

# МЕЗОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

К. Ланиус

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ  
НЕМЕЦКОЙ АКАДЕМИИ НАУК,  
БЕРЛИН-ЦОЙТЕН, ГДР

## А Н Н О Т А Ц И Я

Предлагаемое сообщение дает обзор противоречивого состояния экспериментальных исследований мезонных резонансов. В качестве схемы классификации использовалась простая модель кварков. Как правило, надежно установленные мезоны не рассматриваются. Обсуждаются проблемы особенно важные для дальнейшего развития мезонной спектроскопии.

## А B S T R A C T

A review of contradiction state of experimental research of meson resonances is proposed in this report.

The simple model of quarks was given how classification scheme.

As a rule a good established mesons are taken not in consideration.

Especially important problems are discussed for further development of meson spectroscopy.

## ВВЕДЕНИЕ

Следуя обычной классификации, различают частицы и резонансы [1]. Состояние называется частицей, если оно стабильно по отношению к распаду, обусловленному ядерными силами. Распад частицы может происходить вследствие электромагнитного или слабого взаимодействия. Состояние называется резонансом, если существуют открытые каналы распада по сильному взаимодействию. Вопрос «Что такое резонанс?» теоретически ставился в разное время. Сейчас в связи с введением концепции дуализма он вновь актуален [2]. В рамках этого экспериментального обзора данный вопрос не поднимается. Связанные с ним теоретические аспекты содержатся, например, в обзорном докладе Грeenберга [3] на конференции по элементарным частицам в Лунде.

Экспериментально резонансы проявляются: а) как структура (максимум или плечо) в ходе сечения взаимодействия как функции энергии; б) при анализе фазового сдвига процесса рассеяния; в) как пик в распределении эффективных масс в многочастичных конечных состояниях.

В соответствии с законами сохранения, действующими при сильных взаимодействиях, резонансы подчиняются закону сохранения квантовых чисел.

В обзоре использованы следующие обозначения для квантовых чисел: барионное число  $B$  (для мезонов  $B = 0$ ); гиперзаряд  $Y = B + S$ , где  $S$  — странность (для мезонов  $Y = S$ ); изоспин  $I$ . Его третья компонента  $I_z$  связана с зарядом соотношением Гелл-Манна — Нишиджимы  $Q = I_z + \frac{Y}{2}$ ; спин  $J$ ; внутренняя четность  $P$ ; зарядовая четность  $C$ ;  $G$  — четность  $G$  (только для мезонов с  $Y = S = 0$ ).

Масса  $M$  и полуширина  $\Gamma$  являются специфическими свойствами резонанса. Они не должны зависеть от канала реакции, в котором наблюдается резонанс. Резонансы могут появляться как в экспериментах образования, так и в экспериментах рождения. Мезонные состояния можно исследовать в экспериментах образования в  $\bar{p}p$ - и  $\bar{p}n$ -взаимодействиях, используя имеющиеся у больших ускорителей пучки антипротонов и применяя в качестве мишеней нуклоны. Так, можно найти резонансы с  $S = 0$  и  $M > 2m_p = 1876 \text{ Мэв}/c^2$ . Другая возможность исследования мезонных состояний в экспериментах образования заключается в получении векторных мезонов

в электрон-позитронных столкновениях (см., например, новосибирский эксперимент  $e^+ + e^- \rightarrow \rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  [4]). Большинство известных мезонных резонансов было идентифицировано в экспериментах рождения. При анализе встречающихся при этом многочастичных конечных состояний из-за их сложности возникали чрезвычайно большие трудности.

В предлагаемом экспериментальном обзоре твердо установленные мезоны [1], как правило, не рассматриваются. Обсуждаются в первую очередь некоторые из проблем, важных для дальнейшего развития мезонной спектроскопии.

## 1. УНИТАРНАЯ СИММЕТРИЯ И МОДЕЛЬ КВАРКОВ

Все до сих пор надежно идентифицированные барионы и мезоны подтверждают правильность  $SU(3)$ -классификации. Адроны могут располагаться в синглеты, октеты, декуплеты, антидекуплеты и 27-плеты. При этом состоянии одного мультиплета имеют одинаковый спин и одинаковую четность. Если бы унитарная симметрия выполнялась точно, то состояния одного мультиплета должны были бы обладать одинаковыми массами. Исходя из определенных предположений о нарушении  $SU(3)$ -симметрии, можно вывести формулу для массы мезонов одного октета (формула Гелл-Манна — Окубо):

$$4M_{1/2}^2 = 3M_0^2 + M_1^2. \quad (1)$$

Индексы относятся к изоспинам. Так как имеются синглеты и октеты с равными спинами и одинаковой четностью, то могут интерферировать  $I = Y = 0$ -компоненты октета  $\Psi_8$  с синглетом  $\Psi_1$ . Этим смешиванием можно объяснить встречающиеся отклонения от формулы для массы Гелл-Манна — Окубо у известных мезонных октетов. Наблюдаемые физические частицы  $\Psi$  и  $\Psi'$ , исходя из требования нормировки, выражаются через:

$$\left. \begin{aligned} |\Psi'\rangle &= \cos \theta |\Psi_1\rangle + \sin \theta |\Psi_8\rangle; \\ |\Psi\rangle &= -\sin \theta |\Psi_1\rangle + \cos \theta |\Psi_8\rangle. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Здесь  $\theta$  — угол смешивания. Между массами физических частиц  $M$  и  $M'$  и массами  $M_1$  и  $M_8$  состояний без смешивания существуют следующие соотношения:

$$M^2 + M'^2 = M_1^2 + M_8^2; \quad (3a)$$

$$\operatorname{tg}^2 \theta = \frac{M'^2 - M_8^2}{M_8^2 - M^2}. \quad (3b)$$

Отсюда следует, что только из определения массы знак угла смешивания не может быть установлен. Наряду с классификацией  $SU(3)$  разрешает, например, также сделать выводы о коэффициенте ветвления при распаде состояний одного мультиплета. При этом оказывается, что вид распада мезона одного нонета является функцией угла смешивания.

Простая модель кварков [5] оказалась очень успешной для классификации мезонов и барионов. Следуя гипотезе Гелл-Манна и Цвейга, предполагают, что существует базисный триплет кварков ( $q_1, q_2, q_3$ ). Их свойства сведены в табл. 1.

Таблица 1

Свойства кварков

Кварк	$Q$	$I_Z$	$V$	$V'$
$q_1 = p$	+2/3	+1/2	+1/3	+1/3
$q_2 = n$	-1/3	-1/2	+1/3	+1/3
$q_3 = \lambda$	-1/3	0	+1/3	-2/3

Квантовые числа антикварков  $\bar{q}_i$  обладают соответственно противоположными знаками.

В упрощенной модели кварков предполагают, что мезонные состояния состоят из сильно связанных  $q\bar{q}$ -систем, подобно крошечным двухатомным молекулам. Отсюда можно ожидать, что эти квазимолекулярные системы обладают видами возбуждений, подобными тем, которые употребляются при описании низших состояний двухатомных молекул. Квантованное ротационное возбуждение характеризуется орбитальным моментом  $L$  системы  $q\bar{q}$ ; квантованное радиальное возбуждение характеризуется колебательным квантовым числом  $n$ . К этому добавляется общий спин  $S = 0$  или 1 для  $q\bar{q}$ -системы, состоящей из двух фермионов. Для данных значений  $n, L, S$  вместе с  $J = L + S$  получают в обычной спектроскопической записи ( $n^{2S+1}L_J$ ), т. е. девять мезонных состояний  $3 \times 3 = 1 + 8$ . Это соответствует одному мезонному синглету и одному мезонному октету. В противоположность  $SU(3)$ -группе редуцируется также простая модель кварков на представления (1), (8) и (10) — последнее для барионов, которые могут быть построены из  $3q$ -систем. До сих пор не имеется существенных доказательств того, чтобы экзотические представления (10) и (27) были необходимы для описания наблюдаемых адронных состояний (см. гл. 6).

Так как кварки являются фермионами, четность мезонов нонета определяется как

$$P = (-1)^{L+1}. \quad (4)$$

Зарядовая четность  $I = Y = 0$ -состояния определяется:

$$C = (-1)^{L+S}. \quad (5)$$

Для  $Y = 0$ -состояния  $G$ -четность равна

$$G = C(-1)^I = (-1)^{L+S+I}. \quad (6)$$

Конфигурация основного состояния с  $n = 1$  и  $L = 0$  приводит к ожиданию двух нонетов, псевдоскалярного нонета  $1^1S_0$  с  $J^{PC} = 0^{-+}$

в соответствии с уравнениями (4) и (5) и векторного нонета  $1^3S_1$  с  $J^{PC} = 1^{--}$ . Для орбитального момента  $L \neq 0$  возможны четыре различных нонета. Они приведены в табл. 2.

Таблица 2

Свойства нонетов с  $L \neq 0$

Квантовое число	S=0		S=1	
	$L$	$L-1$	$L$	$L+1$
$J$	$L$	$L-1$	$L$	$L+1$
$P$	$(-1)^{J+1}$	$(-1)^J$	$(-1)^{J+1}$	$(-1)^J$
$C$	$(-1)^J$	$(-1)^J$	$(-1)^{J+1}$	$(-1)^J$

Для случая, когда не имеется радиального возбуждения ( $n = 1$ ) и орбитальный момент  $\bar{q}q$ -системы  $L = 1$ , должны существовать следующие четыре нонета:

Таблица 3

Свойства нонетов с  $L = 1$

Квантовое число	$3P_0$	$3P_1$	$1P_1$	$3P_2$
$J^{PC}$	0++	1++	1+-	2++

С ростом значения  $L$  ожидают соответствующую последовательность таких супермультиплетов, которые в каждом случае состоят из четырех нонетов. Исходя из соответствующего волнового уравнения для нерелятивистской  $\bar{q}q$ -системы, Далитц получил [5а], выбрав подходящий потенциал гармонического осциллятора, линейную зависимость между собственным значением энергии системы  $E^2 \propto M^2$  и ее орбитальным моментом  $L$ . Если бы это был единственный эффект, приводящий к расщеплению массы, можно было бы ожидать, что принадлежащие каждому значению  $L$  четыре мезонных нонета вырождены. На рис. 1 схематически изображена эта взаимосвязь между  $L$  и  $M^2$  для последовательности супермультиплетов [6].

Так как экспериментально наблюдается расщепление массы внутри супермультиплета, то в рамках модели было сделано соответствующее предположение о взаимодействии, нарушающем симметрию [5]. Если рассматривать, например, супермультиплет с  $L = 1$  и состояния четырех принадлежащих к нему нонетов с  $I = 1$  (см. табл. 3), то экспериментально можно найти между ними приблизительно эквидистантное расщепление массы  $(\Delta M)^2 \approx \approx 0,3 (Гэв/c^2)^2$ . Это расщепление приписывают спин-орбитальному

взаимодействию, так что расщепление масс получают с коэффициентом:

$$LS = \frac{1}{2} [J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)],$$

который для соответствующих состояний внутри нонета имеет следующие значения:

Коэффициент расщепления	${}^3L_{L-1}$	${}^3L_L$	${}^1L_L$	${}^3L_{L+1}$
SL	$-(L+1)$	-1	0	$+L$

Для  $L = 1$  это соответствует эквидистантному расщеплению. С ростом  $L$  относительное расстояние между обоими состояниями

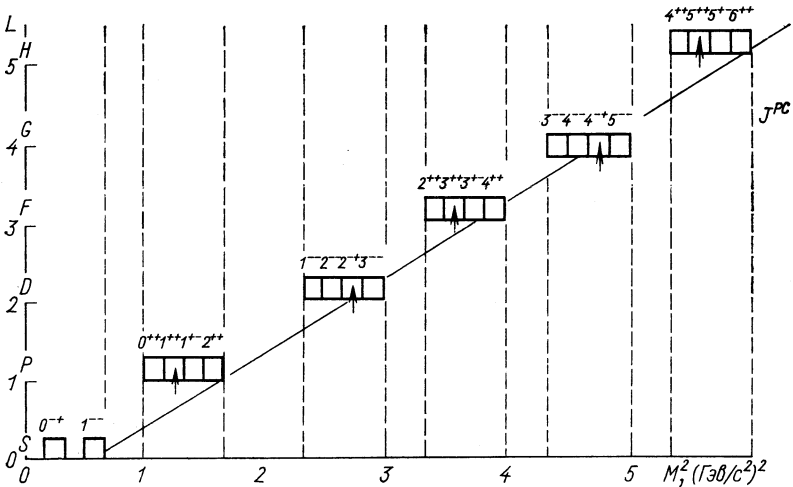


Рис. 1. Схематическое изображение супермультиплетов.

с  $J = L$  становится меньше по сравнению с расстояниями до состояний с  $J = L + 1$ .

Тензорные силы дали бы другое расщепление масс. При  $L = 0$  для нонетов  ${}^1S_0$  и  ${}^3S_1$  значительное расщепление масс между  $\pi$ - и  $\rho$ -мезонами можно приписать спин-спиновому взаимодействию.

Состояния одного нонета можно построить из пары кварк — антикварк следующим образом:

$$\text{изотриплет: } p\bar{n} = \pi^+; \frac{1}{\sqrt{2}}(p\bar{p} - n\bar{n}) = \pi^0; \bar{n}p = \pi^-;$$

$$\text{дуплеты со странностью: } \begin{cases} p\bar{\lambda} = K^+; & n\bar{\lambda} = K^0; \\ \lambda\bar{p} = K^-; & \bar{\lambda}n = \bar{K}^0; \end{cases}$$

изоскаляр октета:  $\frac{1}{\sqrt{6}}(p\bar{p} + n\bar{n} + \lambda\bar{\lambda}) = \eta_8$ ;

изоскаляр синглета:  $\frac{1}{\sqrt{3}}(p\bar{p} + n\bar{n} + 2\lambda\bar{\lambda}) = \eta_1$ .

При сокращениях использовалась обычная символика [1].

Между обоими изоскалярными состояниями, как уже упоминалось возможна интерференция. Так как угол смешивания выражается через  $\text{tg } \theta = \text{tg } \theta_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}$ , то с помощью уравнения (2) получают

$$\eta' = \frac{1}{\sqrt{2}}(p\bar{p} + n\bar{n}); \quad \eta = -\lambda\bar{\lambda},$$

т. е. изосинглет, который состоит только из  $p\bar{p}$  или  $n\bar{n}$ -кварков и изосинглет, который состоит только из  $\lambda\bar{\lambda}$ -кварков. Угол  $\theta_0 = 35,3^\circ$  называют идеальным углом смешивания. Если нет нарушения симметрии, все состояния внутри одного нонета должны обладать равной массой. Масса октета  $M_8$  также должна быть равна массе  $M_1$  синглета. Если учитывать нарушение симметрии внутри нонета, то полагают, что кварки со странностью обладают по сравнению с  $p$ - и  $n$ -кварками постоянным излишком массы:

$$\Delta = m^2(\lambda) - m^2(p, n).$$

Отсюда

$$M_\pi^2 = M_8^2; \quad M_K^2 = M_8^2 + \Delta; \quad M_{\eta_8}^2 = M_8^2 + 4\Delta/3$$

и

$$M_K^2 = 3/4 M_{\eta_8}^2 + 1/4 M_\pi^2.$$

Но последнее уравнение снова есть формула массы Гелл-Манна — Окубо [уравнение (1)]. В случае идеального смешивания будет

$$M_{\eta'} = M_\pi \quad \text{и} \quad M_\pi^2 = M_{\eta'}^2 + 2\Delta.$$

Если каждый нонет характеризуется массой  $M_1$  унитарного чистого состояния синглета,  $M_8$  — массой унитарного чистого состояния октета и  $\Delta$  — универсальным избытком массы, то массы девяти состояний при исключении этих трех параметров должны удовлетворять формуле масс Швингера:

$$\begin{aligned} (M_0'^2 - M_1'^2)(M_0''^2 - M_1''^2) - \frac{4}{3}(M_{1/2}^2 - M_1^2)(M_0'^2 + M_{1/2}''^2 - 2M_{1/2}^2) = \\ = \frac{8}{9}(M_{1/2}^2 - M_1^2)^2(1 - I'^2). \end{aligned} \quad (7)$$

При этом  $M_0'$  и  $M_0''$  — массы физического  $I = Y = 0$ -состояния;  $M_1$  — масса состояния с  $I = 1$ ,  $Y = 0$  и  $M_{1/2}$  — масса состояния с  $I = 1/2$ ,  $Y = \pm 1$ .  $I'$  — интеграл перекрытия между синглетным и октетным состояниями. Для  $M_1 = M_8$ ,  $I' = 1$ .



Последующие экспериментальные данные о мезонных состояниях будут рассматриваться в рамках простой модели кварков. Несмотря на ее простоту, она оказывалась до сих пор поразительно успешной при описании адронных состояний.

## II. МЕЗОННЫЕ СОСТОЯНИЯ С $L = 0$

### § 2.1. ПСЕВДОСКАЛЯРНЫЙ НОНЕТ

Приписывание  $\pi$ -мезонного триплета,  $K$ -дублета и  $\eta^0$ -мезона к  $J^P = 0^-$ -нонету давно известно. Для девятого изоскалярного мезона имеется, однако, два кандидата: это  $X^0$ -мезон и  $E^0$ -мезон. Псевдоскалярный нонет схематически изображен на рис. 2;

а.  $X^0$ -мезон. Его масса равна  $M = (958 \pm 1) \text{ Мэв}/c^2$ ;  $\Gamma < < 4 \text{ Мэв}/c^2$  и распадается главным образом на  $\eta\pi\pi$  и  $\pi\pi\pi$ . Обсуж-

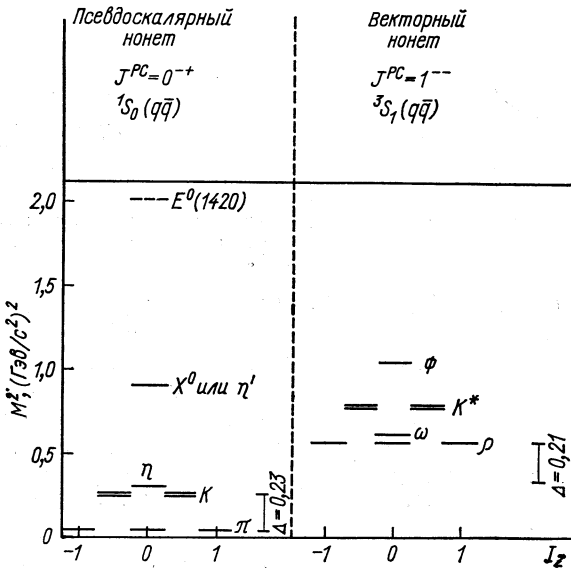


Рис. 2. Схематическое изображение обоих  $L = 0$ -нонетов.

давшийся одно время вопрос, что  $X^0$ -мезон из-за равенства масс  $X^0$  и  $\delta^\pm$  принадлежит к изоспиновому триплету, между тем экспериментально однозначно разрешен.  $X^0$ -Мезон обладает  $I = 0$  (см., например, [7]).

Существующее до сих пор определение  $J^P$  не допускает однозначного приписывания.

Преобладающим видом распада  $X^0$ -мезона является  $X^0 \rightarrow \eta\pi\pi$ . Для этого распада диаграмма Далитца дает приблизительно равномерное распределение плотности. Отсюда следует,<sup>1)</sup> что

спин и четность должны лежать в отклоняющейся от нормальной серии  $J^P = 0^-, 1^+, 2^-$ . Совокупность старых работ цитируется в [1]. Дуфе и другие [8] опубликовали краткие результаты эксперимента с искровой камерой при  $1,5 \text{ Гэв}/c$ , где была исследована реакция  $\pi^- p \rightarrow n X^0 \rightarrow n \eta^0 \pi^+ \pi^-$ . Около 75% наблюдаемых 392 событий авторы приписали этой реакции. Анализ диаграммы Далитца дает

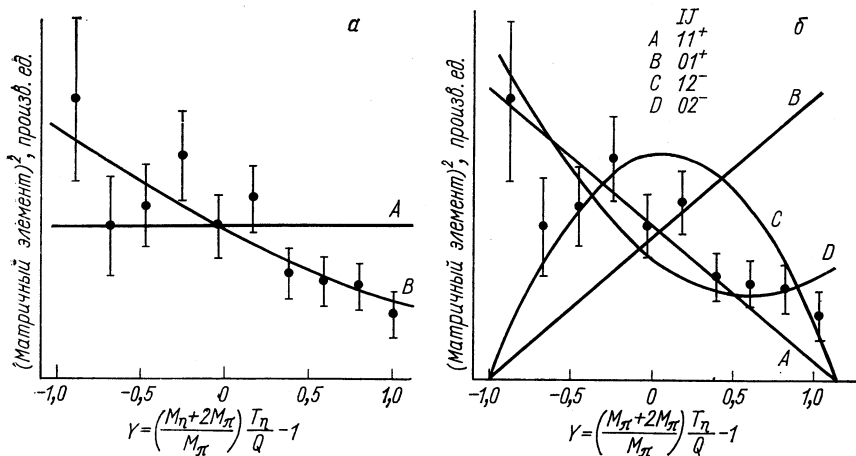


Рис. 3.  $J^P$ -зависимость:

*a* —  $0^+0^-$  равномерные (A) и линейные (B) квадратичные матричные элементы; *b* — процентные квадратичные матричные элементы для других рассматривавшихся  $J^P$ -приписываний.

вероятность более 70% для  $J^P = 0^-$  при предположении линейной зависимости матричного элемента от кинетической энергии  $T_\eta$  мезонов. Приписывание  $J^P = 2^-$  также не может быть исключено.  $T_\eta$ -зависимость позволяет, однако, исключить  $J^P = 1^+$  (рис. 3). Определение спина и четности в электромагнитном распаде  $X^0 \rightarrow \rho^0 \gamma \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$  следует из углового распределения  $\gamma$ . Для  $J^P = 0^-$  или  $2^-$  ожидают, что это угловое распределение пропорционально  $\sin^2 \theta$  или  $(6 + \sin^2 \theta)$ . При этом  $\theta$  — угол в  $\rho^0$ -системе между  $\pi^+$ -мезоном и  $\gamma$ . Имеющиеся экспериментальные данные не противоречат обоим случаям (см. также работу [9]). Кроме того, учитывают, что не только возможны низшие электрические или магнитные мультипольные переходы, но и не исключен также  $J^P = 1^+$ .

Распад частицы со спином 1 на два фотона запрещен. Боллини и др. [10], вероятно, наблюдали распад  $X^0 \rightarrow \gamma\gamma$  в исследовании реакции  $\pi^- p \rightarrow n + MM$  при  $1,93 \text{ Гэв}/c$ . На рис. 4 показан результат. Верхнее распределение — это распределение эффективных масс всех  $\gamma\gamma$ -кандидатов. Нижнее распределение масс содержит только те события, которые компланарны и у которых определения массы по нейтрону отдачи и по углу  $\gamma$  согласуются друг с другом. Они наблюдали пять событий на фоне одного события. Вероятность того, что пик есть статистическое колебание фона, меньше 1%.

Таким образом, экспериментально  $X^0$ -мезон может иметь  $J^P = 0^-$  или  $2^-$ . Из-за относительно небольшого значения массы первое приписывание вероятнее. Поэтому принимают, что  $X^0 = \eta'$  есть изоскаляр  $0^-$ -нонета и получают, таким образом, для угла смешивания  $\theta$  по квадратичной формуле Гелл-Манна — Окубо для массы (1) значение  $\theta = -10,4 \pm 0,2^\circ$ . Отрицательный знак следует из модели кварков. Функция перекрытия формулы масс Швингера (7)  $I' \approx 0,7$ .

Независимое определение этого угла смешивания можно проводить при сравнении получения  $X^0$  и  $\eta$  в  $\pi - N$ -взаимодействиях [11]. При этом принимают, что кварки и антикварки взаимодействуют независимо друг от друга, т. е. их амплитуды рассеяния складываются. Так как  $\pi - N$ -система состоит исключительно из кварков без странности, можно ожидать, что возникают только такие  $X^0$ - и  $\eta$ -комбинации, которые не содержат кварков со странностью. С помощью уравнения (2) получают

$$R^2 = \frac{\sigma(\pi^+p \rightarrow N^{*++}\eta)}{\sigma(\pi^+p \rightarrow N^{*++}X^0)} \propto \text{tg}^2(\theta_0 - \theta). \quad (8)$$

В качестве коэффициента пропорциональности применяется корректирующий множитель, определенный лишь приблизительно. Батлер и др. недавно провели новое определение  $R^2$  [12]. При этом они получили угол смешивания  $\theta(+\sqrt{R}) = -29,0^\circ \pm 3,3^\circ$ . Это не согласуется со значением  $|\theta| = 10,4^\circ$ , полученным из квадратичной формулы масс Гелл-Манна — Окубо (1). Линейная формула масс, однако, дала бы лучшее приближение  $|\theta| = 23,7^\circ \pm 0,3^\circ$ . В докладе Далитца [13] на 13-й Международной конференции по физике высоких энергий в Беркли было дано определение  $R$ , которое приводит к углу смешивания, согласующемуся со значением, полученным Батлером и др. Однако это еще раз указывает на зависимость этого метода определения угла смешивания от модели кварков.

**$E^0$ -мезон.** Он имеет массу  $M = (1424 \pm 6) \text{ Мэв}/c^2$ ,  $\Gamma = (71 \pm 10) \text{ Мэв}/c^2$  и распадается преимущественно на  $K^*K^-$  и  $K\bar{K}\pi$ . Образование  $E^0$  в  $\bar{p}p$ -аннигиляции в покое ведет к  $I = 0$ . Лерштадт и др. недавно сообщили [14] о получении  $E^0$  в  $\bar{p}p$ -аннигиляции при  $0,7 \text{ Гэв}/c$  (рис. 5). Кроме того, отсутствие в этом

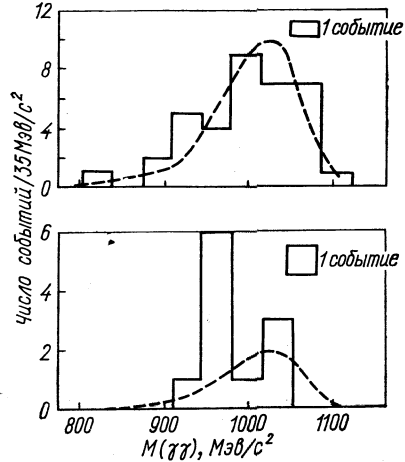


Рис. 4.  $M(\gamma\gamma)$  реакции  $\pi^-p \rightarrow \pi\gamma\gamma$  при  $1,93 \text{ Гэв}/c$ . Верхнее распределение показывает все события; нижнее распределение — события, для которых выполняются правила отбора (см. текст).

эксперименте пика при  $1420 \text{ Мэв}/c^2$  в эффективном распределении масс заряженной  $K\bar{K}\pi$ -системы подтверждает, что  $I = 0$ .

Из отсутствия распада  $E^0 \rightarrow K_1^0, K_2^0\pi^0$ , с одной стороны, и наблюдения распада  $E^0 \rightarrow K_1^0 K_2^0\pi^0$  — с другой, следует  $C = +1$ . Баиллон и др. [15] провели для определения спина и четности  $E^0$ -мезона подгонку экспериментального распределения, взяв соответствующие матричные элементы для распада  $\bar{K}^* \bar{K}$ ;  $\bar{K}^* K$  и  $(K\bar{K}) \pi$ . Они

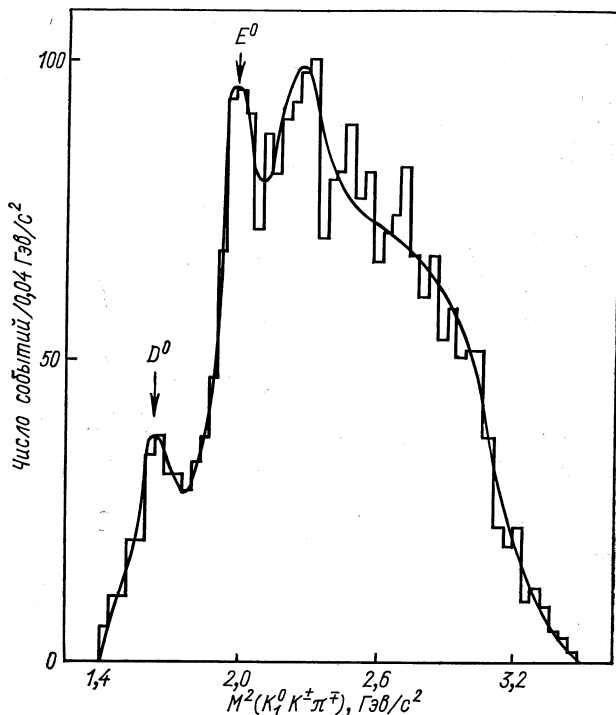


Рис. 5. Спектр эффективных масс ( $K^0 K^\pm \pi^\mp$ ) в  $\bar{p}p$ -аннигиляции при  $0,7 \text{ Гэв}/c$ . Сплошная кривая была получена методом подгонки без включения образования резонансов.

получили для  $J^P = 0^-$  и  $1^+$  вероятности соответственно 2 и 0,2% для  $\bar{p}p \rightarrow E^0 \pi^+ \pi^-$  и 30 и 5% для  $\bar{p}p \rightarrow E^0 \pi^0$ .

Если образование  $E^0$ -мезона происходит в различных трехчастичных реакциях при аннигиляции в покое, тогда начальное состояние  $\bar{p}p$  имеет определенные квантовые числа ( $^1S_0$  или  $^3S_1$ ). Анализ диаграммы Далитца для процесса образования или анализ специфического углового распределения позволяют во всяком случае определить  $J^P$   $E_0$ -мезона. Результат соответствующего согласования показал приблизительно одинаковые вероятности для  $J^P = 0^-$

и  $1^+$  [15]. Однако в последнем случае надо было бы взять неприемлемо большую  $D$ -волновую компоненту  $\lambda\lambda$ -системы (энергия частицы ограничена  $500 \text{ МэВ}$ ). Для  $\bar{p}p$ -аннигиляции при  $0,7 \text{ ГэВ}/c$  [14] анализ свойств распада показал также предпочтительность  $J^P = 0^-$ . Но  $J^P = 1^+$  здесь также не может быть исключено (см. рис. 5).

Если отнести  $E^0$ -мезон к псевдоскалярному нонету, то квадратичная формула масс Гелл-Манна — Окубо (1) дает угол смешивания  $|\theta| = 6,2 \pm 0,1^\circ$ .

Другой возможной интерпретацией для десятого псевдоскалярного мезона была бы его идентификация с первым радиально возбужденным состоянием ( $n = 2$ )  $^1S_0$ -нонета. С предложенным Далитцем [5] потенциалом гармонического осциллятора можно было бы ожидать  $S$ -состояние с  $n = 2$  в области масс ( $1600$ — $1700$ )  $\text{МэВ}$ . Соответствующие состояния до сих пор не могли быть идентифицированы. Квадратичный избыток массы кварков со странностью оказывается равным для псевдоскалярного нонета  $\Delta = 0,23 \text{ ГэВ}^2$ .

## § 2.2. $1^-$ -НОНЕТ

Девять векторных мезонов,  $\rho$ -триплет,  $K^*$  (890)-дублет,  $\omega$ - и  $\Phi$ -мезон идентифицированы надежно. Схематически  $1^-$ -нонет изображен на рис. 2.

Электромагнитный распад с нарушением  $G$ -четности  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-$  может привести к интерференции с  $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ -распадом. В зависимости от принятия этой интерференции процентное содержание наблюдавшихся до сих пор распадов  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-$  варьируется между 1 и 10% [1].

Гольдхабер и др. [16] исследовали реакцию  $\pi^+p \rightarrow N^{*++}\pi^+\pi^-$  (6634 события) при импульсах между 3,7 и 4  $\text{ГэВ}/c$ . В распределении эффективных масс обоих пионов они наблюдали провал при значении массы  $\omega$ -мезона (рис. 6). При этом получается эффект, составляющий приблизительно четыре стандартных отклонения. Для испускаемой вперед двухпионной системы ( $\cos \theta^* > 0,95$ ) угловое распределение  $\pi^+ - \pi^-$  в интервале масс ( $780 \div 790$ )  $\text{МэВ}/c^2$  оказывается изотропным, в то время как в других областях масс оно анизотропно. Авторы объясняют свои наблюдения как деструктивный интерференционный эффект между  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-$  ( $2,7_{-2}^{+3}$ )% и  $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ .

Из квадратичной формулы масс Гелл-Манна — Окубо для векторных мезонов получают угол смешивания  $|\theta| = 39,9 \pm 1,1^\circ$ . Это близко к идеальному углу смешивания  $\theta_0 = 35,3 \pm 1,1^\circ$ . Поэтому  $\Phi$ -мезон должен состоять только из  $\lambda\bar{\lambda}$ -кварков, и  $\omega$ -мезон в основном из  $(\bar{p}p + nn)$ -кварков. На приблизительно идеальное смешивание указывает также то, что  $M_\omega \simeq M_\rho$  и интеграл перекрытия формулы масс Швингера (7)  $I' \approx 1$ . Это объясняет также наблюдение, что образование  $\Phi$ -мезонов происходит преимущественно в  $K^-p$ -реакциях. Даль и др. [17] сравнивают образование

$\Phi$ - и  $\omega$ -мезонов в  $\pi N$ -взаимодействиях при импульсах между 3 и 4 Гэв/с. Для сечения взаимодействия реакций  $\pi^- p \rightarrow n\Phi$  и  $\pi^+ n \rightarrow p\omega$  они получили отношение, равное 1:50. Также просто объясняется наблюдение, что распад  $\Phi$ -мезонов в  $\pi^+\pi^-\pi^0$  ( $\rho\pi$ ) сильно подавляется [1]. Среди равноправных, зависящих от моделей гипо-

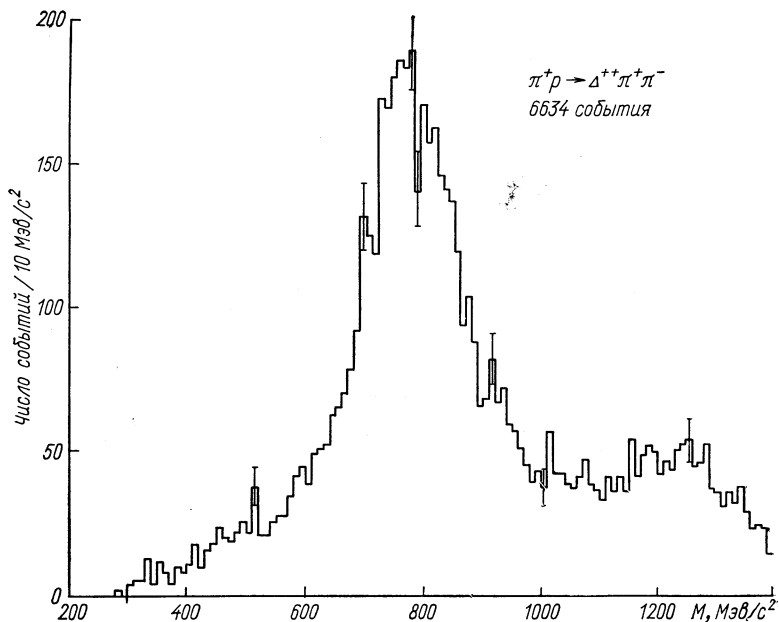


Рис. 6. Спектр эффективных масс  $(\pi^+\pi^-)$  из реакции  $\pi^+p \rightarrow N^+\pi^+\pi^-$  при 3,7 Гэв/с.

тез, которые используются для вывода уравнения (8), указывается также следующее соотношение:

$$R^2 = \frac{\sigma(\pi^+p \rightarrow N^{++}\Phi)}{\sigma(\pi^+p \rightarrow N^{++}\omega)} \propto \text{tg}^2(\theta_0 - \theta). \quad (9)$$

В упоминавшейся уже работе Батлера и др. [12] было проведено также новое определение этого отношения сечений. Они получили  $\theta(+\sqrt{R}) = 33,1^{+2,2}_{-1,3}{}^\circ$  и  $\theta(-\sqrt{R}) = 37,5^{+1,3}_{-2,2}{}^\circ$ . Эти значения не позволяют делать различия между квадратичной и линейной формулами масс (1), так как последняя приводит к углу смешивания  $\theta = 37,1 \pm 1,1^\circ$ . Более точное значение Батлера и др. не противоречит раннему измерению  $R^2$ , которое было приведено в работе [13].

В том же самом обзоре [13] указываются два новых независимых теста для определения угла смешивания. Первый тест основывается на измерении ширины распадов  $\Gamma(\Phi \rightarrow \rho\pi)$  и  $\Gamma(\omega \rightarrow 3\pi)$  [18] и приводит к углу смешивания  $\theta = 39^\circ \pm 1$ , находящемуся в отличном согласии с углом смешивания, определенным из квадратичной

формулы массы. Второй тест основывается на измерении ширины распадов  $\Gamma(\omega \rightarrow e^+e^-)$  и  $\Gamma(\Phi \rightarrow e^+e^-)$  [19]. Этот тест приводит к углу смешивания, равному  $|\theta| = 35,2_{-4,5}^{+3,6^\circ}$  [20]. Квадратичный избыток массы для кварков со странностью в нонете векторных мезонов оказывается  $\Delta = 0,21 \text{ Гэв}/c^2$ . Это значение в соответствии с требованием простой модели кварков хорошо согласуется со значением  $\Delta$  0<sup>-</sup>-нонета.

### III. СУПЕРМУЛЬТИПЛЕТ С $L = 1$

К этому супермультиплету принадлежат тензорный нонет  ${}^3P_2$  с  $J^{PC} = 2^{++}$ , оба аксиально векторных нонета  ${}^1P_1$  с  $J^{PC} = 1^{+-}$  и  ${}^3P_1$  с  $J^{PC} = 1^{++}$  и скалярный нонет  ${}^3P_0$  с  $J^{PC} = 0^{++}$ .

#### § 3.1. ТЕНЗОРНЫЙ НОНЕТ

К  $J^{PC} = 2^{++}$ -нонету приписывают  $A_2$ -триплет,  $K^*$  (1420)-дублеты и оба изоспиновых синглета,  $f$ -мезон и  $f'$ -мезон. Схематически тензорный нонет представлен на рис. 7.

$A_2$  (1300)-мезон долгое время считался надежно идентифицированным резонансом, который распадается на  $\rho\pi$ ,  $\eta\pi$  и  $K\bar{K}$  и обладает квантовыми числами  $I^G J^{PC} = 1-2^{++}$ . С открытием расщепления на два пика [21] началась новая дискуссия о свойствах  $A_2$ . Вопрос о свойствах и причинах структуры двойного пика  $A_2$ -мезона стал центральной проблемой мезонной спектроскопии. Исходя из этого, остановимся подробнее на  $A_2$ -мезоне.

Различные виды распада  $A_2$ -мезона были исследованы во многих экспериментах. В качестве примера на рис. 8 представлен результат исследования канала распада  $A_2$ -мезона, выполненного группой Аахен—Берлин — ЦЕРН [22]. В согласии с

другими экспериментами видно, что наряду с основным распадом  $A_2 \rightarrow \rho\pi$  наблюдаются также распады  $A_2 \rightarrow \eta\pi$  и  $A_2 \rightarrow K\bar{K}$ . Из наблюдения различных каналов распада  $A_2$ -мезона следует прежде всего, что изоспин должен быть  $I = 1$ . Из распада  $A_2 \rightarrow \rho\pi \rightarrow 3\pi$  далее следует, что  $G$ -четность равна  $-1$ . Спин  $J$  и четность  $P$ -мезона можно легко определить из существования распада  $A_2 \rightarrow K\bar{K}$ . Для пары бозон — антибозон  $K\bar{K}$  действительны следующие соотношения между квантовыми числами:  $G = (-1)^{J+I}$  и  $P = (-1)^J$ . Из первого

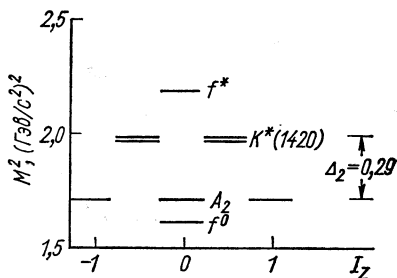


Рис. 7. Схематическое изображение тензорного нонета  $J^{PC} = 2^{++} {}^3P_2(q\bar{q})$ .

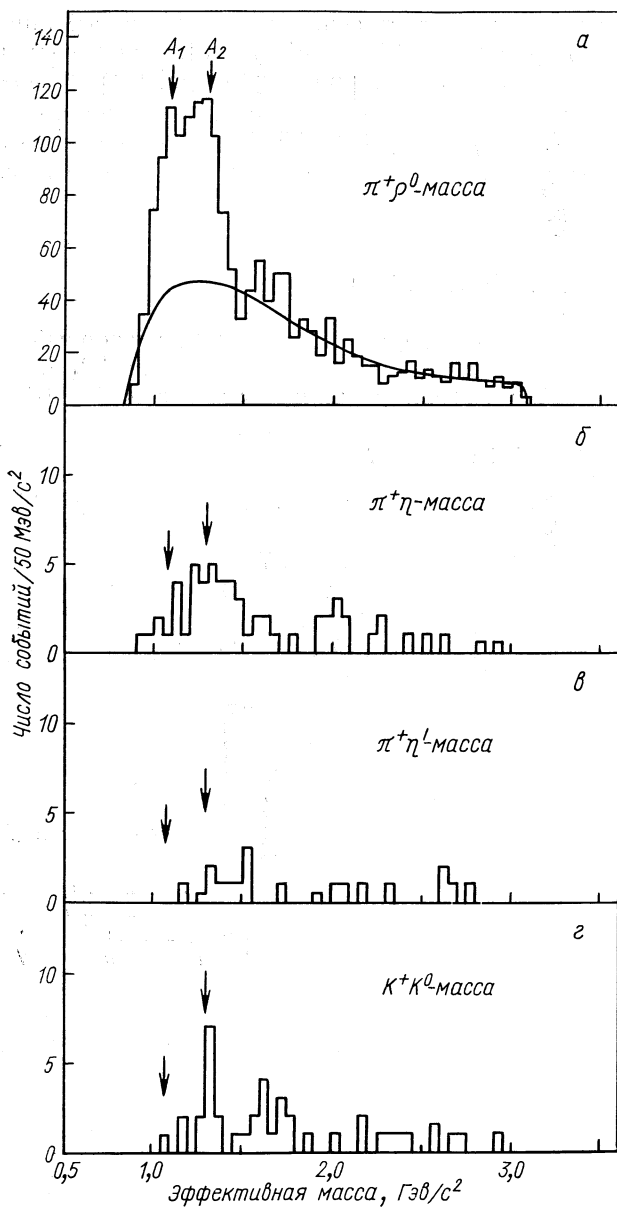


Рис. 8. Спектры эффективных масс в  $A$ -области  $\pi^+p$ -взаимодействия при 8 ГэВ/с:

а —  $\pi^+p \rightarrow p\pi^+\rho^0 \rightarrow p\pi^+\pi^+\pi^-$ ;  $N^{*++}$  — исключен; 1685 событий; кривая вычислена по модели однопионного обмена; б —  $\pi^+p \rightarrow p\pi^+\eta \rightarrow p\pi^+\pi^+\pi^-$ ;  $N^{*++}$  — исключен; в —  $\pi^+p \rightarrow p\pi^+\eta^1 \rightarrow p\pi^+\pi^-Z^0$ ,  $N^{*++}$  — исключен,  $Z^0$  в области  $\eta$ ; г —  $\pi^+p \rightarrow pK^+K^0$ .

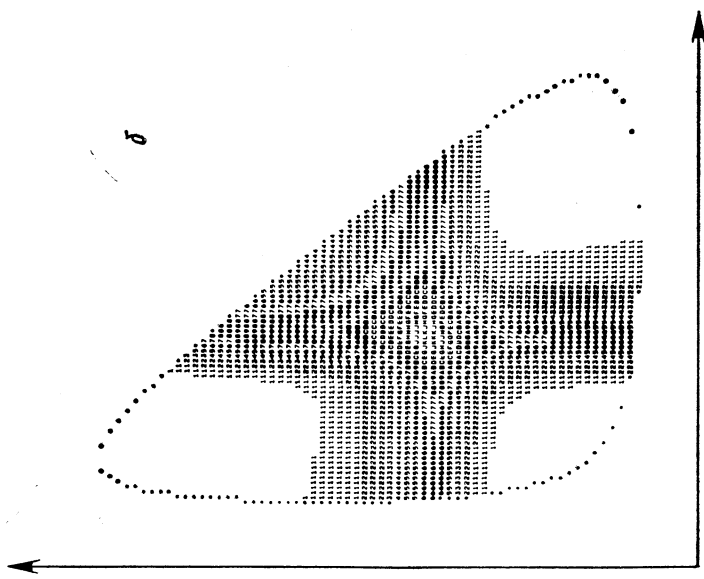
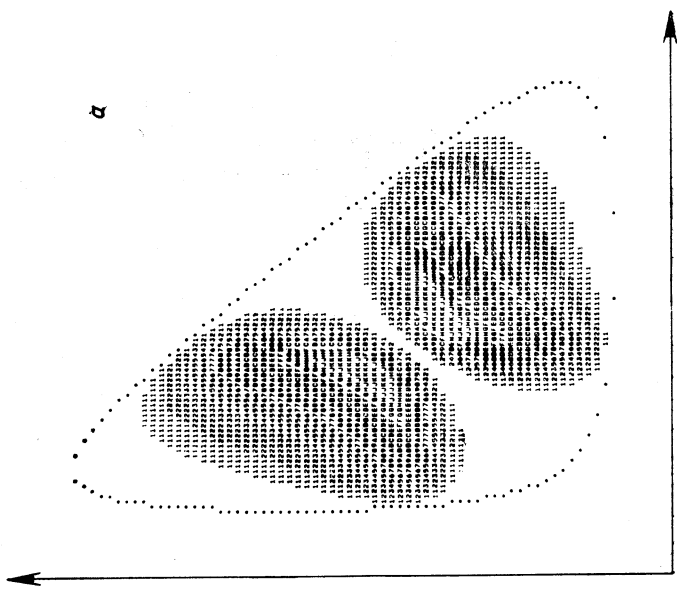


соотношения следует для  $A_2$ -мезона, что  $J$  должно быть четным. Если учитывать, кроме этого, второе соотношение, то из распада  $K\bar{K}$  получают для  $A_2$ -мезона следующие возможные квантовые числа:  $J^P = 0^+, 2^+, 4^+, \dots$ . Из распада  $A_2 \rightarrow \rho\pi$  следует  $P_{A_2} = P_\rho P_\pi (-1)^L = (-1)^L$ . Здесь  $L$  — относительный орбитальный момент системы  $\rho\pi$ . Если предположить, что  $J_{A_2} = 0$ , то отсюда следует, что  $L$  может быть равным только 1, т. е.  $P_{A_2} = -1$ . Но это означает, что  $J_{A_2}^P = 0^+$  запрещено из-за наличия  $\rho\pi$ -распада. Если сделать обычное предположение, что правильным является самое низкое разрешенное значение спина, то следует, что  $A_2$ -мезон имеет  $J^P = 2^+$ .

Для гарантии, что при распаде  $A_2 \rightarrow K\bar{K}$ , который является относительно редким видом распада (около 4%), образуются такие же  $A_2$ -мезоны, как и при основном канале распада  $A_2 \rightarrow \rho\pi$ , естественно также и здесь попытаться определить спин и четность. На рис. 9 представлены ожидаемые распределения плотности на диаграмме Далицца для различных значений  $J^P$ . Так как при процессе  $A_2^+ \rightarrow \rho^0\pi^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$  оба  $\pi^+$ -мезона вместе с  $\pi^-$ -мезоном могут образовать  $\rho$ -мезон, в области перекрытия  $\rho$ -полос может быть виден интерференционный эффект. Как видно из рис. 9, а, при  $J^P = 1^-$  возникает деструктивная интерференция в области перекрытия и плотность на краях диаграммы Далицца исчезает. Для  $J^P = 1^+$ ,  $J^P = 2^+$  и  $J^P = 2^-$  в области перекрытия возникает конструктивная интерференция, причем только в случае  $J^P = 2^+$  плотность на краях исчезает. Несмотря на это последнее обстоятельство, распределения плотности на рис. 9, б — г подобны. Рис. 10 показывает экспериментальное распределение на диаграмме Далицца, полученное из  $\pi^+\rho$ -эксперимента при 8 Гэв/с. На диаграмму Далицца нанесены  $\rho$ -полосы.

Для сравнения экспериментального и теоретического распределения можно спроектировать  $\rho$ -полосы и сравнивать экспериментальные значения с ожидаемыми теоретическими. На рис. 11 показано это сравнение. Применение  $\chi^2$ -теста показывает, что лучше согласие оказывается для  $J^P = 2^-P$ , но возможны также  $J^P = 1^+S$  и  $J^P = 2^+$ . Если отсюда заключить, что для  $A_2$ -мезона получается  $J^P = 2^-$ , то это будет наверняка неудачным, так как при сравнении экспериментального и теоретического распределения не было учтено присутствие сильного фона в области  $A_2$ . Оба следующих рисунка должны показать чрезвычайно сильное влияние фона на определение  $J^P$ . Для различных значений спин-четность в ожидаемом теоретическом распределении проекций  $\rho$ -полос прибавляется варьируемая между 0—100% компонента фона. Для каждого полученного таким образом теоретического распределения было проведено с помощью  $\chi^2$ -теста сравнение с экспериментальным распределением проекций  $\rho$ -полос.

Полученные таким образом различные значения  $\chi^2$  и относящиеся к ним вероятности нанесены для различных  $J^P$ -состояний



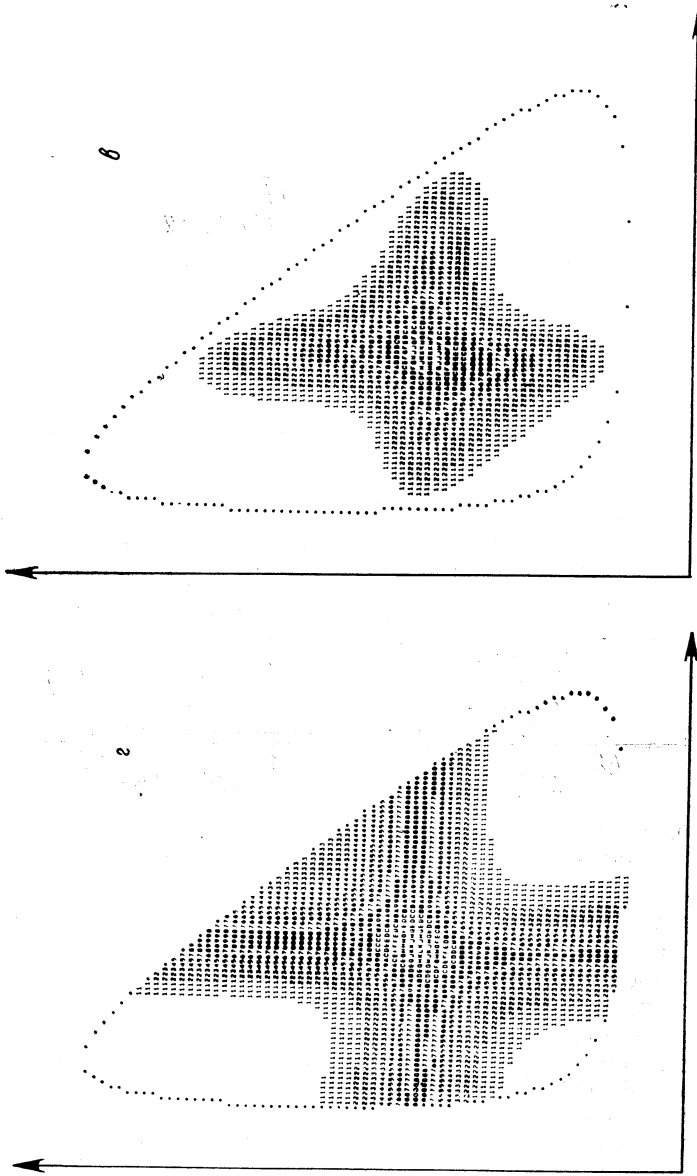


Рис. 9. Ожидаемые распределения плотности на диаграмме Далигца для распада  $A_2 \rightarrow \rho\pi$  при различных предположениях о спин-четности:

$$a - j^P = 1^-; \quad б - j^P = 1+ (I = 0); \quad в - j^P = 2+; \quad г - j^P_{\Lambda} = 2^- (I = 1).$$

на рис. 12, а и б. При этом на рис. 12, а принято, что фон ведет себя как фазовое пространство, т. е. обладает равномерной плотностью по всей диаграмме Далитца, в то время как на рис. 12, б принято, что фон может описываться однопионной обменной моделью. Как видно из рис. 8, доля фона в  $A_2$ -области составляет около 50%. Но из рис. 12, а видно, что при 50% фона типа фазового простран-

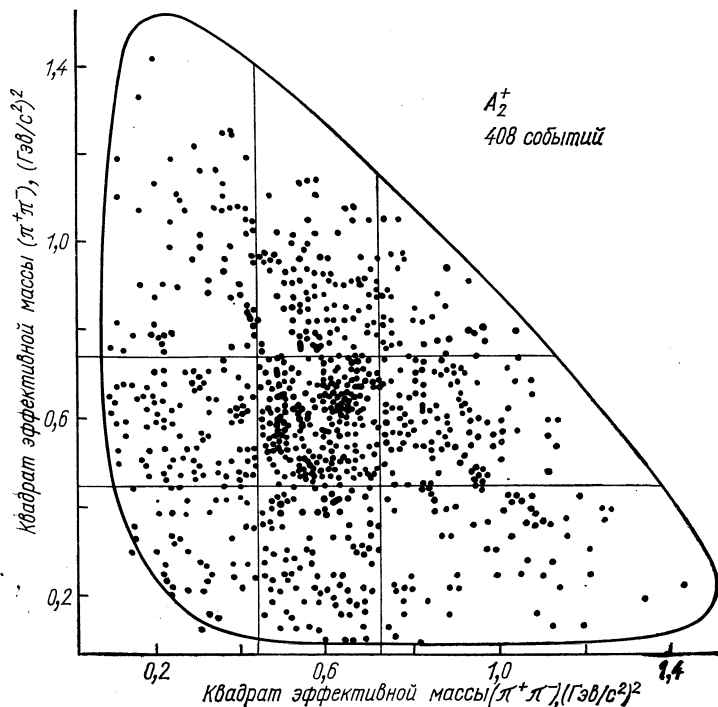


Рис. 10. Экспериментальное распределение на диаграмме Далитца для  $\pi^+p$ -эксперимента при 8 Гэв/с.

ства с приблизительно равной вероятностью  $J^P = 1^+$ ,  $J^P = 2^+$  и  $J^P = 2^-$  были бы квантовыми числами  $A_2$ -мезона, в то время как при фоне, подсчитанном по модели однопионного обмена (ОПЕ) на рис. 12, б возможны  $J^P = 2^-$  и  $J^P = 1^+$ . Итак, чтобы было возможно определить из диаграммы Далитца спин и четность  $A_2$ -мезона, необходимо принимать во внимание поведение фона.

В совместной работе Аахена, Берлина и ЦЕРНа [23] для определения спина и четности  $A_2$ -мезона использовался метод, отличающийся от описанных выше методов. Этот метод прежде всего демонстрируется на примере попытки определения  $J^P A_2$ -мезона, полученного в  $\pi^+p$ -взаимодействиях при 8 Гэв/с [24].

Предположено, что этот резонанс образуется в области масс  $A_2^+$  (1,22—1,38) Гэв/с<sup>2</sup> с распределением плотности  $W(J^P)$  в соот-

ветствии с заданным значением  $J^P$  (см. рис. 9). Фон должен образовываться некогерентным сложением следующих процессов:  $\pi^+p \rightarrow \rho\pi^+\pi^+\pi^-$  и  $\pi^+p \rightarrow \rho\rho^0\pi^+$ , причем принимается, что первый из этих двух процессов дает равномерное распределение плотности  $W(\rho^0)$  (изотропное) на диаграмме Далитца, а для последнего процесса распределение плотности дано через две перекрещивающиеся

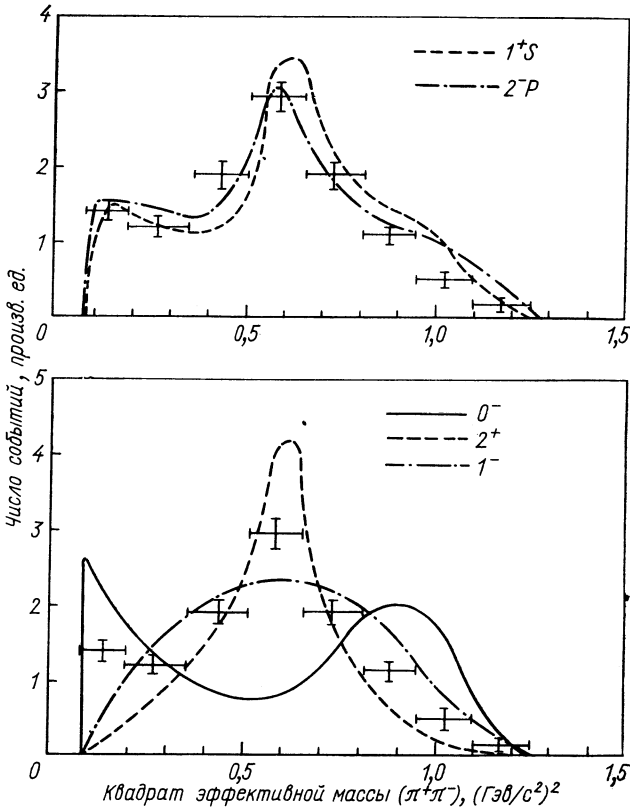


Рис. 11. Сравнение экспериментальных данных  $\pi^+p$ -эксперимента с различными  $J^P$ -гипотезами при 8 Гэв/с.

$\rho$ -полосы Брейта — Вигнера на диаграмме Далитца. Согласно предыдущим предположениям, были рассчитаны следующие вероятностные функции:

$$\begin{aligned}
 & W(M_{\pi_A^+\pi_B^+\pi^-}^2, M_{\pi_A^+\pi^-}^2, M_{\pi_B^+\pi^-}^2) = \\
 & = \sum_{i=1}^N \lg \left[ A \frac{W(J^P)}{\int W(J^P) dF} + B \frac{W(\text{изотр.})}{\int W(\text{изотр.}) dF} + C \frac{W(\rho^0)}{\int W(\rho^0) dF} \right], \quad (10)
 \end{aligned}$$

где  $A$ ,  $B$  и  $C = 1 - (A + B)$  — вклады соответствующих компонент. Суммирование распространяется на все частицы в диаграмме Далитца. Рис. 13 показывает результаты расчетов вероятностной функции  $W$  при изменении значений  $A$ ,  $B$  и  $C$  для трех различных значений  $J^P$ . Значения в углах этого равнобедренного треугольника дают соответственно значения вероятностной функции при предположении 100%-ного образования резонансов (вершина верхнего угла), 100%-ного изотропного фона  $\phi$  (вершина правого угла, 100% перекрывающихся брейт-вигнеровских полос  $\rho\rho$  (вершина левого угла). В треугольнике обозначены области, в которых вероятностная функция имеет свое максимальное значение. Если сравнивать различ-

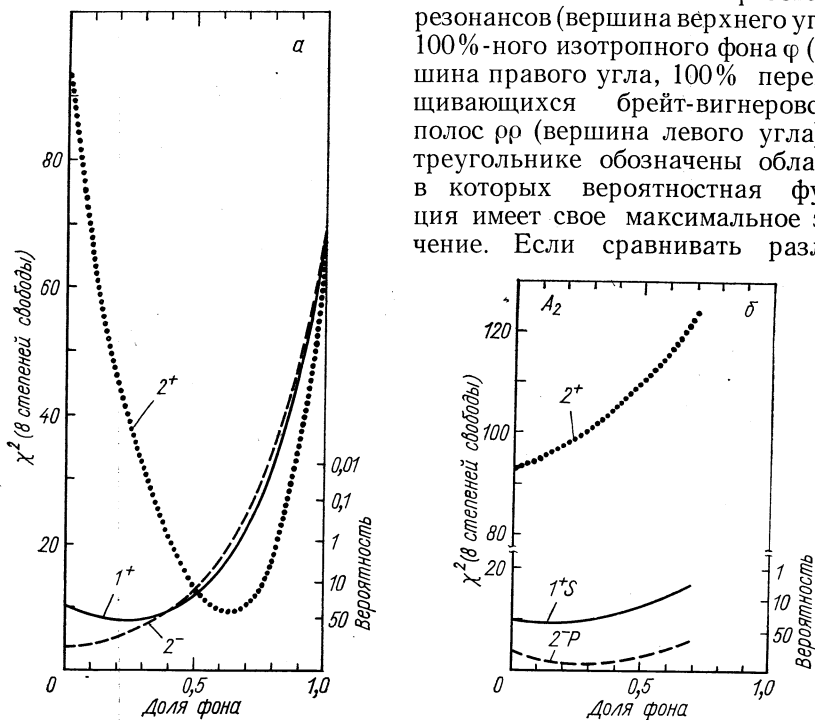


Рис. 12. Значения  $\chi^2$  и соответствующие вероятности для различных вкладов фона:

*а* — фон в виде фазового пространства; *б* — фон, соответствующий однопионной обменной модели.

ные максимальные вероятности друг с другом, то видно, что, хотя  $J^P = 2^-$  предпочтительно, оба других значения  $J^P$  не могут быть исключены, так как разность вероятностей незначительна. Причина этой неоднозначности результатов может заключаться в том, что предположение о фоне, особенно о некогерентном сложении различных компонент, неправильно.

Фон другой, если рассматривать реакцию  $\pi^+p \rightarrow \rho\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$ , где  $A_2$  образуется в сочетании не с протоном, а с протоном и положительным  $\pi$ -мезоном, которые в большинстве случаев образуют  $N^{+++}$ . На рис. 14, *а* изображено распределение эффективных масс для  $\pi^+p$ -эксперимента при 8 Гэв/с. При массе  $A_2^0$ -мезона можно

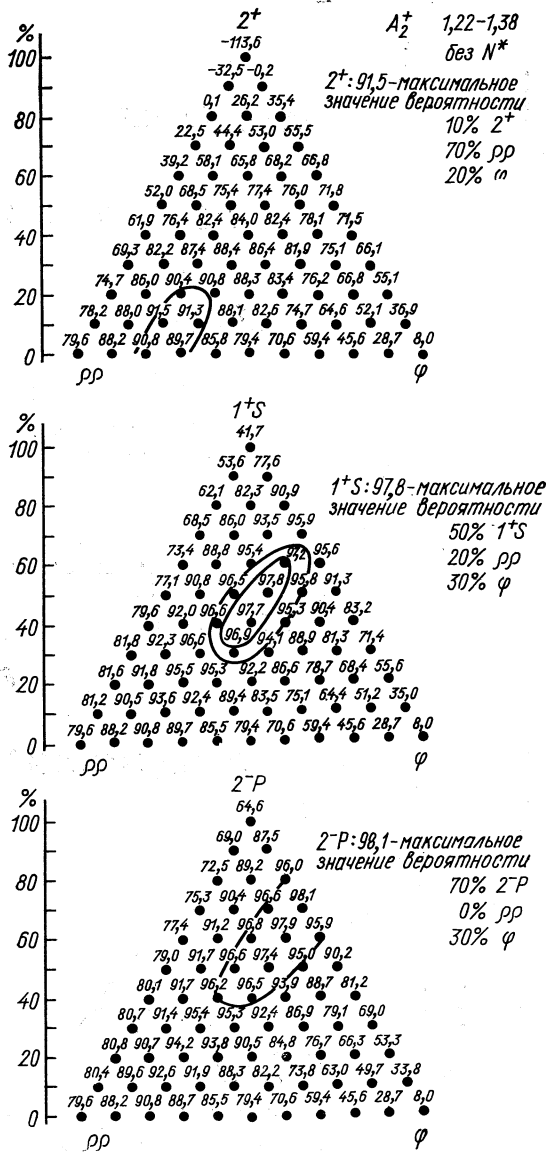


Рис. 13. Значения функции вероятности для трех различных значений  $JP$ .

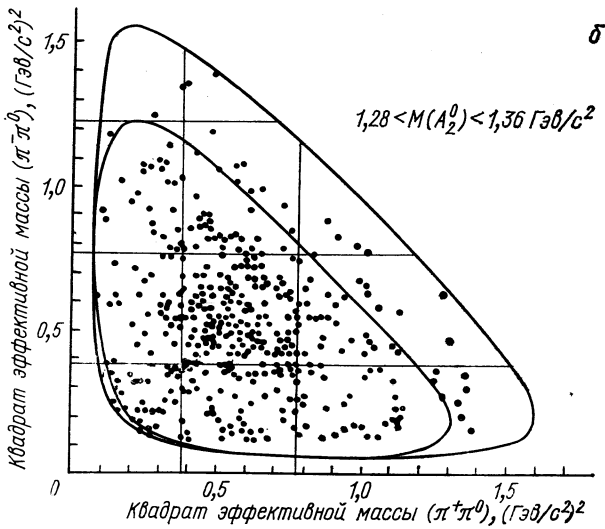
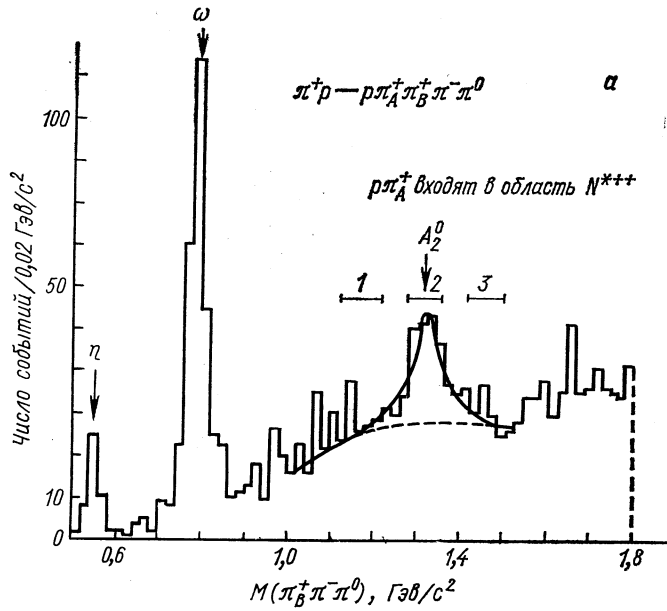


Рис. 14. Распределение эффективных масс  $(\pi^+\pi^-\pi^0)$  из  $\pi^+\rho^-$ -эксперимента при 8 Гэв/с (а) и диаграмма Далицца в А-области (б).



ясно видеть пик. Если начертить сглаженную кривую фона (проведенную пунктиром на рис. 14, а) и произвести подгонку пика к распределению Брейта — Вигнера, то получают значение массы  $M_{A_2^0} = (1317 \pm 8) \text{ Мэв}/c^2$  и полуширину  $\Gamma = (62 \pm 20) \text{ Мэв}/c^2$ . Для области масс  $(1,28—1,36) \text{ Гэв}/c^2$  (интервал 2) 129 событий попадают в фон и 72 события — в  $A_2$ -пик над фоном.

Наряду с этим интервалом масс 2 рассматриваются также интервалы 1  $(1,12—1,22)$  и 3  $(1,42—1,50) \text{ Гэв}/c^2$  как контрольная область. Диаграмма Далитца для событий области 2 приведена на рис. 14. Аналогичные диаграммы были сделаны также для интервалов 1 и 3. Метод определения спин-четности путем расчета функции максимальной вероятности, описанный на примере  $A_2^+$ , был применен для трех областей. Результаты этого метода [23] для трех различных гипотез спин-четности в интервале 2 объединены в табл. 4. Из табл. 4

Таблица 4

Результаты подгонки функции максимальной вероятности для различных гипотез  $J^P$  в интервале резонансов

Спин-четность	Доля				Функции вероятности
	резонанса	$\rho^+$	$\rho^0$	равномерного фона	
1+	0,09	0,22	0,17	0,52	3,34
2-	0,25	0,12	0,19	0,45	5,61
2+	0,33	0,04	0,14	0,49	13,87

видно явное преимущество для  $J^P = 2^+$  при доле резонансов 33%, соответствующей 67 событиям в интервале  $(1,28—1,38) \text{ Гэв}/c^2$ . Полное число событий в этом интервале составляет 201, так что 134 события приходится на долю фона. Табл. 5 содержит соответствующую

Таблица 5

Результаты подгонки функции максимальной вероятности для различных гипотез  $J^P$  в обеих контрольных областях (интервалы 1 и 3)

Спин-четность	Доля				Функция вероятности
	резонанса	$\rho^+$	$\rho^0$	равномерного фона	
1+	0,20	0,07	0,14	0,60	79,0
2-	0,24	0,05	0,12	0,59	79,4
2+	0,10	0,18	0,10	0,62	78,0
1+	0,0	0,15	0,08	0,77	-61,6
2-	0,01	0,14	0,08	0,76	-61,6
2+	0,07	0,10	0,08	0,75	-61,2

щие результаты для обеих контрольных областей. Если объединить обе контрольные области и сделать интерполяцию в резонансную область, то получают ожидаемое значение для событий в фоне 117.

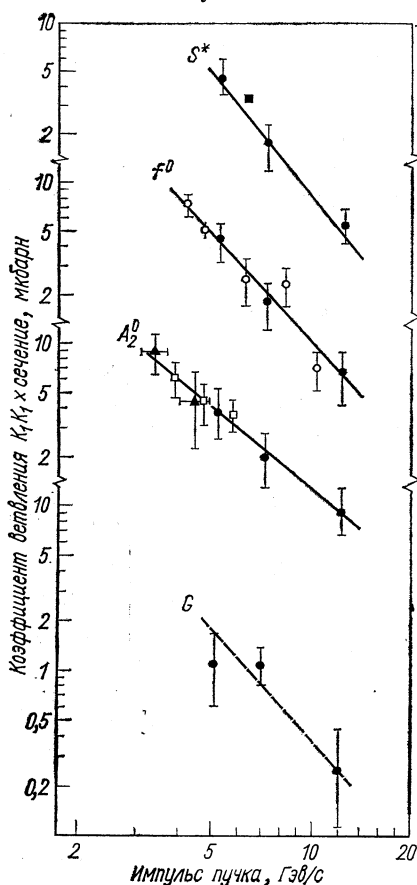


Рис. 15. Ход сечения образования нейтральных резонансов в квазидвучастичном процессе как функция импульса пучка.

залось, что во всех реакциях, которые могут происходить с обменом мезоном со странностью,  $S = 0$ ,  $n \approx 1,5$ .

В реакциях  $\pi^+ p \rightarrow N^{*++} A_2^0$  и  $\pi^- p \rightarrow n A_2^0$  обмен полюсом Померанчука невозможен. Рис. 15 показывает ход сечения образования  $A_2^0$ . В соответствии с ходом сечения при наличии процесса обмена мезоном находят  $n = 1,65 \pm 0,35$ . Для сечения образования заряженного  $A_2$ -мезона в реакциях  $\pi^+ p \rightarrow p A_2^+$  и  $\pi^- p \rightarrow p A_2^-$  получается значение экспоненты, равное  $n = 0,51 \pm 0,20$ . Эти результаты допускают следующую интерпретацию: существует два  $A_2$ -ме-

Это значение сравнивают с подгонкой в резонансной области, для которой 134 события фона и оба эти числа совместимы с результатом подгонки по распределению Брейта — Вигнера, дающей 129 событий фона.

Чтобы проверить предпочтительность значения максимальной вероятности для гипотезы  $J^P = 2^+$  (см. табл. 4) по сравнению с максимальной вероятностью для других гипотез, был выбран способ, основные принципы которого предложены Свенсоном [25]. Применение этого метода показало, что среди сделанных предположений о поведении фона, определение  $J^P = 2^+$  для  $A_2^0$ -мезона может рассматриваться как наиболее надежное [23].

Другой метод для определения спина и четности  $A_2$ -мезона был предложен Моррисоном [26]. Для полного сечения всех двухчастичных и квазидвучастичных реакций действует с хорошим приближением следующее соотношение:

$$\sigma = \text{const} (p_0)^{-n}.$$

Здесь  $p_0$  — импульс падающей частицы в лабораторной системе и  $n$ -экспонента, зависящая от природы реакции. В частности, ока-

зона. Один — с  $J^P = 2^+$  и другой — с  $J^P = 2^-$  (или  $1^+$ ). Последний резонанс образуется с постоянным сечением в реакциях, в которых разрешен обмен полюсом Померанчука.  $A_2$ -мезон с  $J^P = 2^+$ , напротив, не может быть образован в реакциях с обменом полюсом Померанчука, но зато может образовываться в реакциях, в которых допустим обмен мезоном. Решающее доказательство существования второго  $A_2$ -мезона было получено с помощью спектрометра недостающих масс (СНМ) в ЦЕРНе [21]. На СНМ были исследованы реакции типа  $\pi^- p \rightarrow \rho X^-$ . Для этого процесса непосредственно из законов сохранения энергии и импульса следует:

$$M_X^2 = (E_0 + m_p - E_3)^2 - (p_0^2 + p_3^2 - 2p_0 p_3 \cos \theta). \quad (11)$$

Это значит, что  $M_X$  определяется непосредственно из измерения импульса  $p_3$  и направления  $\theta$  вторичного протона в лабораторной системе при первоначальном импульсе  $p_0$  и первоначальной энергии  $E_0$ . При этом СНМ работал в области I (область пика Якобиана) на рис. 16. Здесь  $dM_X/dp_3 \approx 0$ . Необходимо только точное измерение угла рассеяния  $\theta$ . В 1965—1967 гг. был повторно измерен спектр масс в области  $A_2$  при различных начальных импульсах  $p_0$  и с некоторыми изменениями в спектрометре. Переданный 4-импульс варьировался при этом в интервале  $0,21 \leq |t| \leq 0,39 \text{ Гэв}^2/c^2$ . Достижимое разрешение по массе  $\Gamma$  чувствительно зависит от выбранной  $p_3$ -области при методе пика Якобиана. Лучшее достигнутое разрешение лежит при  $\Gamma_{\text{эксп}} = (16 \div 18) \text{ Мэв}/c^2$ . На рис. 17 объединены данные, полученные с наилучшим разрешением [27]. Вслед за этим последовало сооружение установки — так называемого ЦЕРН-бозонного спектрометра (ЦБС) с одновременным изменением рабочих условий. ЦБС работал в области II, изображенной на рис. 16. Угол рассеяния  $\theta \approx 0^\circ$  и  $dM_X/d\theta \approx 0$ . Необходимо точное измерение импульса  $p_3$  протона отдачи.

В 1968 г. были сделаны облучения при различных начальных импульсах. Передаваемый четырехмерный импульс был равен  $|t| \approx 0,22 \text{ (Гэв}/c)^2$ . Разрешение по массе оставляло для самых точных измерений  $\Gamma \approx 10 \text{ Мэв}$ . На рис. 18 представлены объединенные результаты [28]. Аналогичную картину имеет также распределение масс, объединяющее результаты, полученные из измерений на СНМ и измерений на ЦБС. Несмотря на большой фон, имеется

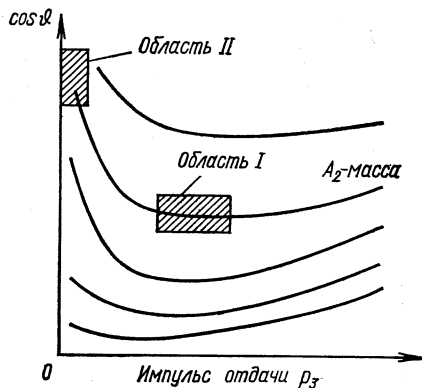


Рис. 16. Соотношение между импульсом протона отдачи и косинусом угла, под которым он был образован в лабораторной системе координат, для реакции  $\pi^- p \rightarrow \rho X^-$ .

расщепление. Предполагая, что оба пика приписываются одинаковым значениям  $J^P$ , получают хорошую подгонку экспериментального распределения масс для следующих трех гипотез:

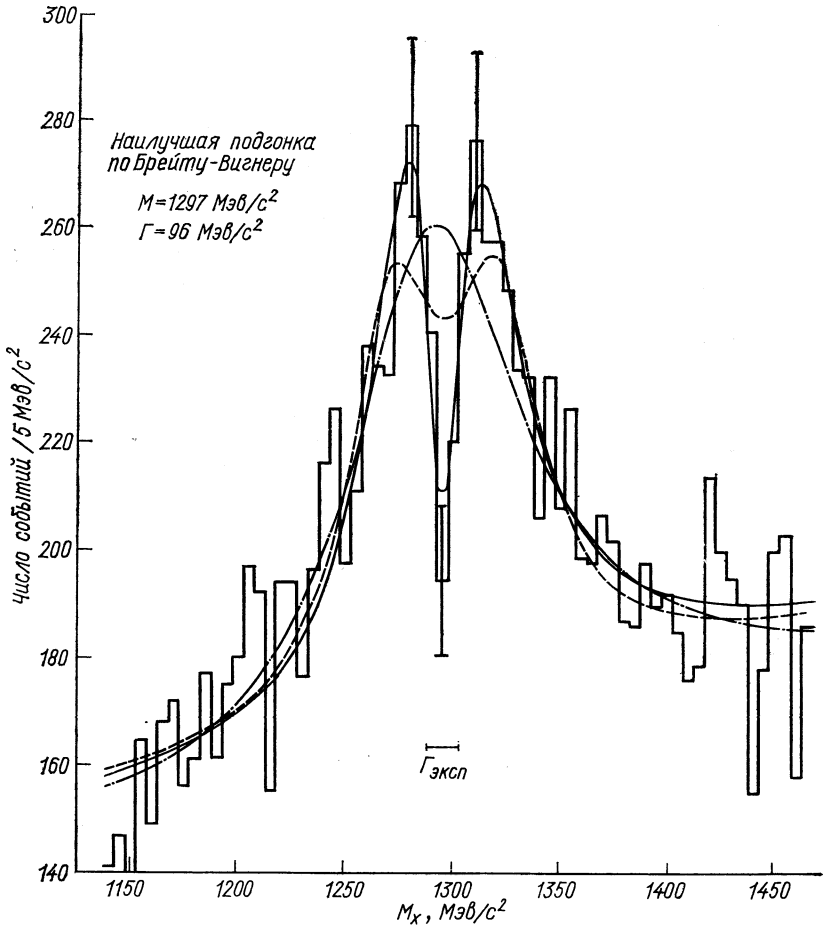


Рис. 17. Расщепление спектра недостающих масс в  $A_2$ -области для различных экспериментов.

а. Два соседних брейт-вигнеровских резонанса  $A_2^L$  с  $M = 1289 \text{ Мэв/с}^2$  и  $A_2^H$  с  $M = 1309 \text{ Мэв/с}^2$ , причем у обоих  $\Gamma = 22 \text{ Мэв/с}^2$ .

б. Как специальный случай из п.а двухполюсный резонанс дается через

$$N(M) \propto \frac{(M - M_0)^2 \Gamma^2}{\left[ (M - M_0)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2 \right]^2}$$

с  $M_0 = 1289 \text{ Мэв/с}^2$  и  $\Gamma = 28 \text{ Мэв/с}^2$ .

в. Деструктивная интерференция между широким  $A_2$ -резонансом с  $\Gamma = 90 \text{ Мэв}/c^2$  и  $M = 1298 \text{ Мэв}/c^2$  и узким резонансом  $A'_2$  при том же значении массы и с  $\Gamma = 12 \text{ Мэв}/c^2$ .

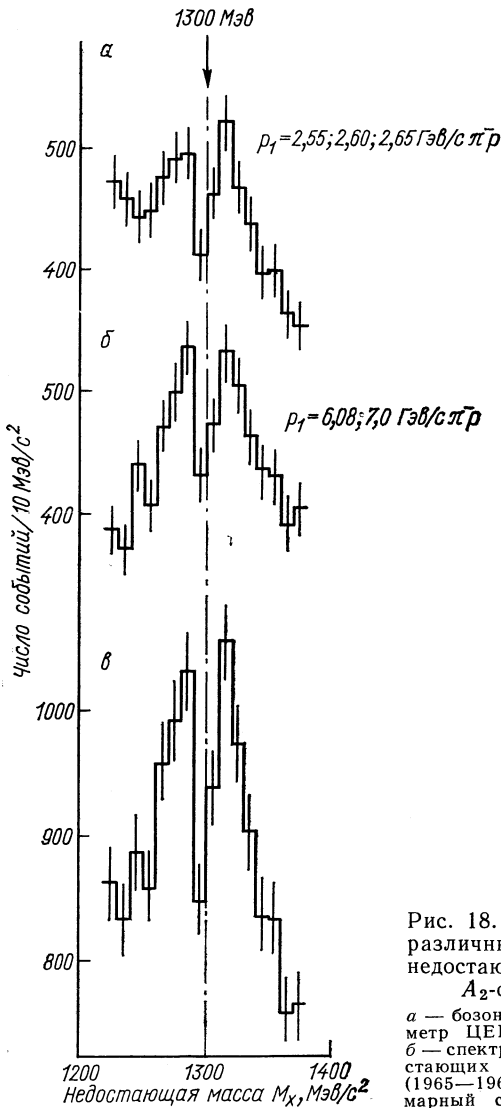


Рис. 18. Объединение различных спектров недостающих масс в  $A_2$ -области:

$a$  — бозонный спектрометр ЦЕРНа (1968 г.);  
 $б$  — спектрометр недостающих масс ЦЕРНа (1965—1967 гг.);  $в$  — суммарный спектр ( $a + б$ ).

С СНМ был произведен также опыт по определению  $J^P$  [29a]. С помощью большой проволочной искровой камеры был измерен угол распада пионов из  $A_2$ -распада. Наблюдалось 675 событий в области  $A_2$ . Маленькая выборочная проверка не показала расщепле-

Результаты подгонки функции максимальной вероятности для различных  $J^P$ -гипотез в резонансном интервале [29]

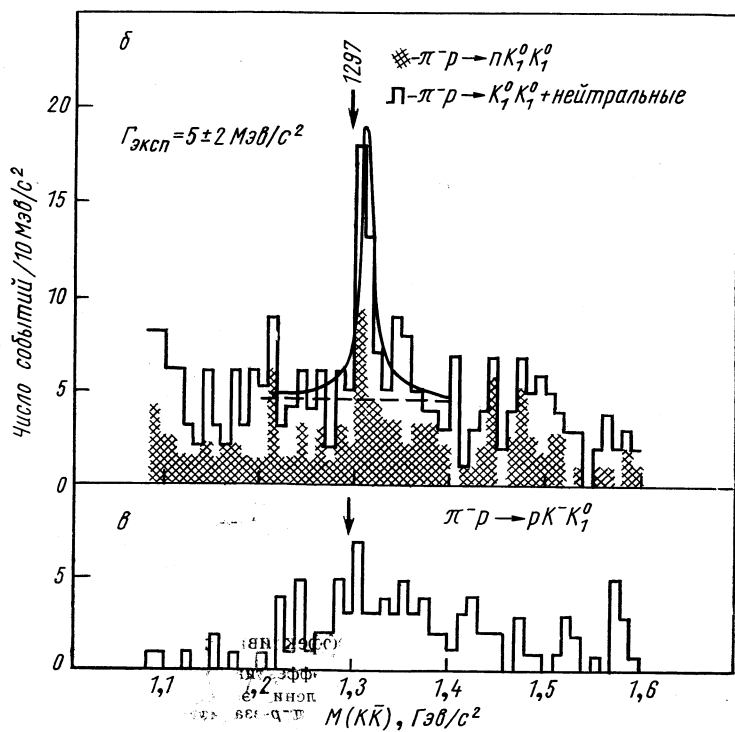
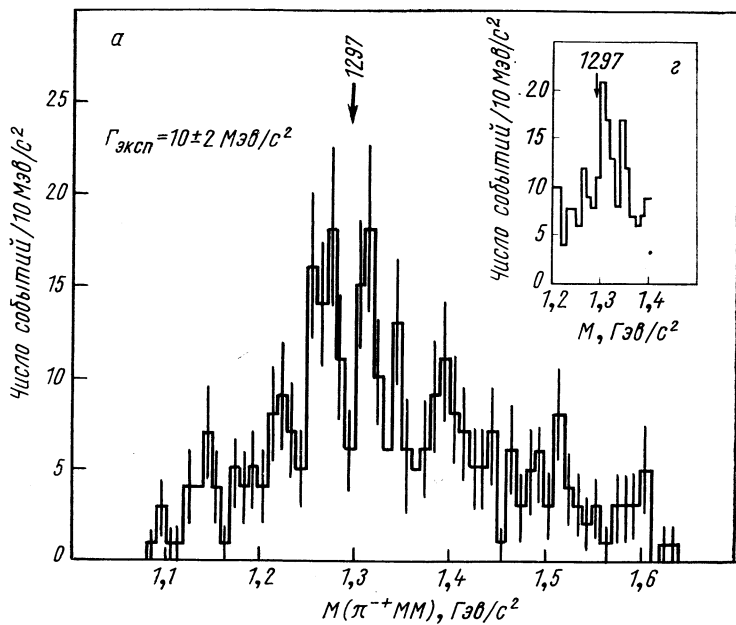
Интервал масс, $Mэв/c^2$	$J^P$	Вклад			$P (\chi^2)$
		резонанса	$\rho$	равномерного фона	
1260—1360	2+	0,40	0,20	0,40	38
	1-	0,30	0,40	0,30	0,1
	2-	0,30	0,40	0,30	0,1
	1+	0,40	0,30	0,30	0,1
	1+	0,30	0,40	0,30	0,1
1254—1307	2+	0,40	0,10	0,50	38
	1-	0,30	0,40	0,30	0,3
1307—1360	2+	0,40	0,0	0,60	54
	1-	0,30	0,40	0,30	10

ния. Из-за неразличимости зарядов пионов распада анализ шестикратно сложенной диаграммы Далитца был проведен методом, который уже был выше описан для определения  $J^P A_2$ -мезона. В табл. 6 даны результаты подгонки. Как видно, в обеих областях  $A_2^L$  и  $A_2^H$  предпочтительно  $J^P = 2^+$ . Этот результат был подтвержден новым исследованием с 3325 событиями в области  $A_2$  [29b].

Первое доказательство расщепления  $A_2$ -пика удалось получить в эксперименте с пузырьковой камерой Кренеллу и др. [30]. Они исследовали около 10 000 событий реакции  $\pi^- p \rightarrow p \pi^- + (MM)^0$  при 6 Гэв/с. С теми же кинематическими условиями, как и в экспериментах с СНМ, были выбраны события в области пика Якобиана и в двух соседних областях. Разрешающая способность в пике Якобиана составляла  $\Gamma \approx 10 Mэв/c^2$ . Передаваемый 4-импульс лежал в интервале  $0,22 \leq |t| \leq 0,40 (Гэв/c^2)^2$ . Для событий в этой области распределение масс, представленное на рис. 19, а, показывает отчетливый хотя статистически и не обеспеченный провал. Соседние области показывают слабый  $A_2$ -сигнал.

На рис. 19, б и в показано наблюдаемое распределение масс  $K_1^0 K_1^0$  и  $K^- K_1^0$  в том же эксперименте [30]. Распределение масс  $K^- K_1^0$  показывает слабый  $A_2$ -сигнал. В распределении эффективных масс  $K_1^0 K_1^0$  выявляется узкий пик в области  $A_2^H$ . Согласование дает  $M(K_1^0 K_1^0) = 1311 \pm 5 Mэв/c^2$  и  $\Gamma = (21 \pm 10) Mэв/c^2$ . Авторы

Рис. 19. Сравнение различных спектров эффективных масс в  $A_2$ -области: а — для эффективной массы  $\pi^- + MM$ ; б — для эффективной массы  $K_1^0 K_1^0$ ; в — для эффективной массы  $K^- K_1^0$ ; г — объединение распределений эффективных масс  $M(K_1^0 K_1^0)$  на рис. 19 б, в с соответствующим распределением из области взаимодействия при 3,9 Гэв/с.



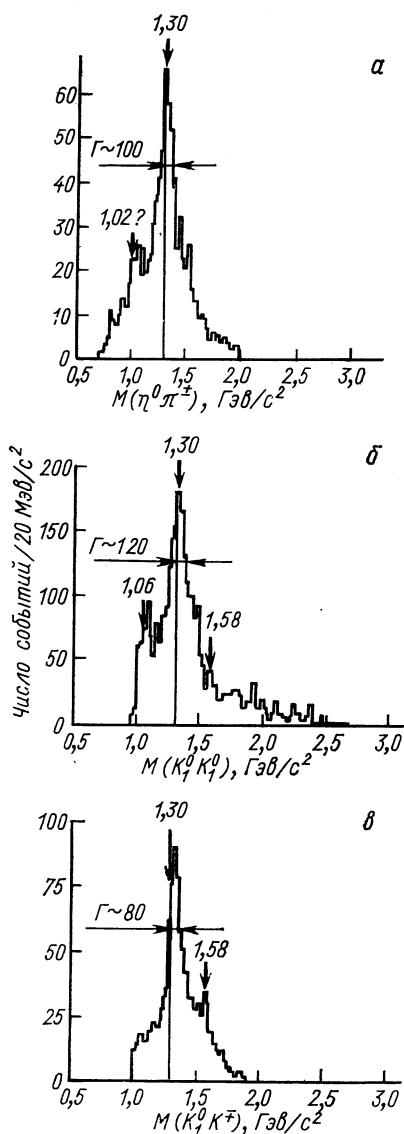


Рис. 20. Объединение различных спектров эффективных масс в  $A_2$ -области:

$a$  — суммарный спектр эффективных масс  $\eta\pi^\pm$ ;  $b$  — суммарный спектр эффективных масс  $K_1^0 K_1^0$ ;  $v$  — суммарный спектр эффективных масс  $K_1^0 K_1^\pm$ .

заключают отсюда, что  $A_2^H$  обладает спином и четностью  $2^+$ , в то время как в  $A_2^L$  мы имеем дело с другим мезоном —  $J^P = 1^-, 3^-, \dots$ . Показанные Френхом в его обзорном докладе о мезонных резонансах на Международной конференции по физике высоких энергий в 1968 г. в Вене [31] распределения эффективных масс  $M(K_1^0 K_1^0)$ ,  $M(K_1^0 K_1^\pm)$  и  $(\eta\pi^+)$  воспроизведены на рис. 20. В распределении объединены многие различные эксперименты с пузырьковой камерой. Три распределения масс показывают ясный сигнал в области  $A_2$ . Ширина  $\Gamma \approx 100 \text{ Мэв}/c^2$ . Значение массы в распределении  $M(K_1^0 K_1^-)$  сдвинуто к более высокому значению.

Дальнейшим важным экспериментальным вкладом в исследование области  $A_2$  было изучение реакций  $p\bar{p} \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^\mp$  при 0; 0,7 и 1,2  $\text{Гэв}/c$  Агуилярром — Бенитцем и др. [32]. Эти данные приведены на рис. 21 для 3217 выбранных событий. Разрешающая способность по массам составляет  $\Gamma_{\text{эксп}} = (7-10) \text{ Мэв}/c^2$ . Согласование с двумя некогерентными брейт-вигнеровскими распределениями [ $M_L = (1281 \pm 3) \text{ Мэв}/c^2$  и  $M_H = (1325 \pm 3) \text{ Мэв}/c^2$ ,  $\Gamma_{LH} = (22_{-7}^{+10}) \text{ Мэв}/c^2$ ] имеет вероятность 28%. Подгонка на двухполосный резонанс с  $M_0 = (1303 \pm 2) \text{ Мэв}/c^2$  и  $\Gamma = 21 \pm 4 \text{ Мэв}/c^2$  имеет вероятность 65%, в то время как согласование с простым брейт-вигнеровским распределением обладает вероятностью только 4%. Этот результат, находящийся в противоречии с результатом



Кренелла и др. [30], снова подтверждает приписывание  $J^P = 2^+$  к  $A_2^L$  и  $A_2^H$ .

Агуиляр-Бенитц и др. [33] опубликовали недавно исследование спектра масс  $K_1^0 K_1^0$  в реакции  $p\bar{p} \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$  при 0,7 и 1,2 Гэв/с.

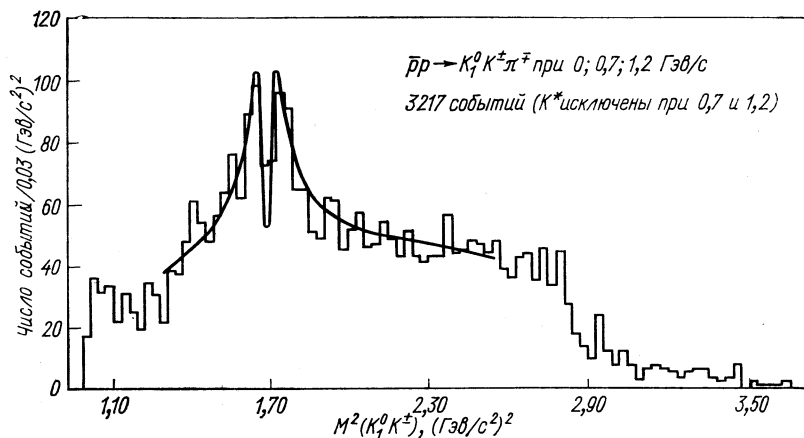


Рис. 21. Спектр эффективных масс ( $K^0 K^\pm$ ).

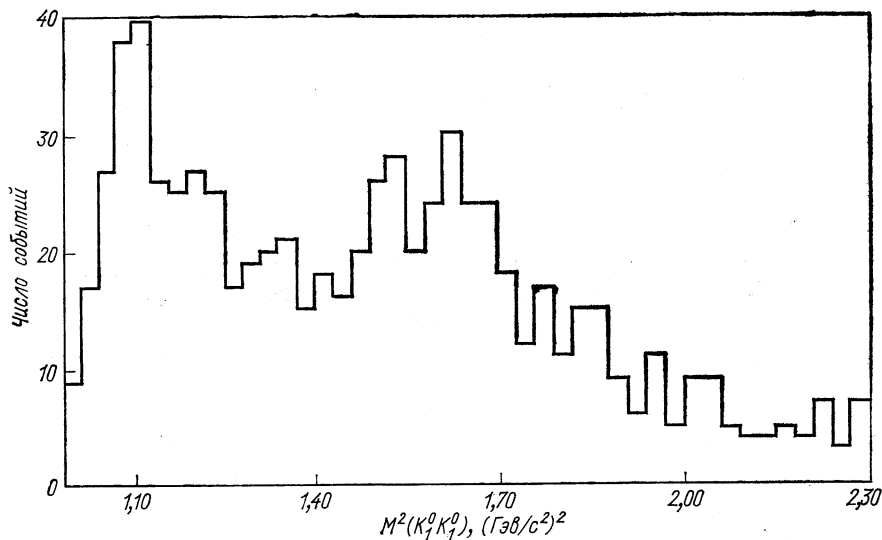


Рис. 22. Распределение эффективных масс ( $K_1^0 K_1^0$ ) из реакции  $p\bar{p} \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$  при 0,7 и 1,2 Гэв/с.

Здесь также выявляются два пика (рис. 22). Однако верхний пик лежит ниже  $1300 \text{ Мэв}^2/\text{с}^2$ , что противоречит данным Кренелла и др. [30]. Нижний пик может быть обусловлен  $f$ -мезоном, который имеет тоже  $J^P = 2^+$  и обладает распадом  $K_1^0 K_1^0$ . Если учитывать большую

ширину  $\Gamma = 145 \text{ Мэв}/c^2$   $f$ -резонанса, то имеется возможность интерференции с  $A_2$ -пиком. Поэтому может произойти заметное искажение распределения масс  $K_1^0 K_1^0$ . О результатах эксперимента с пузырьковой камерой, выполненных совместно лабораториями Бонн — Дургхам — Ниймеген — Париж (Э. П) — Турин [34], было доложено на Международной конференции по элементарным частицам (Лунд, 1969). Авторы наблюдали в реакции  $\pi^+ p \rightarrow \rho \pi^+ \pi^+ \pi^-$

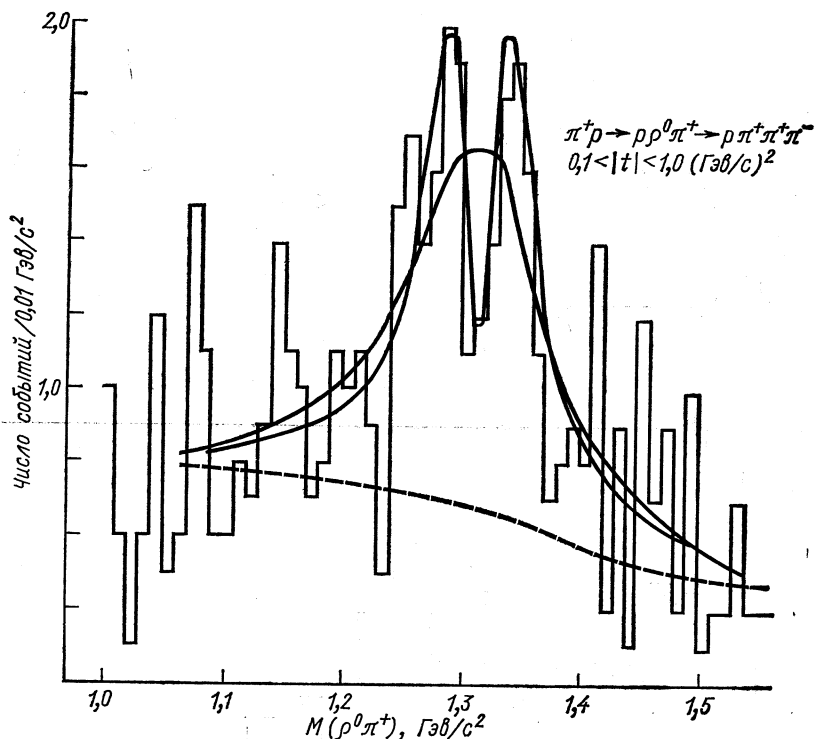


Рис. 23. Распределение эффективных масс ( $\rho^0 \pi^+$ ) из реакции  $\pi^+ p \rightarrow \rho \pi^+ \pi^+ \pi^-$  при 5 Гэв/с.

при 5 Гэв/с показанное на рис. 23 распределение масс  $\rho^0 \pi^+$ . Разрешающая способность по массе составляла  $\Gamma_{\text{экс}} = 5-10 \text{ Мэв}/c^2$ . Передаваемый 4-импульс лежит в интервале  $0,1 < |t| < 1,0 \text{ (Гэв/с)}^2$ . Подгонка к двум некогерентным брейт-вигнеровским распределениям [ $M_L = (1275 \pm 6) \text{ Мэв}/c^2$ ,  $\Gamma_L = (27 \pm 13) \text{ Мэв}/c^2$  и  $M_H = (1338 \pm 4) \text{ Мэв}/c^2$ ,  $\Gamma_H = (17 \pm 5) \text{ Мэв}/c^2$ ] имеет вероятность 70%. Согласование с двухполосным резонансом с  $M_a = (1306 \pm 4) \text{ Мэв}/c^2$  и  $\Gamma = (41 \pm 5) \text{ Мэв}/c^2$  имеет вероятность 63%, в то время как подгонка к простому брейт-вигнеровскому распределению обладает вероятностью 20%. На рис. 24 показано распределение эффективных масс

$\eta\pi^+$  и  $K^+K^-$  из реакций  $\pi^+p \rightarrow p\eta\pi^+$  и  $\pi^+p \rightarrow N^{*++}K^+K^-$  для того же эксперимента. Это  $M(K^+K^-)$ -распределение, подобно рис. 19, не показывает асимметрии. На конференции в Лунде было сообщено о новой работе Кренелла и др. [35]. Они исследовали реакции  $K^-n \rightarrow \lambda X^-$  при  $3,9 \text{ Гэв/с}$ . На рис. 25, а показано распределение эффективных масс 746 отобранных событий с  $X^- = \rho^0\pi^-$ . Согласование с резонансом Брейта — Вигнера дало  $M(\ll A_2^-) = 1289 \pm \pm 10 \text{ Мэв/с}^2$  и  $\Gamma(\ll A_2^-) \leq 40 \text{ Мэв/с}^2$ . На рис. 25, б и в показаны распределения масс  $\eta\pi^-$  и  $K_1^0K^-$ , из которых можно оценить лишь верхнее граничное значение для соответствующего распада  $A_2$ .

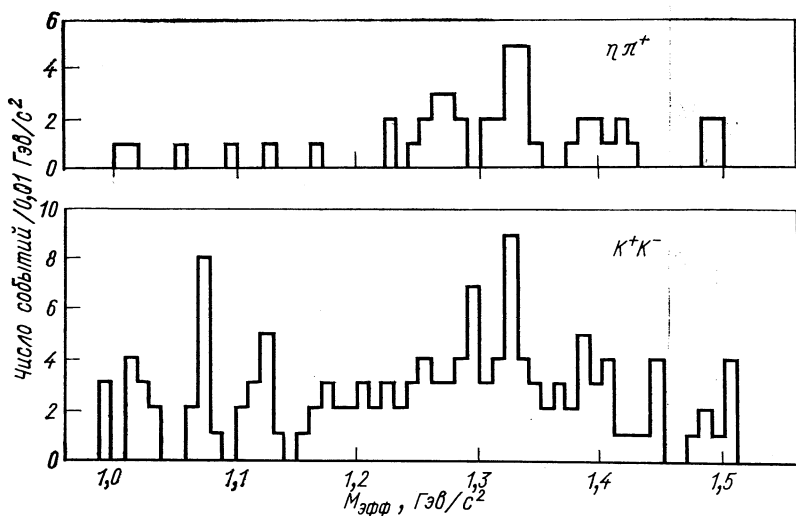


Рис. 24. Распределения эффективных масс ( $\eta\pi^+$ ) и ( $K^+K^-$ ) из  $\pi^+p$ -эксперимента при  $5 \text{ Гэв/с}$ .

Авторы получили из диаграммы Далитца для  $\rho\pi$ -распада с помощью уже описанного метода определения  $J^P$  для ( $A_2^-$ )-пика  $J^P = 1^-$  с вероятностью 25% и  $J^P = 2^+$  с вероятностью 2%. Блюменфельд и др. [36] при исследовании образования  $A_2$  в  $\pi^-p$ -взаимодействиях при  $3,9 \text{ Гэв/с}$  не наблюдали в распределении эффективных масс  $M(K_1^0K_1^0)$  узкого пика при  $1300 \text{ Мэв/с}^2$ . При этом экспериментальное разрешение по массе составляло  $\Gamma_{\text{эсп}} = 4 \text{ Мэв/с}^2$ . На рис. 19, з просуммировано экспериментальное распределение  $M(K_1^0K_1^0)$  обеих исследований [36, 30] в области  $A_2$ . Острый пик при значении массы  $A_2^H$ , наблюдаемый в исследовании Кренелла и др. [30], начинает размываться при простом удвоении экспериментального материала.

Во всяком случае, вопросу расщепления распределения масс ( $K\bar{K}$ ) в области  $A_2$  было посвящено новое исследование с ЦБС [37]. С помощью этого спектрометра было идентифицировано 251 событие типа  $\pi^-p \rightarrow pA_2^- \rightarrow pK^-K_1^0 \rightarrow pK^-\pi^+\pi^-$  при  $7 \text{ Гэв/с}$ . Разрешение

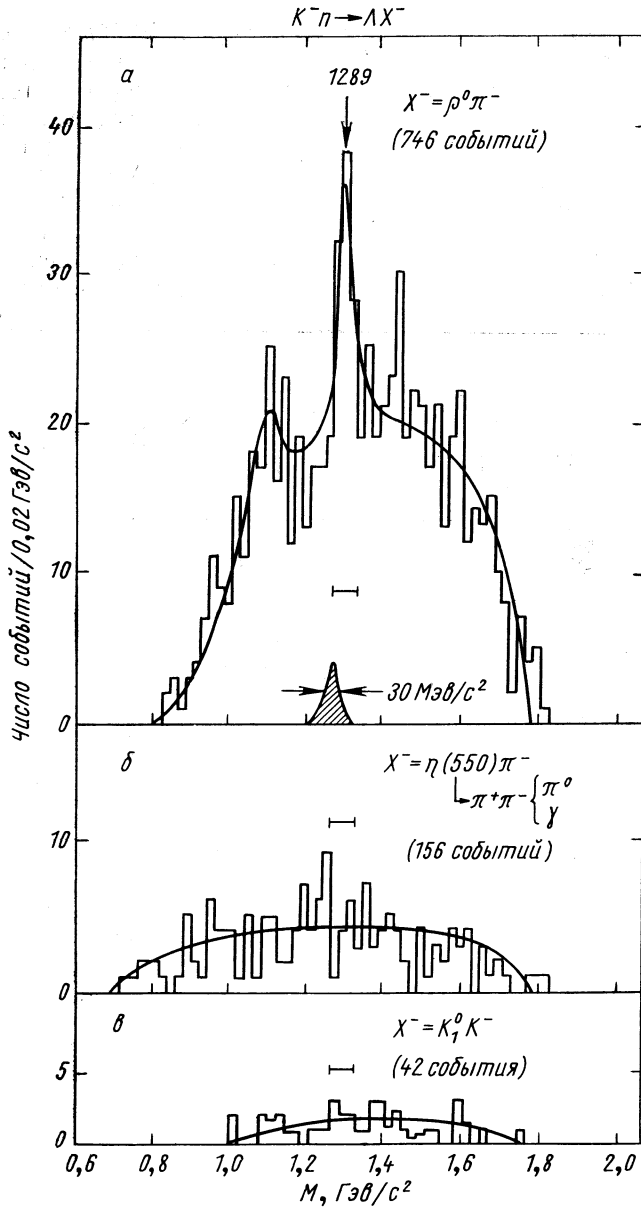


Рис. 25. Распределение эффективных масс:

*а* — для  $\rho^0 \pi^-$ . События в  $\Sigma(1385)^{+-}$ -области удалены. Заштрихованная область показывает экспериментальную разрешающую способность в  $A_2$ -области; *б* — для  $\eta \pi^-$ . События в  $\Sigma(1385)$ -области удалены; *в* — для  $K_1^0 K^-$ .

На графиках *б* и *в* сплошные кривые соответствуют распределению фазового пространства, на графике *а* — фазового пространства и двух резонансов.

по массе в области  $A_2$  составляло  $\Gamma_{\text{эксц}} = 10 \text{ Мэв}/c^2$ . В распределении масс  $M(K^-K_1^0)$  при  $(1300 \pm 5) \text{ Мэв}/c^2$  можно различить четкий провал (рис. 26). Здесь в области  $A_2$  имеется очень маленький фон ( $\sim 10\%$ ), так что возможность интерференционного эффекта с фоном можно исключить. Из новых данных с расщеплении спектра масс

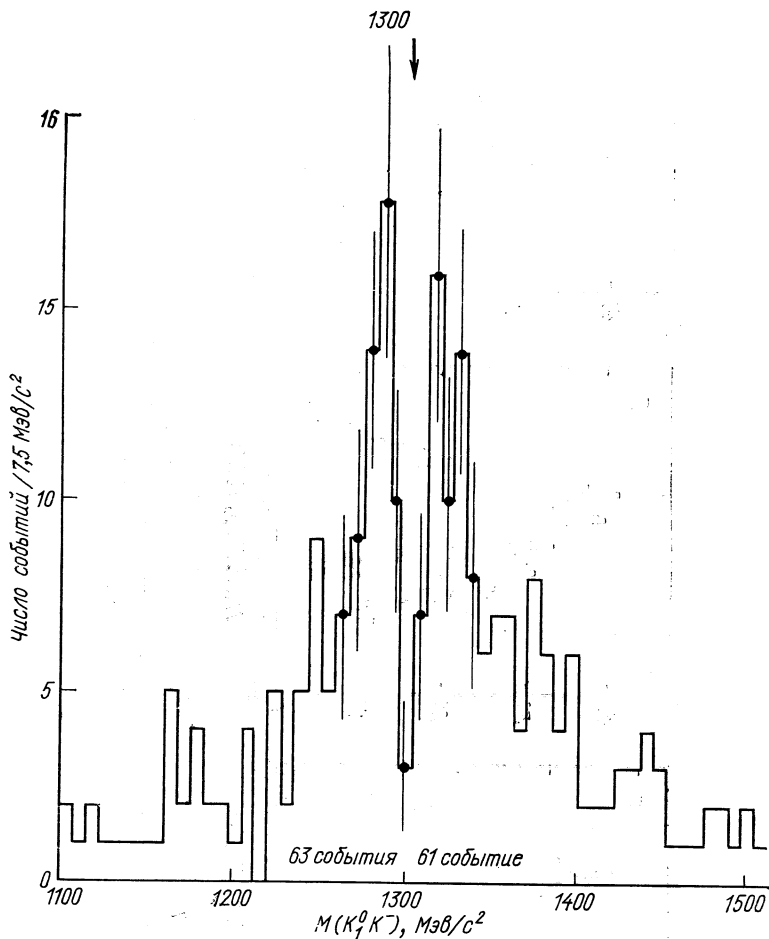


Рис. 26. Распределение эффективных масс  $(K_1^0 K^-)$ .

$K\bar{K}$  можно заключить, что  $A_2^L$  и  $A_2^H$  имеют одинаковый спин и одинаковую четность  $J^P = 2^+$ .

В упоминавшейся уже работе [36] был также исследован спектр эффективных масс  $M(\pi^+\pi^-\pi^-)$  реакции  $\pi^-p \rightarrow \rho\pi^+\pi^-\pi^-$  для различных интервалов передаваемого 4-импульса. Ограничением событий с надежно идентифицированным протоном ( $p_p < 800 \text{ Мэв}/c$ ) была достигнута высокая экспериментальная разрешающая способность в области  $A_2$  ( $\Gamma_{\text{эксц}} = 3,5 \text{ Мэв}/c^2$ ). На рис. 27 дано распре-

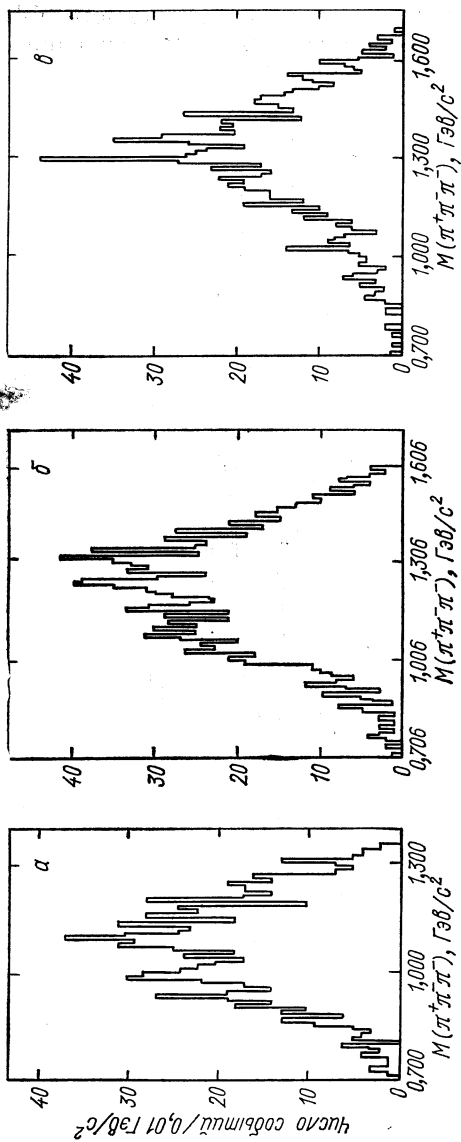


Рис. 27. Распределение эффективных масс  $(\pi^+\pi^-\pi^-)$  для различных  $t$ -областей реакции  $\pi^-p \rightarrow p\pi^-\pi^+\pi^-$  при 3,9 ГэВ/с:  
*a* —  $|t| \leq 0.08$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>, 944 события; *б* —  $0.08 < |t| < 0.21$ , 1487 события; *в* —  $|t| > 0.21 < |t| < 0.52$ , 1044 события.

деление масс  $M (\pi^+\pi^-\pi^-)$  для трех интервалов передаваемого 4-импульса. Выявляется статистически обеспеченная структура ( $\geq 3-4$  стандартных отклонений). При этом оказывается интересным, что значение массы пика в области  $A_2$  изменяет свое положение в зависимости от  $t$ -интервала. Для  $0,08 < |t| < 21 (\Gamma_{\text{эв}}/c)^2$  провал находится в области  $A_2$  при  $1290 \text{ Мэв}/c^2$ , в то время как для  $0,21 \leq |t| \leq 0,52 (\Gamma_{\text{эв}}/c)^2$  приблизительно при этом же значении энергии появляется пик.

Более точное высказывание возможно только тогда, когда появятся эксперименты с пузырьковой камерой, которые при высокой разрешающей способности одновременно будут обладать большой статистикой.

Дальнейшим доказательством зависимости эффекта  $A_2$  от передаваемого 4-импульса является работа Андерсона и др. [38]. Они исследовали с помощью спектрометра недостающих масс при  $16 \text{ Гэв}/c$  образование  $A_2$  вблизи  $180^\circ$ , т. е. при малых значениях  $u$ . Несмотря на высокую разрешающую способность по массам  $\Gamma_{\text{экс}} < 9 \text{ Мэв}/c^2$ , они наблюдали не расщепление, а пик при  $1295 \text{ Мэв}/c^2$ , т. е. значении массы, при котором в опыте с ЦБС наблюдался провал [28].

Если учесть, что исследования других состояний  $J^P = 2^+$ -нонета до сих пор не дали доказательства расщепления [39], то наиболее вероятным объяснением расщепления  $A_2$  является случайное вырождение двух независимых состояний  $I = 1$  с  $J^P = 2^+$ , которые интерферируют друг с другом. При этом наблюдения приводят к выводу, что оба пика, как правило, показывают одинаковые интенсивности при различных процессах образования и распада.

В рамках простой модели кварков интерференция может возникнуть между  $A_2$ -мезоном, соответствующим  ${}^3P_2$  конфигурации и узким  $I = 1$   $q\bar{q}$ -состояниям  ${}^3F_2$ -нонета при равном значении масс [40]. Подобные вырождения требуют, чтобы спин-орбитальное расщепление увеличивалось с ростом  $L$ . Арнольд и др. [41] рассматривали возможность, что интерферирующий с  $A_2$ -мезоном узкий резонанс соответствует экзотическому состоянию  $J^P = 2^+$ , у которого  $I$  и (или)  $G$  отличны от  $A_2$ . Непосредственного доказательства экзотического мезона до сих пор не имеется (см. гл. 6).

Эти и другие попытки объяснить эффект расщепления  $A_2$ -мезона носят предварительный характер. Имеют решающее значение дальнейшие экспериментальные факты о явлении расщепления.

Дальнейшим важным экспериментом последнего времени является исследование расщепления  $K^*$  (890) - и  $K^*$  (1420)-мезонов Левисом и др. [39]. Они идентифицировали 27 000 событий реакции  $K^+p \rightarrow pK^+\pi^+\pi^-$  при  $12 \text{ Гэв}/c$ . Разрешающую способность по массам в  $K^*$  (890)-области и в  $K^*$  (1420)-области они определили как равную 5,1 и 6,5  $\text{Мэв}/c^2$ . Показанное на рис. 28 эффективное распределение масс ( $K^+\pi^-$ ) не выявляет характерной структуры пика. Деление на различные  $t$ -области также не приводит ни одну область

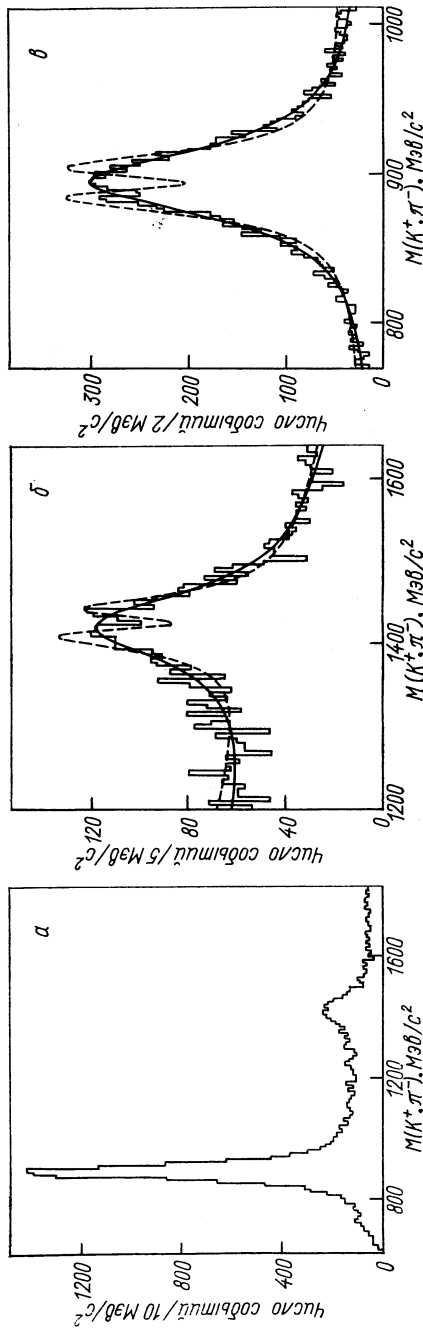


Рис. 28. Распределение эффективных масс ( $K^+\pi^-$ ) реакции  $K^+p \rightarrow K^+\pi^+\pi^+\pi^-$  при  $12 \text{ GeV}/c$ :  
 а — все 27 000 событий; б —  $K^*$  ( $1420$ )-область; в —  $K^*$  ( $890$ )-область.



к характерной тонкой структуре. Распределение сопоставляется с функцией Брейта — Вигнера и с двойным полюсом. Результаты показаны в табл. 7.

Таблица 7

Результаты подгонки резонансов

Резонанс	Подгонка Брейта—Вигнера			Подгонка двойного полюса		
	$M, \text{ Мэв}/c^2$	$\Gamma, \text{ Мэв}/c^2$	$\rho (\kappa^2), \%$	$M, \text{ Мэв}/c^2$	$\Gamma, \text{ Мэв}/c^2$	$\rho (\kappa^2), \%$
$K^*(890)$	$895,7 \pm 0,5$	$53,2 \pm 1,6$	42	$892,3 \pm 0,5$	$16,3 \pm 0,3$	$10-10$
$K^*(1420)$	$1421,1 \pm 2,6$	$101 \pm 10$	47	$1421,7 \pm 1,3$	$27,6 \pm 1,6$	1

Авторы пришли к выводу, что  $K^*(890)$ - и  $K^*(1420)$ -мезоны не обладают ни двухполюсной структурой, подобно  $A_2$ -мезонам, ни какой-либо существенной тонкой структурой. Новейшие исследования спина и четности  $K^*(1420)$ -мезона хотя и позволяют

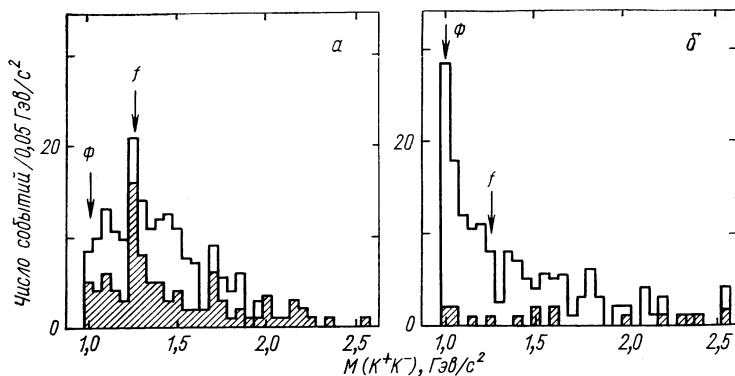


Рис. 29. Распределение эффективных масс ( $K^+K^-$ ):

$a$  —  $\pi^+p \rightarrow \pi^+pK^+K^-$ -реакции при  $8 \text{ Гэв}/c$ ; заштрихованы события с  $M(\rho\pi^+)$  в области  $N^{*++}$ ;  $b$  —  $K^-p$ -реакции при  $10 \text{ Гэв}/c$ ; заштрихованы события с  $M(\rho K^-)$  в области  $\Lambda(1520)$ .

заключить, что  $J^P = 1^-$  [42], но кроме вероятного приписывания  $J^P = 2^+$  остается также возможным и  $J^P = 3^-$ .

Оба других состояния тензорного нонета уверенно идентифицированы. Для  $f$ -мезона упоминается только два более новых исследования его каналов распада.

Асколи и др. [43] наблюдали в реакции  $\pi^-p \rightarrow \pi\pi^+\pi^+\pi^-$  при  $5 \text{ Гэв}/c$  пик в распределении эффективных масс комбинации  $4\pi$  при  $M = (1270 \pm 10) \text{ Мэв}/c^2$  с  $\Gamma = (90 \pm 30) \text{ Мэв}/c^2$ . Если этот пик приписать  $f$ -мезону, то получается оценка соотношения ветвей распада ( $f^0 \rightarrow 2\pi^+\pi^-$ ) : ( $f^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ) 10%.

Адерхольц и др. [44] в реакции  $\pi^+p \rightarrow \pi^+pK^+K^-$  при  $8 \text{ Гэв/с}$  наблюдали пик при массе  $f$  в  $M(K^+K^-)$ -спектре (рис. 29). Из этого следует сечение

$$\sigma(\pi^+p \rightarrow p\pi^+f^0 \rightarrow p\pi^+K^+K^-) = (5 \pm 2) \text{ мкбарн.}$$

Если принять для всех резонансов  $2^+$ -нонета, так же как и у  $A_2$ -мезона, центральное значение массы, то получают для угла смешивания  $\theta = 27,6 \pm 2,3^\circ$ . Это значение также не очень сильно отклоняется от идеального угла смешивания. Приблизительно идеальное смешивание проявляется также в том, что масса  $f$ -мезона не отличается заметно от центрального значения массы  $A_2$ -мезона ( $1297 \text{ Мэв/с}^2$ ) и что интеграл перекрытия формулы масс Швингера (7) принимает значение  $I' \approx 0,92$ .

Бассано и др. [45] сравнили предсказание  $SU(3)$  о соотношении ветвей распада при двучастичном распаде  $J^P = 2^+$ -состояния с соответствующими экспериментальными значениями. Подгонка для обоих типов распада  $2^+ \rightarrow 1^- + 0^-$  и  $2^+ \rightarrow 0^- + 0^+$  дает хорошее согласие с измеряемыми значениями, если предположить широкий  $A_2$  и широкий  $K^*$  (1400). Квадратичный избыток массы кварка со странностью получается для нонета тензорных мезонов  $\Delta = 0,34 (\text{Гэв/с})^2$ .

### § 3.2. ОБА $1^+$ -НОНЕТА

В рамках модели кварков можно ожидать два аксиально векторных нонета с  $J^{PC} = 1^{+-}$  и  $J^{PC} = 1^{++}$ . Ни для одного возможного кандидата обоих нонетов не гарантированы экспериментально полные квантовые числа. В некоторых случаях даже вопрос о существовании встречающихся резонансов еще открыт.

**а.  $A_1$ -мезон.** В распределении эффективных масс  $M(\rho\pi)$  находят один пик при  $1070 \text{ Мэв/с}^2$ . В некоторых экспериментах наблюдают острый пик, в других исследованиях в распределении эффективных масс намечается только плечо. Во встречавшихся до сих пор обобщениях [31] спектров масс трех пионов из  $\pi^\pm p$ -реакций различных первичных импульсов показан только один выступающий над большим фоном максимум.

Максимум при низких значениях  $M(\rho\pi)$  можно воспроизвести только из кинематических эффектов периферического механизма образования.

Декк сделал предположение, что виртуальный обменный пион испытывает дифракционное рассеяние на протоне в барионном узле, и получил максимум при  $1100 \text{ Мэв}$ . Однако учет одного  $\rho$ -обмена с рассеянием в барионном узле и дифракционной диссоциации [46] не приводит к количественному воспроизведению экспериментальных распределений всех кинематических параметров в  $A_1$ -области.

Если использовать амплитуду Редже для диаграммы обмена [47], то можно описать некоторые наблюдения. На рис. 30 показано, например,  $M(\rho^0\pi^-)$ -распределение для реакций  $\pi^-p \rightarrow \rho\rho^0\pi^-$  при  $13$

и  $20 \text{ Гэв/с}$  [48]. Сплошная кривая показывает предсказание двух-полюсной модели Редже, нормированное на число событий.

Отсюда можно приблизительно заключить, что то, что в  $A_1$ -области не существует резонанса, по всей вероятности, неправильно [49]. Исходя из концепции дуализма, поведение амплитуды Редже в  $t$ -канале, т. е. дифракционное рассеяние резонансных

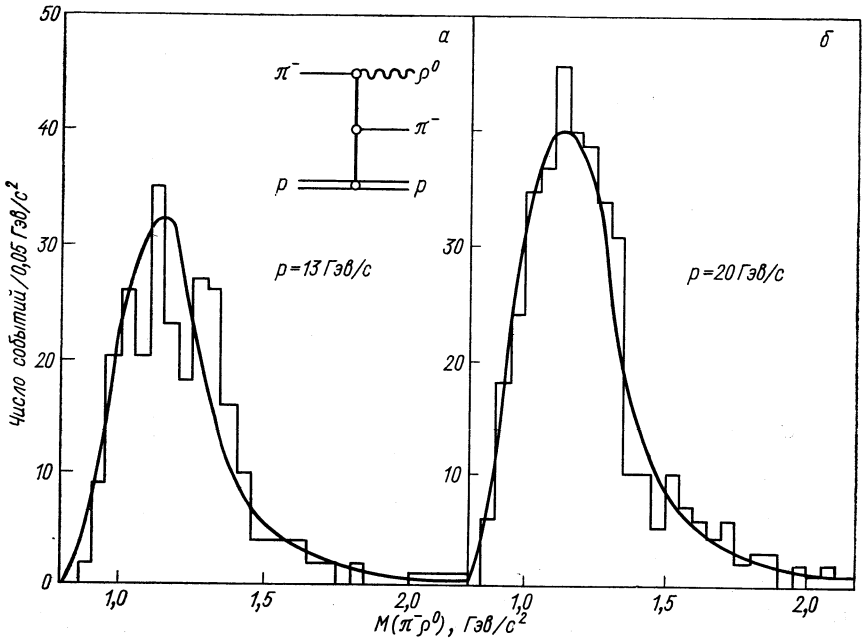


Рис. 30. Распределение эффективных масс  $(\pi^-\rho^0)$  реакции  $\pi^-p \rightarrow \rho^0\pi^-$ . Сплошные кривые соответствуют двухполюсной модели Редже нормированной на число событий.

компонент, полностью согласуется с образованием резонанса. В рамках этого представления декк-эффект и образование резонанса обуславливают друг друга.

Исследования  $A_1$ -мезона подчеркивают также важность проблемы анализа фона при идентификации резонанса и определении его свойств.

Лучшим доказательством существования  $A_1$ -мезона является наблюдение его в реакциях, в которых доминирующий кинематический эффект наименее вероятен.  $A_1$ -пик наблюдался в двух экспериментах по  $p\bar{p}$ -аннигиляции [50] (рис. 31 и 32). В реакции  $K^+p$  при  $9 \text{ Гэв/с}$  с пятью и шестью частицами в конечном состоянии Александр и др. [51], как показывает рис. 33, обнаружили пик при  $M = (1060 \pm 20) \text{ Мэв/с}^2$  над большим фоном. Берлингири и др. [52] нашли для реакции  $K^+p \rightarrow K^0\rho^+\pi^+\pi^-\pi^0$  при  $12,7 \text{ Гэв/с}$  как  $A_1^+$ ,

так и  $A_1^0$  с  $M = (1030 \pm 20) \text{ Мэв}/c^2$  (рис. 34). Рис. 35 показывает распределение  $M(\pi^+\pi^-\pi^-)$  реакции  $\pi^-p \rightarrow \rho\pi^+\pi^-\pi^-\pi^-$  при  $16 \text{ Гэв}/c$  [53]. Здесь показан наряду с  $A_1$ -пиком при  $M = (1055 \pm 6) \text{ Мэв}/c^2$  также так называемый  $A_{1,5}$ -пик при  $M = (1177 \pm 8) \text{ Мэв}/c^2$ . Следующим примером  $p\bar{p}$ -эксперимента, в котором

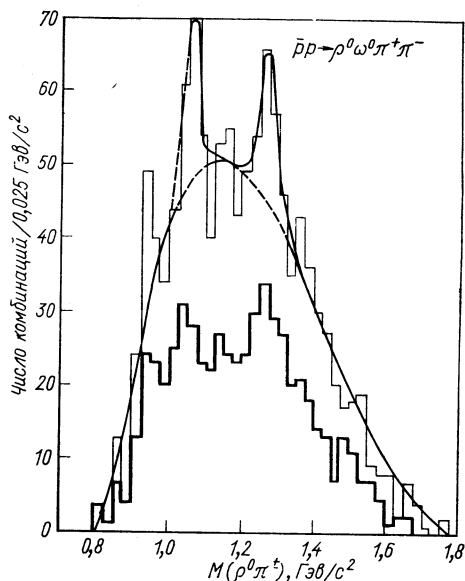


Рис. 31. Распределение эффективных масс ( $\rho^0\pi^\pm$ ) из  $p\bar{p}$ -аннигиляции при 3 и 3,6  $\text{Гэв}/c$ . Нижняя гистограмма соответствует случаю, когда  $\pi^0$  не входит в  $\pi^+\pi^0$ -комбинацию, имеющую массу  $\rho$ -мезона.

в многочастичном конечном состоянии может быть наблюден как  $A_1$ -пик, так и  $A_{1,5}$ -пик, является исследование Асколи и др. [54] 5  $\text{Гэв}/c$ . На рис. 36 дано распределение эффективных масс  $M(\rho^0\pi^-)$  для реакций с четырьмя и пятью частицами в конечном состоянии. То, что  $A_{1,5}$ -пик возникает около 1200  $\text{Мэв}$  в каналах, в которых возможен эффект Декка, показывает один из последних экспериментов (см. рис. 27) [36]. Как известно, дифракционный пик квазидвучастичных реакций в первом приближении можно описать через  $d\sigma/dt = K \exp(-At)$ . Для образования  $A_1$  коэффициент имеет при этом значение около 10 для  $|t| \leq 0,5 \text{ Гэв}^2/c^2$  [55]. В особенности оказывается, что дифференциальное сечение многочастичного канала вблизи области масс  $A_1$  обладает таким же поведением с приблизительно таким же значением  $A$ , как и в резонансной области [56].

Интересен в этой связи результат уже упомянутого эксперимента по исследованию недостающих масс [38]. В реакции  $\pi^-p \rightarrow \rho A_1^-$  было исследовано образование резонансов приблизительно при  $180^\circ$ , т. е. при маленьких значениях  $u$ . Зависимость дифференциального сечения от  $u$  можно также описывать через  $d\sigma/du = K \exp(Bu)$ . В противоположность рассеянию вперед получают для  $A_1$ -области  $B \approx 17$ , в то время как для фона  $B \approx 3$ .

В имеющихся до сих пор наблюдениях существование  $A_1$ -мезона очень вероятно. Из наблюдавшегося  $\rho\lambda$ -распада  $A_1$ -мезона следует  $I^G = 1^-$  и  $C = +1$ . Непосредственные опыты по определению спина и четности  $A_1$ -мезона дают  $J^P = 1^+$ , хотя также не может быть исключено  $2^-$  [11]. Из углового распределения распада  $A_1^- \rightarrow \rho^0\pi^-$  в работе [57] заключили, что для  $J^P = 1^+$   $A_1$ -мезон обладает боль-

шой  $d$ -волновой компонентой, вопреки обычным представлениям, что при распаде преобладают самые низкие состояния орбитального момента. Если  $A_1^-$ ,  $A_{1,5}$ -мезон и когерентный фон имеют одинаковые значения спина и четности  $J^P = 1^+$ , то наблюдаемые отклонения в различных экспериментах можно по меньшей мере качественно объяснить интерференцией.

**б.  $B$ -мезон.**  $B$ -мезон имеет массу  $M = (1221 \pm 6) \text{ Мэв}/c^2$ , ширину  $\Gamma = (1221 \pm 16) \text{ Мэв}/c^2$  и распадается на  $\omega\pi$ . Поэтому  $I^G = 1^+$ ; вследствие того, что  $G = C (-1)$ ,  $C = -1$ .

Асколи и др. [57] исследовали реакцию  $\pi^-p \rightarrow \rho B^- \rightarrow \rho\omega\pi^-$  при  $5 \text{ Гэв}/c$ . Анализ спина и четности  $J^P$ -распада при учете поляри-

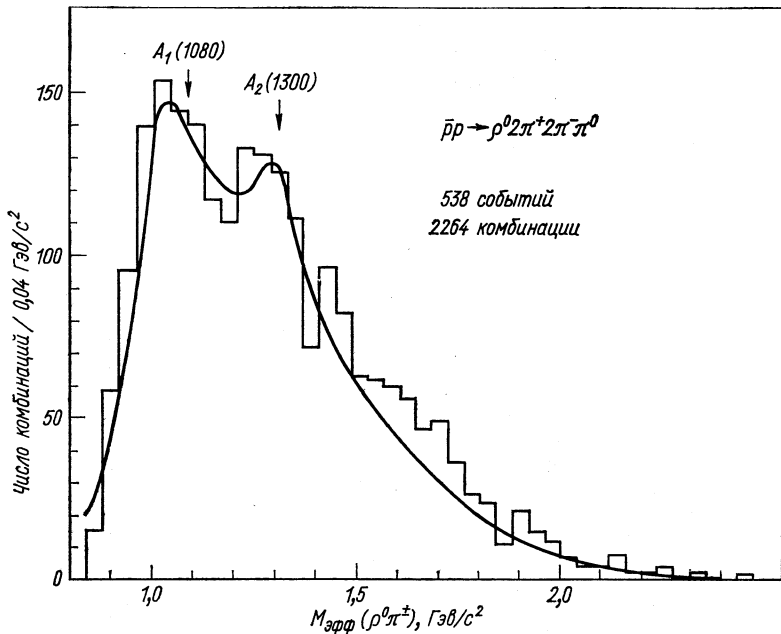


Рис. 32. Распределение эффективных масс ( $\rho^0\pi^\pm$ ) в  $\bar{p}p$ -аннигиляции при  $5,7 \text{ Гэв}/c$ .

зации  $B$ -мезона благоприятствует  $J^P = 1^+$ . Возможно, однако, также  $J^P = 2^+$ ,  $3^-$ , ... Из отсутствия  $K\bar{K}$ -распада  $B$ -мезона следует  $J^P \neq 1^-$ .

Бицарри и др. [58] исследовали образование  $B$ -мезона в  $\bar{p}p$ -аннигиляции в состоянии покоя. Начальным состоянием было  $^1S_0$  или  $^3S_1$ -состояние. Наилучшую подгонку для диаграммы Далитца авторы получили для  $B$ -мезона с  $J^P = 1^+$  или  $1$ . Так как полученные до сих пор наблюдения позволяют исключить  $J^P = 1^-$ , приписывание  $B$ -мезону  $J^{PC} = 1^{+-}$  является гарантированным.

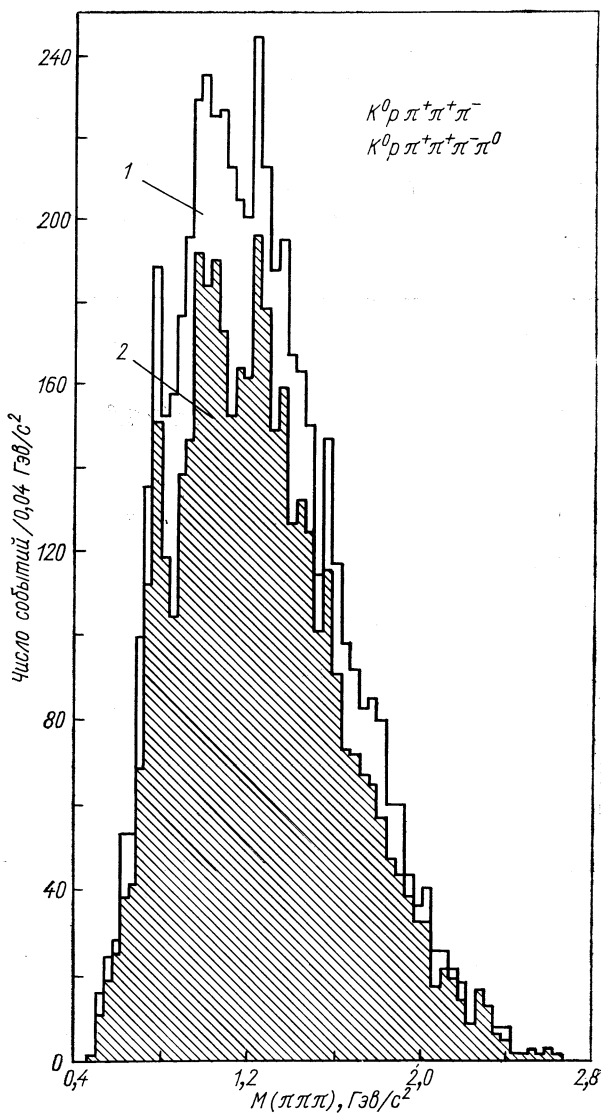


Рис. 33. Распределение эффективных масс трех пионов в  $K^0 p$ -взаимодействиях при  $9 \text{ Гэв/с}$ :  
 1 — из шестичастичной реакции  $M(\pi^+ \pi^+ \pi^-)$ ; 2 — из шести-  
 частичной реакции  $M(\pi^+ \pi^+ \pi^-)$  и шестичастичной реакции  
 $M(\pi^+ \pi^- \pi^0)$ , 2 комбинации/событие.

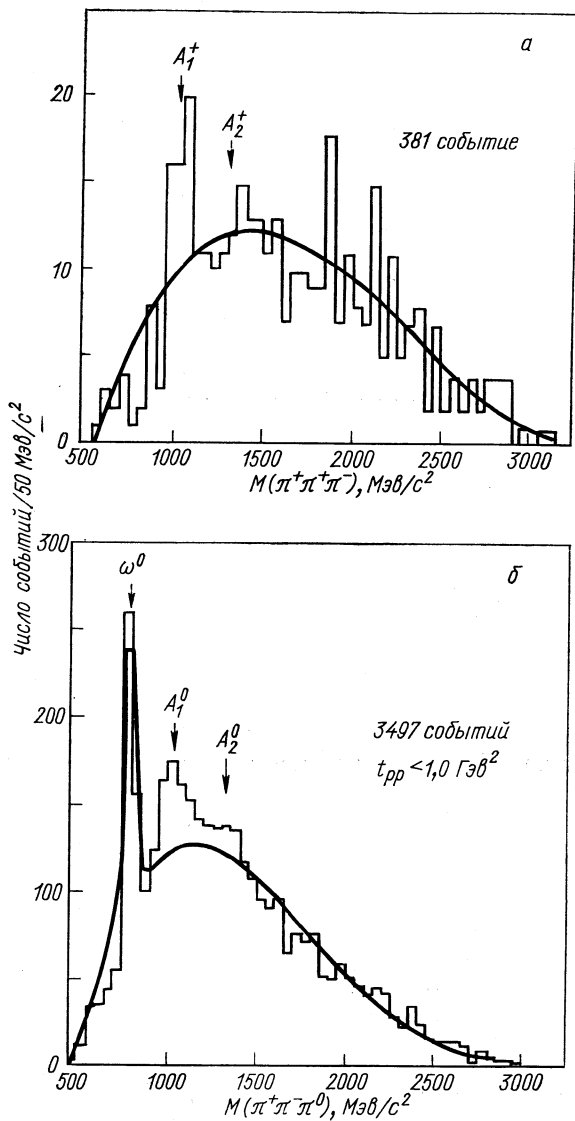


Рис. 34. Распределение эффективных масс трех пионов в реакциях:  
 а —  $K^+p \rightarrow pK^0\pi^+\pi^+\pi^-$ ; б —  $K^+p \rightarrow pK^+\pi^+\pi^-\pi^0$ .

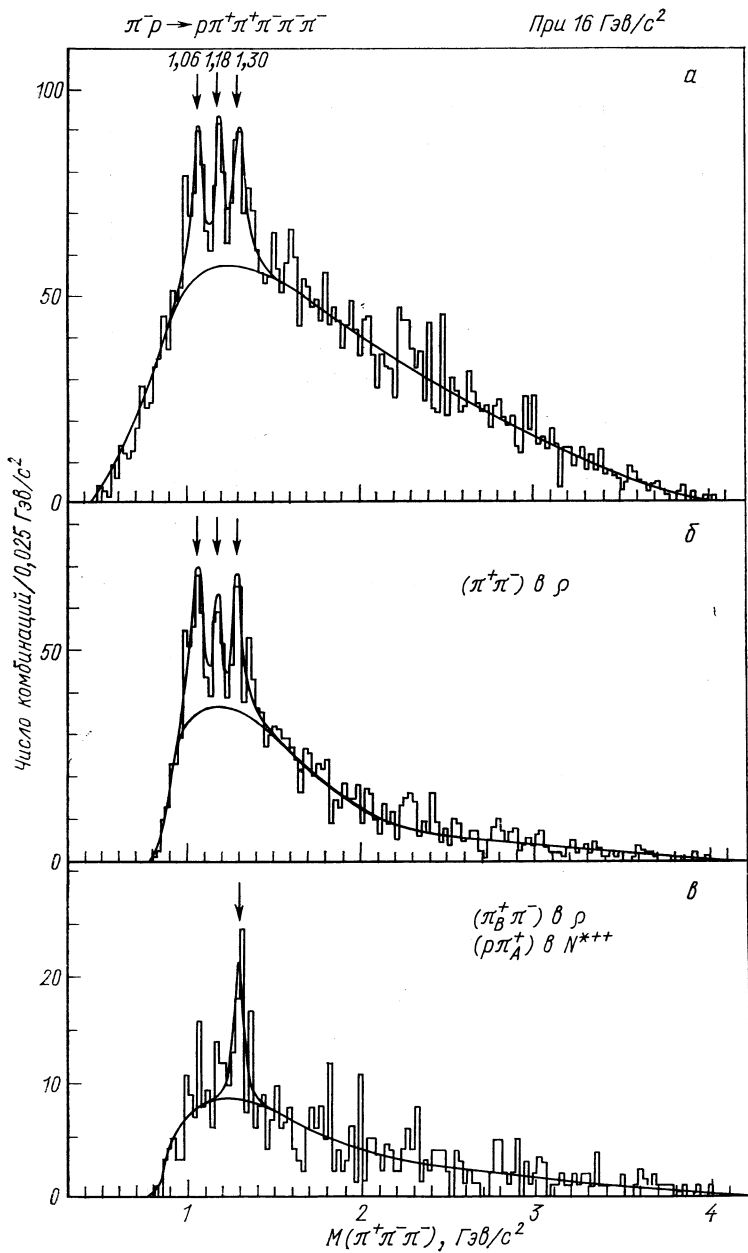


Рис. 35. Распределение эффективных масс  $(\pi^+ \pi^- \pi^-)$ . Сплошные кривые соответствуют подгонке масс к брейт-вигнеровскому распределению и проведенному от руки фону:

а — без ограничений; б —  $M(\pi^+ \pi^-)$  в области  $\rho$ -мезона; в —  $M(\pi_B^+ \pi^-)$  в области  $\rho$  и  $M(\rho \pi_A^+)$  в области  $N^{*++}$ .



в.  $H$ -мезон. Как было показано выше, оба изовектора с  $J^{PC} = 1^{+-}$  и  $J^{PC} = 1^{++}$  можно рассматривать как гарантированные. Относительно  $I = Y = 0$ -состояния обоих нонетов экспериментальная ситуация остается много более неясной. Намек на изоскалярное состояние с  $M = 990$  Мэв/с<sup>2</sup> и  $J^P = 1^+, 2^-, \dots$ , которое распадается преимущественно из  $\rho\pi$  в  $\pi^+\pi^-\pi^0$ , был получен в  $\pi^+p$ -

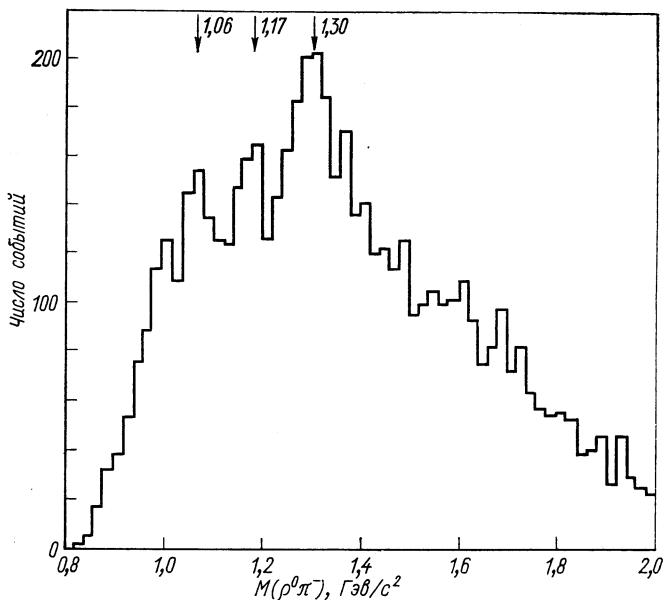
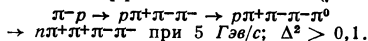


Рис. 36. Распределение эффективных масс ( $\rho^0\pi^-$ ) для реакций:



и  $\pi^+n$ -экспериментах при первичных импульсах между 3 и 4 Гэв/с [59]. Другие исследования, как, например, реакции  $\pi^+p \rightarrow N^{*++}\pi^+\pi^-\pi^0$  в той же энергетической области [60] или  $\pi^+n$ -реакции при 5,1 Гэв/с [61] не показали никакого намека на  $H$ -пик.

Исследование Фанга и др. [60] дало, что один  $\rho$ -выбор при статистически образованном фазовом пространстве в  $M$  ( $\rho\pi$ )-распределении масс ведет к пику при 1 Гэв/с<sup>2</sup>.

Барбаро-Галтиери и Зёдинг [62] учитывали, кроме того, в своем критическом обзоре, содержащем все данные о  $H$ -пике, что распад  $X^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ , который дает примесь в канал с  $\pi^0$ , также может действовать широкому пику при 990 Мэв/с<sup>2</sup>. Они пришли к выводу, что полученные до сих пор наблюдения не допускают утверждения о существовании  $H$ -мезона. Гольдхабер и др. [63] сообщили на конференции в Лунде об исследовании  $H$ -эффекта в приблизительно 17 000 событиях реакции  $\pi^+p \rightarrow \rho\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$  при 3,7 Гэв/с. Без  $\rho$ -отбора и при количественном учете  $X^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  распада они полу-

чили в  $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ -распределении отчетливый пик при  $M = 1000 \text{ Мэв}/c^2$ ,  $\Gamma = 50 \text{ Мэв}/c^2$ . Эффект лежит вне  $N^{*++}$ -полосы. На рис. 37 показано эффективное распределение масс  $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ . При этом для снижения фона были устранены следующие события: а) события с  $\omega$ -мезоном; б)  $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$  комбинации, которые соответствуют отражению  $\eta$ -мезона и  $N^{*++}$ -бариона.

Большой фон не позволяет провести определение  $J^P$  —  $H$ -мезона.

г.  **$D$ -мезон.**  $D$ -мезон имеет массу  $M = (1285 \pm 4) \text{ Мэв}/c^2$  и полуширину  $\Gamma = 34 \pm 4 \text{ Мэв}/c^2$ . Он уже надежно доказан в канале распада  $D \rightarrow (K\bar{K}\pi)^0$  (см., например, рис. 5). Из наблюдаемых рас-

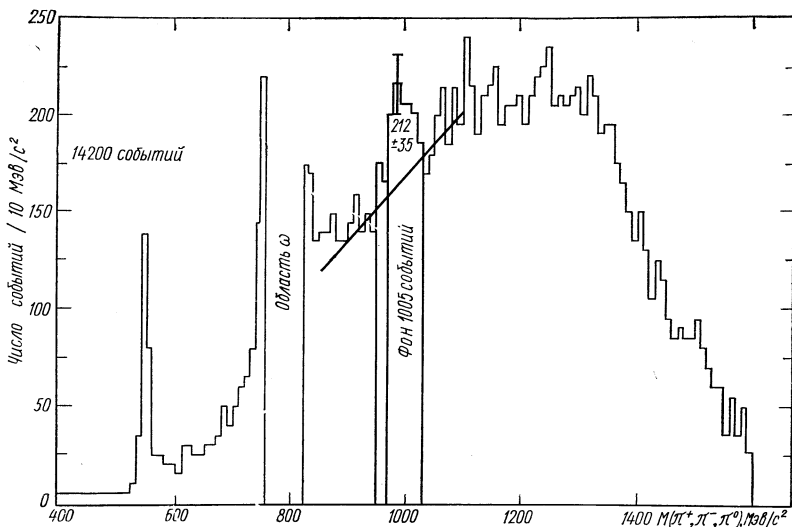


Рис. 37. Распределение эффективных масс  $(\pi^+\pi^-\pi^0)$  для реакции  $\pi^+p \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$  при  $3,7 \text{ Гэв}/c$ ;  $\omega$ -,  $\eta$ -,  $\Delta^{*+}$ -отражения удалены.

падов следует  $I = 0$  и  $C = +1$ . Далее имеются некоторые ненадежные намеки на распад  $D^0 \rightarrow \delta^\pm \pi^\mp$  [64]. Неуверенность заключается в стоящей под вопросом идентификации  $\delta^\pm$ -мезона (см. § 3.3). Ни один из полученных до сих пор экспериментов не позволяет четко определить  $J^P$  [1]. В уже упоминавшейся новой работе Лоршадта и др. [14] было исследовано образование  $D$ -мезона вблизи порога реакции в процессе  $p\bar{p} \rightarrow D^0\rho^0$ . При этом угловое распределение распада  $\rho^0$ -мезона в его системе покоя относительно направления полета первичного  $\bar{p}$  оказалось зависящим от спина и четности  $D$ -мезона. Из анализа углового распределения распада авторы получили при предположении 50%-ного фона фазового пространства легкое предпочтение  $J^P = 1^+$  против  $J^P = 0^-$ . Также до сих пор нельзя исключить для  $D$ -мезона  $J^P = 2^-$ .

д.  $Q$ -область. В реакции  $K^+ \rightarrow p(K\pi\pi)^\pm$  при первичном импульсе между 3 и 13 Гэв/с в распределении эффективных масс  $(K\pi\pi)^\pm$  наблюдался широкий максимум между 1100 и 1450 Мэв/с<sup>2</sup>. Исследования показали, что возможный резонанс в этой так называемой  $Q$ -области распадается на  $[K^*(890)\pi]$  и  $(K\rho)$ . Вклад обоих аксиально векторных мезонов в  $Q$ -распад оказывается труднооценимым,

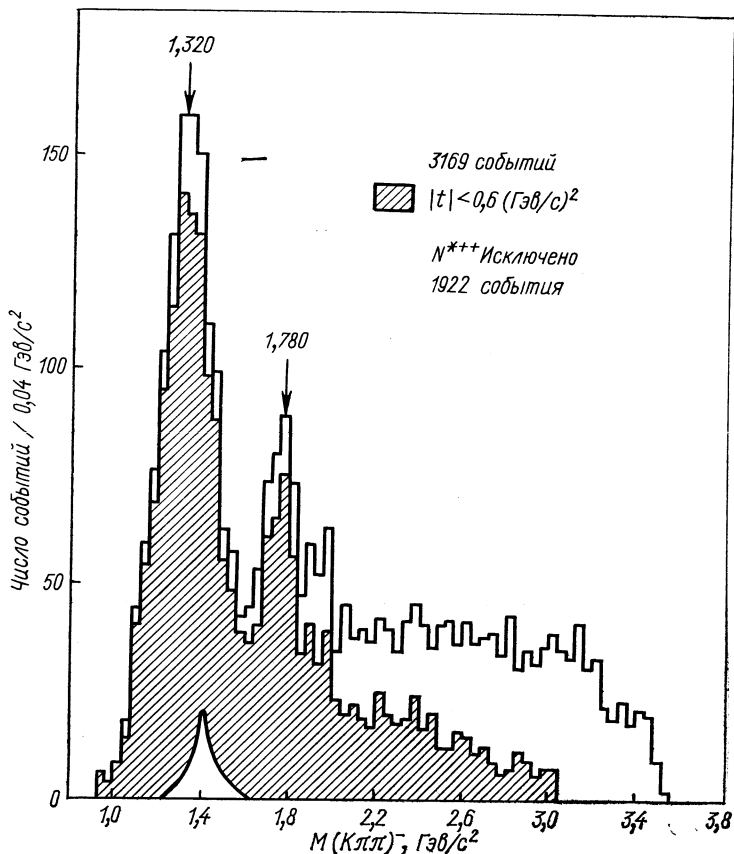


Рис. 38. Распределение эффективных масс  $(K\pi\pi)^-$  для реакции  $K^-p \rightarrow pK^-\pi^+\pi^-$  при 10 Гэв/с. Выделенное брейт-вигнеровское распределение соответствует рассчитанной доле  $K^*(1420)$ -резонанса в  $Q$ -области.

так как между обоими видами распада наступает сильная интерференция.  $Q$ -максимум был интерпретирован как а) кинематический эффект; б) широкий резонанс; в) много резонансов.

Общий обзор экспериментальных данных до начала лета 1968 г. можно найти у Гольдхабера [65] и Френха [31].

$K^*(1420)$ -мезон распадается с приблизительно равной вероятностью на  $K\pi$  и  $K\pi\pi$ . В экспериментах с первичными импульсами

ниже  $5 \text{ Гэв/с}$  появляется  $K^*$  (1420)-мезон в  $M(K\pi\pi)^\pm$ -распределении как отдельный пик. При более высоких первичных импульсах в распределении эффективных масс его нельзя больше ясно отделить. Рис. 38 показывает типичную картину такого распределения масс [66]. При предположении коэффициента ветвления  $K\pi/K\pi\pi \approx 1$  для  $K^*$  (1420)-распада можно по  $(K\pi\pi)$ -распределению масс легко оценить выход  $K^*$  (1420). Сечение образования  $Q$ -максимума остается с ростом первичного импульса приблизительно постоян-

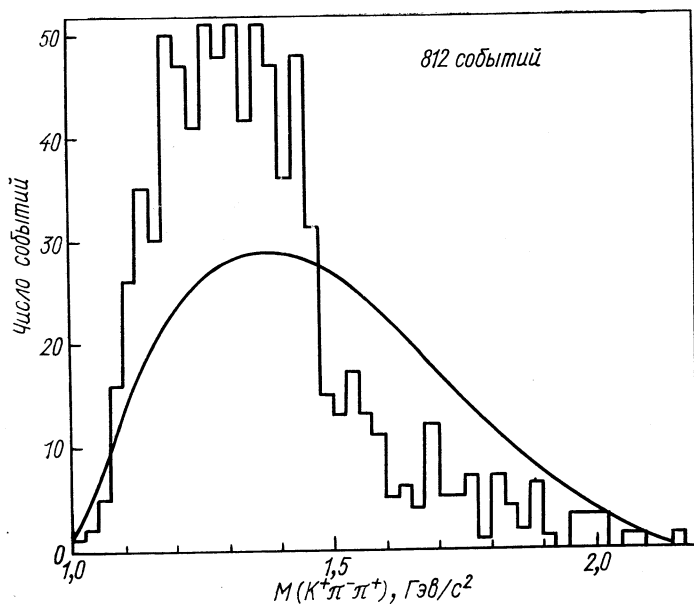


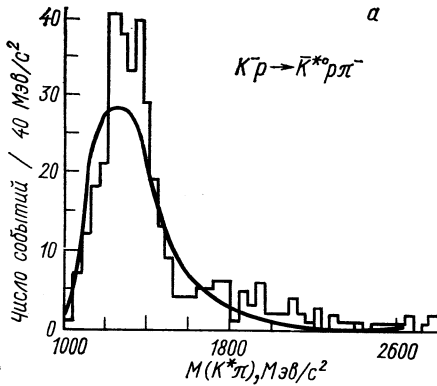
Рис. 39. Распределение эффективных масс  $(K^+\pi^-\pi^+)$  для реакции  $K^{*0}\pi^+ \rightarrow K^*\pi^+\pi^+$  при  $5,5 \text{ Гэв/с}$ . Сплошная кривая соответствует модели дифракционной диссоциации.

ным. Сечение образования  $K^*$  (1420) оказывается пропорциональным  $p_0^2$ . Поэтому доля  $K^*$  (1420)-мезона в  $Q$ -области уменьшается с ростом первичного импульса.

Установленные экспериментально свойства  $Q$ -максимума, как, например, сильная зависимость от  $t$  или присутствие максимума в реакциях с обменом заряда, подчеркивают сходство с  $A_1(A_{1,5})$ -проблематикой.

В различных работах была сделана попытка описания  $Q$ -максимума моделью дифракционной диссоциации в смысле декк-эффекта. При этом учитывалось упругое рассеяние как виртуальных  $\pi$ -( $\rho$ )-мезонов, так и виртуальных  $K$ -[ $K^*$  (890)]-мезонов в протонном узле. При этом всегда оказывалось трудно полностью объяснить наблюдаемый пик декк-механизмом. Рис. 39 показывает в качестве примера сравнение между  $K^{*0}(890)\pi^+$ -распределением масс из  $K^+p \rightarrow$

→  $K^+p\pi^+\pi^-$ -реакции при 5,5 Гэв/с [67] и моделью дифракционной диссоциации Росса и Уатяма [46]. Андриус и др. [68] пытались интерпретировать  $Q$ -область из реакции  $K^-p \rightarrow \bar{K}^{*0}(890)p\pi^- \rightarrow K^-p\pi^+\pi^-$  при 12,6 Гэв/с двухполосной моделью Редже [47]. На рис. 40 приведено сравнение модели с экспериментом. Подобное хорошее согласие между двухполосной моделью Редже и когерентно



но образованной ( $\bar{K}^-\pi^+\pi^-$ )-системой нашли Вернер и др. [69] в исследованиях реакции  $K^-d \rightarrow K^-d\pi^+\pi^-$  при 5,5 Гэв/с.

Очевидный успех этой модели не исключает в рамках гипотезы дуализма, что в  $Q$ -области содержатся один или больше резонансов. Окажется очень трудным сделать заключение из

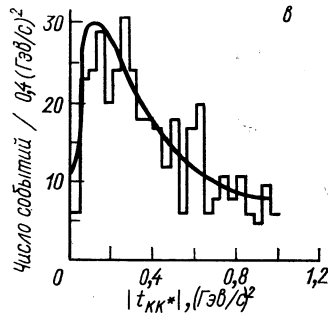
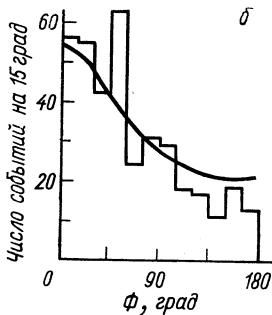


Рис. 40.  $K^-p$ -реакции при 12,6 Гэв/с. Сплошные кривые, соответствующие предсказаниям двухполосной модели Редже, нормированы на число событий:

а — распределение эффективных масс ( $K^*\pi$ ) для реакции  $K^-p \rightarrow \bar{K}^{*0}p\pi^-$ ; б — угловое распределение углов Треймана — Янга; в — распределение по передаваемому 4-импульсу.

наблюдавшегося  $M(K\pi)\pm$ -распределения о существовании одного или нескольких резонансов. Имеются указания на то, что структура  $Q$ -области зависит от начального импульса, от передаваемого 4-импульса и от ориентации  $K^*$  (890) из  $Q$ -распада. Насколько сильными могут быть такие зависимости, показывает сравнение спектров масс ( $K^+\pi^+\pi^-$ ) реакции  $K^+p \rightarrow K^+p\pi^+\pi^-$  при 5 и 5,6 Гэв/с [31] (рис. 41). Положение пика изменяется, с одной стороны, при делении событий на события с экваториальным  $K^*$  (890)-распадом ( $\cos \theta_{KK} < 0,6$ ) и с полярным распадом и, с другой, даже при очень малом изменении начальной энергии. Если предположить, что причиной этих

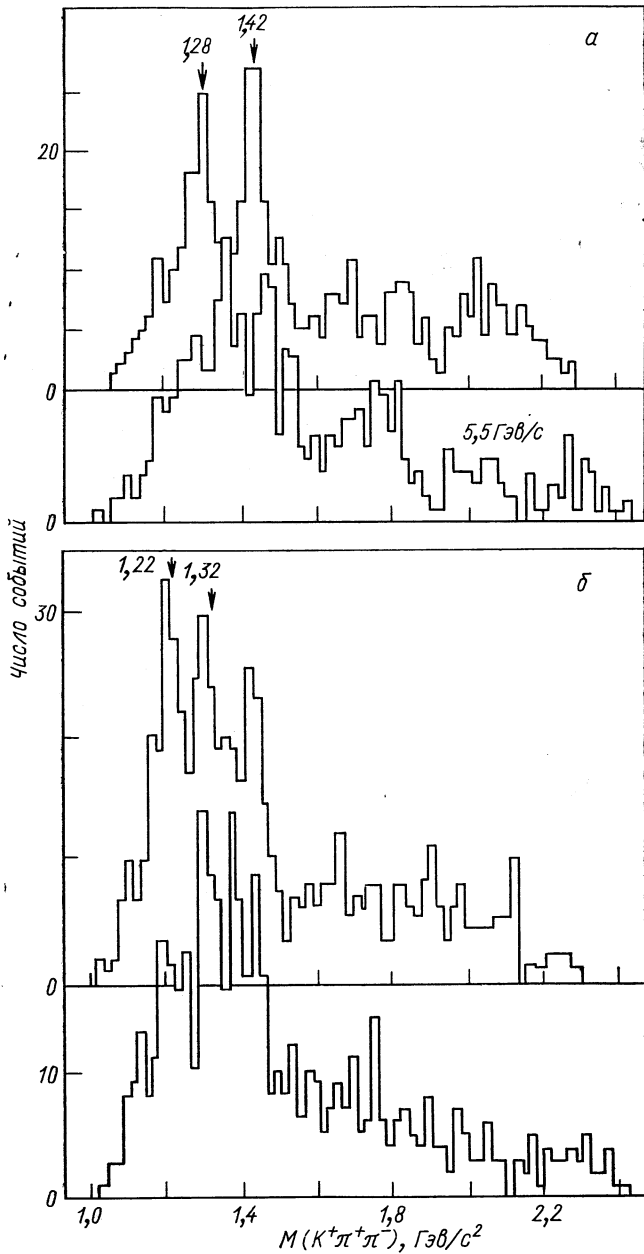


Рис. 41. Спектры эффективных масс ( $K^+\pi^+\pi^-$ ) для экваториальных (а) и полярных (б) распадов в  $K^+\rho$ -взаимодействии при  $5 \text{ GeV}/c$  (верхние гистограммы) и  $5,5 \text{ GeV}/c$  (нижние гистограммы):

$$\Delta_{\rho}^2 > 0,1 \text{ GeV}/c^2; |\cos \theta_{KK}| < 0,6.$$

значительных вариаций является интерференционный эффект, то он должен обладать очень сильной зависимостью от энергии, так что объединение распределений из различных экспериментов при различных начальных импульсах оказывается малорациональным.

Из многочисленных экспериментальных исследований  $Q$ -области в качестве примеров рассматриваются две новые работы с большой статистикой. Барбаро-Галтиери и др. [70] исследовали при  $12 \text{ Гэв/с}$  14 310 событий реакции  $K^+p \rightarrow K^+p\pi^+\pi^-$ . Они не обнару-

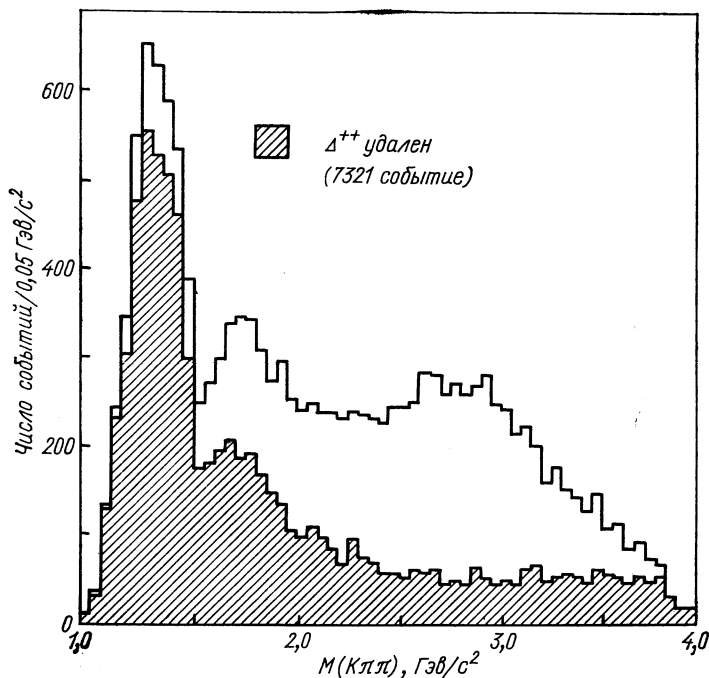


Рис. 42. Распределение эффективных масс ( $K\pi\pi$ ) в реакции  $K^+p \rightarrow pK^+\pi^+\pi^-$  при  $12 \text{ Гэв/с}$ : 14 310 событий всего.

жили структуры в  $Q$ -области, а наблюдали только один пик при  $1300 \text{ Мэв/с}$  с шириной около  $250 \text{ Мэв/с}^2$  (рис. 42). Александер и др. [71] исследовали 7577 событий реакции  $K^+p \rightarrow K^+p\pi^+\pi^-$  и 2272 события реакции  $K^+p \rightarrow K^0p\pi^+\pi^0$  при  $9 \text{ Гэв/с}$ . Как показывает рис. 43, а, распределение эффективных масс ( $K\pi\pi$ ) содержит статистически обеспеченный провал в  $Q$ -области. Оба пика имеют следующую массу и ширину:  $M = (1260 \pm 20) \text{ Мэв/с}^2$ ,  $\Gamma = (40 \pm 10) \text{ Мэв/с}^2$  и  $M = (1380 \pm 20) \text{ Мэв/с}^2$ ,  $\Gamma = (120 \pm 20) \text{ Мэв/с}^2$ . В совместной работе лабораторий Бирмингем — Глазго — Оксфорда исследовали те же реакции при  $10 \text{ Гэв/с}$ , а на рис. 43, б дано распределение масс. Рис. 43, в объединяет

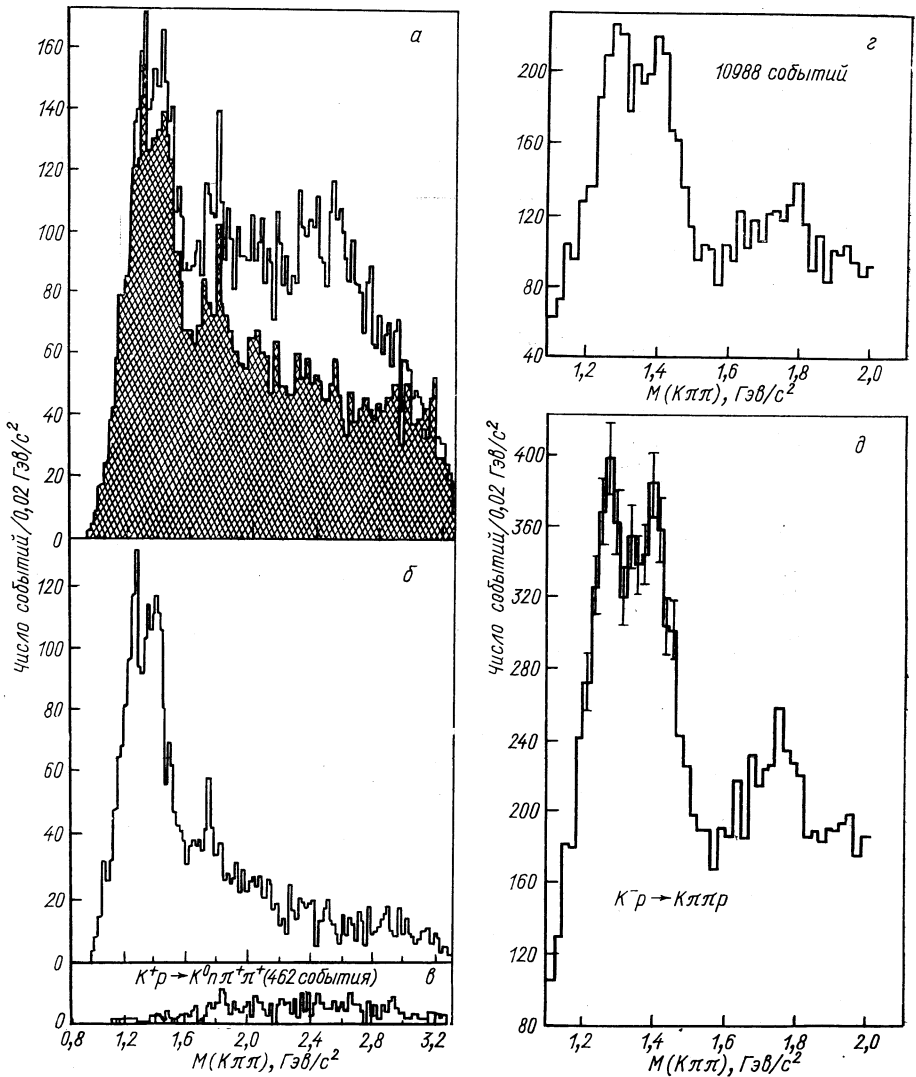


Рис. 43. Распределение эффективных масс ( $K\pi$ ):

*а* — в реакциях  $K^+p \rightarrow K^+\pi^+\pi^-$  и  $K^+p \rightarrow K^0\pi^+\pi^0$  при 9 Гэв/с; зачерненная область относится к событиям с исключением  $N_{23}^{1*++}$ ; *б* — в тех же реакциях с исключением  $N_{123}^{*++}$  и включением  $K_{890}$  или  $\rho$ ; *в* — в реакции  $K^+p \rightarrow K^0\pi^+\pi^+$ ; *г* — в тех же реакциях, что в *а* и *б*, но при 10 Гэв/с; *д* — суммарное распределение для *а*, *б* и *г*.



няет оба эксперимента и подчеркивает характер структуры в  $Q$ -области.

При различных начальных импульсах был произведен анализ спин-четности, как правило, для различных интервалов масс  $Q$ -области. Из исследования распределения плотности на диаграмме Далитца для  $(K\pi\pi)$ -системы и анализа углового распределения  $(K^*\pi)$ -распада получается всегда для всех областей  $Q$ -максимума  $J^P = 1^+$ . В некоторых исследованиях нельзя полностью исключить  $J^P = 2^-$ .

Если предположить, что в  $Q$ -область вносят вклад два странных аксиально векторных мезона, то они оба могут интерферировать друг с другом. Они принадлежат к двум октетам, которые различаются только зарядовой четностью. Гольдхабер [72] исследовал когерентное сложение двух аксиально векторных мезонов с включением некогерентного вклада  $K^*(1420)$ . На рис. 44 приведено изменение формы распределения масс при изменении фазового угла  $\Phi$  между обеими амплитудами. Только при подходящем выборе  $\Phi$  можно получить спектр масс, который приблизительно соответствует варьируемым экспериментальным данным. При этом нужно учесть, что возможный когерентный фон не был взят в расчет.

Интересен также следующий результат уже упоминавшейся работы Александера и др. [71]. С наблюдением  $Q \rightarrow (K^+\pi^+\pi^-)$  и  $Q \rightarrow (K^0\pi^+\pi^0)$ -распада корректное описание возможно только при следующих предположениях.

а. Между  $[K^*(890)\pi]$ - и  $(K, \rho)$ -распадами обоих мезонов в  $Q$ -области происходит интерференция.

б. Наряду с этими распадами имеется также еще один  $(K^+\varepsilon^0)$ -распад. При этом  $\varepsilon^0(720)$  есть  $I = 0$  —  $S$ -волновая  $(\pi\pi)^0$ -система (см. § 3.3). Непосредственную предпосылку для последнего предположения дает распределение масс  $(\pi\pi)$  для событий из середины  $Q$ -области. В конечном состоянии  $K^+\rho\pi^+\pi^-$  спектр масс  $(\pi^+\pi^-)$  дает пик при  $M \approx 720 \text{ Мэв}/c^2$  с  $\Gamma \approx 180 \text{ Мэв}/c^2$ . В противоположность этому соответствующее распределение конечного состояния  $K^0\rho\pi^+\pi^0$  показывает пик при  $M \approx 760 \text{ Мэв}/c^2$  с  $\Gamma \approx 80 \text{ Мэв}/c^2$ .

Наряду с исследованиями в каналах, в которых возможна дифракционная диссоциация, в  $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\pi\pi$ -реакциях наблюдался резонанс  $I = 1/2$ , описанный как  $c$ -мезон. Аннигиляция происходила в состоянии покоя. О более детальном анализе расширенного экспериментального материала сообщили недавно Астир и др. [73]. На рис. 45 приведено распределение масс  $(K\pi\pi)^0$  для различных конечных состояний. Во всех появляется пик при  $1250 \text{ Мэв}/c^2$ . При  $1320 \text{ Мэв}/c^2$  появляется плечо. В  $(K\pi\pi)^\pm$ -распределении масс также выступает пик при  $1250 \text{ Мэв}/c^2$ . Подгонка всех экспериментальных данных методом максимума правдоподобия под простую модель приводит к хорошему согласию только при предположении  $(K\pi\pi)$ -резонанса с  $M = (1242_{-10}^{+9}) \text{ Мэв}/c^2$ ,  $\Gamma = (127_{-25}^{+7}) \text{ Мэв}/c^2$  и  $IJ^P = 1/2 1^+$ . Авторы показали далее, что обе

амплитуды распада ( $K^*\pi$ ) и ( $K\rho$ ) находятся приблизительно в фазе. Отсюда можно при отсутствии смешивания между октетами заключить, что  $c$ -мезон принадлежит к  ${}^3P_1$ -нонету с  $J^{PC} = 1^{++}$ . Обобщенные экспериментальные ситуации являются по-прежнему противо-

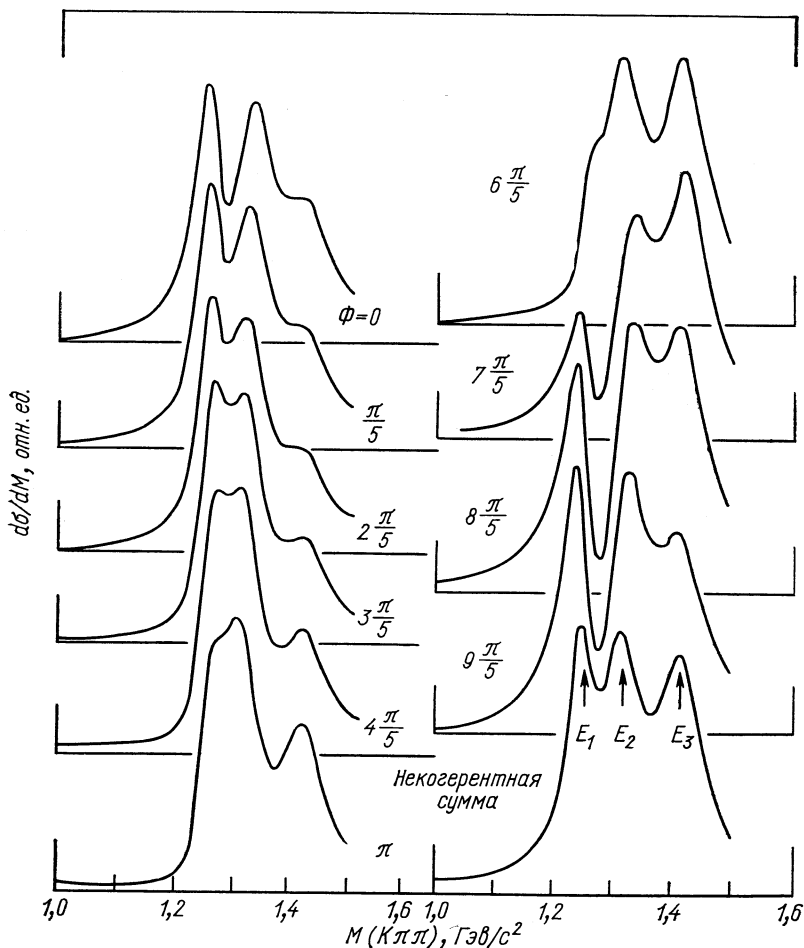


Рис. 44. Зависимость спектра эффективных масс ( $K\pi\pi$ ) от фазового угла при когерентном сложении двух резонансов в  $Q$ -области.

речивыми. Простейшая интерпретация состоит, очевидно, в предположении, что существует два  $J^P = 1^+$   $c$ -мезона с  $C = \pm 1$  массой 1240 и 1350  $\text{МэВ}/c^2$ . Желательны дальнейшие экспериментальные исследования, особенно в каналах реакций без дифракционной диссоциации. Кроме того, имеются также противоречивые результаты для существования резонансов с естественной четностью. Додд и др. [74] произвели обобщение четырех исследований реакции

$K^+p \rightarrow pK_1^0\pi^+$  при начальных импульсах между 3,0 и 3,5 Гэв/с. На рис. 46 дано распределение эффективных масс ( $K_1^0\pi^+$ ). При 1260 Мэв/с² выявляется пик. Кренелл и др. [75] наблюдали в иссле-

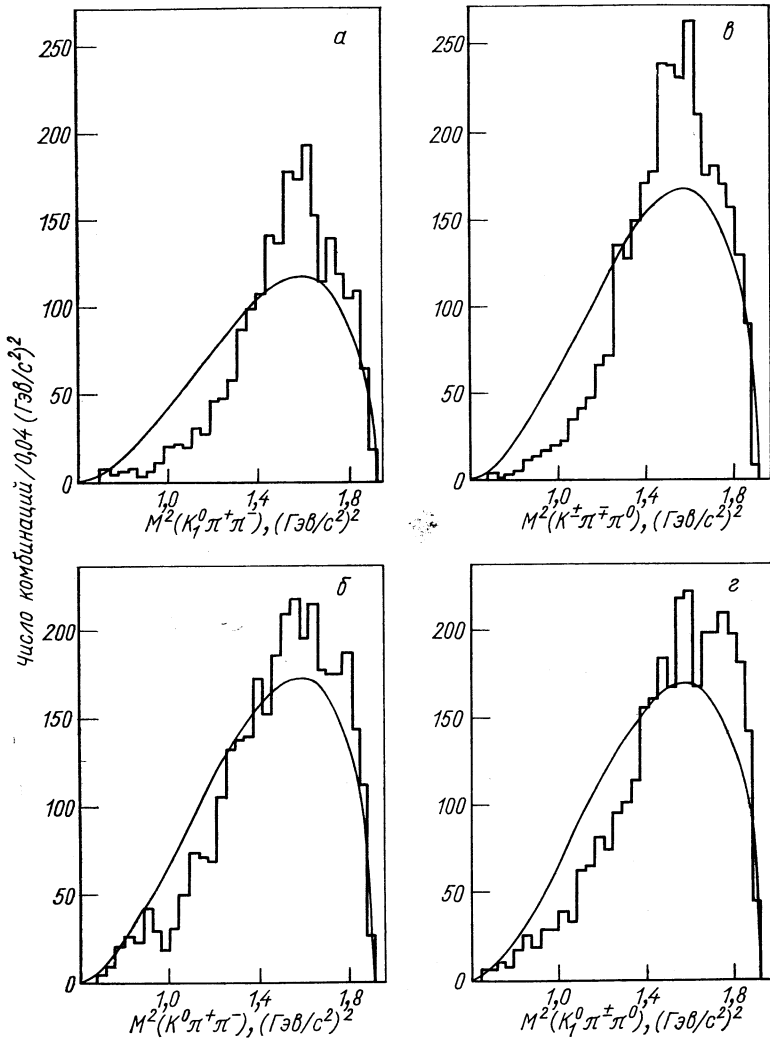


Рис. 45. Распределения эффективных масс ( $K\pi\pi$ ) для реакций: а —  $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ ; б —  $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^+ \pi^-$ ; в —  $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^\pm \pi^\mp \pi^0$  нейтральные ( $K\pi\pi$ )-комбинации; г —  $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^\pm \pi^\mp \pi^0$ -заряженные ( $K\pi\pi$ )-комбинации. Плавные кривые соответствуют фазовому пространству.

довании реакции  $K^-n \rightarrow nK_1^0\pi^-$  при 3,9 Гэв/с с приблизительно сравнимой статистикой пик при 1160 Мэв/с², но не видели эффекта при 1250 Мэв/с² (рис. 47).

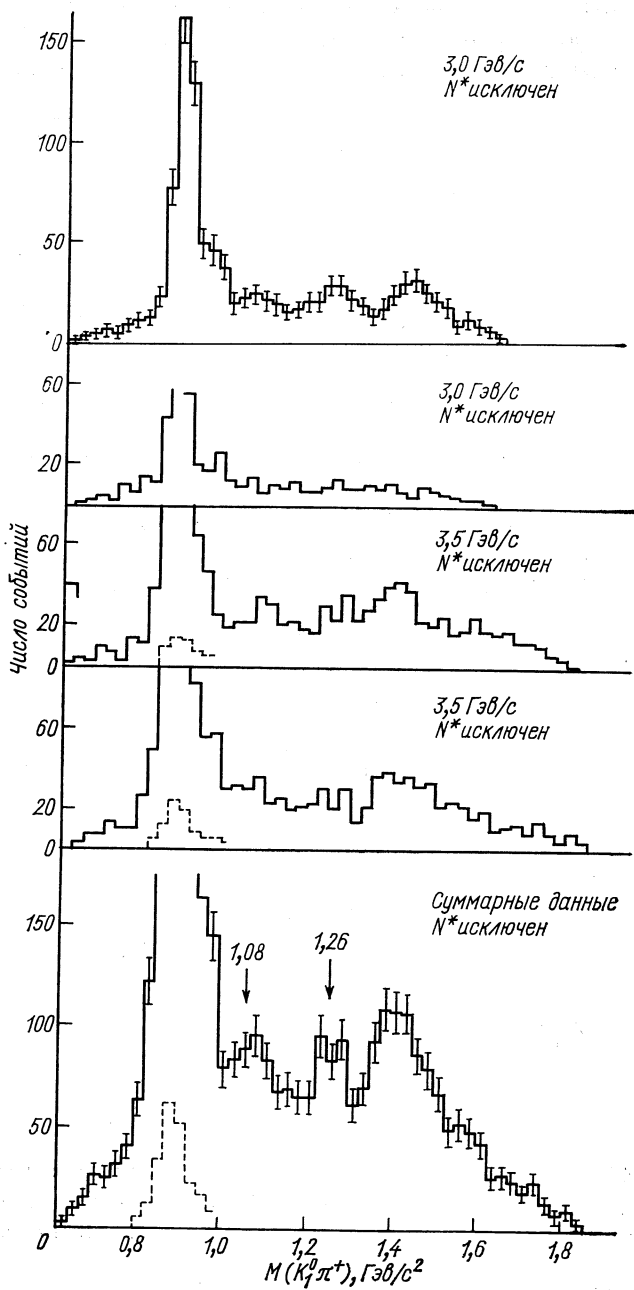


Рис. 46. Выделенные и объединенные спектры эффективных масс ( $K_1^0 \pi^+$ ) различных  $K^+ p \rightarrow K_1^0 \pi^+ p$ -экспериментов.

Если предположить, что  $A_1$ -мезон — это изовектор  $1^{++}$ -нонета,  $B$ -мезон — изовектор  $1^{+-}$ -нонета, квадратичный избыток масс обоих аксиально векторных нонетов обладает тем же значением  $\Delta = 0,34$  ( $\text{Гэв}/c^2$ ), как у нонета тензорных мезонов, то получают в качестве ожидаемого значения массы  $K^*$ -дуплета  $M \approx 1220 \text{ Мэв}/c^2$  у  ${}^3P_1$ -нонета и  $M \approx 1340 \text{ Мэв}/c^2$  у  ${}^{-1}P_1$ -нонета. Эти значения близки к массам экспериментальных кандидатов. Отсюда следует, что возможное  $SU(3)$ -

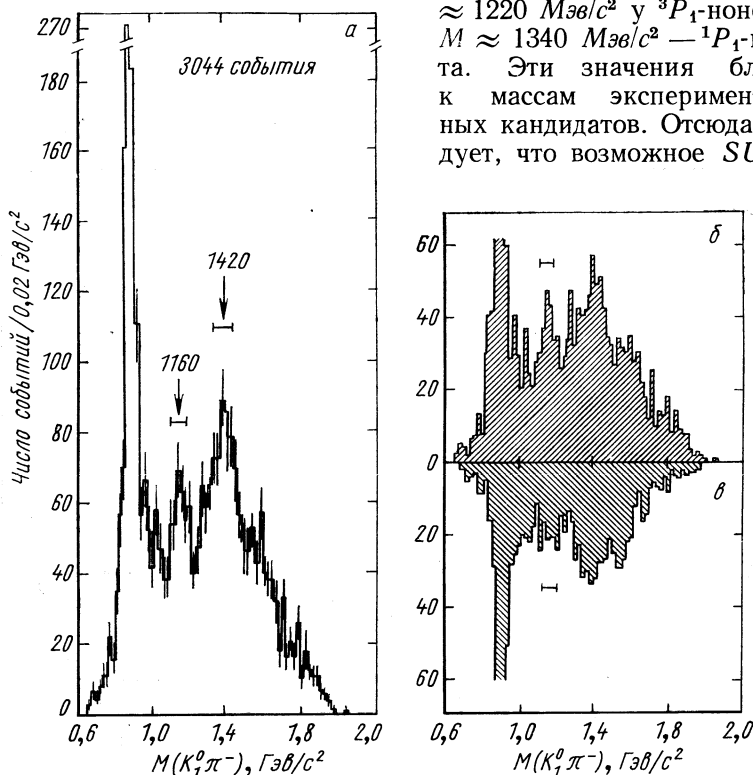


Рис. 47. Спектр эффективных масс ( $K_1^0 \pi^-$ ) из реакции  $K^- n \rightarrow K_1^0 \pi^- n$  при  $3,9 \text{ Гэв}/c$  (а); спектры масс для половины диаграммы Далитца, в которой  $K_1^0$  испускается вперед (б) и назад по отношению к  $K\pi$ -системе (в).

смешивание у обоих  $K^*$ -состояний может быть только маленьким.

Из квадратичной формулы масс Гелл-Манна — Окубо (1) для изоскалярных состояний  $1^{++}$ -октета ожидаемое значение  $M \approx 1290 \text{ Мэв}/c^2$ . Но это почти согласуется с массой  $D$ -мезона.  $D'$ -мезон, т. е. второе  $I = Y = 0$ -состояние  $1^{++}$ -нонета, до сих пор не наблюдался. Разрешенные каналы распада  $D'$ -мезона есть  $K\bar{K}\pi$ ,  $\eta\pi\pi$  и  $4\pi$  [5а].

Также неудовлетворительная ситуация у  $1^{+-}$ -нонета. Предсказанному ненадежно  $H$ -мезону не хватает здесь также подтвержден-

ного  $I = Y = 0$ -состояния. Наблюдение  $I = Y = 0$ -состояния экспериментально очень трудно. С одной стороны, их в два раза больше, чем соответствующих резонансов  $I = 1, Y = 0$ , с другой — необходимо еще распознавание  $I_3 = 0$ -состояния изовектора.

### § 3.3. СКАЛЯРНЫЙ НОНЕТ

В рамках модели кварков к  $L = 1$ -супермультиплету принадлежит еще  $J^{PC} = 0^{++}$ -нонет. Ни одно из состояний этого  ${}^3P_0$ -нонета со всеми его квантовыми числами не может считаться эксперимен-

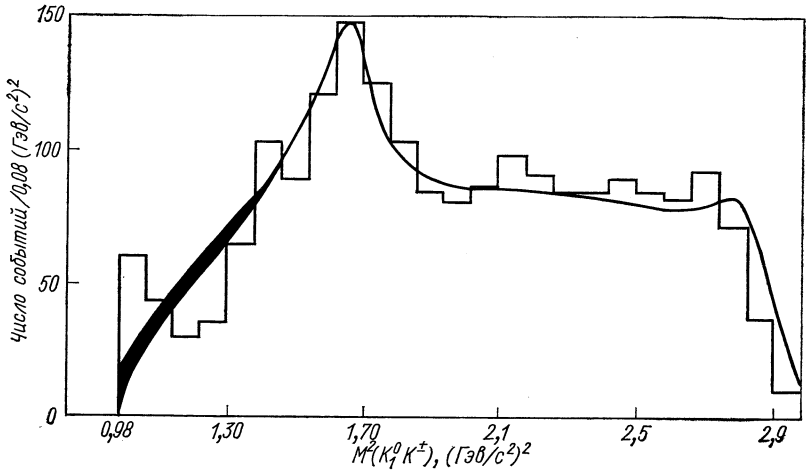


Рис. 48. Спектр эффективных масс ( $K_1^0 K^\pm$ ) из реакции аннигиляции  $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^\pm \pi^\mp$  в покое. Сплошная кривая соответствует подгонке при когерентном образовании  $K^+ A_2^-$ - и  $K\pi$  —  $s$ -волн. Расширение кривой соответствует эффекту вариации  $K\pi$ -длины рассеяния между  $-0,4$  и  $0,4$  ферми.

тально гарантированным. Наблюдения затрудняются тем, что состояние с  $J^{PC} = 0^{++}$  имеет мало разрешенных сильных каналов распада.

**а. Изовектор.** Разрешенными сильными каналами распада для  $I^G = 1^-$  являются  $K\bar{K}$  и  $\eta\pi$ . При исследовании  $p\bar{p}$ -аннигиляции в покое Астир и др. [76] наблюдали  $S$ -волновой пороговый эффект в  $K\bar{K}$ -системе в реакции  $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^\pm \pi^\mp$ . Авторы показали, что изображенный на рис. 48 пороговый эффект не может быть объяснен ни интерференцией, ни отражением известных резонансов. Они показали далее, что он может описываться либо резонансом с  $M = (1016 \pm 10) \text{ Мэв}/c^2$  и  $J^P = 0^+$ , либо положительной реальной длиной рассеяния  $(2,5 \pm 1)$  ферми, либо комплексной длиной рассеяния  $a + ib$ . Из приведенных в соответствие значений  $a$  и  $b$  следует существование узкого резонанса немного ниже порога с  $M = (975 \pm {}^{+15}_{-10}) \text{ Мэв}/c^2$ . Если последнее предположение правильно,

то появляется возможность идентифицировать этот резонанс с  $\delta$ -мезоном, причем тогда было бы  $J^{PC} = 0^{++}$ .  $\delta$ -Мезон наблюдался первоначально спектрометром недостающих масс как узкий пик при  $(962 \pm 5) \text{ Мэв}/c^2$  [77]. Исследования, производимые в последнее время со спектрометрами и пузырьковыми камерами, отличались противоречивыми результатами. Как правило, делается ссылка на работу, подтверждающую экспериментально существование  $\delta$ -мезона, в которой авторами он не принимался во внимание. В табл. 8 дан обзор полученных результатов.

Таблица 8

Исследования  $\delta$ -мезона

Реакция	Распад	$M$ , $\text{Мэв}/c^2$	$\Gamma$ , $\text{Мэв}/c^2$	Статисти- ческое обеспе- чение	Замечания	Лите- рату- ра
$\pi^- p \rightarrow \rho M^-$	—	$962 \pm 5$	$< 5$	$4,7\sigma$	$I = 1$ или $2$	[77]
$pp \rightarrow dM^+$	—	$966 \pm 8$	$< 10$	$2,5\sigma$	$I = 1$	[78]
$\pi^- p \rightarrow \rho M^-$	—	$\delta^-$ не наблюдался			$t = 1 (\Gamma \text{эв}/c^2)$	[79]
$pp \rightarrow dM^+$	—	$\delta^+$ не наблюдался				[80]
$\pi^- p \rightarrow \rho \pi^- \pi^0$	$\pi^0 \pi^0$	$965 \pm 10$	$10$	$2,5\sigma$	$t > 0,5(\Gamma \text{эв}/c^2)$	[81]
$\pi^- p \rightarrow \rho \pi^- \pi^0$	$\pi^- \pi^0$	$\delta^-$ не наблюдался			$t > 0,4(\Gamma \text{эв}/c^2)$	[82]
$K^- p \rightarrow \Sigma^\pm \pi^\mp \pi^+ \pi^- \pi^0$	$\pi^+ \pi^- \pi^-$	$\delta^\pm$ не наблюдался				[83]
$K^- p \rightarrow \rho K^- \pi^+ \pi^- \pi^0$	$\pi^+ \pi^- \pi^0$	$948 \pm 10$	$\leq 40$	$2,5\sigma$	Связан с $N^{*++} (1236)$	[84]
$K^- p \rightarrow \lambda \pi^+ \pi^- MM$	$\langle \eta \rangle \pi^-$	$980 \pm 10$	$80 \pm 30$	$3,5\sigma$	Ненадежный $\eta \rightarrow$ нейтральный	[85]
$K^- n \rightarrow \lambda \pi^- MM$	$\langle \eta \rangle \pi^-$	$980 \pm 10$	$60 \pm 30$	$3,5\sigma$	Ненадежный $\eta \rightarrow$ нейтральный	[86]
$K^- n \rightarrow \lambda \pi^- \eta_c$	$\eta \pi^-$				$\delta^-$ не наблюдался	[87]
$\rightarrow \lambda \pi^- MM$	$\langle \eta \rangle \pi^-$				$\langle \delta^- \rangle$ как кинематический эффект	—
$K^- p \rightarrow$	$\langle \eta \rangle \pi^-$	$970 \pm 15$	$\leq 50$	$4\sigma$	При учете кинематического эффекта	[88]
$\rightarrow \Sigma^+ (1385) \pi^- MM$						
$pp \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$	$\eta_c \pi^\pm$	$970$	$\approx 25$	$3\sigma$		[89]

Эта таблица неполная. Другие работы приведены в [1]. Во взаимодействиях [85 и 86] вырезанием соответствующей области спектра масс ненаблюдаемых нейтральных частиц был «идентифицирован» нейтрально распадающийся  $\eta$ -мезон. Кренелл и др. [87] подобным методом идентификации также нашли пик при  $980 \text{ Мэв}/c^2$  нейтрально распадающегося  $\eta$ -мезона. События с надежно идентифицированным  $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^-$  ( $\pi^0$  или  $\gamma$ ) не дали, однако, в  $(\eta \pi^-)$ -распределении масс пика при  $980 \text{ Мэв}/c^2$  (рис. 49). Авторы показали, что  $(\langle \eta \rangle \pi^-)$ -пик может быть объяснен примесью ( $\rho^- \pi^0 \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0$ )-событий при  $1 \text{ Гэв}/c^2$ .

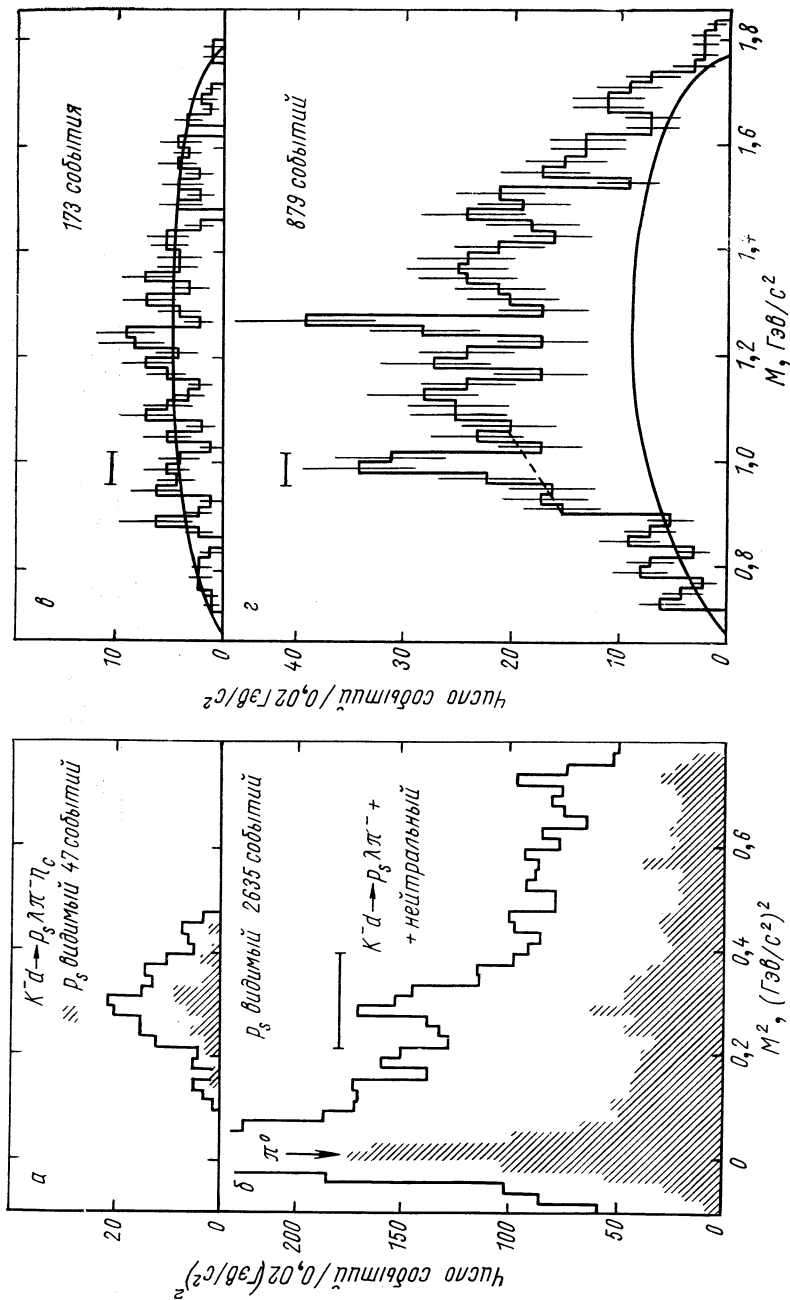


Рис. 49. Распределение эффективных масс ( $\pi^+\pi^-$  ( $\pi^0$  или  $\gamma$ )) в реакции  $K^-d \rightarrow \rho_s \lambda \pi^- \pi_c$  (а); распределение эффективных масс нейтральных частиц для реакции  $K^-d \rightarrow \rho_s \lambda \pi^- \pi^+ + \text{нейтральный}$  (б); распределение эффективных масс ( $\pi^-\pi_c$ ), сплошная кривая соответствует фазовому пространству (в); распределение эффективных масс ( $\pi^-\pi^+\pi^0$ ) второй реакции, пунктирная кривая соответствует оцененному фону (г).



При учете этого кинематического эффекта Барнес и др. [88] для реакции  $K^-p \rightarrow \Sigma^+(1385)\pi^-MM$  пришли, напротив, к выводу, что образуется  $\delta^- \rightarrow \eta\pi^-$ . Исследования Дефокс и др. [89] указали не только на существование  $\delta$ -мезона, но и на возможность существования цепочки распада:

$$D^0 \rightarrow \delta^\pm \pi^\mp \rightarrow \eta^0 \pi^\pm \pi^\mp \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^\pm \pi^\mp.$$

Трудностью при интерпретации полученных экспериментов является различная ширина максимума при измерениях со спектрометрами и с пузырьковыми камерами. Наиболее притягательным объяснением было бы предположение, что существует  $J^P = 1\ 0^+$ -мезон с  $M \approx 975\ Mэв/c^2$  и  $\Gamma = 50\ Mэв/c^2$ , который обладает как сильным  $KK$ -распадом, так и распадом  $\eta\pi$ . Но остается проверить, является ли этот мезон идентичным  $\delta(962)$ -мезону.

**б.  $K^*$ -дублет.** Поиски сильно распадающегося на  $K\pi$  скалярного  $K^*$ -мезона давали до сих пор немного противоречивые результаты. При обсуждении  $Q$ -области уже упоминались наблюдения в спектре масс ( $K_1^0\pi^\pm$ ). Додд и др. [74] в своем обзоре нашли, как показано на рис. 4, признаки пика при  $\approx 1080\ Mэв/c^2$ . Кренелл и др. [75], напротив, наблюдали пик при  $\approx 1160\ Mэв/c^2$  и не наблюдали эффекта при  $1080\ Mэв/c^2$  (см. рис. 47). Непосредственное определение спин-четности было в обоих случаях невозможным, так что может быть  $J^P = 0^+, 1^-, 2^+, \dots$

Трипп и др. [90] исследовали  $K\pi$ -рассеяние в реакциях  $K^+p \rightarrow K^+\pi^-N^{*++}$  и  $K^+p \rightarrow K^0\pi^+N^{*++}$  при  $7,3\ Гэв/c$ . С помощью полюсной экстраполяции они нашли, что в области  $(K\pi)$ -спектра масс между  $1,1$  и  $1,2\ Гэв/c^2$  после постепенного подъема фазовый сдвиг  $\delta_1^+ = \delta_0^{1/2}$  достигает  $\approx 90^\circ$ . Если бы это соответствовало резонансу, то тогда бы он имел ширину  $\Gamma \approx (200 \div 400)\ Mэв/c^2$ . На конференции по  $\pi\pi$ - и  $K\pi$ -взаимодействиям в мае 1969 г. в Аргоннской национальной лаборатории Генри и др. [91] сообщили о соответствующем анализе  $K\pi$ -рассеяния в реакциях  $K^+p \rightarrow K\pi\pi$  при  $5\ Гэв/c$ . На рис. 50 показано различное поведение  $S$ -волны в области масс между  $1,1$  и  $1,2\ Гэв/c^2$  при сравнении  $K^+\pi^-$ - и  $K^0\pi^0$ -рассеяния. Но  $\tau = 1/2 - S$ -волновой резонанс должен вести к такому же ходу углового распределения  $K^0\pi^0$ , как при  $K^+\pi^-$ -рассеянии.

Также не согласуется с работой [90] заключение последующего исследования  $K^+\pi^-$ -рассеяния [92]. Ход общего  $K^+\pi^-$ -сечения едва показывает признаки резонанса в области  $(1,1-1,2)\ Гэв/c^2$  (рис. 51) и  $\delta_0^{1/2}$  хотя достигает постепенно при  $1,1\ Гэв/c^2$   $90^\circ$ , но заметно не возрастает при более высоких значениях массы. Авторам кажется проблематичным объяснить это поведение как указание на резонанс.

Наконец, упомянем недавно появившуюся работу Гольдберга и др. [93], в которой было исследовано угловое распределение распада для реакций  $K^-p \rightarrow nK^-\pi^+$  и  $K^-n \rightarrow N^*\pi^+K^-$ . В обеих реакциях ход сферической функции момента  $\langle X_1^0 \rangle$  находится в согласии с соответствующим распределением  $K^+\pi^-$ -распада в работах

[90, 91]. Эта независимость симметрии распада от механизма образования может служить сильным аргументом в пользу  $S$ -волнового эффекта  $K\pi$ -рассеяния.

Доказательство существования скалярного  $K\pi$ -резонанса требует, однако, еще более детального анализа при лучшей статистике.

**в. Изоскаляры.** Имеется очень большое число работ о существовании одного или возможно двух мезонов с  $I^G = 0^+$ , которые распадаются на  $\pi^+\pi^-$  и  $\pi^0\pi^0$  и масса которых лежит приблизительно

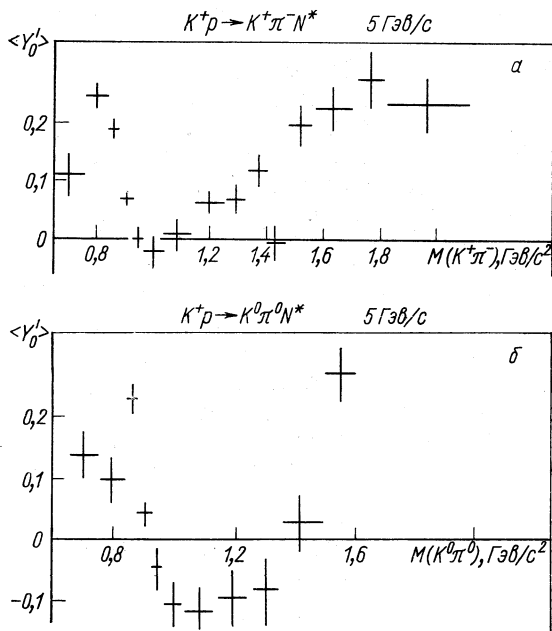


Рис. 50. Ход шаровых функций момента ( $Y_0^0$ ):  
 а — для  $K^+\pi^-$ -рассеяния; б — для  $K^0\pi^0$ -рассеяния.  $t$  — интервалы взвешены по Чу-Лоу;  $t$  — интервал = 10  $мкм^2$ .

в области между 300 и 900  $Мэв/c^2$  [1]. Упомянем прежде всего два новых исследования о существовании узкого  $\sigma$ -мезона. Маглич [94] сообщил на конференции в Лунде об измерении спектра недостающих масс в реакции  $dp \rightarrow He^3 X^0$ . Наблюдался максимум при  $M_{X^0} = (450 \pm 10) Мэв/c^2$  при больших значениях переносимого 4-импульса  $1,2 \leq |t(d/He^3)| \leq 2,0 (Гэв/c)^2$ . Плохое разрешение по массам  $\approx 80 Мэв/c^2$  не позволяет определить ширину пика. В обобщении  $(\pi^+\pi^-)$ -спектра масс приблизительно для 13 000 событий реакций  $\pi^-p \rightarrow n\pi^+\pi^-$  с  $|t| < 0,2 (Гэв/c)^2$  Дубаль и Роос [95] определили максимум при  $M = (482 \pm 3) Мэв/c^2$ ;  $\Gamma \leq 25 Мэв/c^2$ . Здесь речь идет об эффекте в (4–5) стандартных отклонений. Исследования существования  $\epsilon^0$  (720)-мезона основываются, с одной

стороны, на анализе фазового сдвига  $\pi^+\pi^-$ -рассеяния, с другой — на поисках пика в распределении масс ( $\pi^0\pi^0$ ).

При определении  $\pi\pi$ -фазового сдвига  $\delta_I^+$  на основе измеренных данных реакций  $\pi N \rightarrow \pi\pi N$  и  $\pi N \rightarrow \pi\pi N^*$  встретились следующие трудности: а) отделение  $\pi\pi$ -рассеяния от неупругих процессов; б) угловое распределение пионов в конечном состоянии зависит не только от эффективной массы двухпионной системы, но и от переносимого 4-импульса  $t$ .

Итак, чтобы отделить  $S$ -волновую составляющую фона и эффекта поглощения, необходима статистика, которая превышает число

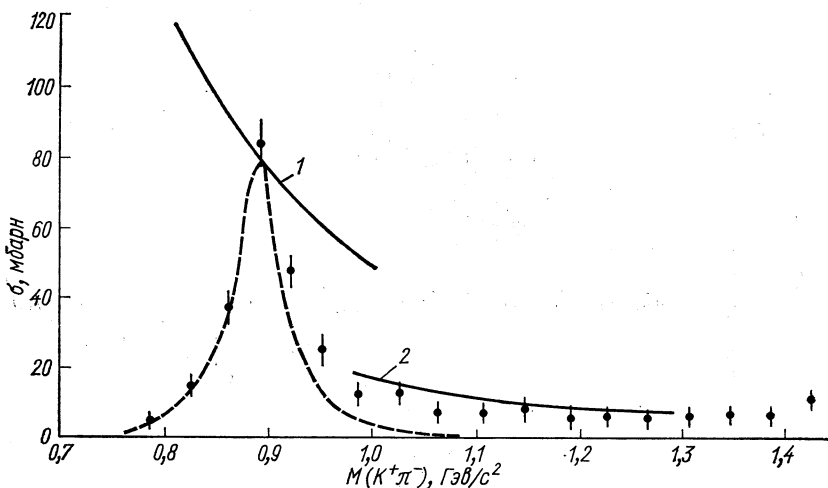


Рис. 51. Ход полного сечения взаимодействия ( $K^+\pi^-$ ):  
1 — унитарная  $p$ -волна,  $4/9 \cdot 12\pi\lambda^2$ ; 2 — унитарная  $s$ -волна.

событий в полученных до сих пор экспериментах примерно на порядок. Поэтому неудивительно, что проделанный до сих пор разного рода анализ при применении упрощенных предположений приводит к различным результатам для  $\delta_0^0$ , хотя при анализе используется частично один и тот же экспериментальный материал.

Рис. 52, который взят из обзора Гатей [96], показывает фазовый сдвиг  $\delta_0^0$  из 11 различных публикаций. Неоднозначность решения имеет следующие причины. Вследствие инвариантности амплитуды при преобразовании  $\delta_I \rightarrow \delta_I^+ + \pi$  получают наряду с решением 1 также решение 1'. Если пренебречь членом, ответственным за изотропию в дифференциальном угловом сечении  $\pi\pi$ -рассеяния, то анализ базируется на членах, которые зависят линейно и квадратично от косинуса угла рассеяния  $\theta$ . Эти члены, напротив, инвариантны относительно трансформации  $\delta_0 \rightarrow \delta_0'' = \pi/2 - (\delta_0^0 - \delta_1^+)$ . Вследствие этого получают решение 2 ( $\delta_0''$ ).

Для выяснения, какое из трех решений правильно, были произведены многочисленные исследования спектра масс ( $\pi^0\pi^0$ ). Пре-

имуществом ( $\pi^0\pi^0$ )-системы является отсутствие  $\rho$ -резонанса с  $I = 1$ . Хагапиан и др. [97], обсуждая некоторые данные по ( $\pi^0\pi^0$ )-рассеянию, пришли к выводу, что они не противоречат решению 1. Это соответствует полученному ими экстраполяционным методом результату, т. е.  $\epsilon^0$ -мезону с  $M \approx 720 \text{ Мэв}/c^2$  и  $\Gamma \approx 140 \text{ Мэв}/c^2$ . Уолкер [98], напротив, пришел при рассмотрении всех полученных

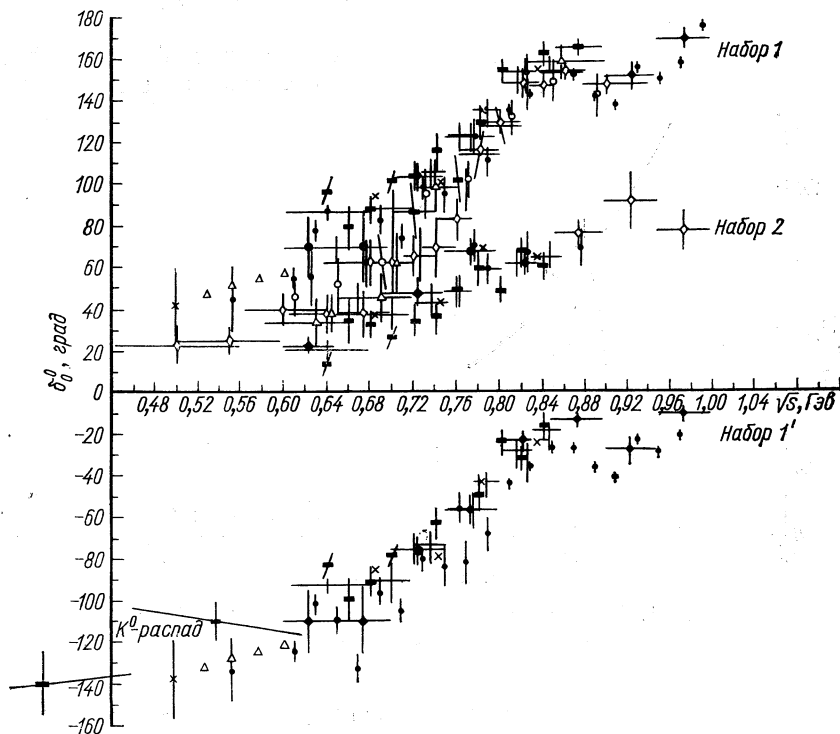


Рис. 52. Результаты определения  $\delta_0^0$  в 11 различных экспериментах.

до сих пор ( $\pi^0\pi^0$ )-данных к выводу, что они поддерживают решение 2, т. е. очень широкий максимум  $\epsilon^0$  между 700 и 900  $\text{Мэв}/c^2$ .

Имеется большое число согласующихся наблюдений, которые описывают максимум в  $I = 0 = (K\bar{K})$ -распределении масс. Рис. 53 является обобщением экспериментальных распределений масс, сделанным Буттервортом [20]. Этот  $J^{PC} = 0^{++}$  пороговый эффект можно описать либо как резонанс  $S^*$  с  $M = (1062 \pm 5) \text{ Мэв}/c^2$  и  $\Gamma = (97 \pm 11) \text{ Мэв}/c^2$  в качестве взвешенных средних значений, либо, кроме того, и комплексной длиной рассеяния [99]. Различие между этими интерпретациями при полученных до сих пор расходящихся между собой экспериментальных данных сделать невозможно.

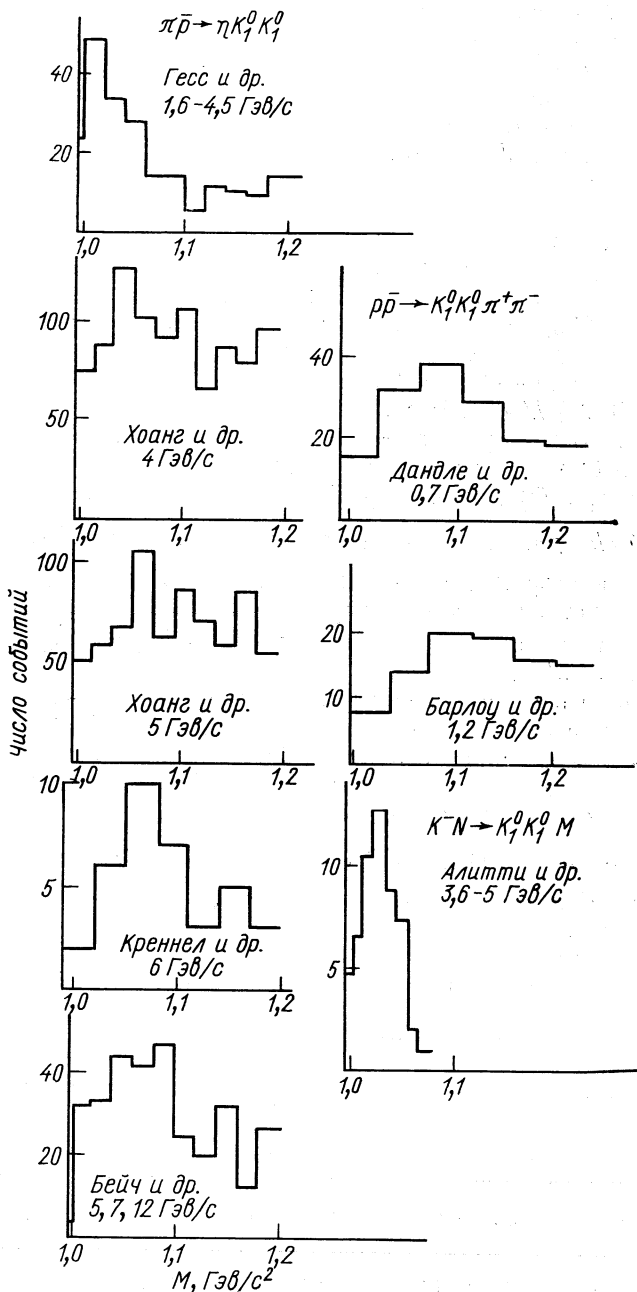


Рис. 53. Сопоставление спектров эффективных масс ( $K_1^0 K_1^0$ ) в различных экспериментах.

Если бы  $S^*$ -резонанс был скалярным, то можно было бы ожидать в зависимости от угла смешивания более или менее частого  $\pi\pi$ -распада. При исследовании реакции  $\pi^- p \rightarrow \pi\pi^+\pi^-$  в некоторых экспериментах наблюдался  $I = 0$ -пик при  $M \approx 1060 \text{ Мэв}/c^2$ . Угловое распределение распада соответствующих событий, однако, не противоречит и  $J=2$  [20]. Поэтому ( $\pi\pi$ )-максимум в настоящее время не может рассматриваться как подтверждение  $S^*$  (1070)-резонанса.

Обобщая, можно установить, что ни один из полученных до сих пор кандидатов для скалярного нонета не может считаться гарантированным. Квадратичный избыток массы получается из  $\delta$  (960) и  $K^*$  (1080) равным  $\Delta \approx 0,25 (\text{Гэв}/c)^2$ , т. е. с ожидаемым порядком величины. С другой стороны, квадратичная формула масс Гелл-Манна — Окубо (1) дает для массы изосинглета в октете  $M \approx (1120) \text{ Мэв}/c^2$ . Это значение превышает как массу  $\epsilon^0$ , так и массу  $S^*$ . Поэтому угол смешивания не задаваем. Если рассматривать  $S^*$  (1070) как изоскалярное состояние нонета, то по формуле масс Швингера (7) получают с  $I' = 1$  ожидаемое значение  $M \approx 1320 \text{ Мэв}/c^2$  для массы ожидаемого скалярного  $S \left( \rightarrow \frac{2\pi}{4\pi} \right)$ -мезона. С другой стороны, если рассматривать  $\epsilon^0$  как изоскалярное состояние нонета, то получают при предположении идеального смешивания в качестве ожидаемого значения  $S^*$  ( $\rightarrow K\bar{K}$ ) состояния  $M \approx (1280 \text{ Мэв}/c^2)$ .

Проведенный выше обзор четырех нонетов  $L = 1$ -супермультиплета показывает, что уже для области масс  $M \leq 1550 \text{ Мэв}/c^2$  необходимо улучшение экспериментальных данных по отношению к разрешению по массе и статистике, прежде чем станет возможной удовлетворительная классификация.

#### IV. СОСТОЯНИЯ С МАССОЙ ОТ 1550 ДО 1876 $\text{Мэв}/c^2$

Имеется большое число исследований, которые содержат указания на существование состояний с массами выше масс обсуждавшихся до сих пор резонансов. Практически ни одно из этих состояний со всеми его свойствами до сих пор надежно не идентифицировано.

Если учитывать возможные механизмы образования и открытые каналы распада, то оказывается целесообразным разделить состояний соответственно их массам  $M \leq 2M_p = 1876 \text{ Мэв}/c$ .

Таблица 9

Пики в  $R$ -области

Область	$M, \text{ Мэв}/c^2$	$\Gamma, \text{ Мэв}/c^2$	Распад на заряженные частицы
$R_1 (1630) \geq 1$	$1630 \pm 15$	$\leq 21$	$1 : 3 : > 3 \approx 0,37 : 0,59 : 0,04$
$R_2 (1700) \geq 1$	$1700 \pm 15$	$\leq 30$	$1 : 3 : > 3 \approx 0,43 : 0,56 : 0,01$
$R_3 (1750) \geq 1$	$1748 \pm 15$	$\leq 38$	$1 : 3 : > 3 \approx 0,14 : 0,80 : 0,15$

Прежде всего вспомним результаты экспериментов со спектрометром недостающих масс в ЦЕРНе. При очень большом фоне (рис. 54) наблюдались три статистически обеспеченных узких пика со следующими свойствами [100] (см. табл. 9).

Сюда добавляется еще один менее ясный пик при  $M = (1830 \pm 15)$  Мэв. Переданный 4-импульс составляет  $0,2 < |t| < 0,3$  (Гэв/с)<sup>2</sup>. В уже упоминавшемся эксперименте по изучению недостающих масс Андерсена и др. [38] было исследовано образование резонансов под углом приблизительно 180°, т. е. при маленьких значениях  $u$ . Авторы тоже наблюдали пик при  $(1700 \pm 47)$  Мэв/с<sup>2</sup>. Ширина его, однако, была  $\Gamma \approx 195$  Мэв/с<sup>2</sup>.

Описание результатов, полученных с помощью пузырьковых камер, следует разделить на состояния с положительной и отрицательной  $G$ -четностью. Последний обзор можно найти, например, в работах [31 и 101].

#### § 4.1. СОСТОЯНИЯ С $G = +1$

**а.  $\rho_N$  (1650)- или  $g$ -мезон.** В реакциях  $\pi^\pm \rightarrow \rho\pi^\pm\pi^0$  и  $\pi^-p \rightarrow \pi\pi^+\pi^-$  в спектре масс двух пионов наблюдается пик при  $M = (1650 \pm 20)$  Мэв/с<sup>2</sup> с  $\Gamma = 120 \pm 30$  Мэв/с<sup>2</sup>.

Этот так называемый  $g$ -мезон — изовектор серии  $J^P = 1^-, 3^-, 5^-, \dots$

На рис. 55 приведены сводные данные о массе и ширине  $g^\pm$  и  $g^0$ -мезонов из различных экспериментов [20]. Намечается, что  $g^0$ -мезон немного тяжелее, чем  $g^\pm$ -мезон. Это можно объяснить наличием изоскалярного состояния в области масс  $g^0$ -мезона. Есть экспериментальные указания на распад  $g \rightarrow K\bar{K}$  [102].

Имеются некоторые методы для определения спина и четности  $g$ -мезона. Так, Креннел и др. [102] провели анализ  $\pi^-\pi^0$ -углового распределения с помощью полинома Лежандра. Результаты не однозначны, хотя  $J^P = 3^-$  предпочтительнее.

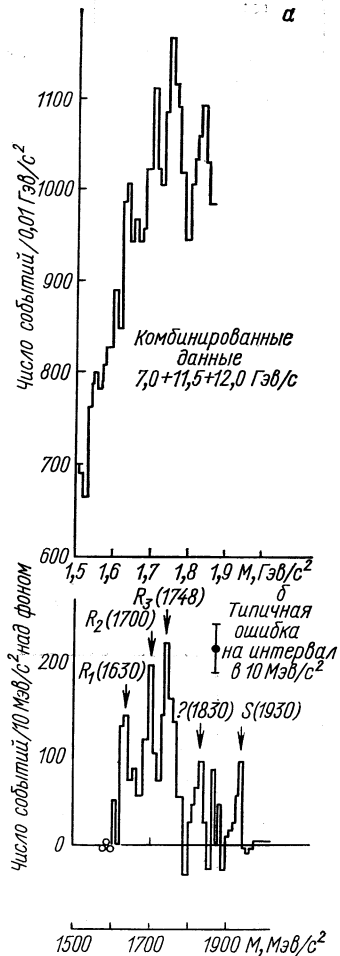


Рис. 54. Спектр недостающих масс в  $R$ -области (а) и после вычитания проведенного от руки фона (б).

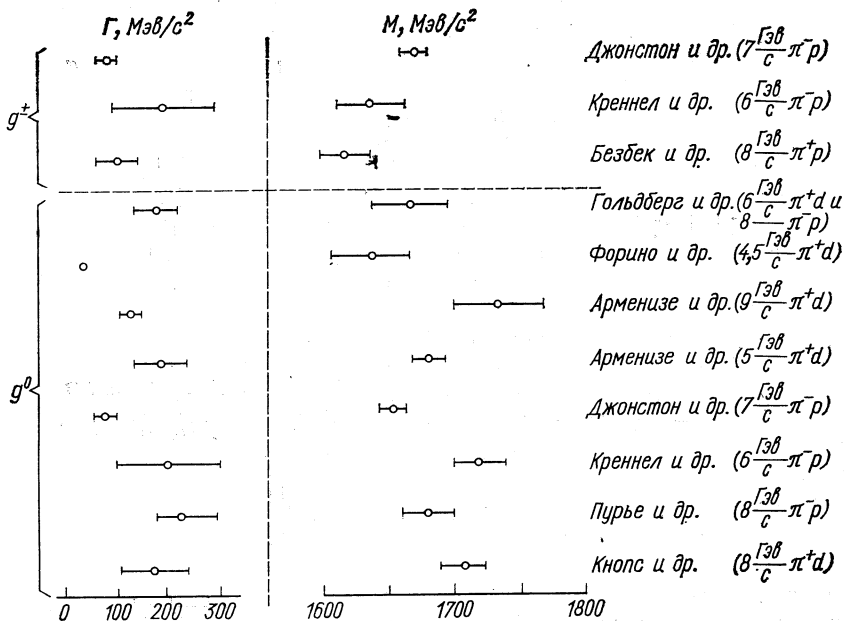


Рис. 55. Значения масс и ширин  $g^{\pm-}$  и  $g^0$ -мезонов в различных экспериментах.

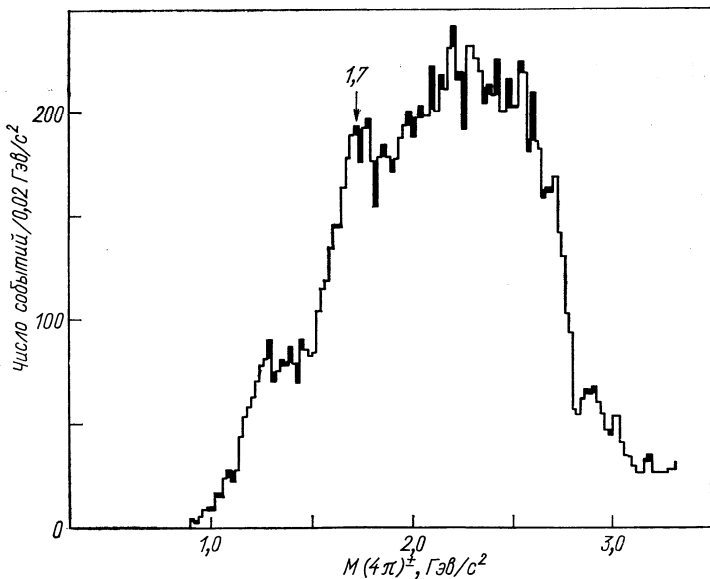


Рис. 56. Объединение распределения эффективных масс четырех пионов в реакции  $\pi^{\pm} p \rightarrow r \pi^{\pm} \pi^+ \pi^- \pi^0$  из ряда экспериментов.



б.  $\rho(1700)$ -Мезон. На рис. 56 дано суммарное распределение масс  $(4\pi)^\pm$  из некоторых экспериментальных исследований реакции  $\pi^\pm p \rightarrow \rho\pi^\pm\pi^+\pi^-\pi^0$  [31]. При  $M = (1700 \pm 20) \text{ МэВ}/c^2$  и  $\Gamma = (110 \pm 25) \text{ МэВ}/c^2$  ясно различается максимум. Различные исследования свойств распада этого изовектора показывают, что наряду с  $4\pi$ -распа-

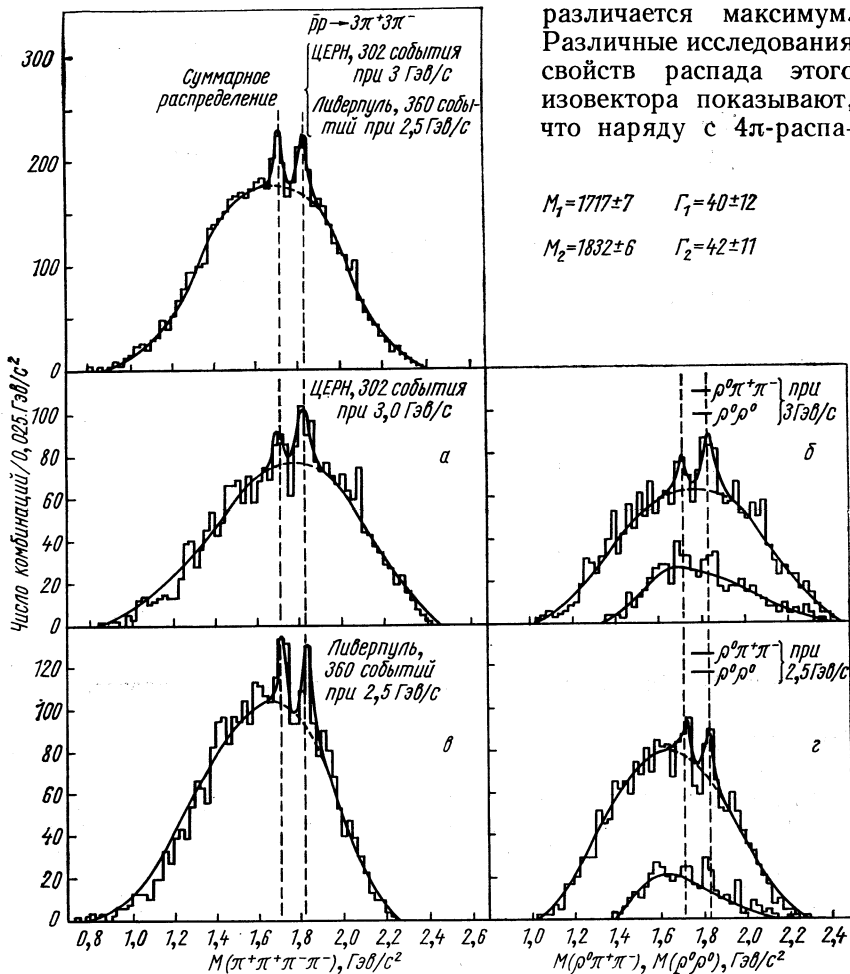


Рис. 57. Спектр эффективных масс четырех пионов. (Распределению масс  $\rho$ -комбинаций соответствуют нижние гистограммы на б и г.)

дом также встречаются  $\omega^0\pi^\pm$  и  $\rho^\pm\rho^0$ -распады  $\rho(1700)$ -состояния. Относительно  $A_2^0\pi^\pm$ -распада наблюдения противоречивы. Исследование  $(4\pi^0)$ -распределения масс не показывает четкой структуры при  $1700 \text{ МэВ}/c^2$ . Это можно понять, если предположить, что распад изовектора предпочтительно происходит на  $\rho\omega$  и  $\rho\rho$ . Даниш и др. [103] наблюдали в  $(4\pi^0)$ -распределении масс также пик при

$M = (1717 \pm 7) \text{ Мэв}/c^2$  с  $\Gamma = (40 \pm 17) \text{ Мэв}/c^2$  над большим фоном (рис. 57). Они исследовали реакцию  $\bar{p} p \rightarrow 3\pi^+ 3\pi^-$  при 2,5 и 3 Гэв/с. Пик, кажется, может быть связан с  $\rho^0 \pi^+ \pi^-$ -распадом. Также не исключается связь с  $\rho^0 \rho^0$ -распадом. Последнее, однако, обозначало бы, что это состояние изоскалярно.

Простейшим было бы предположение, что  $\rho$  (1700) есть  $4\pi$ -распад  $\rho_N$  (1650). Однако вследствие разности масс в настоящее время

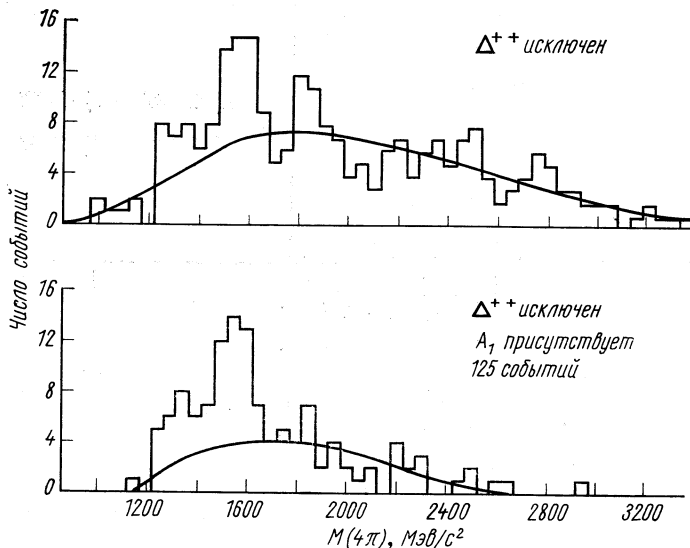


Рис. 58. Распределение эффективных масс четырех пионов.

более вероятным следует считать наличие двух изовекторных состояний.

**в. Другие возможные состояния с  $G = \pm 1$ .** Давир и др. [104] исследовали недавно реакции  $\gamma p \rightarrow \rho \pi^+ \pi^-$  и  $\gamma p \rightarrow \rho \pi^+ \pi^+ \pi^-$  от 4,5 до 18 Гэв/с. Они наблюдали в  $A_1 \pi$ -распределении масс пик при  $M = (1550 \pm 40) \text{ Мэв}/c^2$  с  $\Gamma = (260 \pm 110) \text{ Мэв}/c^2$  (рис. 58) и в  $\pi^+ \pi^-$ -распределении масс пик с  $M = (1540 \pm 20) \text{ Мэв}/c^2$  и  $\Gamma = (240 \pm 80) \text{ Мэв}/c^2$ . В уже упоминавшейся выше работе [103] также выявляется в  $(4\pi)^0$ -распределении масс пик при  $M = 1832 \pm 6 \text{ Мэв}/c^2$ ,  $\Gamma = 42 \pm 11 \text{ Мэв}/c^2$  (см. рис. 57). Этот распад имеет те же свойства, что и распад  $1717 \text{ Мэв}/c^2$ .

#### § 4.2. СОСТОЯНИЯ С $G = -1$

**а.  $\pi_A$  (1640)- или  $A_3$ -мезон.**  $(3\pi^+)$ -распределение масс реакции  $\pi^\pm p \rightarrow \rho \pi^\pm \pi^-$  обнаруживает максимум при  $M = (1633 \pm 9) \text{ Мэв}/c^2$  с  $\Gamma = (93 \pm 24) \text{ Мэв}/c^2$ . Рис. 59 воспроизводит обобщение различных экспериментов с начальными импульсами между 5 и 20 Гэв/с [101].

Исследования соотношения ветвей распада  $A_3$ -мезона показали, что наряду с преимущественным  $3\pi$ -распадом около (35—20)% распадается на  $\pi f$ . Отсюда также следует, что невозможно весь пик приписывать одному кинематическому  $\pi f$ -пороговому эффекту.

Для определения  $J^P A_3$ -мезона Барч и др. [105] произвели анализ диаграммы Далитца для распада. Они установили, что  $A_3$  есть, вероятно, состояние серии  $J^P = 0^-, 1^+, 2^-, 3^+, \dots$ . На конфе-

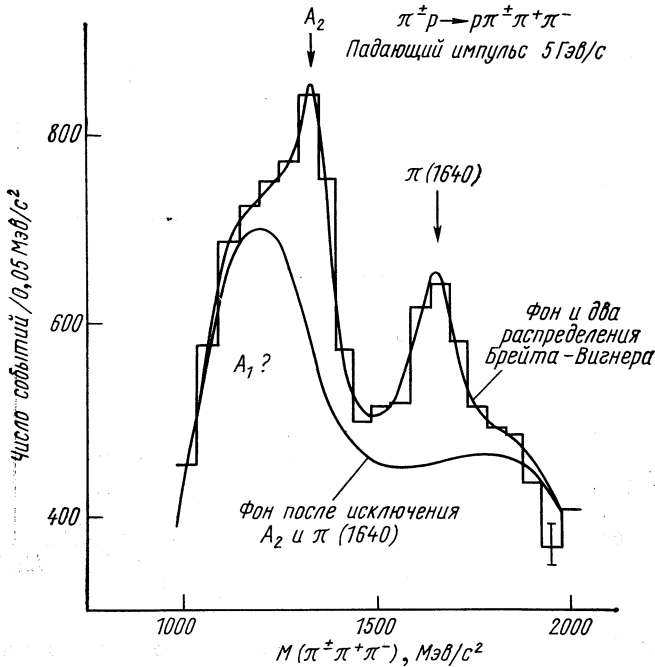


Рис. 59. Объединение распределений эффективных масс трех пионов из различных экспериментов.

ренции в Лунде сообщалось о дальнейшем анализе спин-четности  $A_3$ -мезона в реакции  $\pi^+d \rightarrow n_s p \pi^+ \pi^- \pi^-$  при 5 Гэв/с [94]. Они получили  $J^P (A_3) = 2^-$  или  $3^+$ . Барнес и др. [106] сообщили о подтверждении существования предположительного  $A_3$ -мезона в реакции  $K^-p \rightarrow \lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$  при 4,5 Гэв/с (рис. 60). В  $\omega$ -распределении масс наблюдался  $I^G = 1^-$ -пик при  $M = (1695 \pm 20) \text{ Мэв/с}^2$  с  $\Gamma = (90 \pm 20) \text{ Мэв/с}^2$ .

**б. Другие возможные состояния с  $G = -1$ .** Армениз и др. [107] сообщили о наблюдении, по всей вероятности, изоскалярного ( $\rho\pi$ )-пика при  $1640 \pm 20 \text{ Мэв/с}^2$  с  $\Gamma = (112 \pm 60) \text{ Мэв/с}^2$  в реакции  $\pi^+d \rightarrow p_s p \pi^+ \pi^- \pi^0$  при 5 Гэв/с. Для этого результата имеется в настоящее время два подтверждающих эксперимента.

Кенион и др. [108] исследовали такую же реакцию при 8 Гэв/с. Они определили для состояния, обозначенного как  $\phi$  (1670),  $M = (1670 \pm 20) \text{ Мэв/с}^2$  с  $\Gamma = (100 \pm 40) \text{ Мэв/с}^2$  и соотношение ветвей

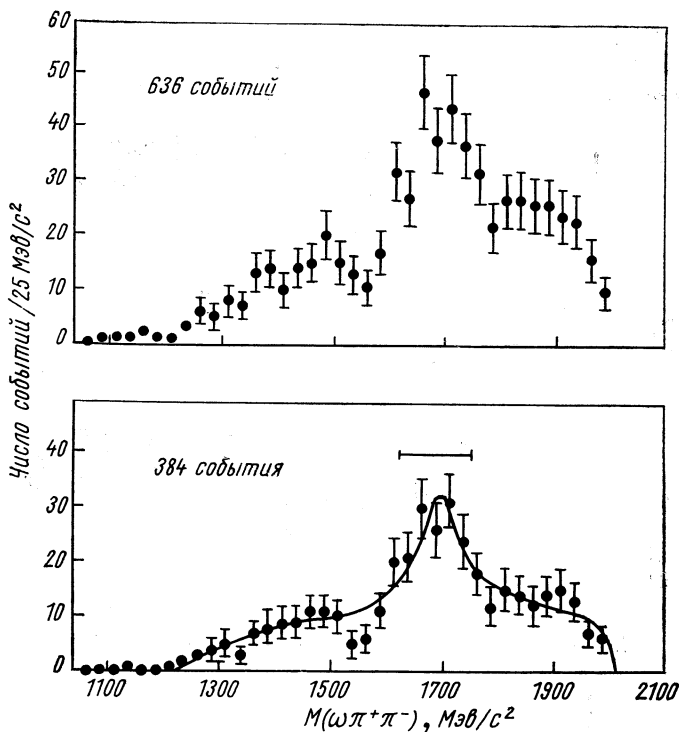


Рис. 60. Распределение эффективных масс ( $\omega\pi^+\pi^-$ ) из реакции  $K^-p \rightarrow \lambda^0\omega\pi^+\pi^-$  при 4,6 Гэв/с. В нижнем распределении удалены  $Y^{*+-}$  (1385)-события.

$\rho$ -распада ( $\rho^+\pi^- + \rho^-\pi^+$ ):( $\rho^0\pi^0$ ) =  $58 \pm 15:(30 \pm 10)$  (рис. 61). Из этого следует  $I^G = 0^-$ . Попытка определения спина дала  $J \geq 1$ .

В исследовании  $\pi^+d$ -реакции при 9 Гэв/с также наблюдалось изоскалярное состояние  $\phi$  (1670) [94]. На рис. 62, а приведено  $(3\pi)^-$ -распределение масс из реакции  $\pi^-p \rightarrow \rho\pi^+\pi^-\pi^-$  при 13 и 20 Гэв/с [31]. Наряду с  $A_3$ -мезоном можно различить пик (порядка четырех стандартных отклонений) при  $1840 \text{ Мэв/с}^2$  с  $\Gamma \approx 80 \text{ Мэв/с}^2$ . При сложении соответствующих распределений масс от 2799 событий при 16 Гэв/с, как показывает рис. 62, б, относительно острый пик, однако, исчезает. Даниш и др. [50а] наблюдали при исследовании реакции  $p\bar{p} \rightarrow 3\pi^+3\pi^-\pi^0$  в ( $\rho^0\omega^0 \rightarrow 5\pi$ ) комбинации масс пик при приблизительно таком же значении массы с  $\Gamma \approx 70 \text{ Мэв/с}^2$ .

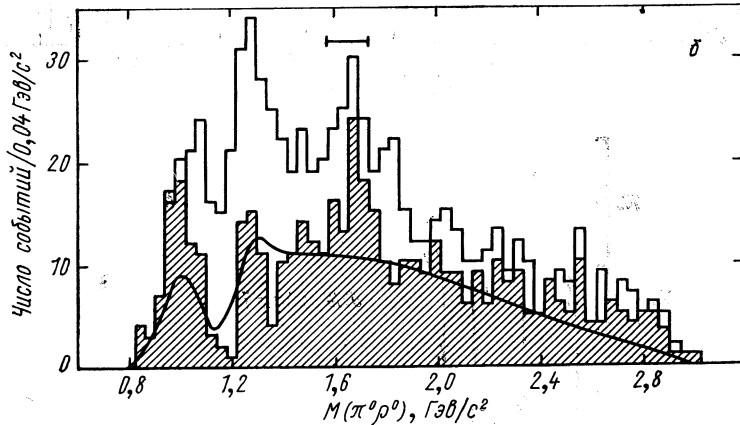
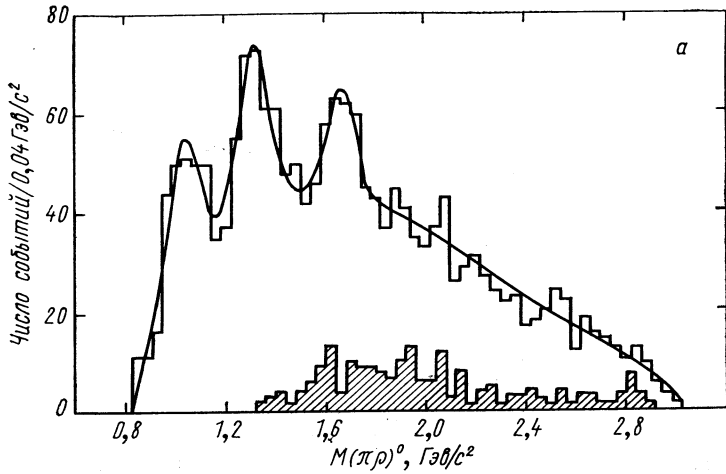


Рис. 61. Распределение эффективных масс  $(\pi\rho)^0$  после удаления  $N^{*+}$ -событий из реакции  $\pi^+d \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$  при  $8 \text{ ГэВ}/c$  (а); распределение эффективных масс  $(\pi^0\rho^0)$  также после удаления  $N^{*+}$ -событий. Сплошная кривая соответствует ожидаемому фону (б). Спектр масс заштрихован.

### § 4.3. СОСТОЯНИЯ НЕИЗВЕСТНОЙ G-ЧЕТНОСТИ

При исследовании реакции  $p\bar{p} \rightarrow K^0\bar{K}^0\pi^+\pi^-$  при  $0,7 \text{ ГэВ}/c$  Агуляр — Бенитц и др. [109] наблюдали существенный пик пяти-шести стандартных отклонений при  $M = (1540 \pm 5) \text{ МэВ}/c^2$  с  $\Gamma = (40 \pm 15) \text{ МэВ}/c^2$  в  $K\bar{K}\pi$ -распределении масс (рис. 63). Из наблюдавшихся распадов, обозначенных как  $F_1$ -мезон состояний  $F_1 \rightarrow K^*\bar{K}$  и  $F_1 \rightarrow K\bar{K}^*$ , следует  $I = 1$ . Анализ углового распределения распада благоприятствует сочетанию спин-четности  $J^P = 2^+, 1^+$  и, менее вероятно,  $J^P = 0^+$ .

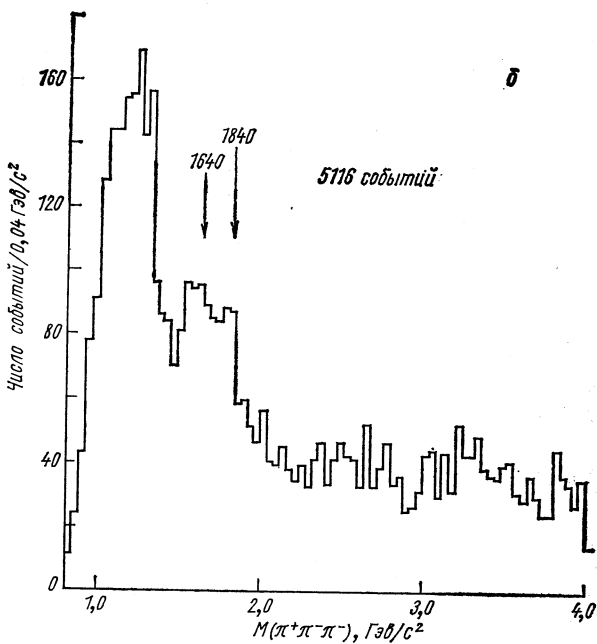
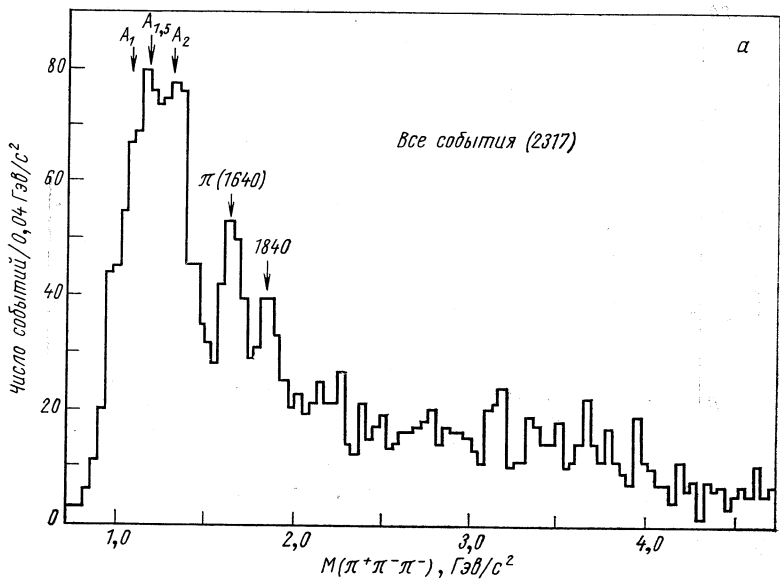


Рис. 62. Объединение распределений эффективных масс ( $\pi^+\pi^-\pi^-$ ) для  $\pi^-p$ -взаимодействия:

а — при 13 и 20 Гэв/с; б — при 13; 16 и 20 Гэв/с.

В этой связи интересно также наблюдение Адерхольца и др. [110]. При исследовании реакции  $\pi^+p \rightarrow p(K\bar{K}\pi)^+$  при  $8 \text{ Гэв}/c$  они получили показанное на рис. 64  $(K\bar{K}\pi)^+$ -распределение масс. Первый пик имеет массу  $M = (1490 \pm 20) \text{ Мэв}/c^2$  и ширину  $\Gamma = 85 \pm 39 \text{ Мэв}/c^2$  и соответствует эффекту в четыре стандартных отклонения. При учете границ ошибок это состояние можно идентифицировать с  $P_1$ -мезоном.

Второй пик имеет массу  $M = (1690 \pm 16) \text{ Мэв}/c^2$ , ширину  $\Gamma = (112 \pm 60) \text{ Мэв}/c^2$  и соответствует эффекту 3,5 стандартных отклонения. В табл. 10 обобщены те состояния рассматриваемой области, существование которых на основе полученных до сих пор экспериментов с пузырьковыми камерами можно считать приблизительно надежным.

Сравнение табл. 9 и 10 показывает, что приписывание узкого пика в спектре недостающих масс идентифицированному методом пузырьковой камеры состоянию в настоящее время невозможно. Большая разница в значениях  $\Gamma$  не может быть объяснена плохой разрешающей способностью экспериментов с пузырьковой камерой.

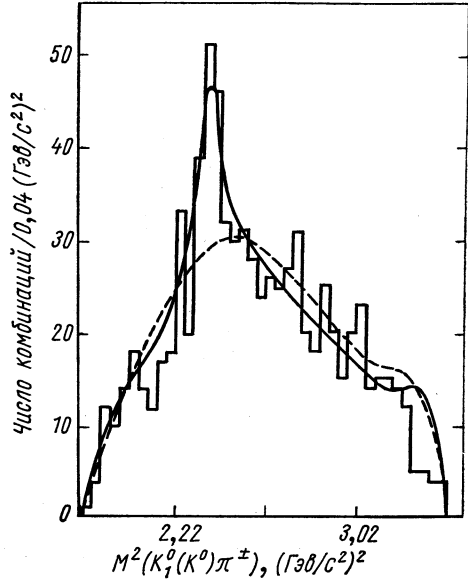


Рис. 63. Распределения эффективных масс  $(K^0 K^0 \pi)^\pm$  реакции  $\bar{p}p \rightarrow K_1^0(K^0)\pi^+\pi^-$  при  $0,7 \text{ Гэв}/c$  для 792 комбинаций. Сплошная кривая соответствует подгонке с  $F_1$ -мезоном при  $J^P = 2^-$ . Пунктирная линия — подгонке без  $F_1$ -мезона.

Таблица 10

Состояния в R-области

Состояние	$I^G$	$M, \text{ Мэв}/c^2$	$\Gamma, \text{ Мэв}/c^2$	$J^P$
$F_1(1540)$	$1^?$	$1540 \pm 5$	$40 \pm 15$	$2^-, 1^+, 0^+$
$g(1650)$	$1^+$	$1650 \pm 20$	$120 \pm 30$	$3^-, (1^-, 5^-)$
$\rho(1700)^*$	$1^+$	$1700 \pm 20$	$110 \pm 25$	—
$A_3(1640)$	$1^-$	$1633 \pm 9$	$93 \pm 24$	$2^-, 3^-$
$\phi(1670)$	$0^-$	$1670 \pm 20$	$100 \pm 20$	1

\* Может быть идентичным  $g(1650)$ .

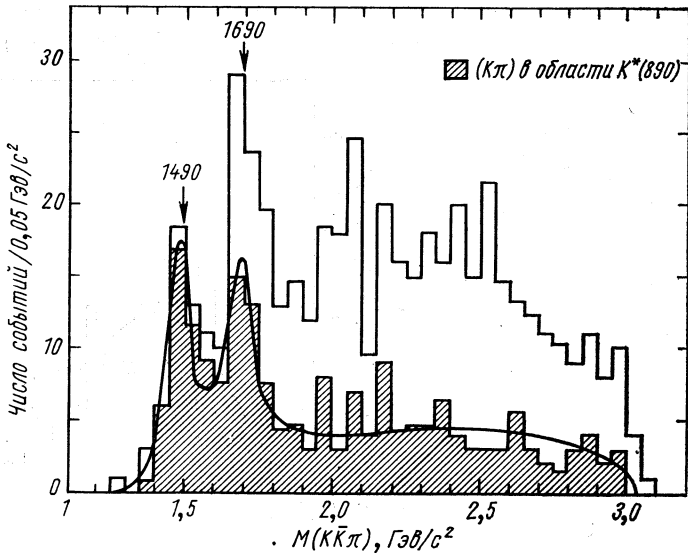


Рис. 64. Распределение эффективных масс  $(K\bar{K}\pi)^+$  при  $8 \text{ ГэВ/с}$ . Кривая соответствует подгонке с двумя брейт-вигнеровскими функциями и фазовым пространством — фоном.

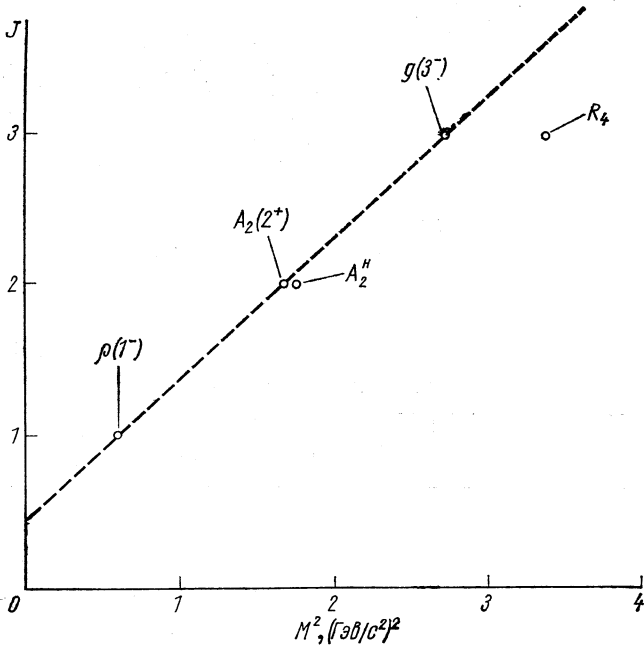


Рис. 65. Зависимость  $J$  от квадрата массы для  $A_2$  и  $\bar{g}$ -мезона.



Например, для канала реакции  $\pi^\pm p \rightarrow p\pi^\pm\pi^+\pi^-$  разрешающая способность  $\Gamma_{\text{эсп}} < 20 \text{ Мэв}/c^2$ . С другой стороны, с помощью спектрометра недостающих масс невозможен выбор определенного вида распада резонансов.

Из-за чрезвычайно большого фона этот метод обнаружения в основном чувствителен по отношению к узким пикам, которые ясно выделяются на фоне. Необходимы дальнейшие исследования как со спектрометром недостающих масс для различных областей передаваемого четырехмерного импульса, так и с пузырьковой камерой с большой статистикой и высоким разрешением, прежде чем производить идентификацию состояния  $R$ -области.

$g$ -Мезон имеет, вероятно,  $J^P = 3^-$ . На рис. 65 значения спинов  $\rho$ -,  $A_2$ - и  $g$ -мезонов нанесены как функция квадрата масс этих частиц.

Как видно,  $g$ -мезон хорошо ложится на  $\rho$ -,  $A_2$ -траектории. Это можно легко объяснить с помощью простой модели кварков. Сообразно с этим  $g$ -мезон должен быть состоянием  $J^{PC} = 3^{--}$ -нонета (см. табл. 2). До некоторой степени надежная идентификация других наблюдавшихся до сих пор состояний  $R$ -области в  $L$ -2-супермультиплетте требует дальнейших экспериментальных исследований.

#### § 4.4. МЕЗОНЫ СО СТРАННОСТЬЮ В $R$ -ОБЛАСТИ

В  $(K\pi\pi)^\pm$ -спектре масс реакций  $K^\pm p \rightarrow pK^\pm\pi^+\pi^-$  и  $K^\pm p \rightarrow pK^0\pi^\pm\pi^0$  наблюдался характерный максимум при  $M \approx 1780 \text{ Мэв}/c^2$  с  $\Gamma \approx 80 \text{ Мэв}/c^2$ . Примеры этого определенного как  $L$ -мезон пика можно найти на рис. 39 [66], рис. 42 [70] рис. 43 [71], а также в работе [111].

Александр и др. [11] детально исследовали свойства  $L$ -мезона и проанализировали диаграммы Далитца  $(K\pi\pi)$ -системы как функции эффективной массы  $K\pi\pi$  для различных возможных значений спин-четности для  $J^P = 1^+, 2^-, 3^-$ .

Для распада  $L$ -мезона они получили следующие соотношения ветвления:

Распад	$K\pi\pi$	$K\rho$	$K^*(890)\pi$	$K^*(1420)\pi$	$K\omega$
Доля распада по каналам, %	$28 \pm 13$	$11 \pm 9$	$34 \pm 12$	$19 \pm 15$	$8 \pm 5$

Для изоспина  $L$ -мезона наблюдения дали  $I = 1/2$ . Это подтверждается также когерентным образованием  $L$ -мезона в реакции  $K^-d \rightarrow dL^- \rightarrow dK^-\pi^+\pi^-$  при  $12 \text{ Гэв}/c$  [112].

Дифракционное образование  $L$ -мезона происходит прямо над порогом  $K^*$  (1420)  $\pi$ . Барбаро-Галтиери и др. [70] исследовали 14 310 событий реакции  $K^+p \rightarrow K^-p\pi^+\pi^-$  при 12 Гэв/с. Они пришли к выводу, что  $L$ -мезон может быть описан как пороговый эффект

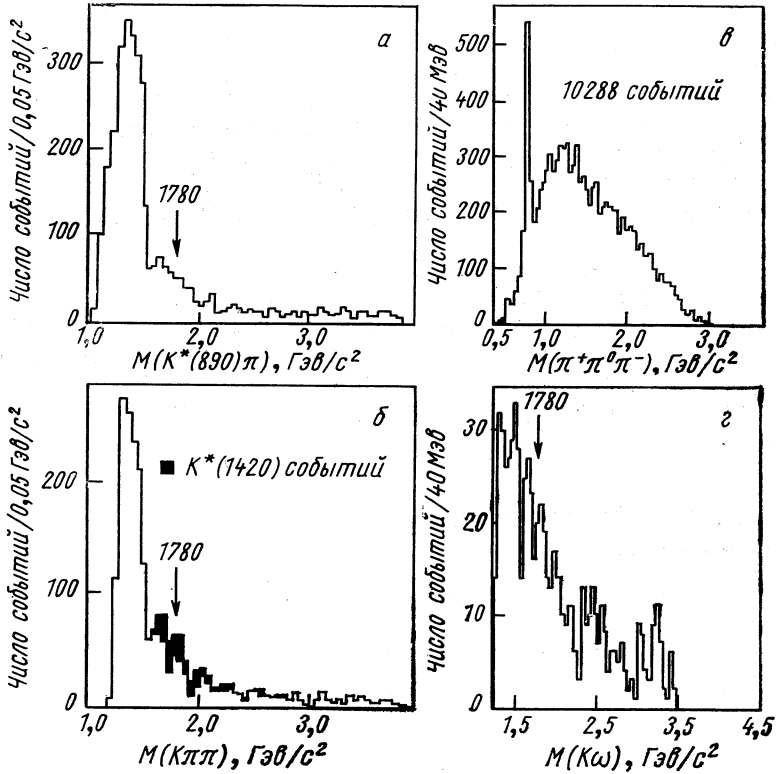


Рис. 66. Распределения эффективных масс:

а —  $(K^*(890)\pi)$  в реакции  $K^+p \rightarrow K^+p\pi^+\pi^-$ ; 3234 события;  $\Delta^+$  удален; б —  $(K\pi\pi)$  — в той же реакции, когда  $M(\pi\pi)$  в области  $\rho$ -мезона. Зачернены случаи  $K^*(1420)$ , попадающие в область  $\rho$ -мезона;  $\rho$  включено,  $\Delta^+$  удален; 2201 событие; в —  $(\pi\pi\pi)$  для реакции  $K^+p \rightarrow K^+p\pi^+\pi^-$ ; 10288 событий; г —  $(K\omega)$  для той же реакции, 691 событие.

в  $K^*(1420)\pi$ -системе. Они наблюдали подобные пики в  $(K\pi\pi)$ -распределении масс для различных  $K\pi$ -интервалов масс независимо от образования  $K\pi$ -резонанса. С другой стороны, они не наблюдали  $L$ -образования в каналах  $K^*(890)\pi$ ,  $K\rho$  и  $K\omega$ , как показано на рис. 66. Эти наблюдения находятся в противоречии с данными других экспериментов, как показано, например, на рис. 43 [71] и рис. 67 [66].

Причины этих расхождений в настоящее время не ясны. Остается подождать, какие результаты принесет увеличение

статистики, особенно в  $K^-p$ -экспериментах, так как здесь  $N^{*++}$ -образование, по сравнению с  $K^+p$ -реакцией, много меньше. На-

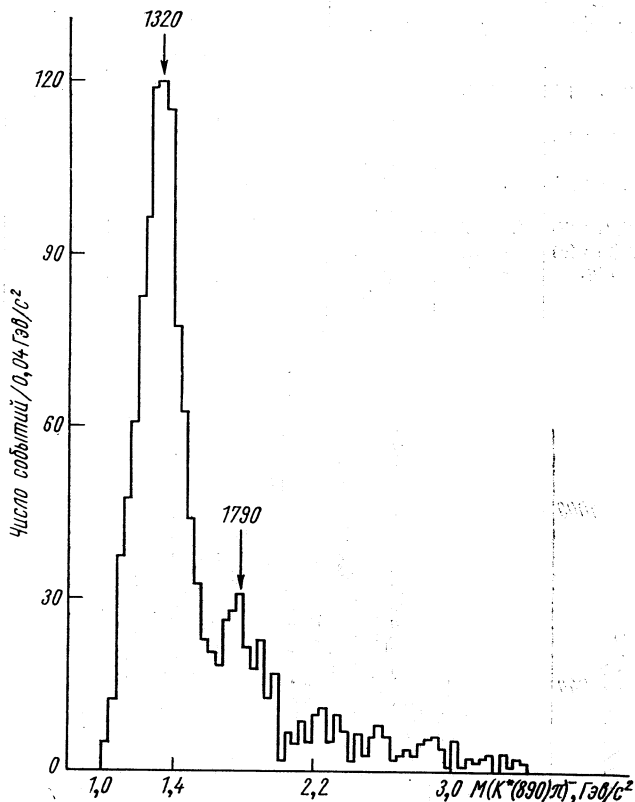


Рис. 67. Распределение эффективных масс ( $K^*(890)\pi^-$ ) для реакции  $K^-p \rightarrow pK^0\pi^+\pi^-$  при  $10 \text{ ГэВ}/c$ ;  $K^-p \rightarrow pK^0\pi^-\pi^0$ ;  $N^{*++}$  исключен; 1303 события.

дежных доказательств существования других мезонов со странностью в  $R$ -области к настоящему времени еще не имеется.

## V. СОСТОЯНИЯ С МАССАМИ ВЫШЕ $1876 \text{ МэВ}/c^2$

На спектрометре недостающих масс в ЦЕРНе и на бозонном спектрометре наблюдалось большое число статистически обеспеченных пиков (больше четырех стандартных отклонений) с  $I \geq 1$  над очень высоким фоном [113]. В табл. 11 приведены обобщенные результаты.

На рис. 68 представлена часть наблюдавшегося спектра масс. Известно, что  $X^- (3470)$  и  $X^- (3530)$  всегда распадаются на три или меньше заряженных частицы. В уже упоминавшемся эксперименте по изучению недостающих масс Андерсон и др. [38] исследовали

Пики выше  $R$ -области

Пики	$M$ , Мэв/с <sup>2</sup>	$\Gamma$ , Мэв/с <sup>2</sup>	$ t $ , (Гэв/с) <sup>2</sup>	Пики	$M$ Мэв/с <sup>2</sup>	$\Gamma$ , Мэв/с <sup>2</sup>	$ t $ , (Гэв/с) <sup>2</sup>
S (1930)	1929±14	< 35	0,22— 0,36	X <sup>-</sup> (3070)	3075	≈ 25	0,23— 0,44
T (2200)	2195±15	≤ 13	0,22— 0,36	X <sup>-</sup> (3140)	3145	< 10	0,16— 0,52
u (2380)	2382±24	30	0,28— 0,36	X <sup>-</sup> (3470)	3475	≈ 30	0,27— 0,37
X <sup>-</sup> (2620)	2620±20	85±30	0,29	X <sup>-</sup> (3530)	3535	≈ 30	0,30— 0,41
X <sup>-</sup> (2880)	2880±20	< 15	0,64				
X <sup>-</sup> (3020)	3025	≈ 25	0,21— 0,39				

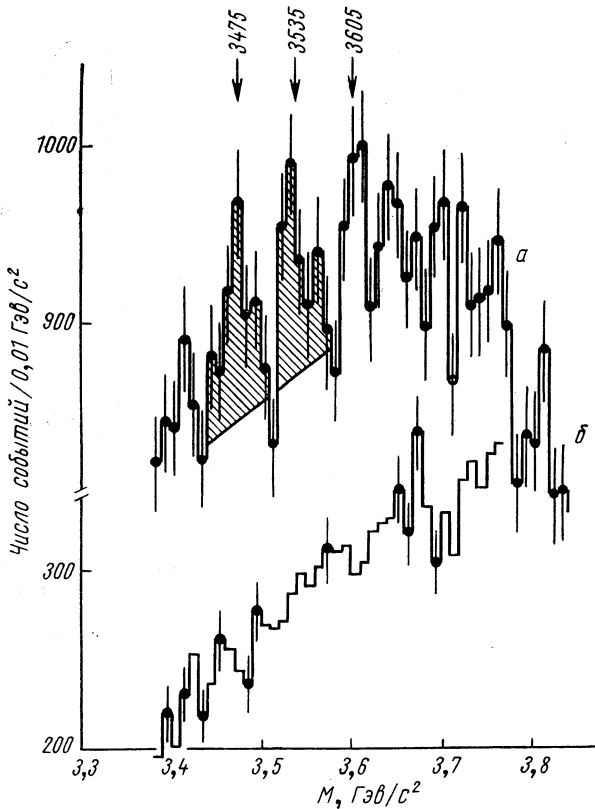


Рис. 68. Спектр недостающих масс в области  $3,4 \leq M_X \leq 3,8$  Гэв/с<sup>2</sup> в  $\pi^-p \rightarrow pX^-$ :

$a$  — малая множественность ( $\leq 3$  заряженных вторичных частиц);  
 $b$  — большая множественность.

образование резонансов при приблизительно  $180^\circ$ , т. е. при небольших значениях  $u$ . Они наблюдали следующие пики:

$M, \text{ Мэв}/c^2$	$2086 \pm 38$	$2050 \pm 18$	$2370 \pm 17$	$2500 \pm 32$
$\Gamma, \text{ Мэв}/c^2$	$\approx 150$	$\approx 25$	$\approx 57$	$\approx 87$

В экспериментах образования мезоны с массой выше  $1876 \text{ Мэв}/c^2$  образуются в нуклон-антинуклонных взаимодействиях.

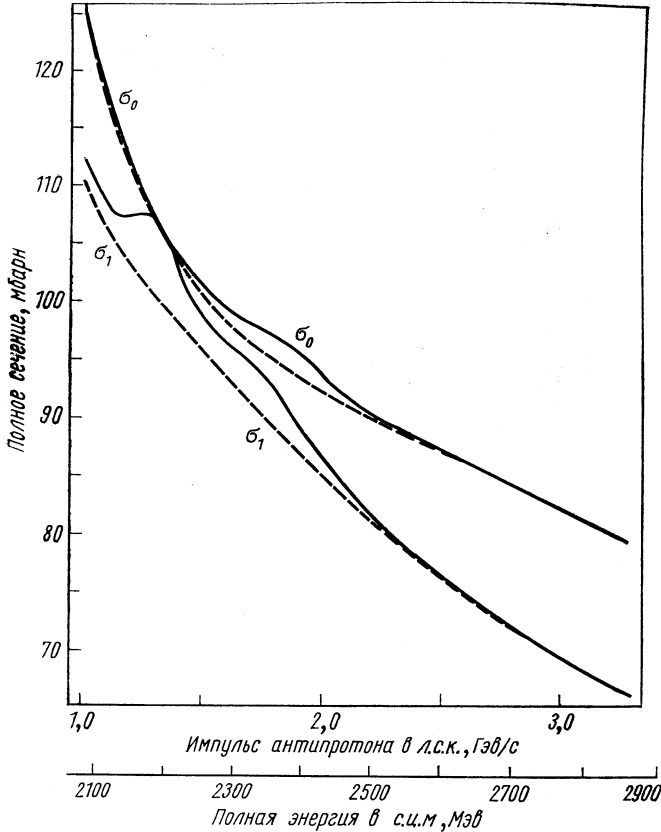


Рис. 69. Полное сечение взаимодействия антинуклон-нуклон —  $I = 0, I = 1$ .

При более точных измерениях хода общего  $\bar{p}p$  и  $\bar{p}d$ -сечения выше  $1 \text{ Гэв}$  Абрамс и др. [114] наблюдали структуру в ходе сечения (рис. 69) для изоспиновых состояний  $I = 0$  и  $I = 1$ . Если рассмат-

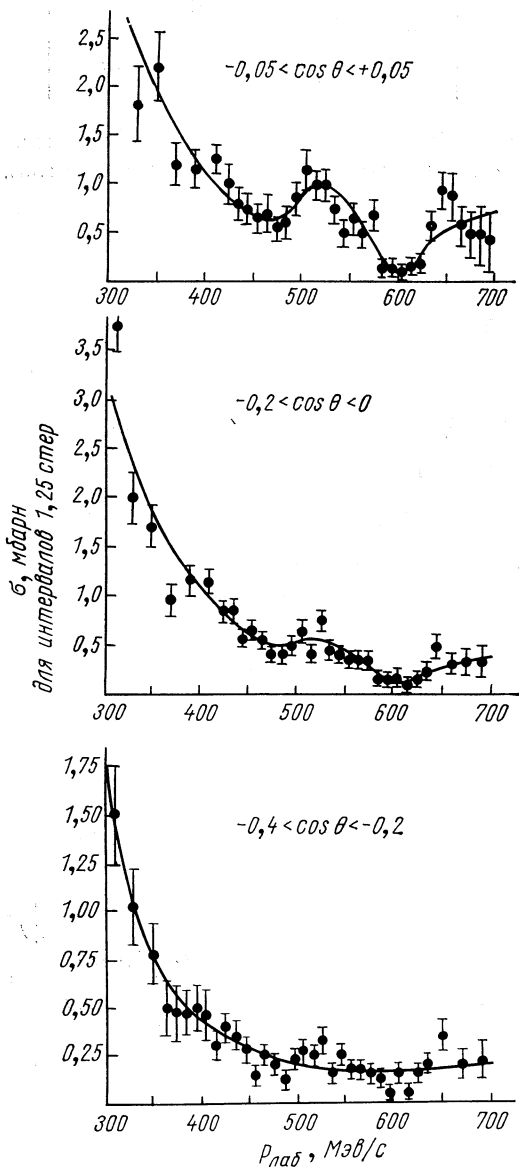
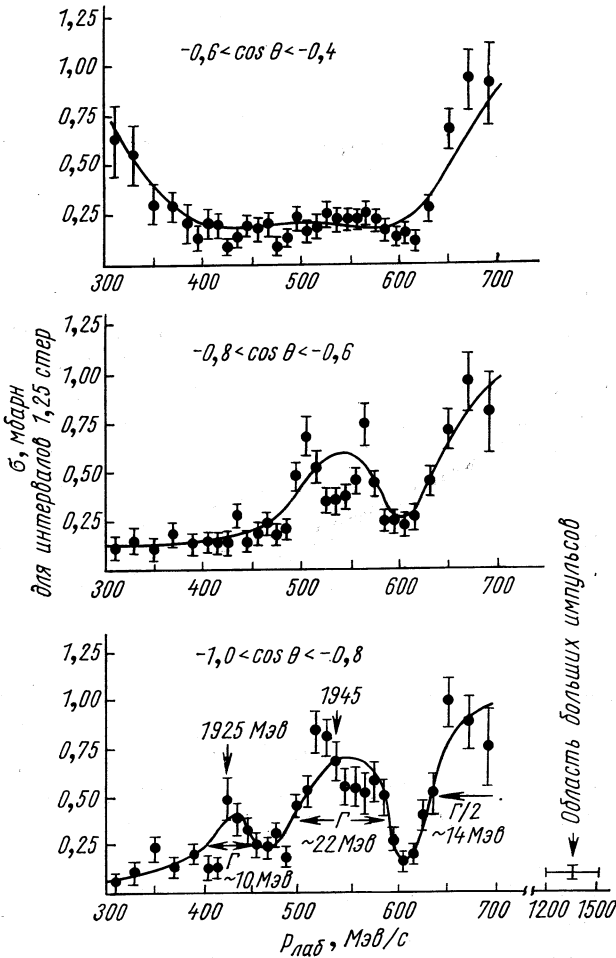


Рис. 70. Зависимость дифференциального

ривать эти структуры как мезонные резонансы, то они имеют следующие параметры:

$M, \text{ Мэв}/c^2$	$2190 \pm 5$	$2345 \pm 10$	$2380 \pm 10$
$\Gamma, \text{ Мэв}/c^2$	85	140	140
$I$	1	1	0



сечения  $\bar{p}p$  от энергии для различных областей  $\cos \theta$ .

Как видно, массы обоих  $I = 1$ -состояний приблизительно согласуются с  $T$  (2200) и  $u$  (2380), в то время как значения  $\Gamma$  сильно различаются.

Большое число открытых каналов реакций очень затрудняет доказательство непосредственного  $S$ -канального эффекта в ходе полного сечения. То же самое относится к упругому рассеянию вперед, в котором доминирует дифракционное рассеяние. Напротив, ход сечения упругого  $\bar{p}p$ -рассеяния в направлении назад, как функция от  $\sqrt{S}$  при наличии резонансов, должен показывать соответ-

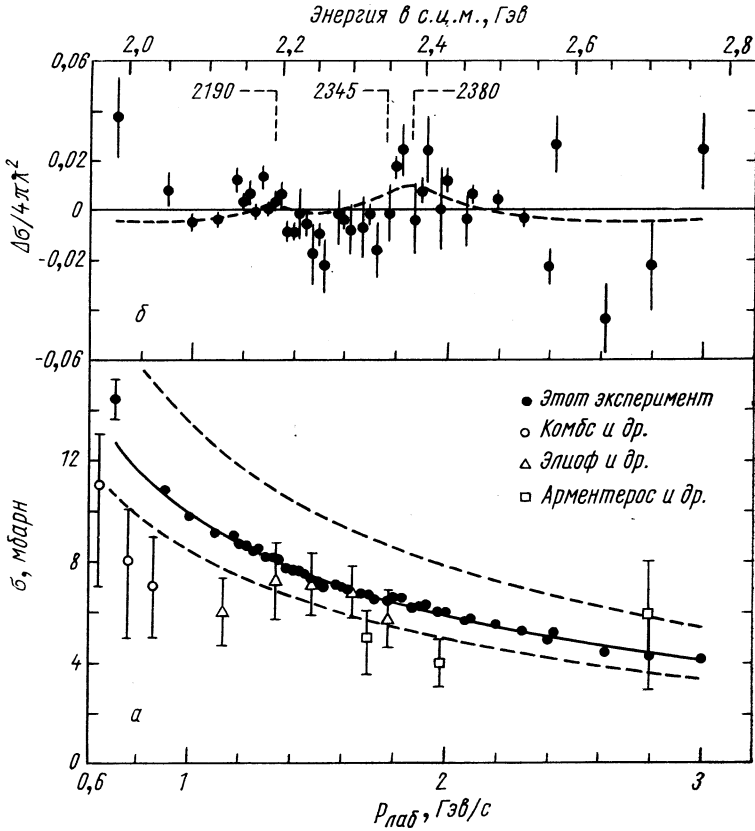


Рис. 71. Полное сечение  $\bar{p}p \rightarrow \pi\pi$  между 1 и 3,6 Гэв/с. Точки позиции (б) были получены после вычитания сплошной линии в позиции (а).

ствующую структуру. Из-за предположительно высокого значения спина тяжелых резонансов в направлении назад должен появляться узкий пик. Упругое  $\bar{p}p$ -рассеяние назад исследовалось счетчиками и пузырьковыми камерами для различных энергетических областей. Как пример подобного рода исследований, на рис. 70 в диапазоне



$-1,0 < \cos \theta < -0,8$  можно обнаружить два узких пика с  $I = 0$  или 1 при  $M = (1925) \text{ Мэв}/c^2$  с  $\Gamma \approx 10 \text{ Мэв}$  и при  $M = 1945 \text{ Мэв}/c^2$  с  $\Gamma \approx 22 \text{ Мэв}/c^2$  [115].

Полученные до сих пор экспериментальные исследования упругого  $pp$ -рассеяния назад совместимы с существованием узкого резонанса

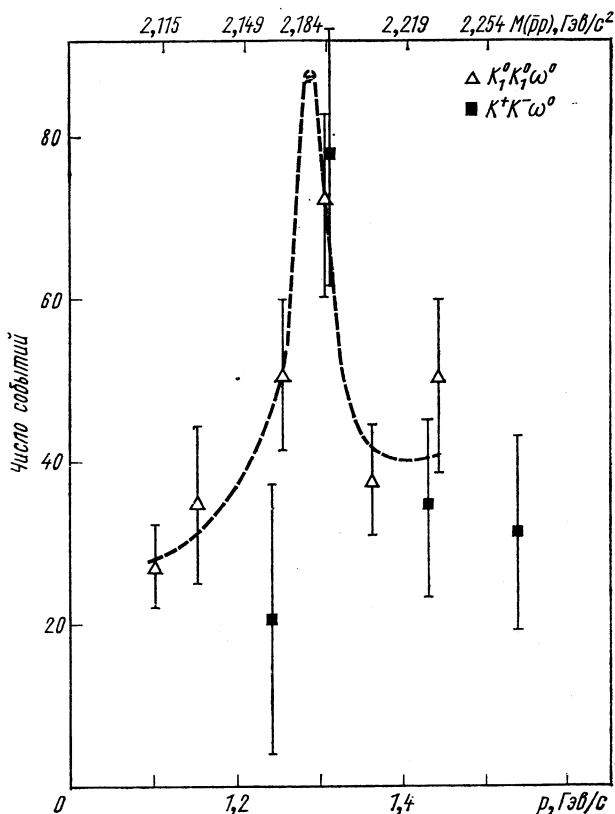


Рис. 72. Ход сечения реакции  $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\omega^0$  между 1,1 и 1,6  $\text{Гэв}/c$ .

нанса в  $S$ -области (1930) и широкого резонанса ( $\Gamma \approx 200 \text{ Мэв}$ ) в  $T$ -области [116]. Ширина пика в направлении назад доказывает то, что спин этого состояния имеет значение между 3 и 6.

Недавно было впервые измерено с большой точностью сечение реакции перезарядки  $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}n$  между 1 и 3  $\text{Гэв}/c$  (рис. 71) [117]. Их хода сечения можно указать верхнее граничное значение для структуры, наблюдавшейся Абрамсом и др. [114]. Чтобы прийти к определенному заключению, необходимы дальнейшие измерения.

Другая возможность для доказательства существования тяжелых мезонных резонансов состоит в исследовании выбранных кана-

лов аннигиляции, как, например,  $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$ ,  $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-$ . Полученные до сих пор эксперименты показывают, что канал  $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$  сильно влияет на один или два широких резонанса около

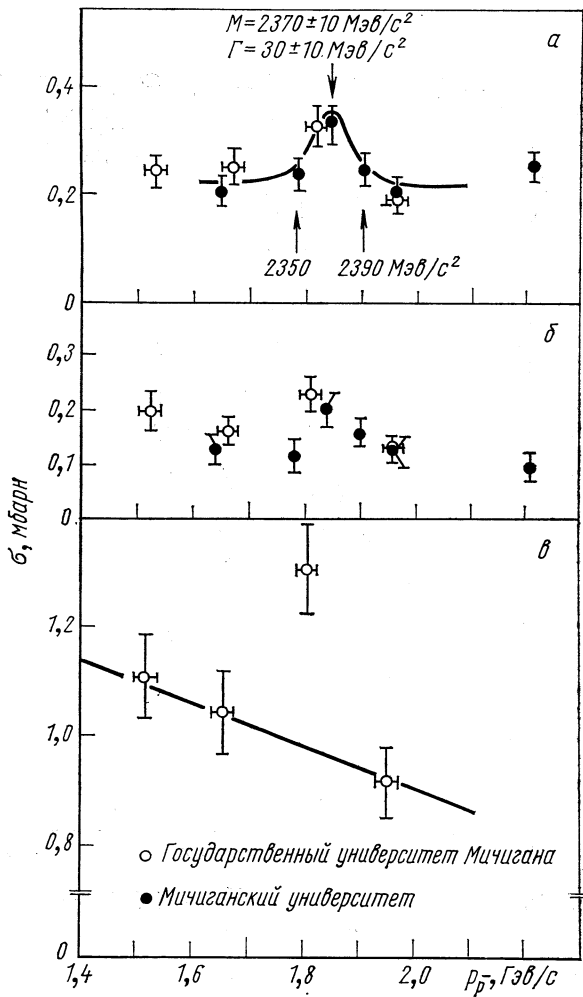


Рис. 73. Ход сечения приведенных реакций в диапазоне между 1,5 и 2,2 Гэв/с:

а —  $K_1^0 K_2^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$ ;  $K_1^0 K_2^0 (\pi \pi^0)$ ; б —  $K_1^0 K_1^0 \omega$ ;  $K_1^0 K_2^0 (\pi \pi^0)$ ; в —  $(K_1^0 K_2^0 \pi^+ \pi^- \pi^0) \times 2$ ;  $K_1^0 K_2^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$ ,  $K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^0$ ,  $K_1^0 K_2^0 (\pi \pi^0)$ .

2200 Мэв/с<sup>2</sup>. Свойства этих состояний до сих пор не могли быть надежно определены.  $K^+K^-$ -канал не показывает такой сильной связи с этими резонансами, как  $\pi^+\pi^-$ -система. Были бы целесооб-

разными поиски в других каналах аннигиляции. Кальбфлайш и др. [118] нашли при линейной интерполяции между 1,11 и 1,52  $\text{Гэв}/c$  возвышение (подобие максимума) при аннигиляции

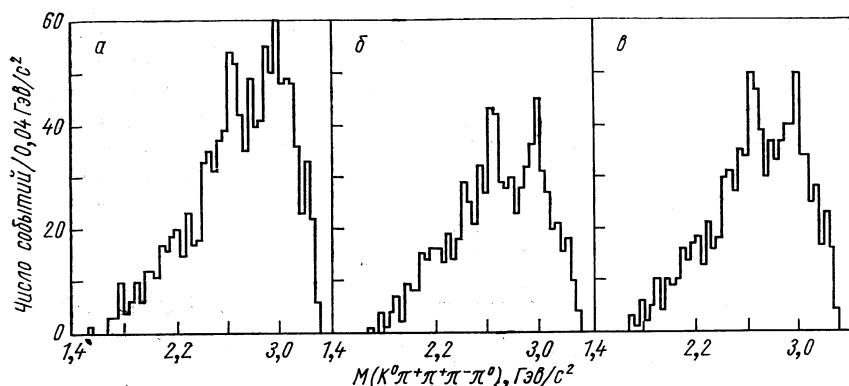


Рис. 74. Распределение эффективных масс  $(K^0\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0)$  в  $K^+p$ -взаимодействиях при 9  $\text{Гэв}/c$ :

*a* — все комбинации; *б* — только комбинации с  $M(3\pi)$  в области  $A$ -мезонов; *в* — только комбинации с  $M_1(K_{1390}^*)$  в области  $K_{1390}^*$  или  $M(3\pi)$  в области  $A$ -мезонов.

на 5 пионов при 1,33  $\text{Гэв}/c$ . Это возвышение они приписывают по меньшей мере частично  $\rho^0\rho^0\pi^0$ -состоянию с  $M = 2190 \text{ Мэв}/c^2$ ,  $\Gamma = 80 \text{ Мэв}/c^2$  и  $I^G = 1^-$ . На рис. 72 изображено число  $p\bar{p} \rightarrow K\bar{K}\omega^0$ -аннигиляций в функции начального импульса [116]. Подгонка  $K_1^0K_1^0$ -данных приводит к резонансу с  $M = (2176 \pm 5) \text{ Мэв}/c^2$ ,  $\Gamma = (20_{-2}^{+16}) \text{ Мэв}/c^2$ , и  $I^G = 0^-$  или  $1^+$  [119]. Ринг и др. [120] в подобном эксперименте нашли возвышение над фоном в  $K_1^0K_1^0$ -событиях, который указывает на существование другого  $S = -1$ -резонанса при  $M = 2370 \text{ Мэв}/c^2$  с  $\Gamma = 20 \text{ Мэв}/c^2$ . Другое свидетельство в пользу существования этого состояния нашли Минг Ма и др. [121] при систематическом анализе  $\bar{p}p$ -взаимодействия между 1,5 и 2,0  $\text{Гэв}$  (рис. 73).

Обобщая, можно установить, что различные  $\bar{p}p$ -эксперименты образования дают доказательства существования как узкого, так и широкого резонансов выше 1900  $\text{Мэв}/c^2$ . Чтобы надежно определить свойства резонансов, нужны дальнейшие исследования с более высокой статистикой и с более высокой точностью. Полученные до сих пор противоречивые результаты можно объяснить, пожалуй, высокой плотностью состояний в рассматриваемой области масс.

В настоящее время имеются некоторые ненадежные доказательства существования тяжелых странных мезонов. На рис. 74 показано распределение масс пяти мезонов реакции  $K^+p \rightarrow K^0\rho\pi^+\pi^+\pi^0$  при 9  $\text{Гэв}/c$  [51]. При  $M = 2460 \text{ Мэв}/c^2$  можно обнаружить пик в четыре стандартных отклонения с  $\Gamma \approx 80 \text{ Мэв}/c^2$ . В подобных экспериментах Александер и др. [122] наблюдали в реакции  $K^+p \rightarrow$

→  $\bar{\lambda}NN$  в  $\bar{\lambda}N$ -распределении масс пик при  $M_{\Delta} = (2240 \pm 20) M_{\text{эв}}/c^2$  с  $\Gamma \approx 70 M_{\text{эв}}/c^2$ .

Очевидно, что немногие ненадежные данные о тяжелых резонансах не позволяют идентифицировать их с состояниями модели кварков.

При этом еще нужно учесть, что с ростом орбитального момента возрастающее перекрытие супермультиплета чрезвычайно усложняет идентификацию мезонов.

## VI. ЭКЗОТИЧЕСКИЕ РЕЗОНАНСЫ

Как показано в гл. 1, простая модель кварков требует образования мезона из пары кварк — антикварк и бариона из трех кварков. Так называемые экзотические мезонные резонансы первого рода с  $T \geq 2/3$  и  $|S| \geq 2$  и экзотические мезонные резонансы второго рода со значениями  $J^{PS}$ , которые не встречаются в  $qq$ -системе, как, например,  $0^{--}$  или  $1^{-+}$ , должны быть поэтому запрещены.

Экзотические мезоны второго рода могли бы появляться в модели Редже как дочерние траектории.

Как было показано в гл. 2 и 3, в настоящее время не имеется значительных указаний существования экзотических резонансов второго рода. Простейшим экзотическим состоянием второго рода яв-

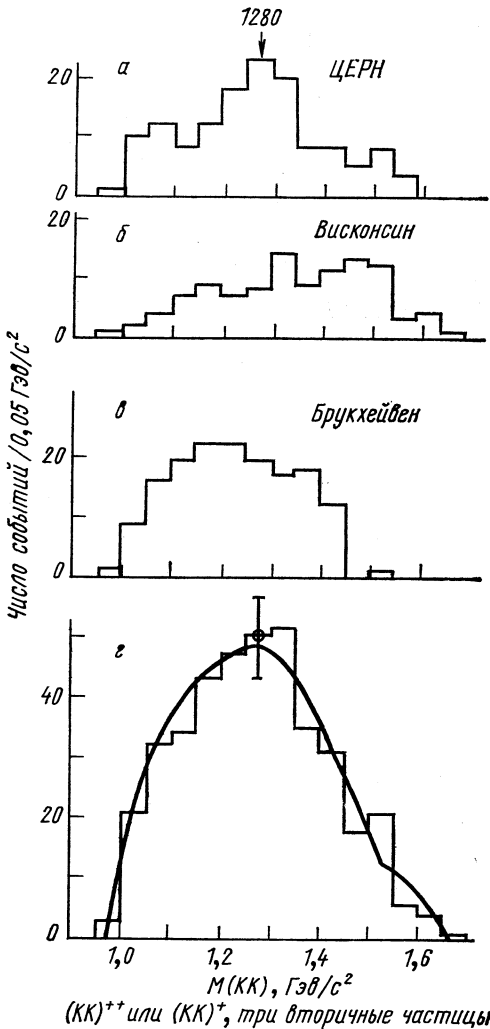


Рис. 75. Распределение эффективных масс  $(KK)^{++}$  из различных экспериментов:

a —  $K^+p \rightarrow K^+K^+\Delta$ ,  $K^+K^+\Sigma^0$ ,  $K^+K^0\Sigma^+$  при 3,0 и 3,5 Гэв/с, 136 событий; б —  $K^+p \rightarrow K^+K^+\Delta$ ,  $K^+K^+\Sigma^0$  при 3,5 Гэв/с, 105 событий; в —  $K^+p \rightarrow K^+K^+\Delta$ ,  $K^+K^+\Sigma^0$ ,  $K^+K^0\Sigma^+$  при 3,0 Гэв/с; з — три вторичные частицы всего 397 событий.

ляется изовектор с  $J^{PC} = 1^{-+}$  с  $\rho\pi$ -распадом, но без сильного  $K\bar{K}$ -распада. Обзор о непосредственных доказательствах существования экзотических резонансов первого рода был сделан Розенфельдом [123]. Он показал, что наблюдаемые в соответствующих спектрах масс экзотические пики не могут рассматриваться как статистически обеспеченные и что при улучшении статистики соответствующие пики снова исчезают. Приведены два типичных примера этого. На рис. 75 показано, как  $S = 2 K^+K^+$ -пик при

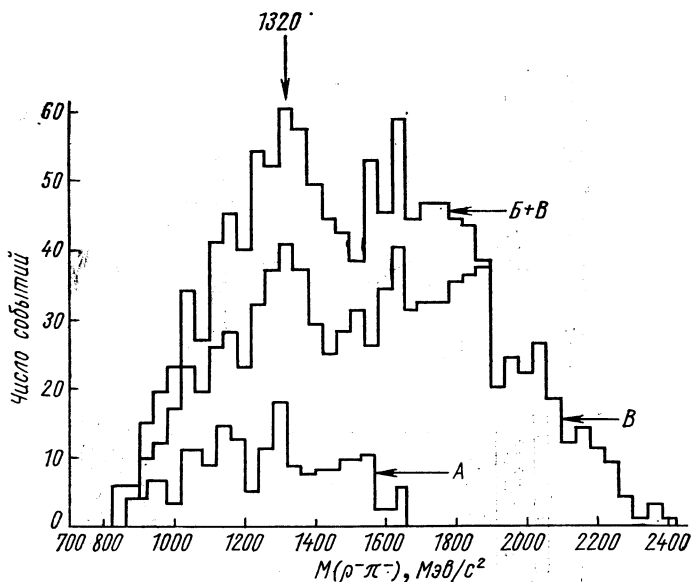


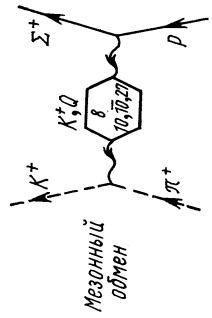
Рис. 76. Распределение эффективных масс ( $\rho\pi^-$ ) из различных экспериментов:

(А) Зейдлиц и др.,  $p = 3,2$  ГэВ/с,  $\Delta^2 < 0,7$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>,  $N^*$  выключен, 165 событий; (Б) — Аболинс и др.,  $p = 3,7$  ГэВ/с, все  $\Delta^2$ ,  $N^*$  выключен, 342 события; (В) — Вандерхаген и др.,  $p = 5$  ГэВ/с, все  $\Delta^2$ ,  $N^*$  включен, 892 события.

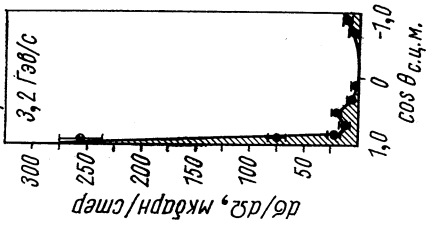
1280 МэВ/с вновь исчезает при объединении нескольких экспериментов с утроением статистики [74]. При исследовании реакции  $\pi^-d \rightarrow p_S \rho\pi^-\pi^-\pi^0$  при 5 ГэВ/с Вандерхаген и др. [124] наблюдали  $I = 2$   $\rho\pi^-\pi^-$ -пик при 1320 МэВ/с ( $\sim 3$  стандартных отклонения). Распределение масс из этой работы, комбинированное с распределением масс двух последующих экспериментов, показано на рис. 76. При оценке максимума 1320 МэВ/с надо учитывать, что уже при чистом распределении фазового пространства  $\rho$ -выбор ведет к максимуму примерно при 1300 МэВ/с [60].

Косвенное доказательство отсутствия или по меньшей мере сильного подавления экзотических резонансов первого рода получают при исследовании периферических взаимодействий. Если дву-

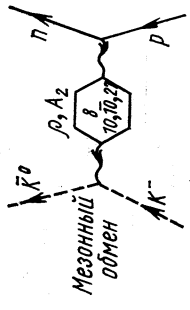
Пик, направленный вперед ⇒ Мезонный обмен



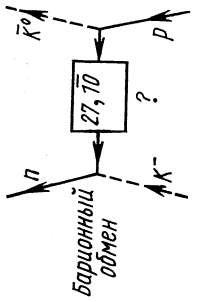
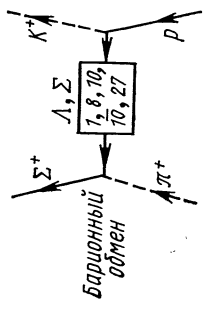
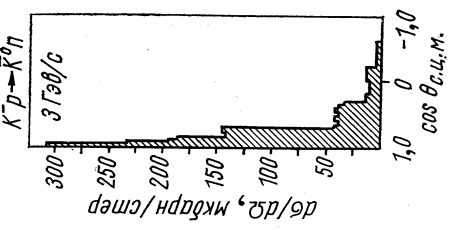
Данные Висконсин



Пик, направленный вперед ⇒ Мезонный обмен



Данные Сакле



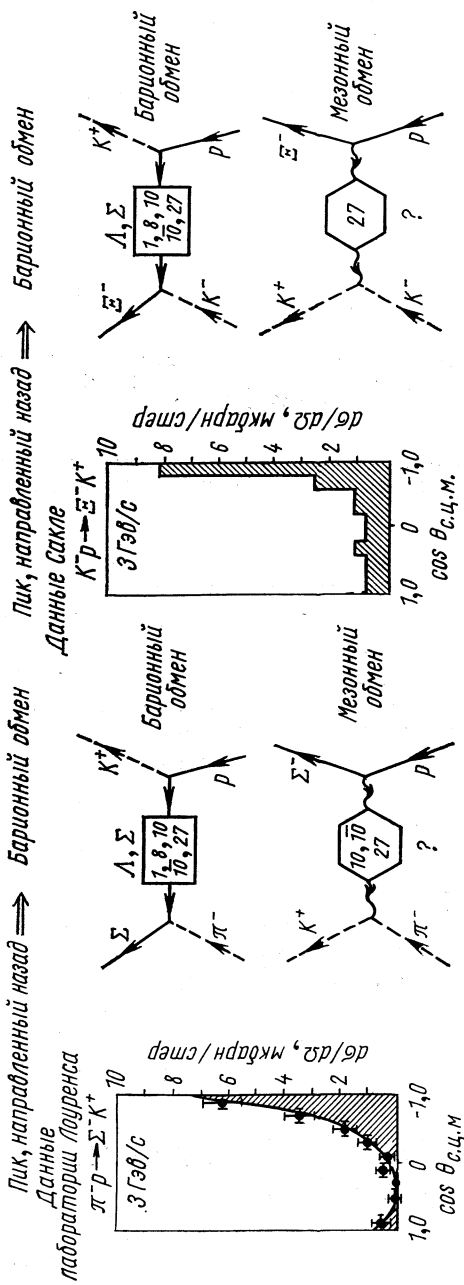


Рис. 77. Доказательства существования и подавления различных процессов обмена.

частичный процесс идет с обменом мезонами, то в угловом распределении наблюдают пик вперед. Если он идет с обменом барионами, то наблюдают пик назад. Реакции, которые требуют обмена экзотическим резонансом первого вида, имеют, как, например, показано на рис. 77, сечение по меньшей мере на два порядка ниже, чем при

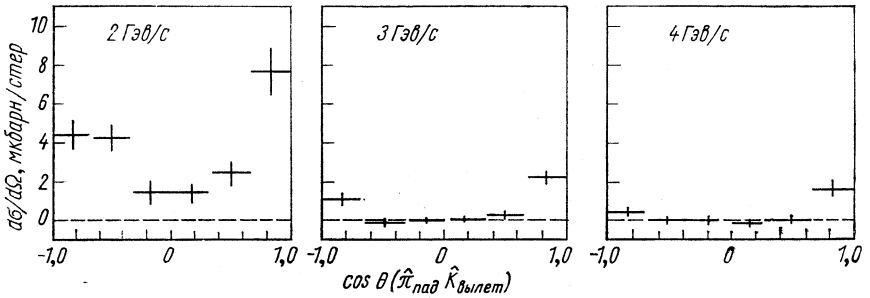


Рис. 78. Ход дифференциального сечения в зависимости от  $\cos \theta$  ( $\pi_{\text{пад}} K_{\text{вылет}}$ ) для реакции  $\pi^- p \rightarrow K^+ Y^{*-}$  и  $\pi^+ n \rightarrow K^0 Y^{*+}$ .

обмене известными мезонами [125]. Имеются новые экспериментальные результаты, которые при интерпретации на базе одномезонной обменной модели косвенно указывают на существование экзотических резонансов.

Аболинс и др. [126] исследовали при импульсах между 2 и 4 Гэв/с реакции  $\pi^- p \rightarrow K^+ Y^{*-}$  и  $\pi^+ n \rightarrow K^0 Y^{*+}$ . Распределение косинуса угла между падающим пионом и образованным каоном показывает статистически обеспеченный пик вперед (рис. 78). Сечение в направлении вперед составляет около 7 мкбарн/стер при 2 Гэв/с и порядка 2 мкбарн/стер при 4 Гэв/с. Если интерпретировать пик вперед на базе обмена одним мезоном, то он должен обладать квантовыми числами  $I = 3/2$  и  $S = 1$ . Спорным кажется, однако, отделение  $Y^*$ -пика от возможного кинематического эффекта.

Для реакции  $K^- p \rightarrow K^+ \Xi^{*-}$ , в которой барионный резонанс является состоянием  $J^P = 3/2^+$  декуплета, также наблюдался пик вперед примерно такой же величины [127].

В эксперименте по фотообразованию странных частиц при 11 Гэв, где передаваемый 4-импульс составлял  $0,025 \leq |t| \leq 0,46$  (Гэв/с)<sup>2</sup>, Боярски и др. [128] получили следующее отношение сечений:

$$\frac{\frac{d\sigma}{dt} (\gamma n \rightarrow K^+ \Sigma^-)}{\frac{d\sigma}{dt} (\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0)} = 2,37 \pm 0,11.$$

При предположении обмена одним  $I = 1/2$ -мезоном в  $t$ -канале это отношение должно иметь значение 2. Те же авторы [128] исследовали при 16 Гэв в области  $0 \leq |t| \leq 2$  (Гэв/с)<sup>2</sup> отношение



следующих сечений:

$$R(\pi^-) = \frac{\sigma(\gamma p \rightarrow \pi^- N^{*++}) + \sigma(\gamma n \rightarrow \pi^- N^{*+})}{\sigma(\gamma p \rightarrow \pi^- N^{*++})};$$

$$R(\pi^+) = \frac{\sigma(\gamma p \rightarrow \pi^+ N^{*0}) + \sigma(\gamma n \rightarrow \pi^+ N^{*-})}{\sigma(\gamma p \rightarrow \pi^+ N^{*0})}.$$

Как показано на рис. 79, отношение  $R(\pi^-)$  согласуется со значением  $4/3$ , которое ожидается при обмене  $I = 1$ -мезоном.  $R(\pi^+)$ , напротив,

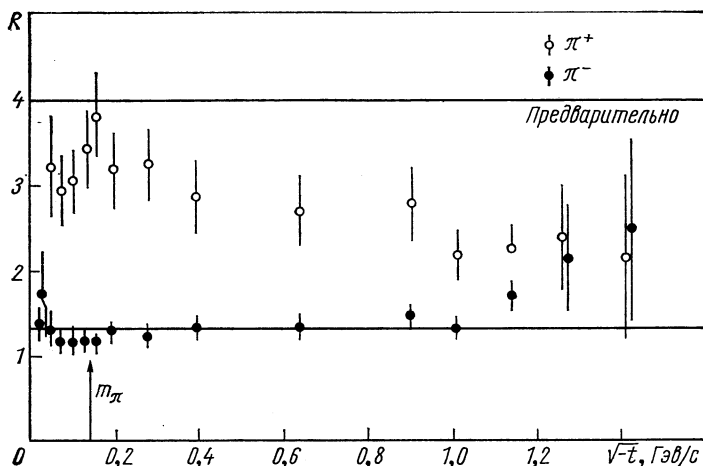


Рис. 79. Отношение фотообразования  $\pi^+ N^*$  и  $\pi^- N^*$

$$R = \frac{\gamma D \rightarrow \pi^\pm \Delta N_S}{\gamma H \rightarrow \pi^\pm \Delta}.$$

заметно отклоняется от ожидаемого значения 4. Это указывает на участие  $I = 2$ -обмена. Кажется важным произвести подобные измерения для адронных реакций и подтвердить результаты работы Боярски и др.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При учете многих упоминавшихся в предыдущих главах пиков в распределении масс и также многих неупомянутых пиков вопрос статистической обеспеченности имеет решающее значение. В своем докладе об экзотических резонансах в 1967 г. Розенфельд при анализе событий на снимках с пузырьковых камер произвел оценку ожидаемых пиков в спектре эффективных масс, которые своим происхождением обязаны статистической флуктуации. На несколько сот наблюдений  $3\sigma$ -эффекта ожидалось несколько  $4\sigma$ -пиков. Если учитывать ежегодный прирост измеренных событий на снимках с пузырьковых камер, то в 1970 г. должно ожидаться около 100  $4\sigma$ -пиков и один  $5\sigma$ -пик, которые обусловлены статистическими отклонениями.

В этой связи имеет особенное значение оценка фона. Изменением положения границы между пиком и фоном можно легко преобразовать  $3\sigma$ -пик в  $4\sigma$ -пик или даже в  $5\sigma$ -пик.

При определении квантовых чисел резонанса решающее значение имеют свойства фона. Как было показано на примере  $A_2$ -мезона, сравнение значения  $\chi^2$  для рассматривавшихся гипотез спинчетности может что-то сказать только в том случае, если предположения о поведении фона корректны. В гл. 3 мы подробно останавливались на объяснении максимума кинематическим эффектом периферийного механизма образования. На рис. 30 сплошные кривые показывают, например, подобный расчет фона посредством двухплюсной модели Редже. Кажется проблематичным желание вычитать при изображении резонансов зависимый от модели фон этого вида. Исходя из концепции дуализма дифракционное описание моделью Редже поведения амплитуды резонансных компонент в  $t$ -канале в смысле бутстрап-представления само ведет к образованию резонанса. В дискуссии экспериментаторов о спектрах эффективных масс поэтому кажется проблематичным производить доказательство существования резонансов вычитанием зависимого от модели фона.

Полученные до сих пор экспериментальные данные в области выше  $1550 \text{ Мэв}$  не допускают классификации мезонных состояний. В области  $L = 1$  супермультиплета наряду с отсутствующими доказательствами, особенно нескольких  $I = Y = 0$ -состояний, также не объяснены существенные проблемы (например, расщепление  $A_2$ ).

Решающим для разрешения открытых вопросов является переход теперешней мезонной спектроскопии к новому качеству — тонкоструктурному анализу. Но это требует значительного улучшения техники обнаружения в следующих направлениях.

1. Повышение разрешающей способности в области тяжелых резонансов до значения в несколько мегаэлектронвольт.

2. Увеличение числа событий в исследуемых каналах реакции для того, чтобы порядок их был не меньше такого, при котором возможен точный анализ состояний продуктов распада в широкой области передаваемого 4-импульса.

Оба требования тесно связаны. Высокое разрешение без большой статистики бесполезно. То же самое и обратно. Имеются различные проекты, находящиеся в реализации, которые служат выполнению этих требований.

**Примеры.** Применение в камерах сверхпроводящих магнитов; применение управляемых искровых камер в спектрометрах и управляемых стриммерных камер с быстрым циклом. Дальнейшим важным шагом для улучшения экспериментальных условий было бы применение поляризованных пучков частиц и мишеней. Свой обзор я хочу закончить цитатой из доклада Далитца [52] на Конференции по мезонной спектроскопии в апреле 1968 г. в Филадельфии, которая не потеряла своей актуальности и теперь.

«Важно подчеркнуть объем и значение этой работы. Неверно, что вопрос заключается в коллекционировании новых резонансов и их классификации в духе зоологии; для того чтобы разведать и твердо установить свойства этих мезонных состояний и явления, включающие их взаимодействия, необходимо знать полную картину. Вместе с соответствующей работой по барионам эти эмпирические исследования открывают наиболее ясный путь к пониманию внутренней структуры адронов и природы сверхсильных взаимодействий, которые к ним приводят. В настоящее время имеется скорее мало данных по мезонным резонансам, которые определенно не согласуются с наивной моделью кварков. Это не дает уверенности, что эта модель достаточно податлива для объяснения данных. В действительности имеет место противоположная ситуация; если бы в определении спин-четности было установлено надежное расхождение с ожидаемыми свойствами, это вывело бы кварковую модель из сферы рабочих гипотез. Было бы тривиальным, что все данные по адронам возможно объяснить в рамках кварковой модели, и поэтому очень важно исследовать области мезонных явлений, которые позволяют более строго проверить уместность этих рамок».

В заключение я хочу поблагодарить д-ра К. Гроте, д-ра И. Кундта и д-ра С. Новак за критические указания при формулировании сообщения. Я благодарю мою жену за понимание.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Particle Data Group. Review of Particle Properties, UCRL 8030. Pt. 1, 1969.
2. Dolen R., Horn D., Schmid C. Phys. Rev., **166**, 1768 (1968).
3. Greenberg O. W. Resonance Models. Technical Report No. 70-017. University of Maryland, 1969.
4. Auslander V. L. et al. Phys. Lett., **25B**, 433 (1967).
- 5 a) Dalitz R. H. In «Meson Spectroscopy». Ed. by C. Baltay and A. H. Rosenfeld. N.Y., Benjamin, 1968, p. 497.
- b) Harari H. Proceedings 14-th International Conference on High Energy Physics. Vienna, 1968. Ed. by J. Prentki and J. Steinberger, CERN, Geneva, 1968, p. 195.
- c) Lipkin H. J. Resonance Physics, Lund International Conference on Elementary Particles, 1969.
- r. Dalitz R. H. Some Comments on the Quark Model. Lecture at the International Conference on Symmetries and Quark Models, Detroit, 1969.
6. Goldhaber G., Goldhaber S. In Advances in Particle Physics. Vol. 2, ed by R. L. Cool and R. E. Marshak, Interscience Publishers, N.J., 1968, p. 1.
7. Barbaro-Galtheri A. et al. Phys. Rev. Lett., **20**, 349 (1968).
8. Dufey J. P. et al. Phys. Lett., **29B**, 605 (1969).
9. Zaslavsky A., Ogievetsky V., Tyber W. Dubna, Preprint E2-4064, 1968.
10. Bollini D. et al. Nuovo cimento, **58A**, 289 (1968).
11. Alexander G., Lipkin H., Scheck F. Phys. Rev. Lett., **17**, 412 (1966).
12. Butler W. R. et al. UCRL-19225, Preprint, 1969.
13. Lai K. W., Schumann T. G; Benson G., Lovell L., Murphy C. T., Roe B., Sinclair D. and J. Vander Velde. Обе работы цитированы в раппортерском докладе.

- Dalitz R. H. Proceedings 13-th International Conference on High-Energy Physics, Berkeley, 1966, Berkeley, 1967.
14. Lörstadt B. et al. Nucl. Phys., **B14**, 63 (1969).
  15. Baillon P. et al. Nuovo Cimento, **50A**, 393 (1967).
  16. Goldhaber G. et al. Preprint UCRL-8, 894, 1969.
  17. Dahl O. I. et al. Phys. Rev., **163**, 1377, 1967.
  18. Glashow S., Socolow R. Phys. Rev. Lett., **15**, 329 (1964).
  19. Dashen R., Sharp D. Phys. Rev., **133**, 1585 (1964).
  20. Butterworth I. Boson-Resonances, Preprint, 1969.
  21. Chikovani G. E. et al. Phys. Lett., **25B**, 44 (1967).
  22. Boesebeck K. et al. Nucl. Phys., **B4**, 501 (1968).
  23. Bartsch J. et al. Phys. Lett., **25B**, 48 (1967).
  24. Nowak S. Berlin — Zeuthen, диссертация, 1968.
  25. Swanson W. P. DESY-Preprint 66/17, 1966.
  26. Morrison D. R. O. Phys. Lett., **25B**, 238 (1967).
  27. Kienzle W. Boson Resonances, Review given at the Ettore Majorana Summer School., Erice, Sicily, July, 1968.
  28. Benz H. et al. Phys. Lett., **28B**, 233 (1969).
  29. a) Chikovani G. E. et al. Phys. Lett., **28B**, 526 (1969).  
b) Baud R. et al. Preprint, CERN, 1969.
  30. Crennell D. J. et al. Phys. Rev. Lett., **20**, 1318 (1968).
  31. French B. Proceedings 14-th International Conference on High Energy Physics, Vienna, 1968, edited by J. Prentki and J. Steinberger, CERN, Geneva, 1968, p. 91.
  32. Aguilar-Benitez M. et al. Phys. Lett., **29B**, 62 (1969).
  33. Aguilar-Benitez M. et al. Phys. Lett., **29B**, 214 (1969).
  34. Böckmann K. et al. Lund International Conference on Elementary Particles, 1969.
  35. Crennell D. J. et al. Phys. Rev. Lett., **22**, 1327 (1969).
  36. Blumenfeld H. et al. Lund International Conference on Elementary Particles, 1969.
  37. Baud R. et al. CERN-Preprint, November, 1969.
  38. Anderson E. W. Phys. Rev. Lett., **22**, 1390 (1969).
  39. Davis P. J. et al. Phys. Rev. Lett., **23**, 1071 (1969).
  40. Uretsky J. L. Chapter in Lectures in Theoretical High Energy Physics. Ed. by H. Aly, Wiley—Interscience, N.Y., 1968, p. 285.
  41. Arnold R. C. et al. Preprint, Argonne National Laboratory, June, 1969.
  42. a) Gordon Lind V. et al. Nucl. Phys. **B14**, 1 (1969).  
b) Bassompierre G. et al. Preprint, CERN (D. Ph. II) Phys., 69—16.
  43. Ascoli G. et al. Phys. Rev. Lett., **21**, 1712 (1969).
  44. Aderholz M. et al. Preprint, 1969.
  45. Bassano D. Phys. Rev. Lett., **19**, 968 (1967).
  46. Ross M., Yam Y. Y. Phys. Rev. Lett., **19**, 546 (1967).
  47. Berger E. L. Phys. Rev., **166**, 1525 (1968).
  48. Loffredo M. L. Rev. Lett., **21**, 1212 (1968).
  49. Chew G. F., Pignotti A. Phys. Rev. Lett., **20**, 1078 (1968).
  50. a) Danysz J. A., French B. R., Simak V. Nuovo cimento, **51A**, 801 (1967).  
b) Fridman A. et al. Phys. Rev., **167**, 1268 (1968).
  51. Alexander G., Firestone A., Goldhaber G. Preprint UCRL-18, 786, 1969.
  52. Berlinghieri J. C. et al. Phys. Rev. Lett., **23**, 42 (1969).
  53. Junkmann B. et al. Nucl. Phys., **B8**, 471 (1968).
  54. Ascoli G. et al. Phys. Rev. Lett., **21**, 113 (1968).
  55. Fayolle J. C. et al. Nucl. Phys. **B13**, 40 (1969).
  56. Bartsch J. et al. Phys. Lett., **27B**, 336 (1968).
  57. Ascoli G. et al. Phys. Rev. Lett., **20**, 1411 (1968).
  58. Bizarri R. et al. Nucl. Phys., **B14**, 169 (1969).
  59. a) Bartsch J. et al. Phys. Lett., **11**, 167 (1964).

- b) Benson G. et al. Phys. Rev. Lett., **17**, 1234 (1966).  
 c) Cohn H. O. et al. Nucl. Phys., **B1**, 57 (1967).
60. Fung S. Y. et al. Phys. Rev. Lett., **21**, 47 (1968).
  61. Armenise N. et al. Phys. Lett., **26B**, 336 (1968).
  62. Barbaro-Galtieri A., Söding P. In Meson Spectroscopy. Ed. by C. Baltay and A. H. Rosenfeld, N.Y., Benjamin, 1968, p. 137.
  63. Goldhaber G. et al. Trilling. Preprint UCRL-19229, 1969.
  64. a) Campbell J. H. et al. Phys. Rev. Lett., **22**, 1204 (1969).  
 b) Otwinowski. Phys. Lett., **29B**, 529 (1969).
  65. Goldhaber G. In «Meson Spectroscopy». Ed. by C. Baltay and A. H. Rosenfeld N.Y., Benjamin, 1968, p. 209.
  66. Rose D. Berlin—Zeuthen. Dissert., 1969.
  67. Bomse F. et al. Phys. Rev. Lett., **20**, 1519 (1968).
  68. Andrews J. et al. Phys. Rev. Lett., **22**, 731 (1969).
  69. Werner B. et al. Preprint, Argonne National Laboratory, ANL/HEP 6915, 1969.
  70. Barbaro-Galtieri A. et al. Phys. Rev. Lett., **22**, 1207 (1969).
  71. Alexander G. et al. Nucl. Phys., **B13**, 503 (1969).
  72. Goldhaber G. Phys. Rev. Lett., **19**, 976 (1967).
  73. Astier A. et al. Nucl. Phys., **B10**, 65 (1969).
  74. Dodd W. P. et al. Phys. Rev., **177**, 1991 (1969).
  75. Crennell D. J. et al. Phys. Rev. Lett., **22**, 487 (1969).
  76. Astier A. et al. Phys. Lett., **25B**, 294 (1967).
  77. Kienzle W. et al. Phys. Lett., **19B**, 438 (1965).
  78. Oostens J. et al. Phys. Lett., **22**, 708 (1966).
  79. Banner M. et al. Phys. Lett., **25B**, 300 (1967).
  80. Banner M. et al. Phys. Lett., **25B**, 569 (1967).
  81. Allen D. D. et al. Phys. Lett., **22**, 543 (1966).
  82. Jacobs M. et al. Preprint UCRL-16877, 1966.
  83. Samios N. In «Meson Spectroscopy». Ed. by C. Baltay and A. H. Rosenfeld. N.Y., Benjamin, 1968, p. 121.
  84. Juhala R. E. et al. Phys. Lett., **27B**, 257 (1968).
  85. Ammar R. et al. Phys. Rev. Lett., **21**, 1832 (1968).
  86. Miller D. H. et al. Phys. Lett., **29B**, 255 (1969).
  87. Crennell D. J. et al. Phys. Rev. Lett., **22**, 1398 (1969).
  88. Barnes V. E. et al. Phys. Rev. Lett., **23**, 610 (1969).
  89. Defoix C. et al. Phys. Lett., **28B**, 353 (1968).
  90. Trippe T. G. et al. Phys. Lett., **28B**, 203 (1968).
  91. Henri V. P. Proceedings of the Conference on  $\pi\pi$  and  $K\pi$  interactions. Ed. by F. Loeffler and E. Malamud. Argonne National Laboratory, 1969, p. 487.
  92. Antich P. et al. Proceedings of the Conference on  $\pi\pi$  and  $K\pi$  Interactions. Ed. by F. Loeffler and E. Malamud. Argonne National Laboratory, 1969, p. 508.
  93. Goldberg J. et al. Phys. Lett., **30B**, 434 (1969).
  94. Maglic B. Meson Resonances. Lund International Conference on Elementary Particles, 1969.
  95. Dubal L., Roos M. Nucl. Phys., **B12**, 146 (1969).
  96. Gutay L. J. Proceedings of the Conference on  $\pi\pi$  and  $K\pi$  Interactions. Ed. by F. Loeffler and E. Malamud. Argonne National Laboratory, 1969, p. 241.
  97. Hagopian V. et al. Proceedings of the Conference on  $\pi\pi$  and  $K\pi$  Interactions. Ed. by F. Loeffler and E. Malamud. Argonne National Laboratory, 1969, p. 149.
  98. Walker W. D. Proceedings of the Conference on  $\pi\pi$  and  $K\pi$  Interactions. Ed. by F. Loeffler and E. Malamud. Argonne National Laboratory, 1969, p. 217.
  99. Margulies S., McLeod, Plehan J. J. Nuovo cimento, **63A**, 1124 (1969).
  100. Dubal L. et al. Nucl. Phys., **B3**, 435 (1967).

101. Ferbel T. In «Meson Spectroscopy». Ed. by C. Baltay and A. H. Rosenfeld. N.Y., Benjamin, 1968, p. 335.
102. Crennell D. J. et al. Phys. Rev. Lett., **18**, 323 (1967).
103. Danysz J. A. et al. Phys. Lett., **24B**, 309 (1967).
104. Davier M. et al. Preprint, SLAC-PUB-666, 1969.
105. Bartsch J. et al. Nucl. Phys., **B7**, 345 (1968).
106. Barnes V. E. et al. Phys. Rev. Lett., **23**, 142 (1969).
107. Armenise N. et al. Phys. Lett., **26B**, 336 (1968).
108. Kenyon I. R. et al. Phys. Rev. Lett., **23**, 146 (1969).
109. Aguilar-Benitez M. et al. Phys. Lett., **29B**, 379 (1969), **B14**, 195 (1969).
110. Aderholz M. et al. Nucl. Phys., **B11**, 259 (1969).
111. Bartsch J. et al. Nucl. Phys., **B8**, 9 (1968).
112. Denegri D. et al. Phys. Rev. Lett., **20**, 1194 (1968).
- 113.a. Focacci M. N. et al. Phys. Rev. Lett., **17**, 890 (1966).  
b. Baud R. et al. Phys. Lett., **30B**, 129 (1969).  
c. Baud R. et al. CENR-Preprint, 1969.
114. Abrams R. J. et al. Phys. Rev. Lett., **18**, 1209 (1967).
115. Cline D. et al. Phys. Rev. Lett., **21**, 1268 (1968).
116. Montanet L. Lund International Conference on Elementary Particles, 1969.
117. Bricman C. et al. Lund International Conference on Elementary Particles, 1969.
118. Kalbfleisch G., Strand R., Vanderburg V. Phys. Lett., **29B**, 259 (1969).
119. Baubillier M. et al. Lund International Conference on Elementary Particles, 1969.
120. Ring H. et al. Preprint University of Michigan, 1969.
121. Ming Ma Z. Preprint, Michigan State University, 1969.
122. Alexander G. et al. Phys. Rev. Lett., **20**, 755 (1968).
123. Rosenfeld A. H. In Meson Spectroscopy. Ed. by C. Baltay and A. H. Rosenfeld. N.Y., Benjamin, 1968, p. 455.
124. Vanderhagen R. et al. Phys. Lett., **24B**, 493 (1967).
125. Barger V. Rev. Mod. Phys., **40**, 129 (1968).
126. Abolins M. A. et al. Phys. Rev. Lett., **22**, 427 (1969).
127. Dauber P. M. et al. Phys. Lett., **29B**, 609 (1969).
128. Boyarski A. M. et al. Proceedings of the 4-th International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies. Ed. D. W. Barben, Daresbury, 1969.