Фейнмановские диаграммы для распадов  $P' \rightarrow P, \gamma, \mu^-$ :  
 а - общий вид двухфотонной вершины; б - двухфотонная вершина в модели векторной доминантности;  $V$  - векторный мезон; в - двухфотонная вершина в модели  $\sigma(\epsilon)$ -доминантности; г - однофотонный процесс с нарушением С-четности (из-за отрицательной С-четности фотона)

Поиски распадов типа (67) проводились во многих экспериментальных работах с очень разнообразной методикой: от первых и не слишком чувствительных опытов в пузырьковых камерах до сложных электронных экспериментов, обладавших высокой избирательностью и светосилой. Ни в одном из этих опытов электромагнитные переходы между псевдоскалярными состояниями с испусканием лептонной пары обнаружить не удалось. Были получены верхние границы для относительных вероятностей этих распадов. Данные самых чувствительных экспериментов приведены в табл. 6.

В качестве иллюстрации мы рассмотрим поиски распадов

$$\gamma \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-, \quad (69)$$

$$\gamma' \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-, \quad (70)$$

$$\gamma' \rightarrow \eta \mu^+ \mu^-, \quad (71)$$

$$\gamma \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^- \gamma, \quad (72)$$

проведенные в 1980 году в ИФЭ на установке "Лептон-Г" / 55/ одновременно с исследованием ряда других редких электромагнитных распадов, о которых говорилось выше (§ 3.2 и 5). Источниками  $\gamma$ - и  $\gamma'$ -мезонов служили, как и раньше, бинарные реакции  $\pi^- p \rightarrow \gamma p$  и  $\pi^- p \rightarrow \gamma' p$ . В течение эксперимента через мишень установки было пропущено  $5 \cdot 10^{11}$   $\pi^-$ -мезонов, что соответствовало образованию  $2 \cdot 10^7$   $\gamma$ -мезонов и  $10^7$   $\gamma'$ -мезонов в бинарных процессах.

Методика измерений и процедура обработки данных была аналогична использованной ранее в экспериментах по обнаружению и исследованию редкого распада  $\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$  [21, 22] и 3.2). Были отобраны события, соответствующие эксклюзивной реакции  $\pi^- p \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma \gamma p$  с энергиями мюонов и  $\gamma$ -квантов выше 4,5 ГэВ и 1,4 ГэВ соответственно. На рис. 24 приведено двумерное распределение всех отобранных событий по эффективным массам  $\mu^+ \mu^- \gamma \gamma$  и  $\gamma \gamma$ -систем,  $m_{\mu^+ \mu^- \gamma \gamma}$  и  $m_{\gamma \gamma}$ . Концентрация событий в области  $m_{\mu^+ \mu^- \gamma \gamma} = m_\omega$  и  $m_{\gamma \gamma} = m_{\pi^0}$  соответствует распаду  $\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ .

В области III, отвечающей, с учетом разрешения установки, распаду (71), содержится только одно событие. В областях I, II нет заметного превышения над равномерным фоном.

Таким образом, в рассматриваемом эксперименте распады (69) – (71) не наблюдались. Высокая чувствительность опыта позволяет установить низкие границы для вероятностей этих процессов, на несколько порядков улучшающие существовавшие ранее пределы (см. табл. 6).

При расчетах эффективности установки для распадов (69) – (71) использовалось несколько предположений о механизме распада: векторная доминантность,  $\delta(\varepsilon)$ -доминантность, модель фазовых объемов. Оказалось, что величины эффективности, полученные для разных моделей, совпадают между собой с точностью до нескольких процентов. Это показывает, что полученные граничные оценки модельно-независимы.

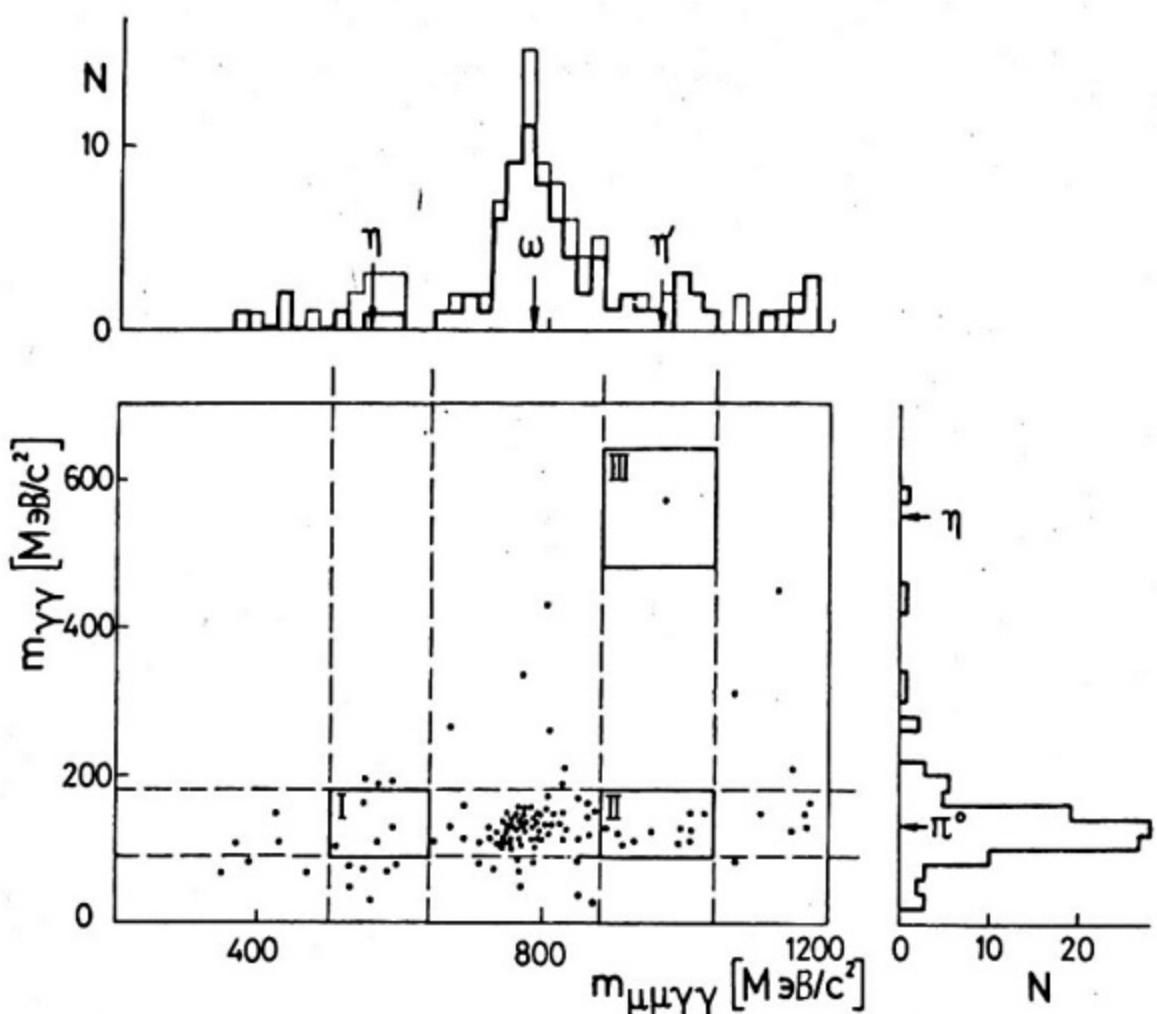


Рис. 24. Двумерное распределение событий типа  $\pi^- p \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma\gamma$  по эффективным массам  $\mu^+\mu^-\gamma\gamma$ - и  $\gamma\gamma$ -систем  $E_\mu > 4,5$  ГэВ,  $E_\gamma > 1,4$  ГэВ [52]:

I – III – области, соответствующие распадам (69)–(71) с учетом экспериментального разрешения; внешняя гистограмма – все события; внутренняя гистограмма – с отбором  $m_{\mu\mu} \approx m_{\pi\pi}$ ; стрелками указаны табличные значения масс мезонов

В табл. 6 представлены также результаты поиска распада (72). Для выделения этого распада был построен спектр эффективных масс  $\pi^0\mu^+\mu^-\gamma\gamma$ -систем, образованных в эксклюзивной реакции  $\pi^- p \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma\gamma\gamma\gamma$ . В полученном спектре масс в области  $\gamma$ -мезона событий такого типа не наблюдалось. Отсюда был установлен низкий предел для относительной вероятности распада (72), представляющий, возможно, интерес в связи с проблемой большой вероятности распада  $\gamma \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$  [31].

Как отмечалось выше, распады (69) – (71) могут быть использованы для поисков легких хиггсовских бозонов. Хотя существующие сейчас представления о природе слабых взаимодействий отдают предпочтение тяжелым хиггсовским частицам, нужно отметить, что в моделях с несколькими дублетами хиггсовских бозонов теоретических ограничений снизу на их массу не существует. Следовательно, поиски хиггсовских частиц следует проводить во всем возможном диапазоне масс.

Теоретическая ситуация была подробно рассмотрена в работах [60, 61]. Характерной особенностью взаимодействия хиггсовских бозонов с фермионными полями является рост константы связи с массой фермионов. Поэтому при массах  $M_H \leq 2m_\pi$  хиггсовские частицы распадаются, в основном, на мюонную пару:

$$H \rightarrow \mu^+ \mu^- \quad (73)$$

Выше открывается новый канал распада  $H \rightarrow \pi\pi$ , но при не очень больших массах  $H$  мода (73) остается доминирующей:

$$B.R. (H \rightarrow \mu^+ \mu^-) = \left[ 1 + \frac{3}{4} \left( \frac{m_\pi^2}{m_\mu M_H} \right)^2 \frac{(1 - 4m_\pi^2/M_H^2)^{1/2}}{(1 - 4m_\mu^2/M_H^2)^{3/2}} \right] \quad (74)$$

( $\geq 0,9$  при  $M_H \leq 0,5$  ГэВ/с<sup>2</sup>). При этом время жизни хиггсовских частиц  $\tau_H < 10^{-15}$  с.

Легкие хиггсовские бозоны естественно искать в процессах типа (68):

$$\gamma \rightarrow \pi^0 H \xrightarrow{\mu^+ \mu^-}, \quad (75)$$

$$\gamma' \rightarrow \pi^0 H \xrightarrow{\mu^+ \mu^-}, \quad (76)$$

$$\gamma' \rightarrow \gamma H \xrightarrow{\mu^+ \mu^-}. \quad (77)$$

Распады (75) – (77) – полуслабые и должны иметь вероятность  $B.R. \sim 10^{-5}$ . Таким образом, рассматриваемый эксперимент достаточно чувствителен для поиска легких хиггсовских частиц.

Более детальные расчеты распада (75) [61] показали, что он, по-видимому, сильно подавлен из-за компенсации диаграммы прямого образования хиггсовских бозонов полюсными диаграммами (рис. 25). В распадах (76) и (77), согласно А.И. Вайнштейну, вклад полюсных членов мал и доминирует диаграмма прямого взаи-

Таблица 6

Верхние пределы вероятностей для электромагнитных распадов типа  $P' \rightarrow P\ell^+ \ell^-$

Работа	Краткая характеристика установки	Верхние пределы для относительной вероятности $\mathcal{B}R(P' \rightarrow P\ell^+\ell^-) (90\%-ный уровень достоверности)$				
		$\ell^+ \pi^0 e^+ e^-$	$\ell^+ \pi^0 \mu^+ \mu^-$	$\ell^+ \pi^0 \nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	$\ell^+ \pi^0 e^+ e^-$	$\ell^+ \pi^0 \mu^+ \mu^-$
ИФВЭ, 1980 г. [55]	Установка "Лептон-Г" (см. 3.2). Автоматизированный спектрометр с регистрацией звя- раженных частиц и $\tau$ -квантов; измерение их импульсов и энер- гий; идентификация мюонов	-	$5 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-6}$	-	$6 \cdot 10^{-5}$
1976 г. Дубна [56]	Ксеноновая 30-литровая пу- зырьковая камера	$1,6 \cdot 10^{-4}$	-	-	$0,8 \cdot 10^{-3}$	-
1975 г. [57]	Спектрометр с оптическими искровыми камерами; идентифи- кация электронов газовыми ренковскими счетчиками	$4,5 \cdot 10^{-5}$	-	-	-	-
1968 г. [58]	Установка с искровыми каме- рами и железными фильтрами для измерения пробега мюонов и для их идентификации	-	$5 \cdot 10^{-4}$	-	-	-
1965 г. [59] $LRL + BNL$	Жидкокристаллическая пузырьковая камера	-	-	$1,3 \cdot 10^{-2}$	-	$1,1 \cdot 10^{-2}$

модействия (рис. 25, а). Последнее связано со спецификой  $\gamma'$ -мезона, масса которого не пропорциональна массам составляющих夸арков. Соответствующие оценки для вероятностей распадов составляют

$$B.R.(\gamma' \rightarrow PH) = \frac{\rho_H^* g_{\gamma' PH}^2}{8\pi m_{\gamma'}^2 \Gamma(\gamma' \rightarrow \text{ccc})}. \quad (78)$$

Здесь  $P = \pi^0, \gamma$ ;  $\rho_H^*$  — импульс хиггсовского бозона в системе покоя  $\gamma'$ -мезона, а константы взаимодействия

$$g_{\gamma' \pi^0 H} = \sqrt{\frac{2}{3}} m_\pi^2 \left( \frac{m_d - m_u}{m_d + m_u} \right) \left( \frac{G}{\sqrt{2}} \right)^{1/2}, \quad (79)$$

$$g_{\gamma' \gamma H} = \sqrt{2} \left( m_{\gamma'}^2 - m_\pi^2 \right) \left( \frac{G}{\sqrt{2}} \right)^{1/2}, \quad (80)$$

$m_{u,d}$  — массы  $u$ - и  $d$ -кварков;  $G/\sqrt{2}$  — константа слабого взаимодействия.

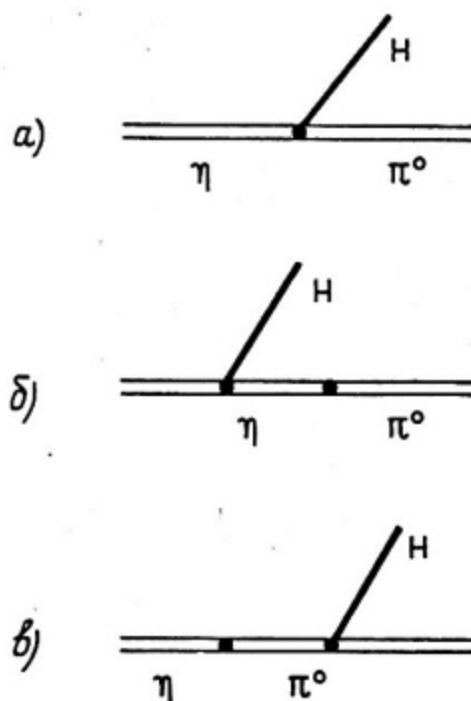


Рис. 25. Фейнмановские диаграммы для распада  $P' \rightarrow PH$ :  
 а — прямое образование хиггсовских частиц; б, в — полосные  
 графики образования хиггсовских частиц

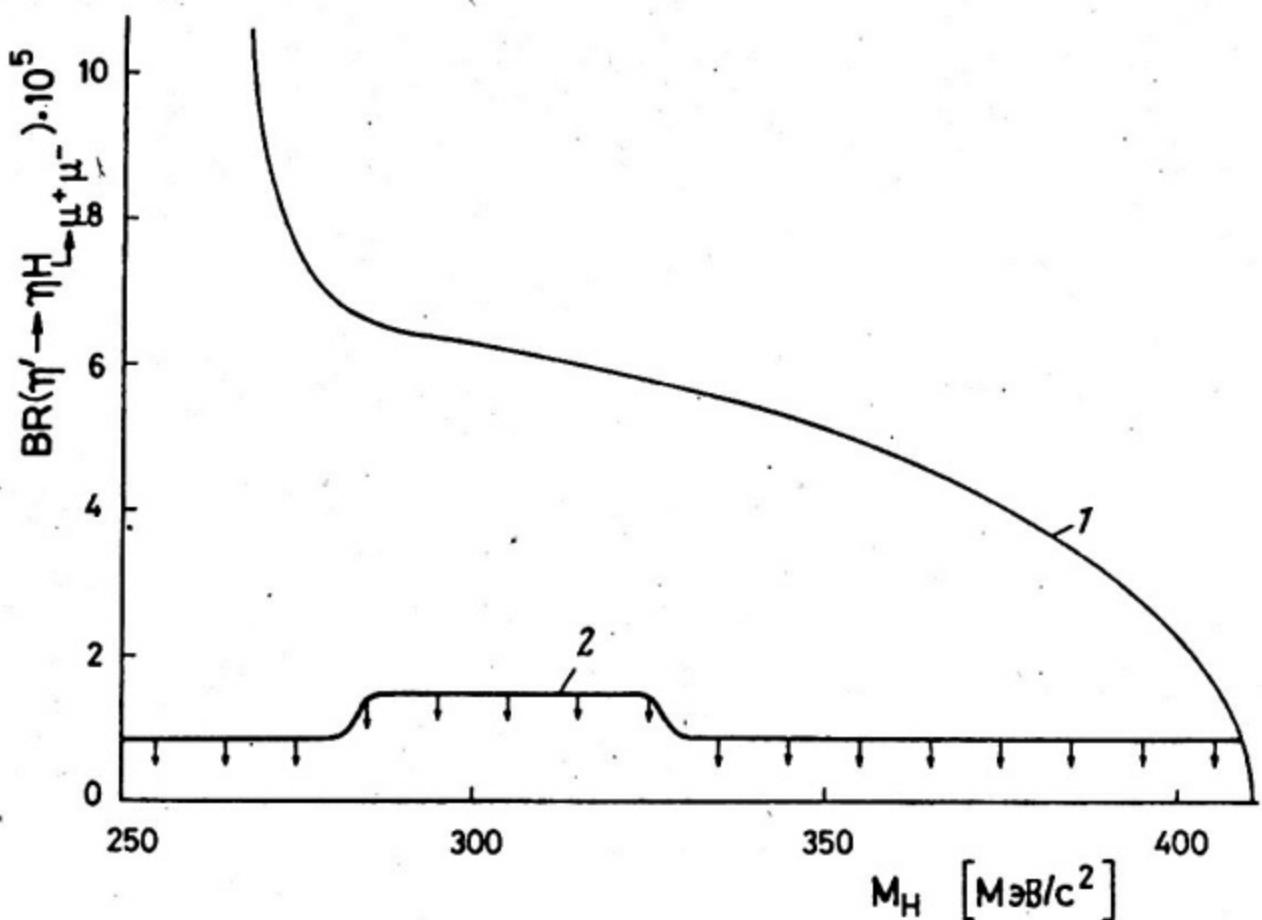


Рис. 26. Данные о распаде  $\gamma' \rightarrow \gamma H \rightarrow \mu^+ \mu^-$  [52] :  
 1 – теоретическая оценка относительной вероятности распада по формулам (78) и (80); 2 – экспериментальные верхние границы (90%-ный уровень достоверности)

На рис. 26 представлены результаты расчета для распада (77) и экспериментальные граничные оценки. Как видно из рисунка, эксперимент позволяет (если константа взаимодействия определяется соотношением (80)) исключить существование хиггсовских бозонов во всем кинематически доступном в распаде (77) интервале, т.е.

$$M_H > 409 \text{ МэВ/с}^2.$$

Данные по распаду (79) не обладают достаточной чувствительностью для поисков хиггсовских частиц.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, опыты последних лет позволили впервые получить важную информацию об электромагнитной структуре нейтральных мезонов. Полученные здесь данные, с одной стороны, подтвердили правильность наших общих представлений о существенной роли векторных мезонов в механизмах взаимодействия夸арков с фотонами, а с другой - выявили некоторые новые детали этого процесса, нуждающиеся в более подробном экспериментальном и теоретическом анализе. В этой связи рассмотрим кратко перспективы дальнейших исследований электромагнитной структуры нейтральных мезонов.

Опыты по изучению распадов  $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$  могут проводиться на "мезонных фабриках", где возможно существенное увеличение статистики. Однако трудности, связанные с радиационными поправками и радиационными процессами в веществе установки, останутся. Тщательное экспериментальное изучение  $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ -распадов на "мезонных фабриках" представляется очень желательным для выяснения вопроса о том, существуют ли в этом процессе заметные нарушения векторной доминантности, противоречащие анализу [36].

В опытах по изучению далитцевских распадов  $\gamma$ ,  $\gamma'$ ,  $\omega$ -мезонов типа тех, которые проводились в ИФВЭ на установке "Лептон", дальнейшее продвижение осуществить довольно трудно. Напомним, что в уже выполненных экспериментах полный поток  $\pi^-$ -мезонов составлял  $\sim 5 \cdot 10^{11}$  частиц, а эффективность установки к разным процессам лежала в интервале 10-20%. Поэтому очень существенного увеличения светосилы опытов достигнуть нельзя, и ценой весьма значительных усилий статистика для изучения распадов (32) - (34) может быть увеличена всего в несколько раз. Даже такое увеличение представляется желательным - особенно для распадов  $\gamma'$ - и  $\omega$ -мезонов. Ожидаемая относительная вероятность других далитцевских распадов, таких, как  $\phi \rightarrow \gamma \mu^+ \mu^-$ ,  $\phi \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$  весьма мала ( $< 10^{-5}$ ) и изучение их очень затруднено.

Следует отметить, что в опытах на установке "Лептон" источниками исследуемых мезонов служили бинарные перезарядочные процессы (37) при больших энергиях, сечения которых составляют несколько микробарн. В то же время в инклузивных процессах при тех же энергиях сечения образования этих мезонов превышают сечения реакций (37) на 1 - 2 порядка. Однако при этом существен-

но ухудшаются фоновые условия опытов, а более мягкий спектр образующихся частиц требует для сохранения эффективности увеличения размеров установки.

Примерно такого же увеличения сечений бинарных реакций образования мезонов можно достичнуть при малых начальных энергиях  $\pi$ -мезонов (1 - 2 ГэВ). Но при этих энергиях для светосильных опытов нужны очень большие установки. Кроме того, при малых энергиях возникают трудности в идентификации вторичных частиц - мюонов и  $\gamma$ -квантов, растет фон от  $\pi \rightarrow \mu$ -распадов на лету, и т.д. Сложной задачей становится организация хорошего триггерного запуска аппаратуры.

Возможны поиски компромиссных путей - использования определенных полуинклузивных процессов, оптимальный выбор размеров установки и энергии первичного пучка и т.д. Но все же, имея в виду многочисленные трудности, перечисленные выше, вряд ли можно рассчитывать на быстрый прогресс в изучении форм-факторов частиц в далитцевских распадах.

Электромагнитная структура нейтральных мезонов может изучаться и совсем в других опытах: в различных реакциях на встречных  $e^+e^-$ -кольцах. Например, при образовании псевдоскалярных мезонов в двухфотонных взаимодействиях с регистрацией вторичных электронов (см. рис. 27, а) возможно изучение зависимости сечения процесса от переданных импульсов  $q_1^2$  или  $q_2^2$ , т.е. измерение переходных форм-факторов соответствующих мезонов. Далее, сечения процессов  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma\gamma, \omega\pi^0$  (см. рис. 27, б, в) оказываются пропорциональными переходным форм-факторам  $R\gamma$ -или  $\omega\pi^0$ -вершин. В подобных реакциях изучение переходных форм-факторов происходит в другой физической области по сравнению с далитцевскими распадами (см. рис. 27, г). Поэтому все эти измерения дополняют друг друга. Сечение процессов типа  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$  или  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  оказываются очень малыми ( $10^{-34}$  -  $10^{-35}$  см $^2$ ), что весьма затрудняет постановку соответствующих экспериментов. Для реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\omega$ , имеющей сечение порядка нескольких нанобарн, ситуация оказывается более благоприятной. Первые, хотя и довольно грубы опыты здесь были проведены (см., например, обсуждение этого вопроса в [62]). В ближайшее время можно ожидать дальнейшего развития этих исследований.

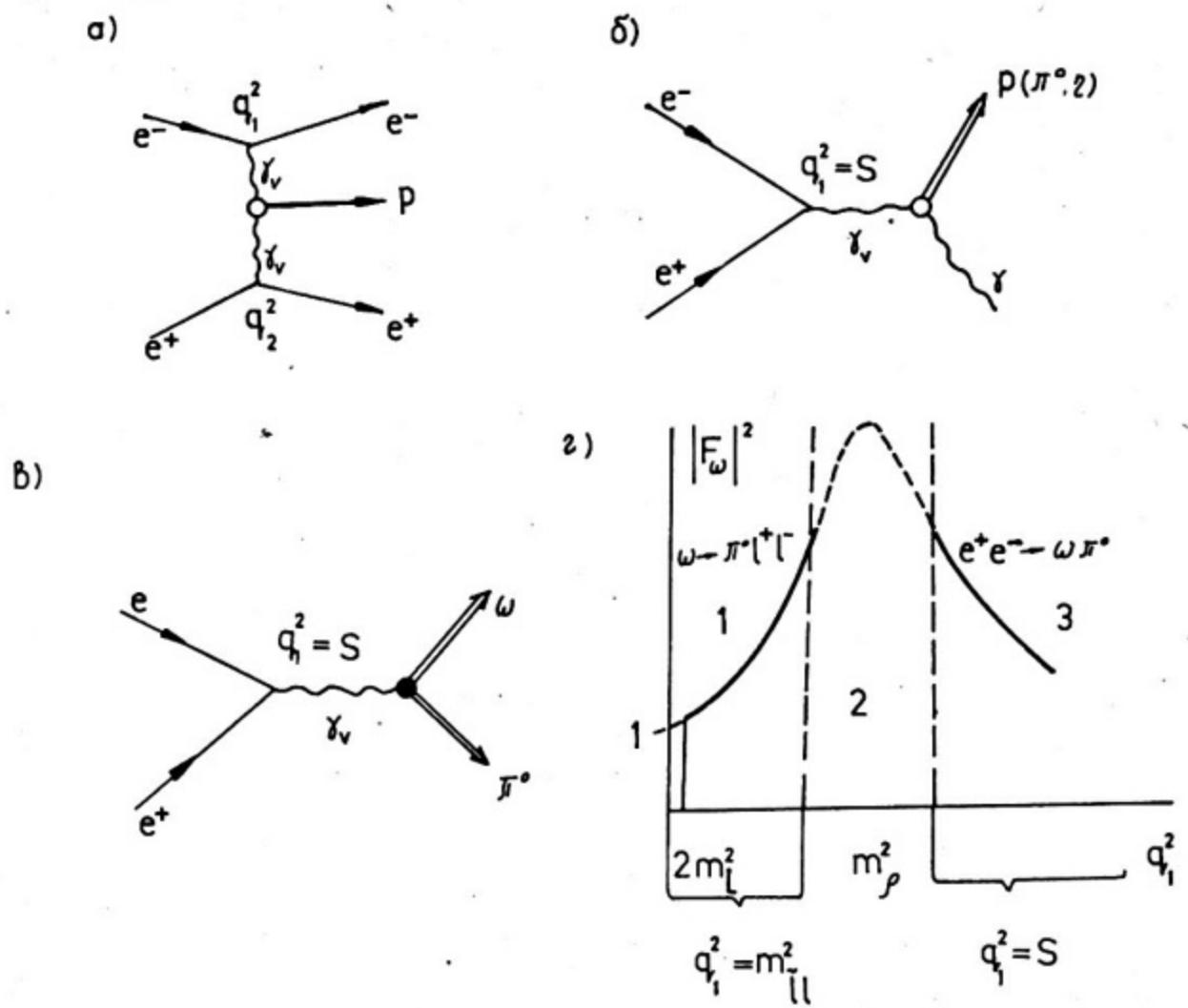


Рис. 27. Фейнмановские диаграммы различных процессов на встречных  $e^+e^-$ -пучках:

а - исследование  $F_P(q_1^2; q_2^2)$  при образовании псевдоскалярных мезонов  $P$  в  $\gamma_v\gamma_v$ -соударениях ( $\gamma_v$  - виртуальный фотон):

$\sigma(\gamma_v\gamma_v \rightarrow P) \sim |F_P(q_1^2; q_2^2)|^2$ ; б, в - образование  $P\pi$  и  $\omega\pi^0$  виртуальным фотоном:  $\sigma(e^+e^- \rightarrow P\pi) \sim |F_P(q_1^2, 0)|^2$ ; г - исследование переходного форм-фактора для  $\omega\pi^0$ -вершины в различных областях переданных импульсов; 1 - физическая область для распада  $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ ; 2 - нефизическая область; 3 - физическая область для реакции  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$

Результаты последних экспериментов по изучению электромагнитных лептонных процессов высших порядков позволили ликвидировать существовавшую трудность объяснения большой вероятности распада  $\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , т.е. устранить проблему большой действительной части амплитуды этого распада. Новые данные хорошо согласуются с результатами по электромагнитной структуре  $\gamma$ -мезона, полученными при анализе  $\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ .

Первые опыты по  $\pi^0 \rightarrow e^+ e^-$ -распаду носят пока еще слишком предварительный характер, чтобы можно было всерьез обсуждать вопрос о существенном превышении относительной вероятности этого процесса над соответствующим унитарным пределом. Можно ожидать, что здесь сравнительно скоро будут получены новые и более точные результаты в ведущихся сейчас экспериментах.

В ряде опытов были установлены очень низкие границы для ширин других лептонных электромагнитных распадов псевдоскалярных мезонов, представляющие значительный интерес для поисков различных экзотических процессов. Дальнейшее продвижение в этом направлении очень желательно, но связано с большими практическими трудностями как по увеличению светосилы и чувствительности опытов, так и по улучшению фоновых условий.

Хочется надеяться, что на следующих этапах исследований лептонных распадов легких мезонов станет возможным начать изучение не только электромагнитных, но и слабых процессов [63], хотя пока еще с трудом можно представить себе, как и когда эти мечты удастся реализовать.

---

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- I. *Melzon W. R. et al.* - *Phys. Rev. Lett.* 41, 1213 (1978).
2. *Dalitz R.H.* - *Proc. Phys. Soc.* A 64, 667 (1951).
3. *Sargent E.P., Cosnefins R. et al.* - *Rhys. Rev.* 98, 1349 (1955).
4. *Kroll N.M., Wada W.* - *Phys. Rev.* 98, 1355 (1955).
5. *Jarlskog C., Pilkuhn H.* - *Nucl. Phys.* B1, 264 (1967).
6. *Quigg C., Jackson J.D.* UCRL-18487 (1968).
7. *Lai C.H., Quigg C.* Препринт FNAL FN-296.2000.000 (1976).
8. Образцов В.Ф. Препринт ИФВЭ 70-II5 (1979).
9. Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами. - М.: Мир, 1975.
10. Сакураи Дж. Токи и мезоны. - М.: Атомиздат, 1972.
- II. *Gell-Mann M., Zachariasen F.* - *Phys. Rev.* 124, 953 (1961).
12. Буднев В.М., Карнаков В.А. Письма в ЖЭТФ. 29. 439 (1979).
13. *Samios N.P. et al.* - *Phys. Rev.* 121, 275 (1961).
14. *Kolrak H. et al.* - *Nuov. Cim.* 20, 115 (1961).
15. *Devons S. et al.* - *Phys. Rev.* 184, 1356 (1969).
16. *Fisher Jet al.* - *Phys. Lett.* 73B, 359 (1978).
17. *Kotlewski A.* Preprint Columbia Univ (1973).
18. *Jane M.R. et al.* - *Phys. Lett.* 59B, 103. (1975).
19. Бушнин Ю.Б. и др. - ЯФ. 28. I507 (1978); - *Phys. Lett.* 79B, 147 (1978).
20. Викторов В.А. и др. - ЯФ. 32. 998 (1980); - *Phys. Lett.* 94B, 548 (1980).
21. Викторов В.А. и др. - ЯФ. 29. I513 (1979); - *Phys. Lett.* 84B, 143 (1979).
22. Викторов В.А. и др. Препринт ИФВЭ 80-I78 (1980).
23. Викторов В.А. и др. - Письма в ЖЭТФ. 30. 387 (1979); - *Phys. Lett.* 88B, 379 (1979).
24. Викторов В.А. и др. - ЯФ. 32. I005 (1980).
25. *Rosselet L. et al.* - *Rhys. Rev.* D15, 574 (1977).
26. Бушнин Ю.Б. и др. Препринт ИФВЭ 80-57 (1980).
27. *Dahl O.J. et al.* - *Rhys. Rev. Lett.* 38, 54 (1977).
28. Апель В.Д. и др. - ЯФ. 29. I519 (1979); - *Nucl. Phys.* B152, 1 (1979).
29. *CERN/HERA compilation 72-1*, 1972; *Egtabrooks et al.* - *Nucl. Phys.* B81, 70 (1974).

30. Апель В.Д. и др. - ЯФ. 31, 167 (1980).
31. Barash-Schmidt N. et al. (Particle Data Group). - Rev. Mod. Phys. 52 N2 (1980).
32. Апель В.Д. и др. - ЯФ. 30. 366 (1979); - Phys. Lett. 83B, 131 (1979).
33. Ильин Н.В. и др. Препринт Сиб. ИЗМИРАН № II-80 (1980).
34. G. Kopp, Phys. Rev. D10. 932 (1974).
35. P. J. O'Donnell-Canad. Journ. of Phys. 55, 1301 (1977).
36. Высоцкий М.И., Шифман М.А. Препринт ИТЭФ № I34, 160 (1980).
37. Иванов А.И., Шехтер В.М. - ЯФ. 31, 530; 32. 796 (1980).
38. Ефимов Г.В. и др. - Письма в ЖЭТФ. 32. I; 60 (1980);  
Препринт ОИЯИ Е2-80-275; - Fortsch. der Phys. 27.403 (1979).
39. Prat-ap.M., Smith J. - Phys. Rev. D5. 2020 (1972).
40. Steinberger J. - Phys. Rev. 76. 1188 (1947).
41. Bergström L., Snellman N. Препринт Royal Institut of Technology (Stockholm) TRITA-TRY-80-16 (1980).
42. Bergström L., Snellman N. Препринт TRITA-TRY-80-5 (1980).
43. Мартемьянов Б.В. - ЯФ. 31. 999 (1980).
44. Davies et al.-Nuov. Cim. 24A. 324 (1974).
45. Geffen D.A., Young B.L. - Phys. Lett. 15. 316 (1965).
46. Hyams B.D. et al.-Phys. Lett. 29B. 128 (1969).
47. Drell S.D. - Nuov. Cim. 11. 693 (1959).
48. Berman S.M., Geffen D.A. - Nuov. Cim. 18. 1193 (1960).
49. Викторов В.А. и др. - ЯФ. 32. 1002 (1980).
50. Fischer J. et al.-Phys. Lett. 73B. 364 (1978).
51. Experiments at CERN in 1980. (SC-77). Препринт ЦЕРН (1980).
52. Cheng T.P. - Phys. Rev. 162, 1734 (1967).
53. Lee-Wilelyn Smith C.H. - Nuov. Cim. 40A. 234 (1967).
54. Bernstein J., Feinberg G., Lee T.D. - Phys. Rev. 139B. 1650 (1965).
55. Викторов В.А. и др. - ЯФ. 23. 93 (1976).
56. Мартынов А.С. и др. Препринт ИФВЭ 80-179 (1980).
57. Jane M.R. et al.-Phys. Lett. 59B. 99 (1975).
58. Wehmann et al.-Phys. Rev. Lett. 80. 748 (1968).
59. Rittenberg A. et al.-Phys. Rev. Lett. 15. 556 (1965).
60. Ellis J. et al.-Nucl. Phys. B106. 292 (1976).
61. Вайнштейн А.И. и др. - УФН. 131. 537 (1980).
62. Буднев Н.М., Орлов А.И. - Письма ЖЭТФ. 32. 390 (1980).
63. Woerfram S. - Nucl. Phys. B117. 109 (1976).

Леонид Григорьевич Ландсберг

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ РАСПАДЫ  
ЛЕГКИХ МЕЗОНОВ

Редактор Н.Н. Антонова  
Техн. редактор Н.М. Генкина  
Корректор В.З. Решетникова

---

Л-86180 Подписано в печать 18/X-1981 г. Формат 60 x 84 I/16

Объем 5 п.л. Уч.-изд. л. 4,5 Изд. № 052-1 Тираж 800 экз. Заказ 674 Цена 20 коп.

---

Типография МИФИ, Каширское ш., 1