



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 98-13

ОЭФ

Юрий Дмитриевич Прокошкин

**ПОИСКИ ЭКЗОТИЧЕСКИХ СОСТОЯНИЙ
И ИССЛЕДОВАНИЕ РЕДКИХ РАСПАДОВ МЕЗОНОВ
В ЭКСПЕРИМЕНТАХ СОТРУДНИЧЕСТВА ГАМС**

Протвино 1998

Аннотация

Прокошкин Ю.Д. Поиски экзотических состояний и исследование редких распадов мезонов в экспериментах Сотрудничества ГАМС: Препринт ИФВЭ 98-13. – Протвино, 1998. – 80 с., 45 рис., 2 табл., библиогр.: 119.

Представлен обзор основных результатов Сотрудничества ГАМС по мезонной спектроскопии, полученных в период до 1997 года. Намечены перспективные направления для дальнейших исследований.

Abstract

Prokoshkin Yu.D. Search for the Exotic States and Study of Rare Meson Decays in the GAMS Collaboration Experiments: IHEP Preprint 98-13. – Protvino, 1998. – p. 80, figs. 45, tables 2, refs.: 119.

Review of the main results in meson spectroscopy obtained by the GAMS Collaboration till 1997 is presented. Further directions of the studies are discussed.

Содержание

Введение	3
1. Электромагнитные калориметры типа ГАМС	4
1.1. Экспериментальная установка	5
1.2. Основные принципы работы и конструкция спектрометров ГАМС	6
1.3. Калибровка γ -спектрометра	6
1.4. Параметризация электромагнитного ливня	7
1.5. Разделение близколежащих ливней	8
2. Электромагнитные калориметры на основе кристаллов вольфрамата свинца	9
3. Поиски экзотических состояний	10
3.1. Процессы образования экзотических мезонов	10
3.2. Поиски экзотических мезонов в периферических реакциях	13
3.2.1. Наблюдение $G(1590)$ -мезона, кандидата в скалярные глюболы	13
3.2.2. Наблюдение распада $G(1590) \rightarrow \eta'\eta$	15
3.2.3. Наблюдение мезона с массой 2220 МэВ, распадающегося на пару $\eta'\eta$	16
3.2.4. Исследование нейтральных мезонов, распадающихся по каналу $4\pi^0$	17
3.2.5. Изучение системы $\eta\pi^0\pi^0$ в периферических π^-p -столкновениях	20
3.3. Поиски резонансных состояний при больших передачах импульса	21
3.3.1. Обнаружение узкого $X(1750)$ -мезона, распадающегося на два η -мезона	24
3.3.2. Состояние $X(1910)$	26
3.3.3. Резонансы в системе $\omega\eta$	29
3.4. Образование мезонов с обогащенной глюонной компонентой в процессах центрального рождения	32
3.4.1. $G(1590)$ -мезон	32
3.4.2. Наблюдение тензорного мезона $G_2(2180)$	35
3.4.3. Глюобольный фильтр	38
3.4.4. Будущие исследования	39

4. Избранные вопросы мезонной спектроскопии	39
4.1. Изучение $\omega\omega$ -системы	40
4.2. Изучение $\omega\pi^0$ -системы	43
4.3. Изучение $\pi^0\pi^0$ -системы	45
4.3.1. Обнаружение $r/f_6(2510)$ -мезона	45
4.3.2. Исследование S -волны в $\pi^0\pi^0$ -системе	50
4.3.3. Изучение тензорных мезонов и мезонов с высокими спинами . .	53
4.4. Наблюдение a_4^0 -мезона в канале распада $\eta\pi^0$	55
5. Исследование редких радиационных распадов на установке ГАМС-2000	58
5.1. Обнаружение распада $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$	59
5.2. Обнаружение распада $\eta' \rightarrow 3\pi^0$	62
5.3. Обнаружение распада $\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$	65
5.4. Прецизионное исследование нейтральных распадов η -, ω - и η' -мезонов	67
Заключение	72
Список литературы	75

Введение

Развитие квантовой хромодинамики (КХД) выдвинуло на первый план как магистральное направление физики элементарных частиц исследование их кварк-глюонного строения, изучение потенциала глюонного взаимодействия кварков, поиски экзотических адронных состояний. При этом особое значение в процессе изучения природы элементарных частиц играет мезонная физика.

Мезонная спектроскопия составляет основу программы физических исследований Сотрудничества ГАМС, проводимой с 1981 года на ускорителях ИФВЭ и ЦЕРН. Особенностью экспериментального подхода является изучение нейтральных систем, образованных в процессах перезарядки и в области центральных взаимодействий, распадающихся в конечном итоге на многофотонные состояния, для регистрации которых в ИФВЭ развита методика, разработаны и созданы уникальные многоканальные детекторы гамма-квантов ячеистого типа.

В физической программе ГАМС можно выделить следующие взаимосвязанные направления:

- Поиски мезонов с высокими спинами. При их изучении можно “прощупать” глюонные силы на больших расстояниях между кварками (проблема конфайнмента).
- Исследования редких распадов мезонов и поиски экзотических состояний.
- Поиски глюоболов и обогащенных глюонами состояний.

Одним из важнейших результатов КХД является вывод о возможном существовании связанных глюонных состояний, т.е. частиц нового типа, построенных не из кварковой, а из глюонной материи. Этот вывод основан на аналогии между миром кварков и миром глюонов, и на том фундаментальном свойстве глюонов, что они подобно кваркам (и в отличие от фотонов) несут цветной заряд и поэтому “сильно” взаимодействуют друг с другом.

Прямой и решающей проверкой этого важного предсказания квантовой хромодинамики явилось бы экспериментальное обнаружение синглетных по цвету связанных глюонных состояний — глюоболов [1,2]. Поэтому поиски глюоболов занимают ведущее место в исследованиях Сотрудничества ГАМС. Было обнаружено несколько ранее неизвестных мезонных состояний с необычными свойствами — кандидатов в глюоболы.

Важные новые результаты были также получены Сотрудничеством и при исследованиях в других направлениях мезонной спектроскопии — изучение радиальных возбуждений мезонных состояний, поиски редких распадов адронов, обнаружение мезонов с большими спинами, поиски других экзотических адронов — многокварковых состояний типа $q\bar{q}q\bar{q}$ и гибридов $q\bar{q}g$.

В настоящем обзоре подводятся некоторые итоги исследований по программе ГАМС, проводившихся на ускорителях ИФВЭ и ЦЕРН. Энергии мезонных пучков 70 ГэВ ускорителя ИФВЭ оказались оптимальными для ряда исследований в адронной спектроскопии, например, при поисках редких распадов мезонов, для изучения образования мезонных состояний в эксклюзивных реакциях типа перезарядки. С другой стороны, измерения на пучках 450 ГэВ ускорителя ЦЕРН позволяют получить данные о процессах центрального образования мезонов в глюонных соударениях и исследовать другие процессы, для которых требуются более высокие энергии. Оба эти направления исследований, осуществлявшихся параллельно с использованием близкой методики, удачно дополняли друг друга.

В обзоре также рассмотрены основные результаты методических работ, выполненных в тот же период времени для создания и развития новой экспериментальной техники регистрации событий со многими фотонами — годоскопических многоканальных γ -спектрометров полного поглощения, получивших название ГАМС. Это название и дало имя международному Сотрудничеству и соответствующим экспериментальным установкам — ГАМС-2000, ГАМС-4 π , ГАМС-4000.

1. Электромагнитные калориметры типа ГАМС

Новая техника для измерения координат и энергий гамма-квантов с высокой точностью была разработана в ИФВЭ в семидесятых годах — это годоскопические автоматические многофотонные калориметры (ГАМС)[3]. Они представляют собой матрицы из счетчиков полного поглощения, изготовленных из прозрачного свинцового стекла. Спектрометр, состоящий из нескольких тысяч элементов, способен регистрировать десятки гамма-квантов одновременно, измеряя их координаты и энергии. Массы и импульсы частиц, распадающихся на гамма-кванты, восстанавливаются при реконструкции событий. Характеристики таких калориметров улучшаются с увеличением энергии.

В ИФВЭ было создано несколько детекторов типа ГАМС для работы на ускорителях ИФВЭ, ЦЕРН и ФНАЛ. Значительная часть физических результатов, описанных ниже, была получена в ИФВЭ с помощью детектора ГАМС-2000. Этот детектор представляет собой матрицу из 32×48 элементов с отверстием в центре детектора (1 элемент) для прохождения пучка. В настоящее время расширенный вариант этого детектора (с матрицей 48×48 элементов) является основной частью спектрометра ГАМС-4 π на ускорителе ИФВЭ. Самый большой из детекторов подобного типа ГАМС-4000 (64×64 элемента) более 15 лет отработал в экспериментах NA12, NA12/2 и WA102 в ЦЕРН и в настоящее время модернизируется для работы в эксперименте COMPASS.

1.1. Экспериментальная установка

Использование годоскопических γ -детекторов в экспериментальных установках может быть проиллюстрировано на примере спектрометра ГАМС-4 π , созданного для изучения эксклюзивных зарядообменных реакций



Эта установка характеризуется очень большим аксептансом для регистрации вторичных фотонов, приближающимся к 4π в с.д.м. реакции.

Схема установки приведена на рис.1. π^- -мезоны выделяются в пучке отрицательно заряженных частиц пороговыми черенковскими счетчиками, координаты частиц измеряются пучковыми годоскопами. Черенковские счетчики и годоскопы на рисунке не показаны. Жидководородная мишень (LH) окружена системой сцинтилляционных счетчиков, предназначенных для выработки триггерного сигнала с целью выделения процессов с нейтральными конечными состояниями. Черенковский свет, испускаемый π^- -мезонами при прохождении через мишень, регистрируется фотоумножителем, что позволяет определить продольную координату точки взаимодействия с точностью около 3 см. Чтобы подавить вклад реакций с рождением в реакции (1) вместо нейтрона изобары, распадающейся на нейтрон и π^0 -мезоны, мишень окружена охранной системой счетчиков из свинцового стекла. Вылетающие вперед гамма-кванты измеряются широкоапертурным детектором (WAD) и спектрометром ГАМС. Детектор WAD представляет проекционный годоскопический сэндвич из свинца и сцинтиллятора площадью в 4 м^2 и шириной элементов 25 мм. Он предназначен для регистрации низкоэнергичных гамма-квантов, вылетающих из мишени под большими углами. Центральное отверстие WAD соответствует геометрическому аксептансу спектрометра ГАМС.

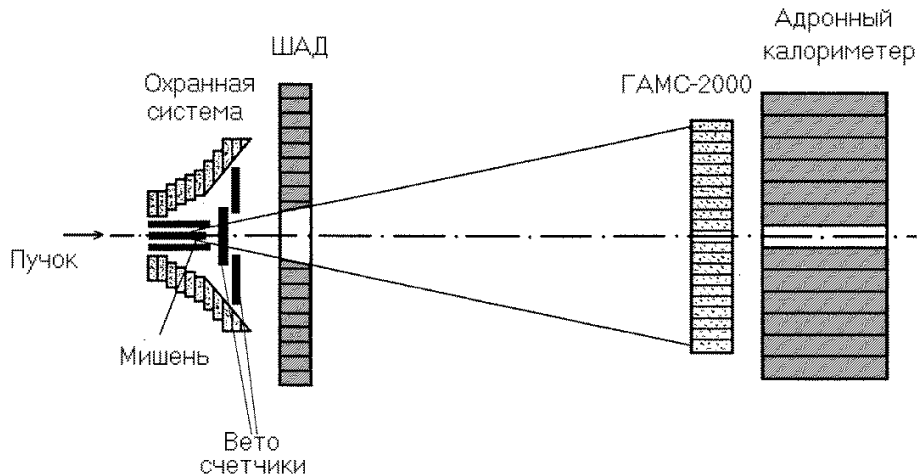


Рис. 1. Схема экспериментальной установки ГАМС-4 π .

1.2. Основные принципы работы и конструкция спектрометров ГАМС

Попадая в матрицу из свинцового стекла, гамма-кванты генерируют электромагнитные ливни. Электроны и позитроны в этих ливнях испускают в стекле черенковское излучение, которое регистрируется фотоумножителями. Интенсивность черенковского излучения пропорциональна энергии, выделившейся в данной ячейке.

Особенностью спектрометров типа ГАМС по сравнению с ранее применявшимися спектрометрами из свинцового стекла является характерный поперечный размер ячейки, сравнимый с шириной электромагнитного ливня в свинцовом стекле (≈ 3 см). Это привело к качественному улучшению свойств детектора: развивающийся ливень перекрывает, как правило, несколько ячеек, что позволяет определять координаты гамма-квантов с точностью на порядок лучшей, чем в случае спектрометров с ячейкой больших размеров. Уменьшается минимальное расстояние, на котором возможно разделить близколежащие гамма-кванты (≈ 2 см, определяется шириной электромагнитного ливня).

Экспериментально было получено, что ошибка в определении координат гамма-квантов возрастает с увеличением размера ячейки экспоненциально. Для спектрометров ГАМС-4 π (ИФВЭ) и ГАМС-4000 (ЦЕРН) был выбран размер ячейки 38 мм, точность измерения координат ливней $\sigma_x = 1,3$ мм при энергии 25 ГэВ. Разрешение по энергии σ_E , измеренное на пучках электронов с энергией E от 5 до 230 ГэВ, описывается зависимостью $\sigma_E/E = 0,05/\sqrt{E} + 0,013$.

В опытах на установках ГАМС для достижения максимальной чувствительности интенсивность π^- -мезонного пучка была доведена до величины $\simeq 10^7 \pi^-/\text{сек}$. Через мишени установок во время измерений пропускали потоки, достигавшие $\gtrsim 10^{12}$ частиц. Чтобы избежать радиационных повреждений ячеек γ -детектора, вызванных значительным облучением центральной части спектрометров ГАМС, радиаторы счетчиков в этой области были изготовлены из специального радиационно-стойкого стекла ТФ101, которое почти на 2 порядка превышало по своей радиационной стойкости обычные свинцовые стекла типа ТФ-01 [4].

1.3. Калибровка γ -спектрометра

Калибровка γ -спектрометра проводилась на широком пучке электронов, облучающем около 10 ячеек спектрометра одновременно. Кассета спектрометра перемещалась относительно пучка для получения приемлемой статистики электронов (до ≈ 300) в каждой из ячеек спектрометра. Калибровочные коэффициенты c_i (i — номер ячейки) могут быть получены минимизацией функционала

$$F = \sum_j \left(\sum_i c_i \cdot A_{ij} - E_b \right)^2, \quad (2)$$

где A_{ij} — измеренное значение отклика i ячейки в j событии, а E_b — энергия электронов в пучке.

Более удобным оказался другой способ вычисления калибровочных коэффициентов — метод взвешенного среднего [5]. В каждом событии для сработавших ячеек коэффициенты вычислялись итерационно с использованием рекуррентной формулы:

$$\alpha_i^{(n+1)} = \alpha_i^{(n)} \cdot \left(1 + \left(\sum_k E_k/E_b - 1\right) \cdot W_i/S_i\right), \quad (3)$$

где $\alpha_i^{(n)}$ — обратная величина калибровочного коэффициента c_i , полученная в предыдущей итерации, W_i — некоторая весовая функция (как правило, $W_i = (E_i/\sum_k E_k)^2$), а $S_i = \sum W_i$ (суммирование проведено по всем событиям).

Этот способ позволяет вычислять коэффициенты on-line, что является неоспоримым преимуществом при наладке спектрометра. Кроме того, указанный метод работает и при вычислении поправки к калибровочным коэффициентам, учитывающей дрейф усиления фотоумножителей при интенсивной загрузке счетчиков спектрометра. Эта поправка делалась во время набора данных при изучении эксклюзивных зарядообменных реакций. Сравнение калибровочных коэффициентов, вычисленных этим методом, с коэффициентами, полученными минимизацией функционала, показало, что при достаточной статистике различие в калибровочных коэффициентах не превышает 1%.

1.4. Параметризация электромагнитного ливня

Для параметризации поперечного распределения электромагнитного ливня [6] использовался статистический материал, накопленный при калибровке спектрометра на широком пучке электронов. Большая статистика калибровки ($\approx 10^6$ электронов) позволила пренебречь статистическими ошибками при вычислении профиля ливня. Координатные детекторы не использовались.

Наиболее простой (и грубый) метод определения координат электрона — это вычисление центра тяжести электромагнитного ливня: $x_c = \sum_i E_i \cdot x_i / \sum_i E_i$ (x_i — координаты границы ячейки i , а E_i — ее энергосодержание). Если построить распределение по x_c при равномерном облучении спектрометра, то будет заметна четкая периодическая структура, так как x_c — смещенная оценка координаты электрона. Если истинную координату электрона x представить в виде полинома от координаты центра тяжести ливня

$$x = x_c + a_1 \cdot x_c \cdot \left(\left(\frac{x_c}{d} \right)^4 + a_2 \cdot \left(\frac{x_c}{d} \right)^2 + a_3 \right) \cdot \left(\left(\frac{x_c}{d} \right)^2 - \frac{1}{4} \right) \cdot \left(\left(\frac{x_c}{d} \right)^2 - a_4 \right), \quad (4)$$

где d — размер ячейки, а a_i — константы, то наблюдаемое при равномерном облучении распределение по x_c будет пропорционально производной dx/dx_c , и константы c_i легко вычисляются. Для ГАМС-4 π $a_1 = -147$; $a_2 = 0,115$; $a_3 = 0,048$; $a_4 = -0,385$.

Используя полученные таким образом координаты электрона, была построена одномерная кумулятивная функция

$$F(x) = \int_{-\infty}^x \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(x, y) dy dx, \quad (5)$$

где $\Phi(x, y)$ — нормализованная (интеграл по всему ливню равен 1) плотность энергии в электромагнитном ливне. Кумулятивная функция параметризовалась суммой

$$F(x) = \frac{1}{\pi} \sum_{i=1}^3 a_i \arctan(x/b_i) + \frac{1}{2}. \quad (6)$$

Параметры фита: $a_1 = 0,80$; $a_2 = 0,30$; $a_3 = -0,10$; $b_1 = 8,0$ мм; $b_2 = 2,0$ мм; $b_3 = 76$ мм.

Так как поперечное распределение ливня в однородной среде обладает осевой симметрией, плотность энергии может быть представлена как функция радиуса $\Phi(r)$. Решение соответствующего интегрального уравнения приводит для выбранной параметризации (6) к следующей функции:

$$\Phi(r) = \frac{1}{2\pi} \sum_{i=1}^3 \frac{a_i b_i}{\sqrt{r^2 + b_i^2}}. \quad (7)$$

1.5. Разделение близколежащих ливней

Интегрированием плотности распределения энергии можно получить двумерную кумулятивную функцию

$$F(x, y) = \frac{1}{2\pi} \sum_{i=1}^3 a_i \left(\arctan\left(\frac{x}{b_i}\right) + \arctan\left(\frac{y}{b_i}\right) + \arctan\left(\frac{xy}{b_i \sqrt{b_i^2 + x^2 + y^2}}\right) \right) + \frac{1}{4}. \quad (8)$$

Энерговыведение в ячейке спектрометра от электрона с координатами x и y легко вычисляется из значений $F(x, y)$ в углах этой ячейки.

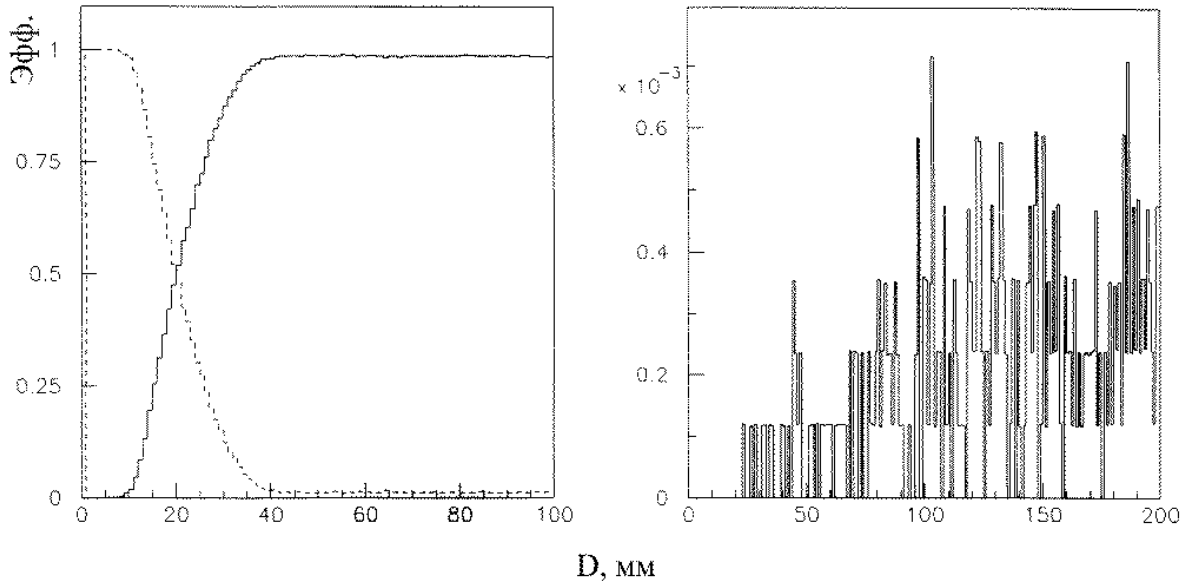


Рис. 2. (а) Эффективность разделения двух гамма-квантов в зависимости от расстояния между ними — сплошная линия; вероятность регистрации двух гамма-квантов как одного — пунктир; (б) — вероятность генерации лишнего гамма-кванта программой реконструкции в зависимости от расстояния между двумя истинными гамма-квантами.

При реконструкции гамма-квантов [7] в спектрометре ГАМС сначала производился поиск кластеров (разделенные в пространстве области сработавших ячеек детектора). Кластеры обрабатывались независимо друг от друга. Если в кластере было несколько пиков, то кластер разделялся на области, примыкающие к пикам. Энерговыделение каждой ячейки итерационно разделялось между этими областями пропорционально вкладу, ожидаемому от каждого из пиков. Область пика фиксировалась одним или двумя гамма-квантами. Исследование свойств программы реконструкции (см. рис. 2) на событиях Монте-Карло показало, что гамма-кванты с энергией 10 ГэВ надежно разделяются при расстоянии между ними более 2 см. При этом вероятность генерации лишнего гамма-кванта составляет доли процента.

2. Электромагнитные калориметры на основе кристаллов вольфрамата свинца

Дальнейшее развитие методика регистрации γ -квантов в ИФВЭ получила при разработке и создании годоскопических калориметров из тяжелых сцинтиллирующих кристаллов вольфрамата свинца $PbWO_4$, получивших сокращенное название PWO . В последние годы этой тематике уделяется исключительное внимание во многих лабораториях мира. Повышенный интерес к кристаллам вызван такими их свойствами, как малая радиационная длина, хорошая прозрачность, высокая радиационная стойкость. Это позволяет создавать компактные γ -детекторы с высоким энергетическим и пространственным разрешением, способные работать в условиях предельной радиационной загрузки.

В настоящее время большие усилия затрачиваются на изучение свойств кристаллов PWO для создания на их основе электромагнитных калориметров для экспериментов CMS и ALICE на большом адронном коллайдере ЦЕРН – LHC. Сотрудничество ГАМС также уделяет значительное внимание этой проблеме. С целью модернизации спектрометра ГАМС-4 π в его центральной зоне используется γ -детектор SAD-150, представляющий из себя матрицу из кристаллов PWO и предназначенный для регистрации γ -квантов под малыми углами к оси пучка.

Важной характеристикой кристаллов является время высвечивания. В ИФВЭ проведены систематические измерения кинетики кристаллов PWO , изготовленных в течение трех лет на Богородицком комбинате с использованием различных технологий массового производства кристаллов. Усовершенствование технологии позволило достичь высоких временных параметров сцинтилляционных сигналов, удовлетворяющих жестким требованиям будущих экспериментов на коллайдерах и на фиксированных мишенях [8].

Измерения времени высвечивания и световых выходов проводились на специальном стенде для испытаний сцинтиллирующих кристаллов в рамках программы ГАМС в ИФВЭ. Аппаратурное разрешение при временных измерениях составляло около 1 нс. Более 200 кристаллических элементов детектора были испытаны, а затем использованы для комплектации калориметра SAD-150.

Этот прибор был откалиброван на мюонном и электронном пучках ускорителя ИФВЭ, включен в состав спектрометра ГАМС-4π и впервые в мировой практике успешно испытан в условиях реального эксперимента с высокой интенсивностью пучка пионов при импульсе 32,5 ГэВ/с. Спектр электронов с энергией 9,3 ГэВ имеет ширину $\sigma_E/E = 2,6\%$, постоянный член в функциональной зависимости разрешения спектрометра от энергии с учетом данных предыдущих измерений и моделирования имеет величину 0,4%. Малая величина постоянного члена для спектрометров из кристаллов *PWO* оказывается особенно важной для использования этих приборов при больших энергиях.

В тестовых измерениях зарегистрировано 9×10^4 π^0 - и 10^4 η -мезонов. Разрешение по массе в области η -мезона составляет 3%, что совпадает с результатами моделирования для этого калориметра с учетом геометрии эксперимента. SAD-150 практически нечувствителен к высокой загрузке в центральной области ГАМС-4π вплоть до 10^6 π^- на один элемент *PWO*.

Рис. 3 демонстрирует экспериментальный массовый спектр, включающий как пространственное, так и энергетическое разрешение детектора SAD-150.

Таким образом, четырехлетняя методическая программа исследований *PWO*-калориметров завершилась созданием реально функционирующего кристаллического детектора многофотонных состояний нового типа [9].

3. Поиски экзотических состояний

3.1. Процессы образования экзотических мезонов

Поиски экзотических мезонов, как уже отмечалось во введении, являются одним из основных направлений современной адронной спектроскопии. Результаты опытов по поиску таких мезонов могут сыграть ключевую роль в развитии КХД, моделях строения адронов и концепции конфайнмента. Однако поиски глюоболов, гибридов и других мезонных состояний со скрытой экзотикой затруднены тем, что у глюонных состояний, как правило, нет четкого “почерка” — какого-нибудь признака, позволяющего однозначно отличить их от обычных, двухкварковых состояний $q\bar{q}$. Поэтому для экспериментальных поисков экзотических мезонов могут быть выбраны такие процессы образования и распада, в которых:

а) в реакции образования изучаемых мезонов усилена глюонная (либо подавлена двухкварковая) компонента;

б) глюонная компонента усилена по сравнению с кварковой в распадах изучаемых мезонов;

в) образование мезонов типа $q\bar{q}$ запрещено; таковы, например, состояния с экзотическими комбинациями квантовых чисел $J^{PC} = 1^{-+}, 2^{+-}, 3^{-+}$ и т.д.

Первым исследованным процессом типа а) был радиационный распад J/ψ -частиц

$$J/\psi \rightarrow \gamma M^0. \quad (9)$$

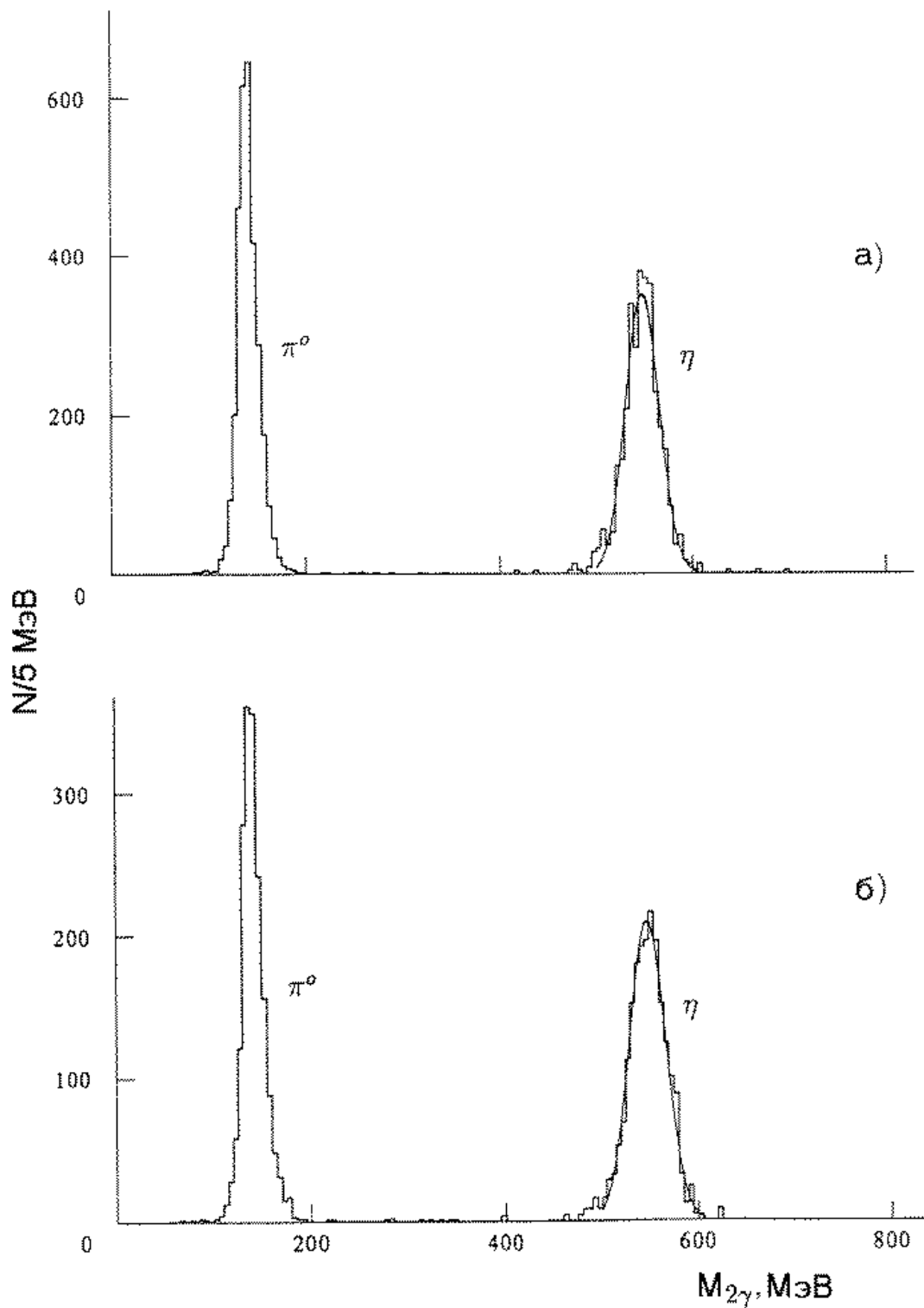


Рис. 3. Спектр эффективных масс 2γ -событий в реакции $\pi^- p \rightarrow M^0 n \rightarrow 2\gamma n$, зарегистрированных спектрометром SAD-150, при расстоянии от мишени до спектрометра 3,8 м: а) высокая интенсивность пучка ($5 \cdot 10^6$ частиц/с) и б) низкая интенсивность пучка (10^6 частиц/с).

В этом распаде источником нейтральных мезонных состояний M^0 является процесс с доминирующей двухглюонной компонентой $c\bar{c} \rightarrow \gamma(gg)$. Среди продуктов распада наряду с обычными мезонами (f, η, η', \dots) наблюдается псевдоскалярный мезон $\eta(1440)$ [10]. Ранее он не встречался в обычных реакциях образования мезонов (кроме, может быть, $\bar{p}p$ -аннигиляции [11]). Данные об этой частице остаются противоречивыми (“ ι/E -парадокс” в модах распада на $\eta\pi\pi$, $K\bar{K}\pi$ и $a_0(980)\pi$ [12,13]), а ее интерпретация, по-прежнему, затруднена (см. работу [103]), хотя в настоящее время имеются основания считать $\eta(1440)$ -мезон кандидатом в псевдоскалярные глоболы.

Следующий кандидат в глоболы, тензорный мезон $\Theta(1700)$ со спином-четностью $J^P = 2^+$, также был открыт при изучении распадов (9) [14,15,16,17,18]. Интерпретация этой частицы сегодня также неоднозначна (проблема смешивания с $q\bar{q}$ -состояниями) [12,19].

Другой разновидностью процессов типа а) является образование мезонов адронами в центральной области соударений ($X_F \approx 0$) при высоких энергиях. Для этой области характерно обогащение глюонами [20], а возможно, и резонансное образование глюонных состояний, приводящее к выполаживанию энергетической зависимости полных сечений при энергиях в несколько десятков гигаэлектрон-вольт, а затем и к их росту (“серпуховской эффект”) [21,22].

Среди процессов, идущих в центральной области, выделенное место как возможный источник глоболов занимают эксклюзивные реакции, в которых доминирует двойной померонный обмен (в КХД обмен помероном интерпретируется как мультиглюонный обмен [23]):

$$hN \rightarrow hNM^0, \quad (10)$$

например $pp \rightarrow ppM^0$ [24]. В реакциях типа (10) так же, как и в (9), наблюдается интенсивный сигнал в области $\eta(1440)$ [25].

К направлению а) могут быть отнесены и исследования реакции $\pi^-p \rightarrow \varphi\varphi n$, где образование обычных кварковых мезонов подавлено согласно [26] правилом Изуки – Окубо – Цвейга. Наблюдаемые резонансные $\varphi\varphi$ -состояния $g_T(2100-2400)$ могут быть отнесены к числу кандидатов в глоболы [16,17,18,12].

Второе направление поиска глюонных состояний б) связано с регистрацией таких мод распада частиц, которые характерны для глоболов и малоинтенсивны для обычных мезонов. Сюда относятся, например, распады на пару псевдоскалярных мезонов

$$M^0 \rightarrow P_1P_2, \quad (11)$$

где $P_1P_2 = \eta\eta, \eta'\eta, \eta'\eta'$ [17,27,28].

Наличие в конечном состоянии распада (11) η' -мезонов (или η -мезонов, с которыми η' -мезоны смешиваются в нонете) выделяет процесс (11) среди других распадов. Это связано с особыми свойствами η' -мезона, который, по современным представлениям, содержит интенсивную двухглюонную компоненту [29], что объясняет большую массу, отличающую его от других членов псевдоскалярного нонета. Сильная связь η' -мезона с глюонной парой проявляется и в значительном усилении

канала распада (9) $J/\psi \rightarrow \gamma\eta'$ [30]. Эта особенность η' -мезона резко усиливает интенсивность распада глюболов по каналам (11) по сравнению с распадами на обычные мезоны (например, $\pi\pi, K\bar{K}$) благодаря действию специфического механизма глюонного обесцвечивания [28]. Большая вероятность распада $J/\psi \rightarrow \gamma\eta$ показывает, что η -мезон также довольно сильно связан с двухглюонным каналом.

Для систематики глюболов особый интерес представляет основное, низшее скалярное состояние со спином-четностью $J^{PC} = 0^{++}$, равно как и несколько более тяжелое псевдоскалярное состояние $J^{PC} = 0^{-+}$. Теоретические предсказания массы скалярного глюбола заключены пока в довольно широком интервале: $0,7 \leq M \leq 1,8$ ГэВ (см. обзор [31]). Из экспериментальных данных [24] была получена граничная оценка массы $M > 1,15$ ГэВ [32]. Что касается псевдоскалярных глюболов, масса наиболее легкого состояния предсказывается в области $1,4 \leq M_G \leq 2,0$ ГэВ [33]. Обнаружение указанных состояний в эксперименте имело бы решающее значение для адронной спектроскопии.

Ключевыми направлениями программы ГАМС являются: исследования редких распадов мезонов, поиски новых экзотических мезонных состояний, включая глюболы, гибриды и $4q$ -состояния; парциально-волновой анализ двух-, трех- и четырехмезонных систем в процессах перезарядки и центрального рождения; изучение радиальных возбуждений мезонов, резонансов с высшими спинами.

Эксперименты по поиску экзотических мезонов проводились на годоскопических спектрометрах ГАМС-2000 и ГАМС-4000 одновременно в ИФВЭ (VI совместный эксперимент ИФВЭ-ЦЕРН) и ЦЕРН (эксперименты NA12 и NA12/2), начиная с 1981 г. С этой целью изучались системы $\eta\eta, \eta\eta', \omega\eta, \omega\omega, K_s K_s, \eta\pi^0\pi^0$ и $4\pi^0$ в зарядовообменных π^-p -процессах, равно как и в процессах центрального рождения в π^-p - и pp -столкновениях при импульсах 300 и 450 ГэВ/с соответственно, где двухпомеронные взаимодействия начинают играть уже заметную роль. Ниже обсуждаются наиболее интересные результаты, полученные в рамках этой программы. Следует отметить, что изучение ряда очень важных процессов еще не завершено, и поэтому часть результатов неизбежно носит предварительный характер, указывая тем самым направления дальнейших исследований.

3.2. Поиски экзотических мезонов в периферических реакциях

3.2.1. Наблюдение $G(1590)$ -мезона, кандидата в скалярные глюболы

Первый эксперимент по поиску связанных состояний глюонов (глюболов) в ИФВЭ был проведен на годоскопическом спектрометре ГАМС-2000 в 1981 г. В качестве возможного источника глюонных состояний использовалась зарядовообменная реакция

$$\pi^- p \rightarrow \eta\eta n. \quad (12)$$

Впервые экспериментальное изучение этой реакции было начато в ИФВЭ в 1975 г. на спектрометре НИЦЕ [34]. Из множества 4γ -событий было выделено тогда около тысячи событий реакции (12) и получена оценка ее сечения.

В эксперименте 1983 г. через мишень установки ГАМС-2000 было пропущено 10^{12} π^- -мезонов с импульсом 38 ГэВ/с, что позволило надежно выделить около 13 тыс. событий реакции (12); детальное описание процедур обработки данных см. в работе [35]. Повышение статистической обеспеченности эксперимента на порядок величины дало возможность провести парциально-волновой анализ (ПВА) реакции (12) при малых передачах импульса, характерных для однопионного обмена в t -канале реакции.

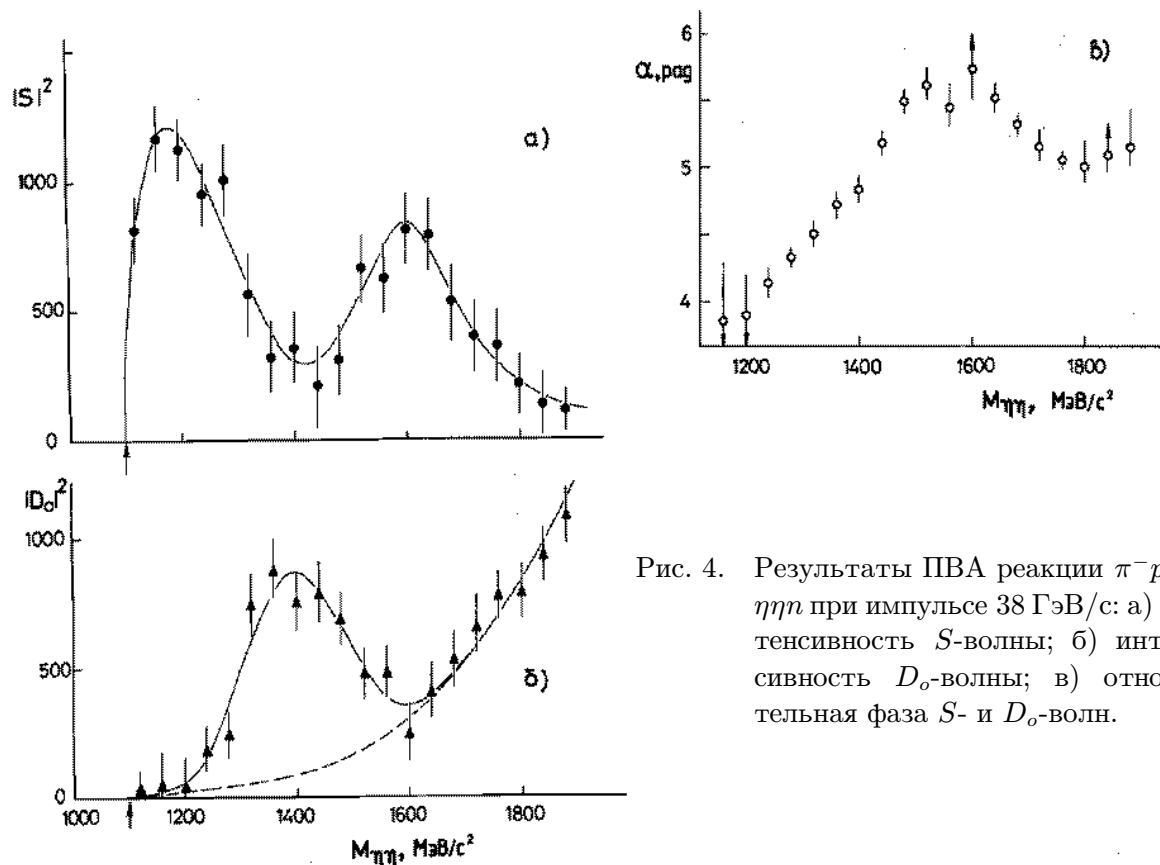


Рис. 4. Результаты ПВА реакции $\pi^- p \rightarrow \eta\eta n$ при импульсе 38 ГэВ/с: а) интенсивность S -волны; б) интенсивность D_0 -волны; в) относительная фаза S - и D_0 -волн.

В результате ПВА были определены интенсивности S - и D -волн в области масс до 2 ГэВ (рис. 4). В S -волне наблюдается резонанс с массой 1600 МэВ, проявляющийся как в интенсивности волны, так и в поведении относительной фазы S - и D_0 -волн. Новое скалярное состояние ($I^G J^{PC} = 0^+ 0^{++}$), названное $G(1590)$ -мезоном, имеет массу и ширину:

$$M = (1592 \pm 25) \text{ МэВ}, \quad \Gamma = (210 \pm 40) \text{ МэВ}. \quad (13)$$

Сечение его образования в реакции (12) получено равным

$$\sigma(\pi^- p \rightarrow G(1590)n) \times BR(G(1590) \rightarrow \eta\eta) = (33 \pm 8) \text{ нб}. \quad (14)$$

Одним из необычных свойств $G(1590)$ -мезона является его слабая связь с парой пионов:

$$BR(G(1590) \rightarrow \pi^0\pi^0) < 0,3 \times BR(G(1590) \rightarrow \eta\eta), \quad (15)$$

в то время как в рамках $SU(3)$ -симметрии для $q\bar{q}$ -состояний следовало бы ожидать $BR(G(1590) \rightarrow \pi^0\pi^0) \approx 1,4 \times BR(G(1590) \rightarrow \eta\eta)$. Малость $BR(G(1590) \rightarrow K\bar{K})$ исключает интерпретацию этого мезона как $s\bar{s}$ -состояния, а также как $4q$ -состояния со скрытой странностью [35]. Свойства $G(1590)$ -мезона не могут быть объяснены в рамках простых кварковых моделей. Его весьма вероятная интерпретация — скалярный глюбол.

3.2.2. Наблюдение распада $G(1590) \rightarrow \eta'\eta$

На следующей стадии эксперимента была исследована $\eta'\eta$ -система в области масс $G(1590)$ -мезона. Изучение указанной системы является, как показано в работе [36], крайне перспективным направлением поиска глюонных состояний.

Измерения в ИФВЭ были проведены на пучке π^- -мезонов с импульсом 38 ГэВ/с. Впервые из множества четырехфотонных событий была выделена редкая реакция [37]

$$\pi^- p \rightarrow \eta'\eta n. \quad (16)$$

В области масс вблизи порога ($M_{\eta'\eta} < 1,8$ ГэВ, см. рис. 5 доминирует S -волна, что проявляется также и в изотропности углового распределения вторичных частиц в системе Готтфрида-Джексона реакции (16). Тем самым фиксируются квантовые числа околопорогового $\eta'\eta$ -состояния $I^G J^{PC} = 0^+ 0^{++}$. Спектр эффективных масс $M_{\eta'\eta}$ имеет резонансную форму; он хорошо описывается функцией Брейта-Вигнера с массой и шириной

$$M = (1568 \pm 36) \text{ МэВ}, \quad \Gamma = (260 \pm 60) \text{ МэВ}, \quad (17)$$

что совпадает со значениями, полученными для скалярного $G(1590)$ -мезона в канале распада на 2η -мезона, ср. (13). Это позволяет отождествить наблюдаемое околопороговое состояние с указанным мезоном. При этом усиление распада $G(1590)$ -мезона по каналу $\eta'\eta$ по сравнению с каналом 2η в соответствии с принципом глюонного обесцвечивания является другим характерным признаком глюбола (детали см. в работах [36,38,39]).

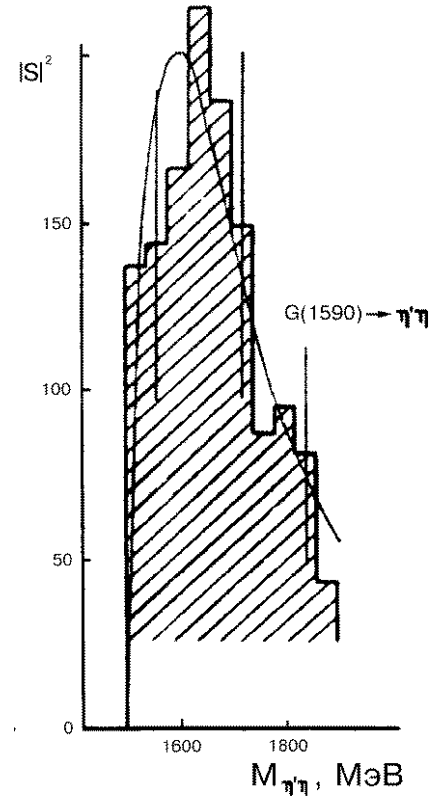


Рис. 5. Спектр инвариантных масс $\eta'\eta$ -системы в реакции $\pi^- p \rightarrow \eta'\eta n$ вблизи порога при импульсе 38 ГэВ/с, кривая — фит спектра функцией Брейт-Вигнера.

3.2.3. Наблюдение мезона с массой 2220 МэВ, распадающегося на пару $\eta'\eta$

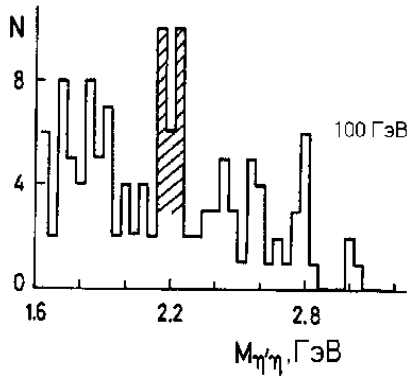
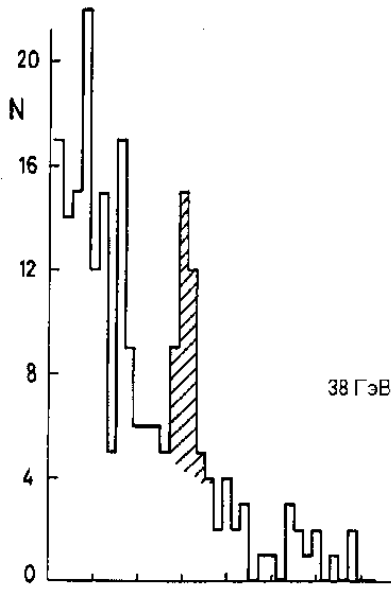


Рис. 6. Спектры инвариантных масс $\eta'\eta$ -системы в реакции $\pi^- p \rightarrow \eta'\eta n$: а) при импульсе 38 ГэВ/с; б) при импульсе 100 ГэВ/с.

Целью дальнейших экспериментов было исследование $\eta'\eta$ -состояний в зарядовообменных $\pi^- p$ -взаимодействиях в области масс выше $G(1590)$ -мезона и поиск новых мезонов, в том числе глюболов, поскольку, как уже отмечалось, интенсивный распад на $\eta'\eta$ является характерным свойством последних. Эксперименты выполнялись параллельно на ускорителях ИФВЭ и ЦЕРН. Данные были получены при импульсах 38 и 100 ГэВ/с соответственно [40].

В спектрах масс $\eta'\eta$ -системы в реакции (16) виден узкий пик с шириной, определяемой аппаратным разрешением (рис. 6). Значения массы и собственной ширины соответствующего пику резонанса, полученные по совокупности данных при двух первичных импульсах, согласуются между собой и составляют

$$M = (2220 \pm 10) \text{ МэВ}, \quad \Gamma < 80 \text{ МэВ}. \quad (18)$$

Этот резонанс получил название $X(2220)$ -мезон.

Измеренное угловое распределение продуктов распада в системе Готтфрида-Джексона реакции для событий из $X(2220)$ -пика резко анизотропно, но симметрично относительно значения $\cos\theta_{GJ} = 0$ (рис. 7), откуда в предположении выстроенности спина в реакции (16) следует, что спин $X(2220)$ -мезона достаточно высок: $J \geq 2$. Если это состояние является обычным $q\bar{q}$ -мезоном, то его квантовые числа должны быть $J^{PC} = 2^{++}$ или 4^{++} . Нечетные значения спина возможны, если это глюбол или гибрид.

Сечения образования $X(2220)$ -мезона получены равными

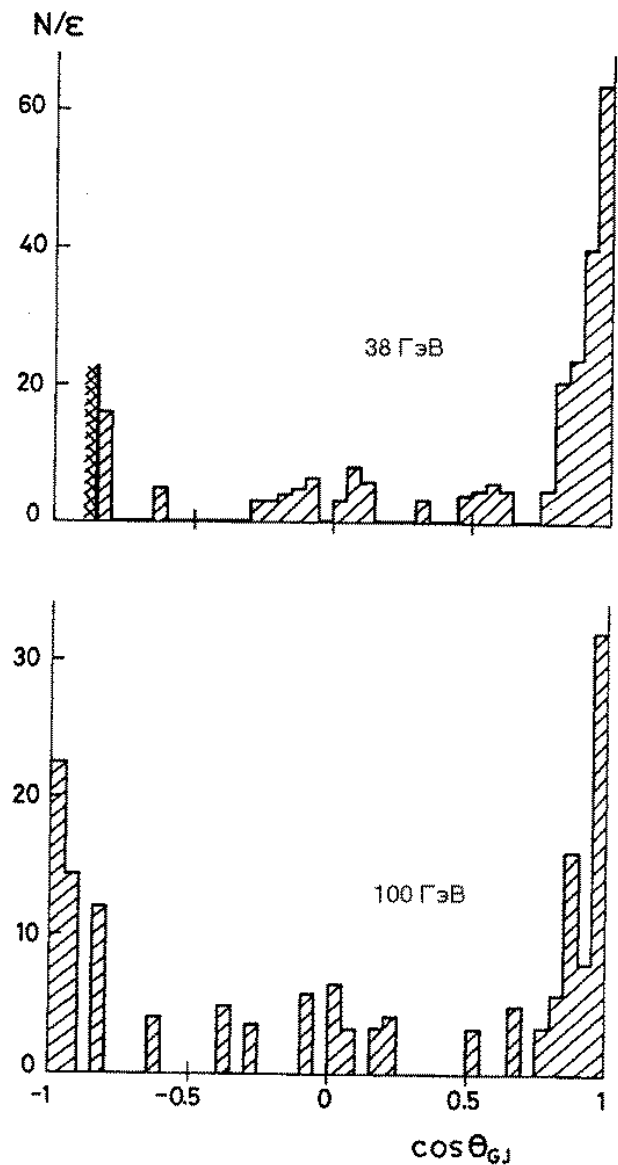
$$\sigma(\pi^- p \rightarrow X(2220)n) \times BR(X(2220) \rightarrow \eta'\eta) = (50 \pm 17) \text{ нб} \quad \text{при } 38 \text{ ГэВ/с},$$

$$\sigma(\pi^- p \rightarrow X(2220)n) \times BR(X(2220) \rightarrow \eta'\eta) = (9 \pm 3) \text{ нб} \quad \text{при } 100 \text{ ГэВ/с}.$$

Параметры $X(2220)$ -мезона согласуются с данными для состояния $\xi(2220)$, наблюдавшегося ранее в системе $K\bar{K}$ в распадах J/ψ -мезона.

В последние годы интерес к этому состоянию возрос в связи с новыми данными, полученными в эксперименте BES [41].

Рис. 7. Угловые распределения продуктов реакции $\pi^- p \rightarrow \eta' \eta n$ в системе Готтфрида-Джексона: а) при импульсе 38 ГэВ/с; б) при импульсе 100 ГэВ/с.



3.2.4. Исследование нейтральных мезонов, распадающихся по каналу $4\pi^0$

Впервые данные о резонансных состояниях в системе $4\pi^0$, образующихся в реакции перезарядки



были получены в рамках эксперимента NA12. Распад по каналу $4\pi^0$ представляет большой интерес, так как он чувствителен к внутренней структуре частиц. Для обычных $q\bar{q}$ -мезонов распад $X^0 \rightarrow 4\pi^0$ является очень редким ($BR \sim 10^{-2}$) по сравнению с другими 4π -каналами, которые усилены за счет промежуточных ρ -мезонов:

$X^0 \rightarrow \rho\rho \rightarrow 2\pi^+2\pi^-$, $\pi^+\pi^-2\pi^0$. В то же время для двухглюонных глобальных состояний относительная вероятность распада $G \rightarrow 4\pi^0$ может достигать 10% благодаря механизму глюонного обесцвечивания (см. [42]), поскольку в последнем отсутствует указанное ρ -усиление заряженных 4π -каналов.

Эксперименты по изучению $4\pi^0$ -системы были выполнены одновременно при импульсах 38 и 100 ГэВ/с на π^- -пучках ускорителей ИФВЭ [42] и ЦЕРН [43] соответственно с использованием многофотонных спектрометров ГАМС-2000 и ГАМС-4000. Система $4\pi^0$ была выделена из других 8γ -событий с достаточно низким уровнем фона. Вклад основного фонового процесса $\pi^-p \rightarrow \eta\pi^0n$ с последующим распадом $\eta \rightarrow 3\pi^0$ был подавлен обрезанием η -пика в спектре масс $3\pi^0$ -систем. Полученные спектры масс $4\pi^0$ системы в реакции (19) приведены на рис. 8а и 9а. В них наблюдаются структуры в области масс $f_2(1270)$ -, $G(1590)$ -мезонов, а также пик, соответствующий образованию нового состояния с массой ~ 1800 МэВ.

Качественный анализ спин-четности $4\pi^0$ -состояний был проведен с помощью серии отборов по симметризованному углу распада состояния на $4\pi^0$ θ_{Ob} , который играет ту же роль, что и θ_{GJ} в системе Готтфрида-Джексона [43]. В частности, при введении различных отборов по указанному углу спектр масс $4\pi^0$ -систем в области $G(1590)$ -мезона трансформируется так, как это должно быть для скалярной частицы, в то время как в области масс $f_2(1270)$ - и $X(1800)$ -резонансов — как это должно быть для тензорных состояний (рис. 8б,в и 9б,в).

Скалярный резонанс в системе $4\pi^0$ (всего зарегистрировано (600 ± 70) событий) имеет массу и ширину

$$M = (1570 \pm 20) \text{ МэВ}, \quad \Gamma = (150 \pm 20) \text{ МэВ}. \quad (20)$$

Он идентифицируется с $G(1590)$ -мезоном, который наблюдался ранее в модах распада $\eta\eta$ и $\eta'\eta$ (см. выше). Сечение его образования в реакции (19) при импульсе 100 ГэВ/с получено равным

$$\sigma(\pi^-p \rightarrow G(1590)n) \times BR(G(1590) \rightarrow 4\pi^0) = (3 \pm 1) \text{ нб}. \quad (21)$$

Масса и ширина пика в области $f_2(1270)$ согласуются с табличными значениями для $f_2(1270)$ -мезона. Это обстоятельство и данные о спин-четности $4\pi^0$ -состояния свидетельствуют о наблюдении редкого распада $f_2(1270) \rightarrow 4\pi^0$, для вероятности которого получена оценка

$$BR(f_2(1270) \rightarrow 4\pi^0) = (3 \pm 1) \times 10^{-3}. \quad (22)$$

Наблюдаемый новый мезон, $X(1810)$, имеет спин-четность $J^{PC} = 2^{++}$; его масса и ширина получены равными

$$M = (1808 \pm 10) \text{ МэВ}, \quad \Gamma = (185 \pm 20) \text{ МэВ}. \quad (23)$$

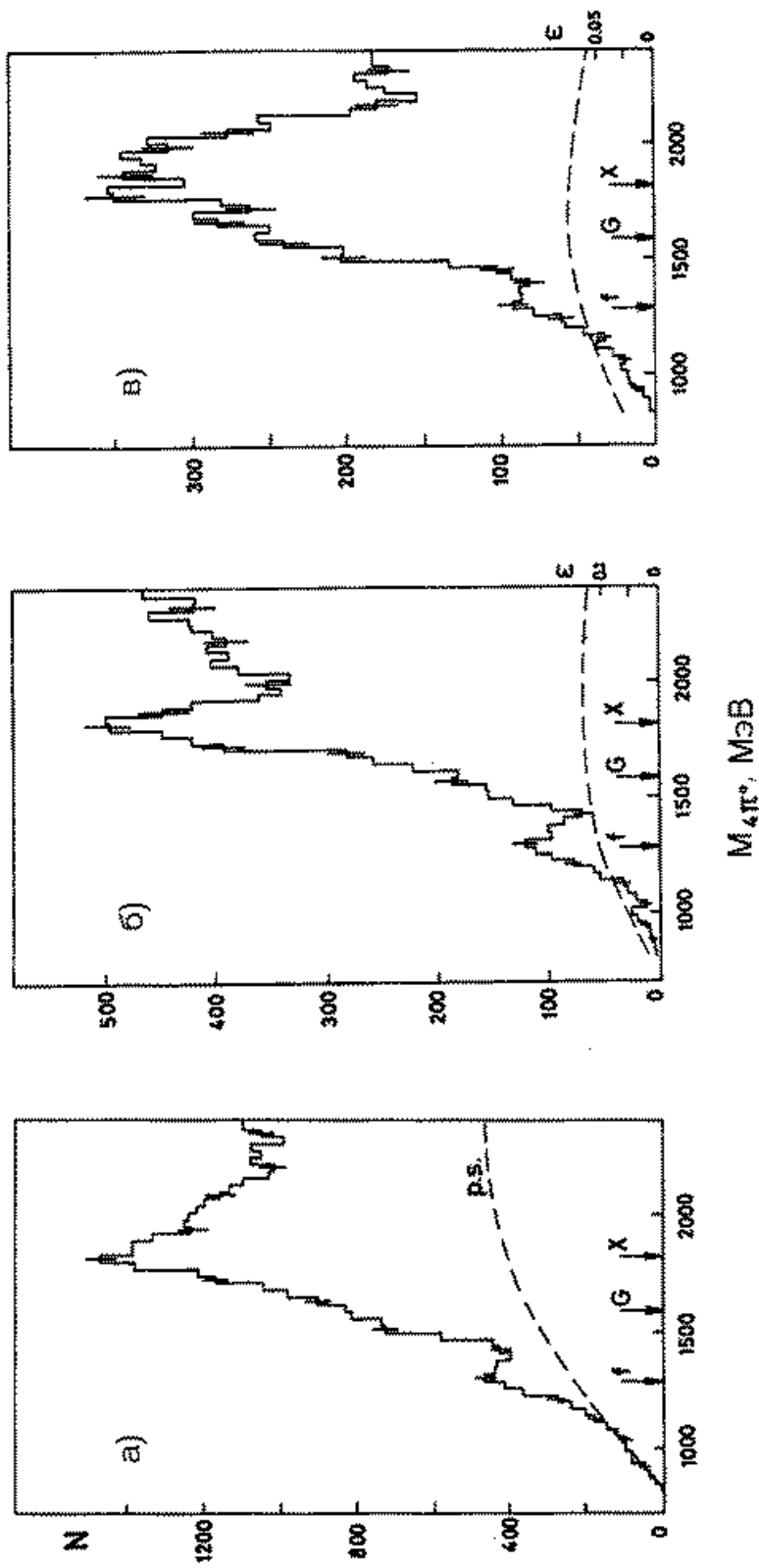


Рис. 8. Спектры инвариантных масс $4\pi^-$ -системы в реакции $\pi^- p \rightarrow 4\pi^- n$ при импульсе $100 \text{ ГэВ}/c$, $|t| < 0,15 \text{ (ГэВ}/c)^2$: а) без отбора по $\cos\theta_{0b}$ (пунктирной линией показан инвариантный фазовый объем с учетом эффективности регистрации $4\pi^-$ -системы); б) $\cos\theta_{0b} < 0,4$, отбор выделяет состояния с $J^P = 2^+$; в) $\cos\theta_{0b} > 0,5$, отбор выделяет состояния с $J^P = 0^+$. Стрелками показаны массы $f_2(1270)$ -, $G(1590)$ - и $X_2(1810)$ - мезонов; на рисунках б) и в) пунктирными линиями показана эффективность регистрации реакции.

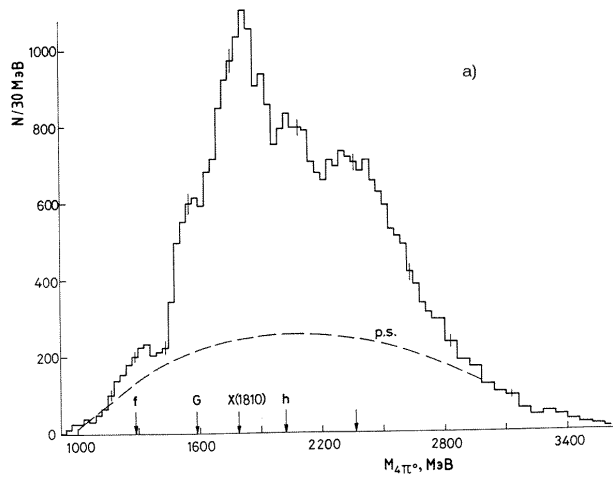
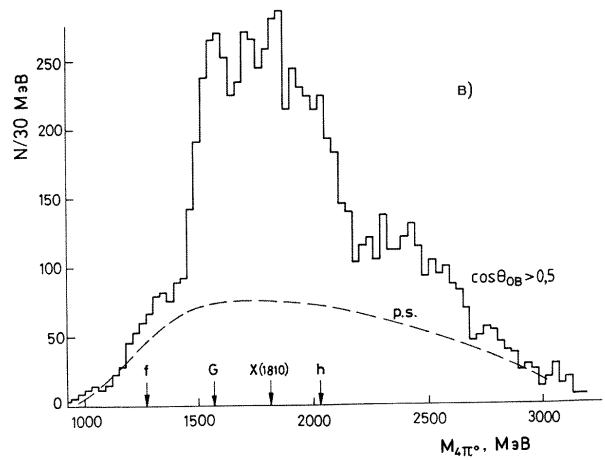
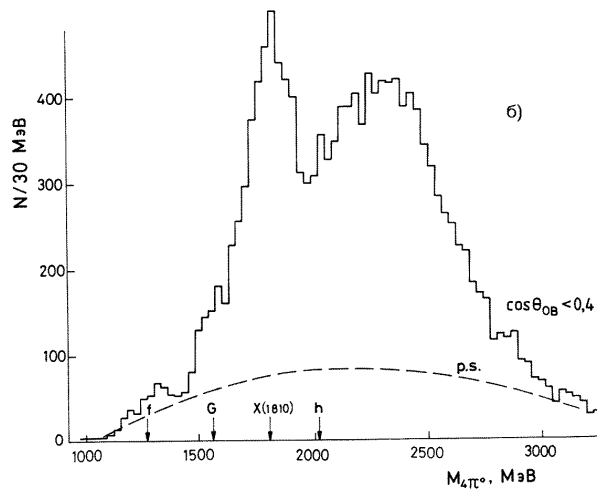


Рис. 9. То же, что и на предыдущем рисунке, но при импульсе 38 ГэВ/с, пунктирными линиями на всех трех рисунках показан инвариантный фазовый объем с учетом эффективности регистрации $4\pi^0$ -системы.



3.2.5. Изучение системы $\eta\pi^0\pi^0$ в периферических π^-p -столкновениях

С целью исследования спин-волновой структуры $\eta\pi^0\pi^0$ -систем, образующихся в периферических π^-p -соударениях, был проведен парциально-волновой анализ зарядообменной реакции



при импульсе 100 ГэВ/с. В реакции (24) система $\eta\pi^0\pi^0$ ранее не изучалась, хотя она весьма привлекательна для ПВА, поскольку нечетные J^P -волны в $\pi^0\pi^0$ -подсистеме отсутствуют. Интерес к $\eta\pi^0\pi^0$ -системе связан со сложившейся ситуацией в псевдоскалярно секторе мезонов: среди трех состояний, наблюдаемых в области масс от 1 до 1,9 ГэВ, $\eta(1295)$ может быть идентифицировано как радиальное возбуждение η -мезона, один из двух мезонов, с массами ≈ 1400 и ≈ 1490 МэВ, можно принять за радиальное возбуждение η' -мезона, но тогда другой можно рассматривать как кандидат в экзотическое состояние.

Эксперименты по изучению реакции (24) были проведены на многофотонном спектрометре ГАМС-4000 в рамках эксперимента NA12 [44]. Для анализа было отобрано более 60 тыс. чистых $\eta\pi^0\pi^0$ -событий. ПВА проведен на основе изобарной модели с использованием представления Земаха для парциальных амплитуд распада по каналу $\eta\pi^0\pi^0$.

Квадраты существенных J^{PC} -амплитуд в зависимости от эффективной массы системы $\eta\pi^0\pi^0$ представлены на рис. 10. В 0^{-+} -амплитуде проявляются два четких пика при массах 1300 и 1400 МэВ. Первый из них может быть идентифицирован с $\eta(1295)$ -мезоном, а второй — с $\eta(1440)$ -мезоном (изначально $\iota(1420)$). В 1^{++} -амплитуде виден пик в области 1300 МэВ; его следует идентифицировать с $D/f_1(1285)$ -мезоном.

Интенсивности доминирующих элементарных J^PxyL -амплитуд¹ представлены на рис. 11. В них отчетливо наблюдаются пики $\eta(1295)$ -, $\iota/\eta(1440)$ - и $D/f_1(1285)$ -мезонов. Что же касается $E/f_1(1420)$ -мезона, то хотя он и не проявляется в интенсивности суммарной 1^{++} -амплитуды (рис. 10), его пик виден в спектре $1^+a_0\pi^0P$ -амплитуды в районе 1420 МэВ (рис. 11). Параметры и относительные вероятности распадов резонансов приведены в табл. 1.

Таблица 1. Параметры и относительные вероятности распадов резонансов.

Мезон	Масса, МэВ	Ширина, МэВ	$R(a_0\pi^0/\eta\pi^0\pi^0)$	$R(f_0\eta/\eta\pi^0\pi^0)$
$\eta(1295)$	1299 ± 4	< 40	0.65 ± 0.10	0.35 ± 0.10
$\iota/\eta(1440)$	1424 ± 6	85 ± 18	0.19 ± 0.04	0.81 ± 0.04
$f_1(1285)$	1284 ± 6	55 ± 18	0.28 ± 0.07	—
$f_1(1420)$	1435 ± 9	90 ± 25	> 0.3	—

Из представленных рисунков и таблицы видно, что в распаде $\eta(1295) \rightarrow \eta\pi^0\pi^0$ доминирует канал $a_0(980)\pi^0$, несмотря на его очень ограниченный фазовый объем. Распад $\iota/\eta(1440) \rightarrow a_0(980)\pi^0$, напротив, является весьма слабым (хотя его фазовый объем в два раза больше). В распаде ι -мезона на $\eta\pi^0\pi^0$ доминирует канал $f_0\eta$. Это является сильным аргументом в пользу глюонной природы ι -мезона (см. работу [45]).

3.3. Поиски резонансных состояний при больших передачах импульса

Поиск новых мезонных состояний с обогащенной глюонной компонентой был продолжен в зарядовообменных реакциях при больших передачах импульса. С ростом переданного импульса выход известных мезонов (f_2 , f_2' , $G(1590)$, $f_4(2050)$), образующихся, как правило, посредством одноопионного обмена, быстро падает, и, соответственно, фоновые условия для регистрации редких, в том числе экзотических, процессов существенно улучшаются. Наибольший интерес в этой связи представляют изоскалярные резонансы в двухмезонных системах $\eta\eta$, $\eta'\eta$ и $\omega\eta$.

¹Для элементарных амплитуд здесь используются спектрометрические обозначения: J^P — спин-четность трехмезонного состояния, x — промежуточное двухмезонное состояние, y — непарный мезон и L — орбитальный момент в системе xy .

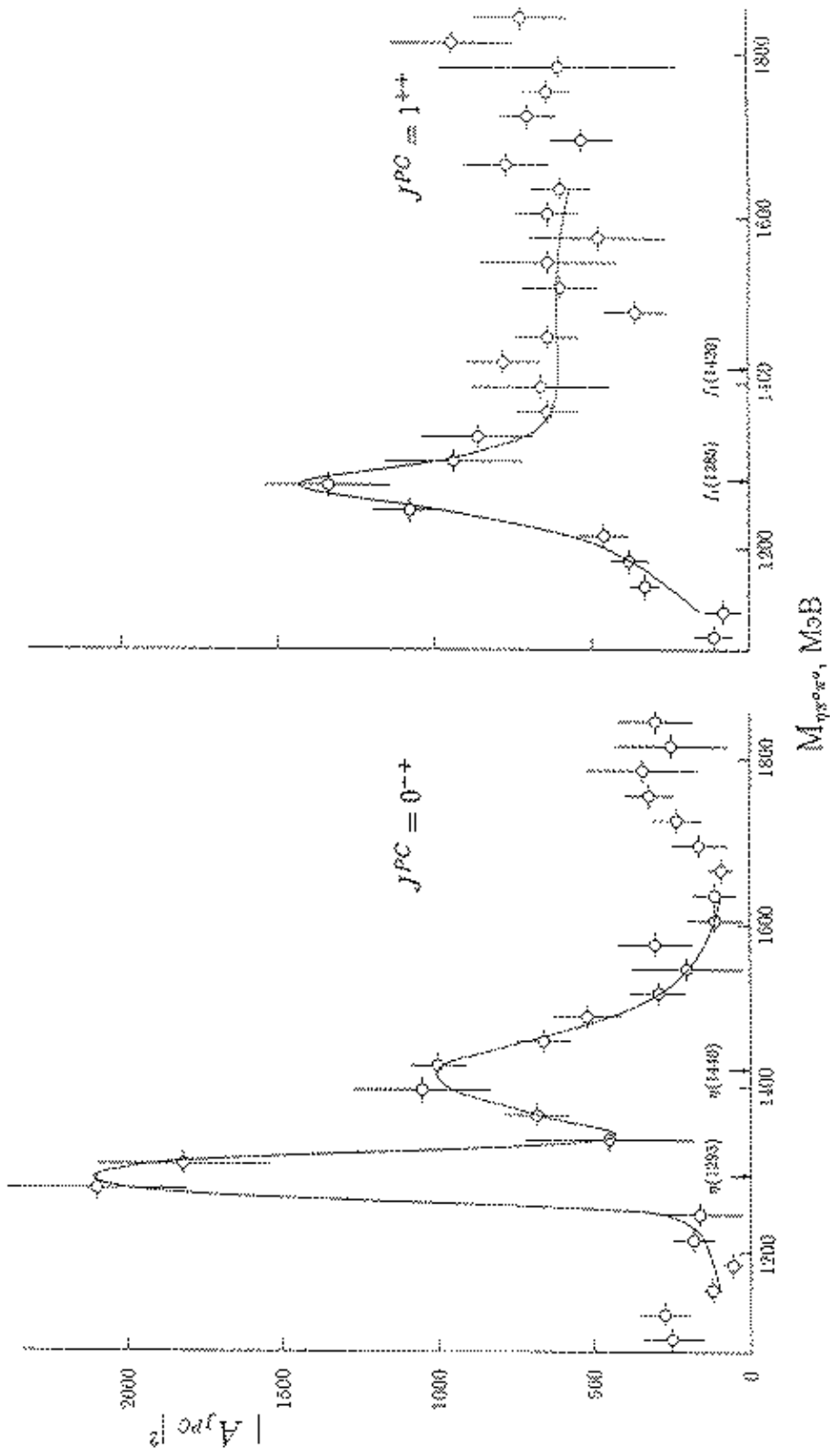


Рис. 10. Спектры масс JPC -амплитуд: а) 0^{--} и б) 1^{++} . Стрелками указаны табличные значения масс $\eta(1295)$ -, $\rho/\eta(1440)$ -, $D/f_1(1285)$ - и $E/f_1(1420)$ -мезонов.

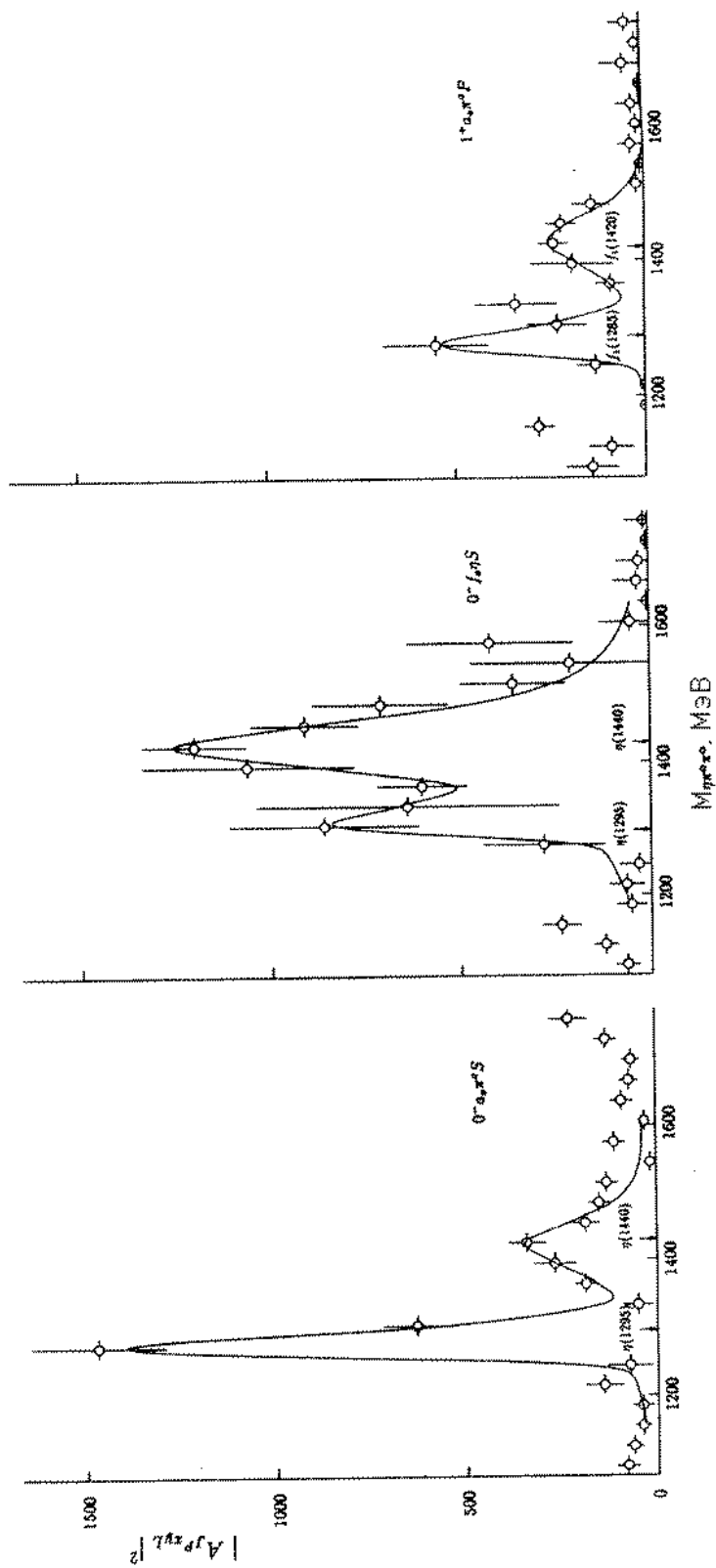


Рис. 11. Спектры масс $J^P xyL$ -амплитуд: $0^- a_0 \pi^0 S$, $0^- f_0 \eta S$ и $1^+ a_0 \pi^0 P$. Стрелками указаны табличные значения масс $\eta(1295)$, $\eta(1440)$, $D/f_1(1285)$ - и $E/f_1(1420)$ -мезонов. Кривые показывают фит спектров соответствующими двумя функциями Брейт-Вигнера и полиномиальным фоном.

3.3.1. Обнаружение узкого X(1750)-мезона, распадающегося на два η -мезона

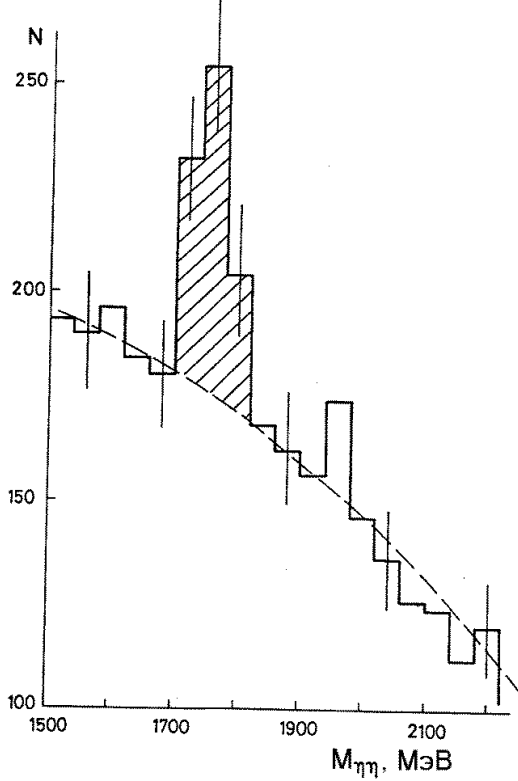


Рис. 12. Спектр инвариантных масс $\eta\eta$ -системы в реакции $\pi^- p \rightarrow \eta\eta n$ при импульсе 38 ГэВ/с, $-t > 0,3$ (ГэВ/с)². Пунктиром показан полиномиальный фон.

дифференциального сечения, является и очень низкое сечение рождения в реакции перезарядки:

$$\sigma(\pi^- p \rightarrow X(1750)n) \times BR(X(1750) \rightarrow \eta\eta) = (3,5 \pm 1,5) \text{ нб.} \quad (27)$$

Исследования непериферического образования $\eta\eta$ -систем были продолжены в дальнейших экспериментах на установке ГАМС-2000 при импульсе 38 ГэВ/с. Установка была модифицирована так, что стало возможным анализировать различные состояния бариона отдачи в реакциях перезарядки и, в частности, разделять системы n , $n\pi^0$ и $n\pi^0\pi^0$ с помощью многоканальной охранной системы, в которой использовались счетчики из свинцового стекла [48]. В результате стали доступными для изучения зарядовообменные реакции

Для изучения $\eta\eta$ -систем при больших передачах импульса в реакции (12) были использованы данные, полученные в двух месячных сеансах при 38 ГэВ/с на установке ГАМС-2000. Процедуры обработки данных описаны в работах [46,47]. При $-t > 0,3$ (ГэВ/с)² в спектре масс $\eta\eta$ -систем проявляется узкий пик (рис. 12). Масса и ширина нового резонанса (с учетом аппаратурного разрешения) получены равными

$$M = (1755 \pm 8) \text{ МэВ}, \quad \Gamma < 50 \text{ МэВ.} \quad (25)$$

В отличие от обычных мезонов для X(1750) характерна пологая t -зависимость дифференциального сечения, $d\sigma/dt \sim \exp(bt)$ с

$$b = (3,8 \pm 1,5) \text{ (ГэВ/с)}^{-2}. \quad (26)$$

Угловое распределение продуктов распада в с.ц.м. X(1750) изотропно, что свидетельствует в предположении выстроенности спина в пользу квантовых чисел $J^{PC} = 0^{++}$. Не исключены, но менее вероятны значения $J^{PC} = 2^{++}$. Изоспин и G -четность резонанса фиксированы наблюдаемой модой его распада, $I^G = 0^+$.

Другой особенностью нового мезона, кроме малой ширины и указанного наклона его

$$\pi^- p \rightarrow \eta\eta N^* \quad (28)$$

с возбуждением бариона в конечном состоянии.

Данные сеанса на модифицированной установке подтвердили существование резонанса X(1750). Вместе с тем анализ сигналов с охранной системы позволил установить, что X(1750)-мезон образуется преимущественно совместно с изобарой, распадающейся по каналу $n\pi^0$ (рис. 13). Далее, измерения энергетического спектра мягких фотонов, зарегистрированных охранной системой, показали, что барион в реакции (28) имеет массу не выше 1300 МэВ, а в продуктах его распада присутствует не более одного π^0 -мезона (рис. 14).

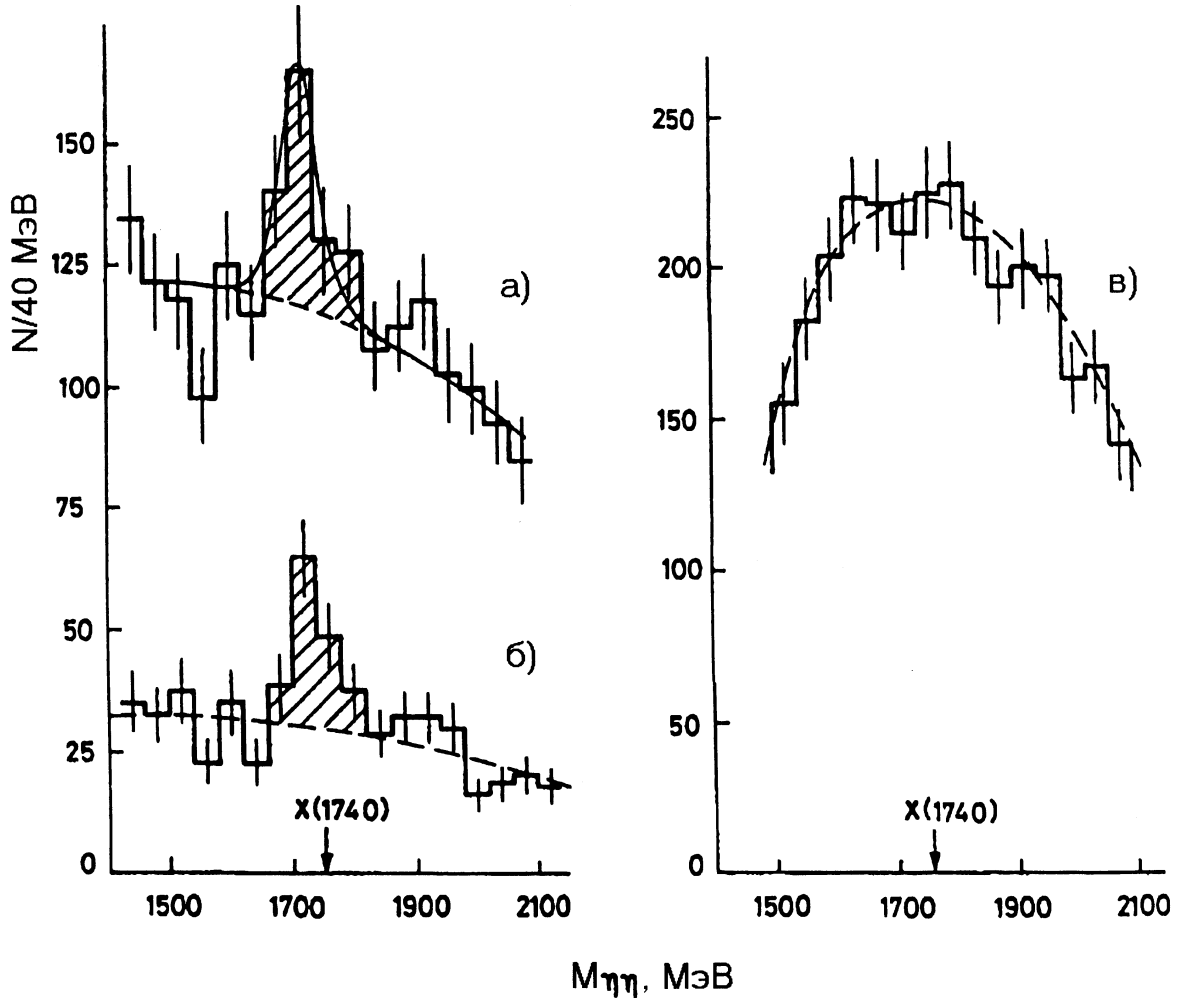


Рис. 13. Спектры инвариантных масс $\eta\eta$ -системы в реакции $\pi^- p \rightarrow \eta\eta N^*$ при импульсе 38 ГэВ/с: а) один фотон в охранной системе имеет энергию выше порога, $E_\gamma > E_{thr}$, б) два фотона имеют энергию выше порога, в) все фотоны в охранной системе имеют энергию ниже пороговой. Стрелкой показана масса состояния X(1740). Пунктиром показан полиномиальный фон.

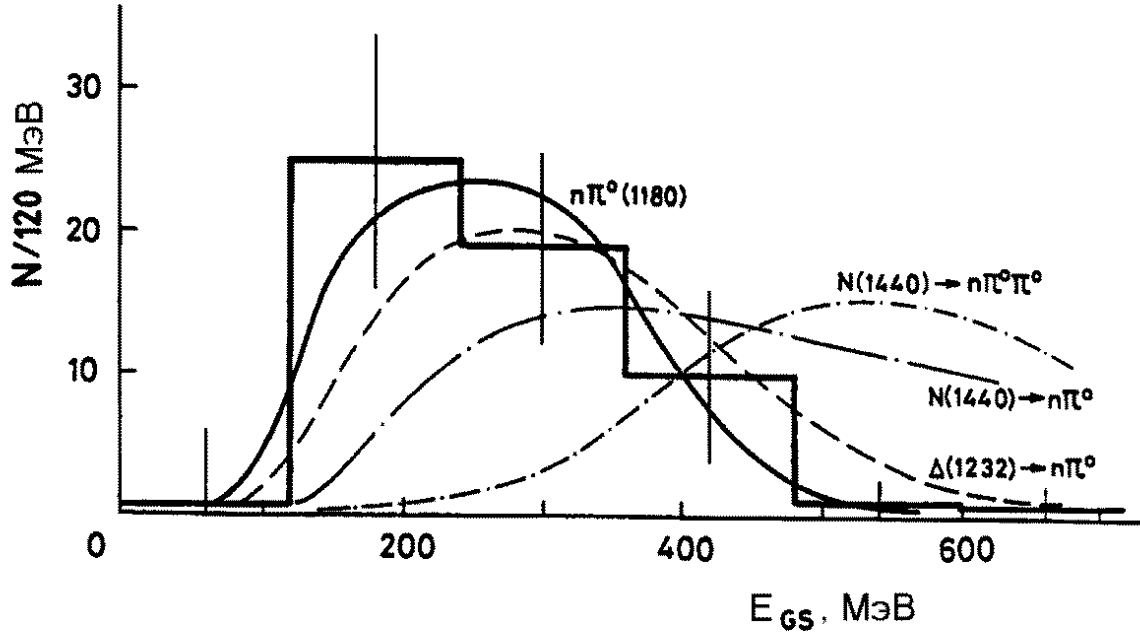


Рис. 14. Полное энергосодержание в охранной системе от фотонов, сопровождающих образование $\eta\eta$ -систем в реакции $\pi^-p \rightarrow \eta\eta N^*$, кривыми показаны ожидаемые в охранной системе энергосодержания от процессов: $N^*(1180) \rightarrow n\pi^0$, $N^*(1440) \rightarrow n\pi^0\pi^0$, $N^*(1440) \rightarrow n\pi^0$, $\Delta(1232) \rightarrow n\pi^0$.

$X(1750)$ -мезон характеризуется следующими свойствами, свидетельствующими о его необычной природе: слабая связь с $\pi\pi$ -каналом, малая собственная ширина, малая величина сечения и наклона дифференциального сечения, совместное образование с изобарой. В совокупности все эти свойства не противоречат интерпретации этого состояния как гибридного мезона, образующегося в реакции (28) посредством мультипомеронного механизма [38].

3.3.2. Состояние $X(1910)$

Измерения, выполненные сотрудничеством ГАМС на π^- -пучке ускорителя ИФВЭ с импульсом 38 ГэВ/с в течение нескольких сеансов, позволили повысить статистическую обеспеченность эксперимента настолько, что стало возможным провести изучение $\eta'\eta$ -систем в реакции (16) при больших передачах импульса. На начальном этапе исследований было зарегистрировано и отобрано 1200 событий, а в последующих измерениях — около 1600 событий.

Спектр инвариантных масс $\eta'\eta$ -систем, отобранных в первых сеансах [49], представлен на рис. 15. Он характеризуется околороговым пиком, соответствующим $G(1590)$ -мезону, который быстро исчезает с увеличением переданного импульса. Одновременно с ростом $|t|$ в спектре масс все более отчетливо проявляется пик в области 1900 МэВ, свидетельствующий о существовании нового резонанса.

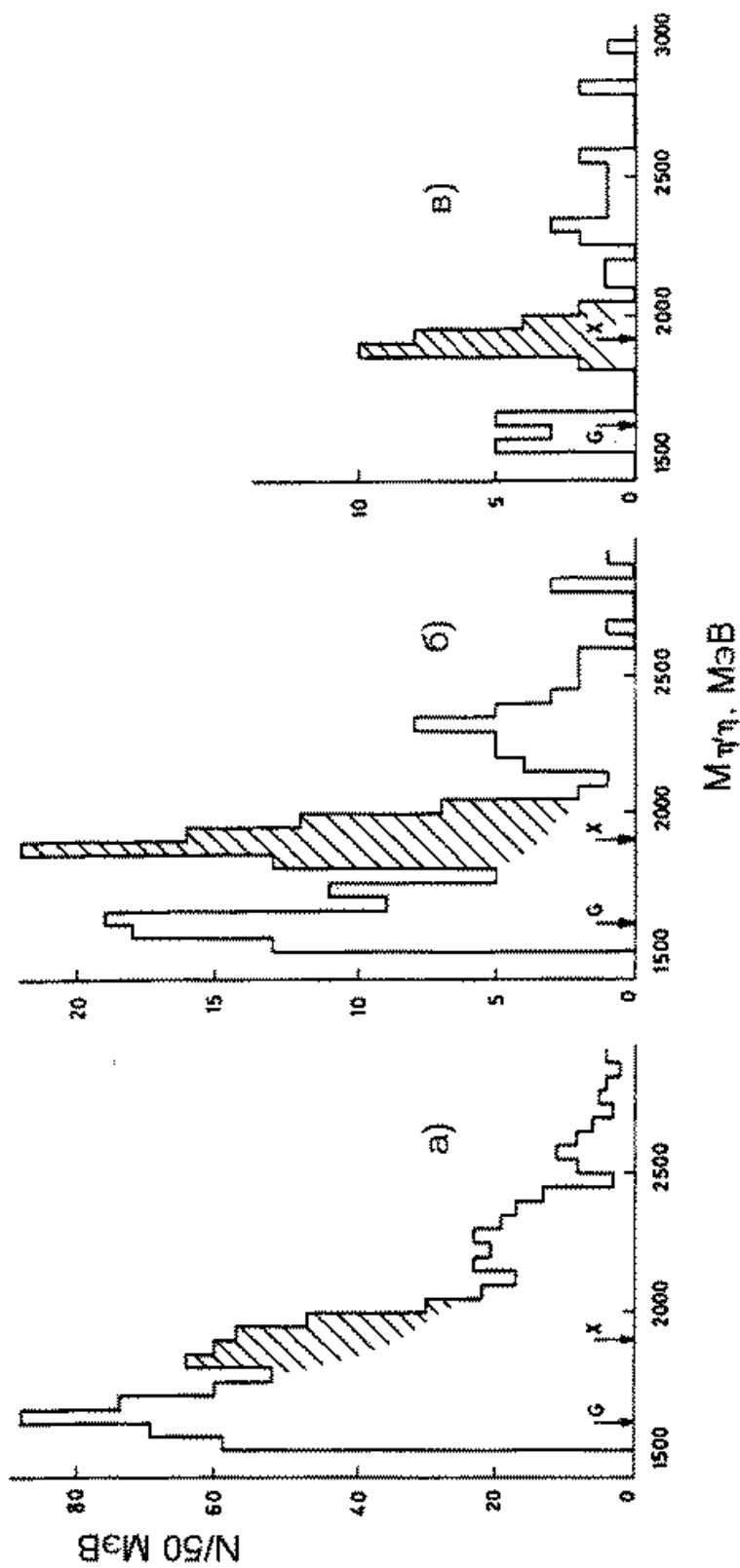


Рис. 15. Спектры инвариантных масс $\eta'\eta$ -системы в реакции $\pi^- p \rightarrow \eta'\eta n$ при импульсе 38 ГэВ/с в различных t -интервалах, полученные по сеансам 1981-1984 гг.: а) $0 < -t < 0,6$ (ГэВ/с)²; б) $0,2 < -t < 0,6$ (ГэВ/с)²; в) $0,35 < -t < 0,6$ (ГэВ/с)².

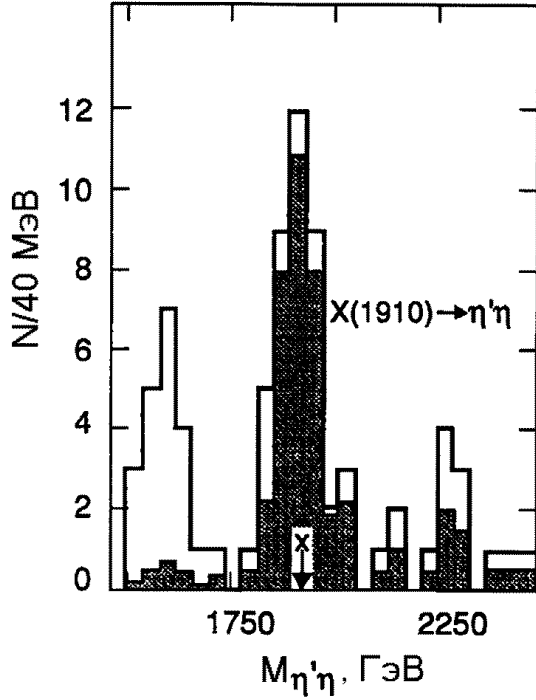


Рис. 16. Спектры инвариантных масс $\eta'\eta$ -системы в реакции $\pi^- p \rightarrow \eta'\eta n$ при импульсе 38 ГэВ/с в сеансе 1987 г.: светлая гистограмма $0,2 < -t < 0,6$ (ГэВ/с)²; темная гистограмма $0,35 < -t < 0,6$ (ГэВ/с)².

Результаты измерений в последующих сеансах полностью согласуются с данными, полученными на начальном этапе исследований [50]. Как и в первой работе, в спектре масс $\eta'\eta$ -систем при отборе по t проявляется узкий пик, соответствующий X(1910)-мезону. Наилучшее выделение пика над фоном достигается при отборе $0,35 < |t| < 0,6$ (ГэВ/с)² (рис. 16), хотя и в других t -интервалах пик надежно выделяется над континуумом. Масса и ширина этого мезона по суммарным данным получены равными

$$M = (1914 \pm 9) \text{ МэВ}, \quad \Gamma = (90 \pm 25) \text{ МэВ}. \quad (29)$$

Дифференциальное сечение образования X(1910) в исследованном t -интервале описывается экспонентой с очень малым по сравнению с характерным для ОРЕ показателем $b = (2,2 \pm 0,8)$ (ГэВ/с)⁻². В то же время наклоны дифференциальных сечений X(1750)- и X(1910)-мезонов близки по величине, ср. (26). Сечение образования X(1910)-мезона, определенное с учетом измеренной t -зависимости, получено равным

$$\sigma(\pi^- p \rightarrow X(1910)n) \times BR(X(1910) \rightarrow \eta'\eta) = (15 \pm 5) \text{ нб}. \quad (30)$$

В качестве нормировки использовалась существенно более интенсивная реакция (12).

Распад $X(1910) \rightarrow \eta\eta$ в эксперименте не наблюдается, для него найдена верхняя граничная оценка (90%-ый уровень достоверности):

$$BR(X(1910) \rightarrow \eta\eta)/BR(X(1910) \rightarrow \eta'\eta) < 1/20. \quad (31)$$

На столь же низком уровне не наблюдаются и распады по каналам $\pi^0\pi^0$ и $K_s^0 K_s^0$ (см. работы [49,50]):

$$BR(X(1910) \rightarrow \pi^0\pi^0)/BR(X(1910) \rightarrow \eta'\eta) < 1/10, \quad (32)$$

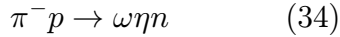
$$BR(X(1910) \rightarrow K_s^0 K_s^0)/BR(X(1910) \rightarrow \eta'\eta) < 1/15. \quad (33)$$

Необычные свойства образования и распада X(1910)-мезона, его малая ширина указывают на экзотическую природу этой частицы. Возможная интерпретация этого состояния — гибрид с экзотическим набором квантовых чисел $J^{PC} = 1^{-+}$,

запрещенным для обычных $q\bar{q}$ -мезонов. Это позволяет объяснить как отсутствие распадов $X(1910)$ -мезона по симметричным каналам $\pi^0\pi^0$, $\eta\eta$, $K_s^0K_s^0$, так и пологую t -зависимость дифференциального сечения (ОРЕ механизм в этом случае запрещен), однако здесь возможны и другие гипотезы (см., например, работу [33]).

3.3.3. Резонансы в системе $\omega\eta$

В 1990 г. на спектрометре ГАМС-2000 в ИФВЭ были начаты исследования системы $\omega\eta$, образующейся в зарядовообменной реакции



с 5γ в конечном состоянии при импульсе 38 ГэВ/с [51]. Реакция (34) ранее экспериментально не изучалась. Особенностью $\omega\eta$ -системы является возможность реализации в ней резонансных состояний с квантовыми числами, запрещенными в системе кварк-антикварк, таких, например, как $J^{PC} = 0^{--}$, 2^{+-} , 4^{+-} (экзотика II-рода, [33]).

Обработка данных позволила выделить редкий процесс (34). Чистота отобранных событий (после подавления интенсивного фона от других реакций перезарядки) иллюстрируется рис. 17, где приведен спектр масс системы $\pi^0\gamma$, сопровождающей образование η -мезона в указанной реакции.

В спектре масс $M_{\omega\eta}$ на рис. 18 наблюдается структура при 1650 МэВ, пик в области 1850 МэВ и плечо в области 2000-2300 МэВ. Отбор по квадрату переданного нейтрону 4-импульса, $-t > 0,25$ (ГэВ/с)², позволяет уточнить детали спектра: структура в области 1650 МэВ превращается в узкий пик, имеющий аппаратную ширину, что свидетельствует о возможном существовании нового резонанса, $X(1650)$. Его ширина $\Gamma < 70$ МэВ.

Угловые распределения продуктов распада как в системе покоя $X(1650)$, так и в системе покоя ω -мезона исключают квантовые числа $J^{PC} = 0^{--}$, детали см. в работе [51].

В 1995 г. были продолжены исследования $\omega\eta$ -системы, образующейся в зарядовообменной реакции (34) при больших передачах импульса [52]. Были совместно обработаны данные трех сеансов: двух при импульсе 38 ГэВ/с и одного при 32 ГэВ/с. Соответственно, события регистрировались многофотонными годоскопическими спектрометрами ГАМС-2000 и ГАМС-4 π .

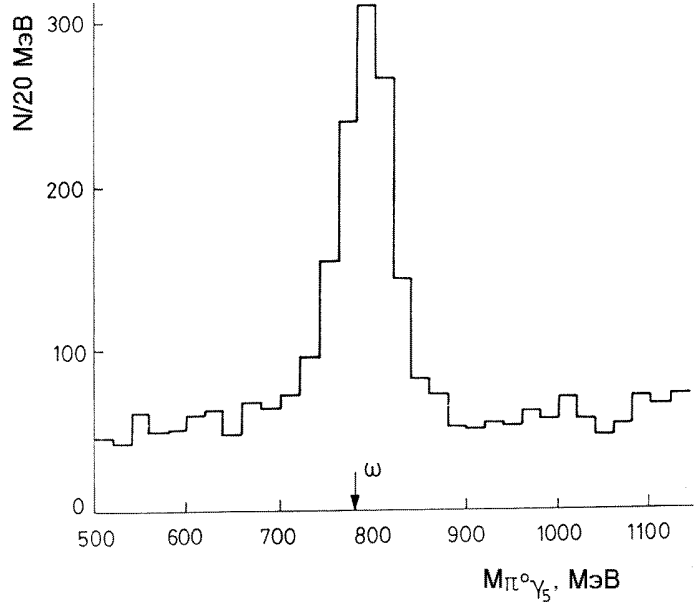


Рис. 17. Спектр инвариантных масс $\pi^0\gamma$ -системы в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0\gamma\eta\eta$ при импульсе 38 ГэВ/с, стрелкой показана масса ω -мезона.

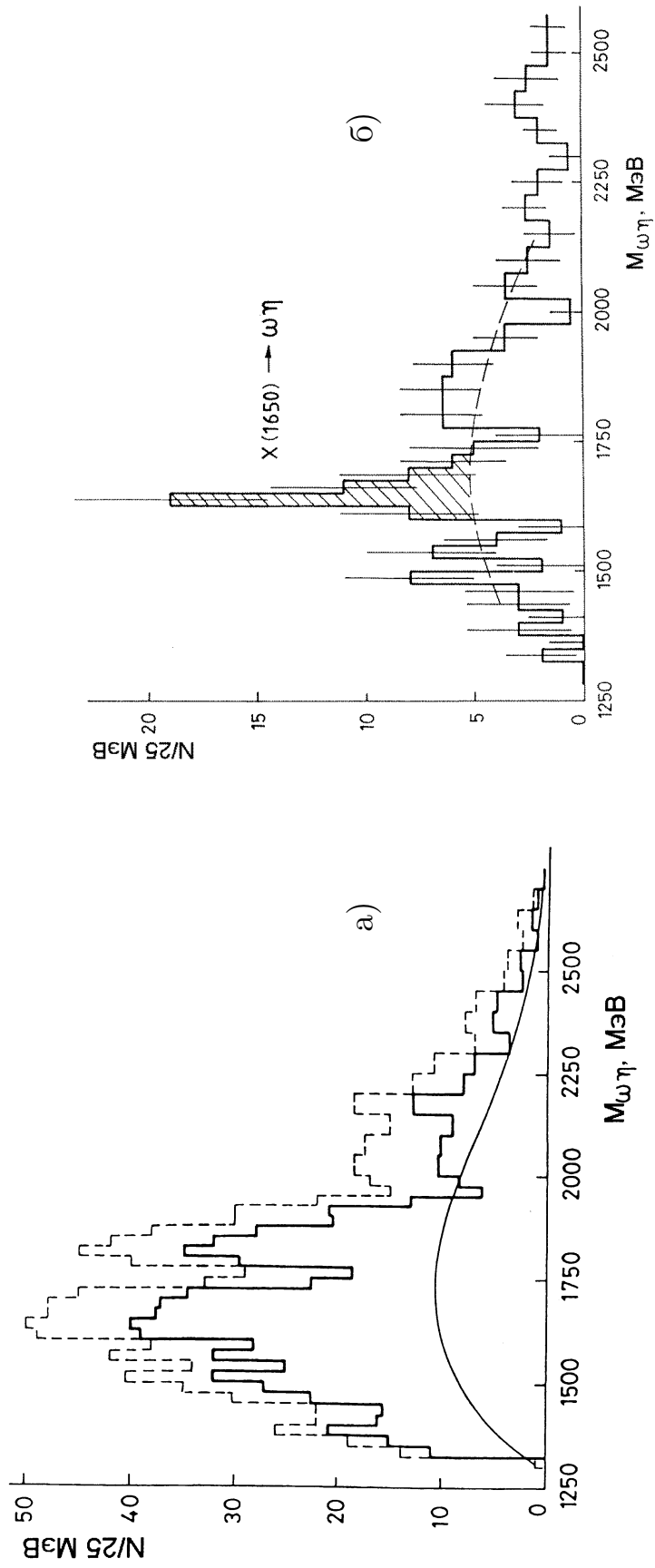


Рис. 18. а) Спектр инвариантных масс $\omega\eta$ -системы в реакции $\pi^- p \rightarrow \omega\eta\eta$ при импульсе 38 ГэВ/с, линией показан инвариантный фазовый объем с учетом эффективности регистрации $\omega\eta$ -системы; б) то же, что и а), но для событий в t -интервале $0.25 \div 0.5$ (ГэВ/с)².

Данные были отобраны из 200 миллионов зарегистрированных триггерных событий. После выделения γ -пар, соответствующих распадам π^0 - и η -мезонов (пики в массовых спектрах γ -пар практически свободны от фона), был выполнен 3С-фит с фиксацией масс π^0 -мезона, η -мезона и нейтрона отдачи в реакции (34). В полученном спектре $\pi^0\gamma$ -масс доминирует пик, соответствующий распаду ω -мезона. В результате кинематического анализа было отобрано 3700 $\omega\eta$ -событий типа (34).

Спектры $\omega\eta$ -масс, построенные по событиям, взятым из ω -интервала ($740 < M_{\pi^0\gamma} < 840$ МэВ), обнаруживают в каждом из трех сеансов узкий пик в районе 1650 МэВ. Вычитание фона под ω -мезоном в спектре масс $\pi^0\gamma$ делает этот пик еще более отчетливым. Суммарный спектр масс $\omega\eta$ -системы по данным двух сеансов приведен на рис. 19.

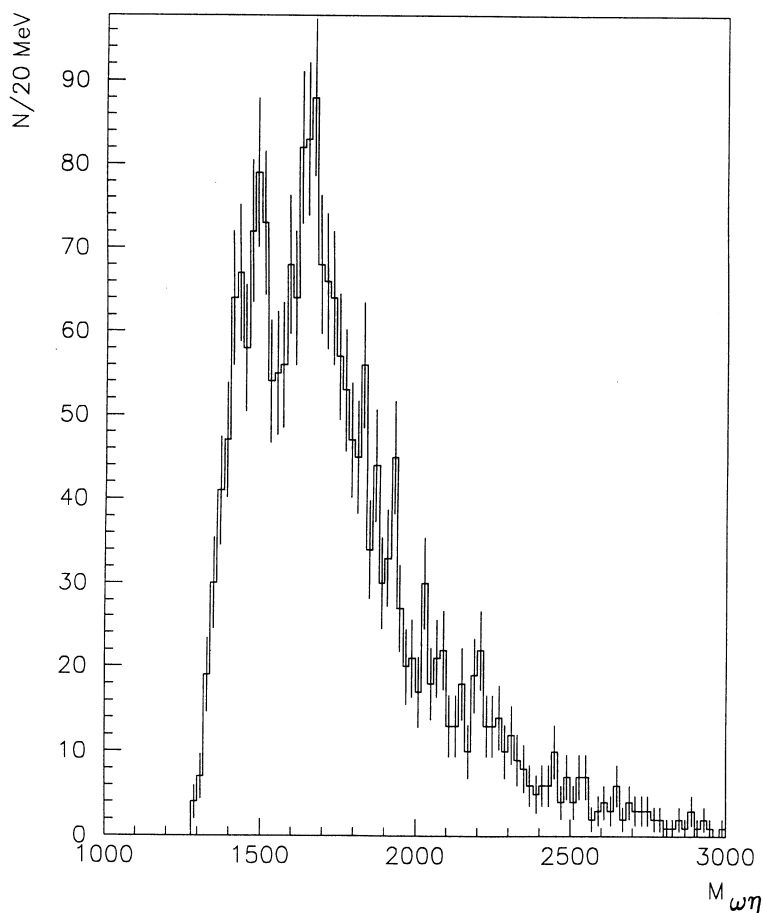


Рис. 19. Суммарный спектр инвариантных масс $\omega\eta$ -системы в реакции $\pi^-p \rightarrow \omega\eta n$ по данным двух сеансов.

Масса наблюдаемого в эксперименте X(1650)-мезона получена равной

$$M = (1652 \pm 7) \text{ МэВ.} \quad (35)$$

Ширина пика определяется аппаратным разрешением спектрометра; верхняя границная оценка ширины X(1650)-мезона равна 50 МэВ.

Узкий пик с массой 1650 МэВ отчетливо виден в спектре $\omega\eta$ -масс как при средних $-t \approx 0,1 - 0,2$ (ГэВ/с)²), так и в области больших передач импульса ($-t > 0,3$ (ГэВ/с)²). Проинтегрированное по $-t$ сечение образования $X(1650)$ -мезона

$$\int_t^b \frac{d\sigma}{dt} dt \quad (36)$$

в интервале $[0, 1]$ (ГэВ/с)² следует экспоненциальной зависимости e^{3t} . Полное сечение образования $X(1650)$ -мезона (с распадом по каналу $\omega\eta$), полученное экстраполяцией этой зависимости к $t = 0$, весьма мало: $\sigma(\pi^- p \rightarrow X(1650)n) \times BR(X(1650) \rightarrow \omega\eta) \approx 10$ нб.

3.4. Образование мезонов с обогащенной глюонной компонентой в процессах центрального рождения

Как уже отмечалось, изучение мезонов, образующихся в центральной области столкновений адронов, является перспективным направлением для поиска глюоболов и состояний с обогащенной глюонной компонентой. Систематические исследования нейтральных состояний, распадающихся на пару псевдоскалярных мезонов, были начаты Сотрудничеством ГАМС на протонном синхротроне ЦЕРН в рамках эксперимента NA12/2. Основная цель этих экспериментов — получить данные, обогащенные глюонными состояниями дважды, используя одновременно как усиление образования глюоболов в двухпомеронных взаимодействиях [53], так и характерные для глюоболов каналы распада, такие как распады на $\eta\eta$, $\eta\eta'$ и $\eta'\eta'$ [54]. Ожидалось, в частности, получить данные по образованию в центральной области G(1590)-мезона — кандидата в скалярные глюоболы.

3.4.1. G(1590)-мезон

Первые результаты по рождению системы $\eta\eta$ в центральных $\pi^- p$ -столкновениях при импульсе 300 ГэВ/с [56]:

$$\begin{aligned} \pi^- p &\rightarrow \pi^- M^0 p, \\ &\quad \downarrow \eta\eta \rightarrow 4\gamma, \end{aligned} \quad (37)$$

были получены Сотрудничеством в 1986 г. Ранее реакция (37) не изучалась.

Схема эксперимента NA12/2 представлена на рис. 20. В состав установки помимо спектрометра ГАМС-4000 и адронного калориметра ГДА-240 входит магнитный спектрометр на базе трех магнитов M_{1-3} с интегралом поля 9 Тм и четырех блоков проволочных пропорциональных камер $MWPC_{1-4}$, а также адронный калориметр ГДА-9 для регистрации π^- -мезонов в конечном состоянии реакции (37) и небольшой фотонный спектрометр ГАМС-64, который позволял регистрировать γ -кванты, прошедшие через центральное отверстие ГАМС-4000 (другие детали эксперимента см. в работах [22,55,56]). Основными условиями быстрого триггера были энерговыделения в ГАМС-4000 и ГДА-9 на уровне выше 10 и 100 ГэВ соответственно и отсутствие сигналов в счетчиках охранной системы GS и апертурных счетчиках ГАМС-4000.

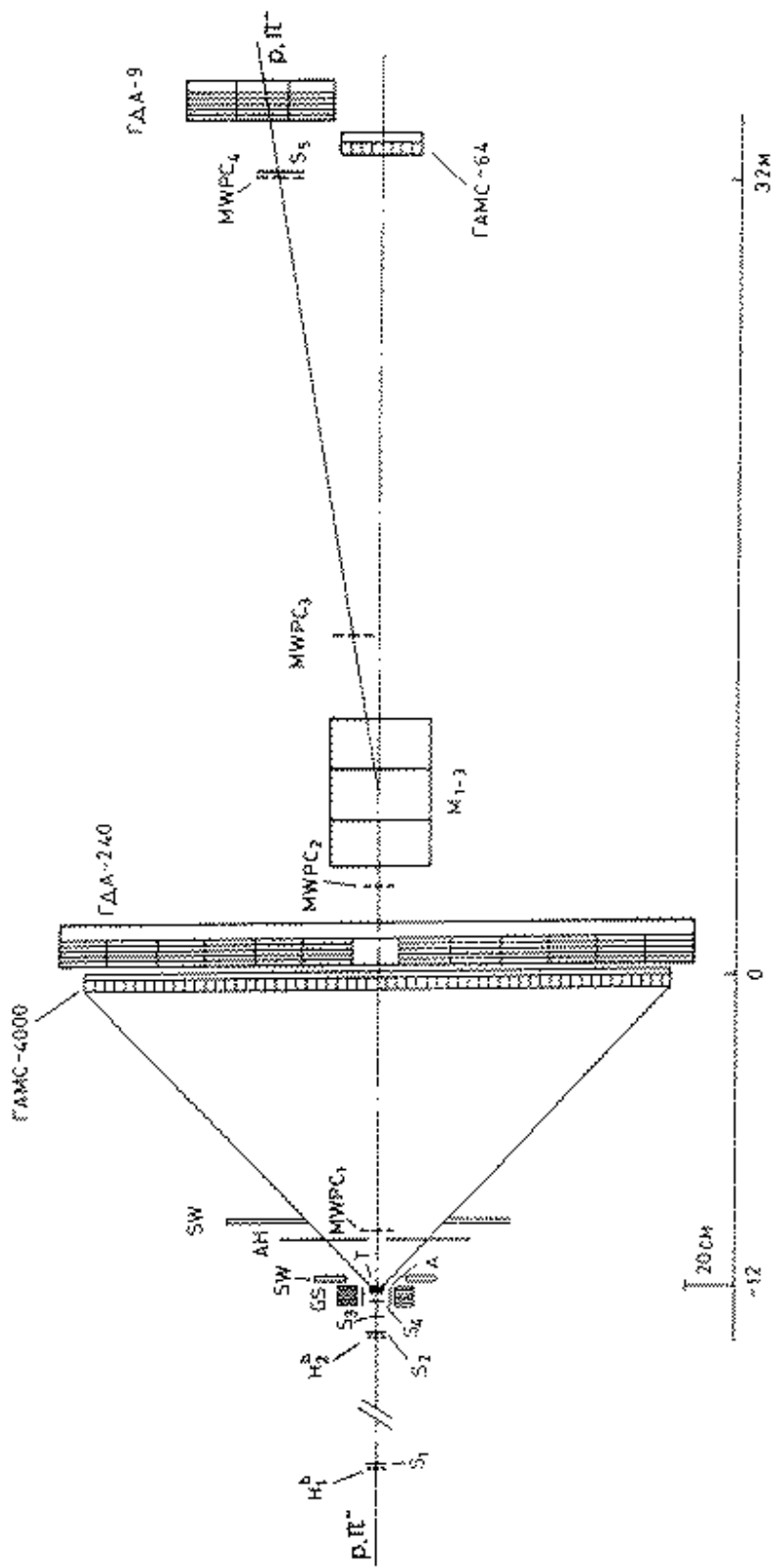


Рис. 20. Схема экспериментальной установки NA12/2 для исследования процессов образования нейтральных мезонов в центральных соударениях.

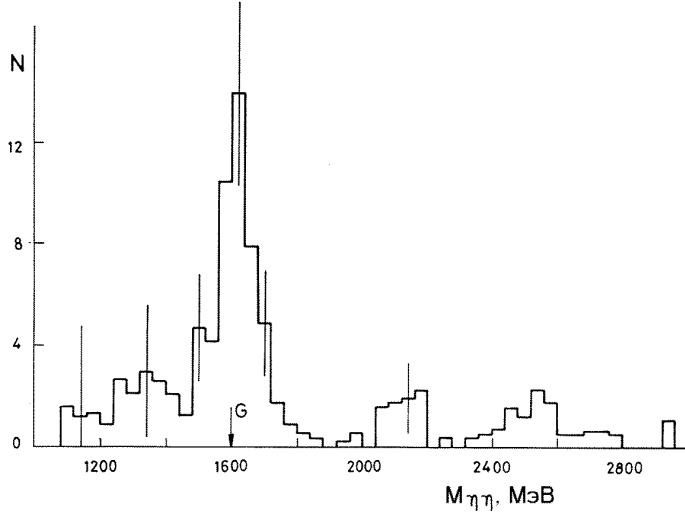


Рис. 21. Спектр инвариантных масс $\eta\eta$ -систем (после вычитания фона) в реакции центральных π^-p -столкновений при импульсе 300 ГэВ/с.

За время экспозиции на пучке через 8 см мишень установки из сцинтиллятора (СН) было пропущено 2×10^{10} пионов. При анализе зарегистрированных событий прежде всего проверялся баланс энергий в начальном и конечном состояниях и отбирались 4γ -события с полной энергией (включая энергии пиона и протона) в пределах от 290 до 310 ГэВ. Основную массу их составляют события с π^0 -мезонами, вклад которых был подавлен введением отбора по массе любой γ -пары: $90 > m_{\gamma\gamma} > 200$ МэВ.

После 2С-фита оставшихся событий (фиксированы массы протона и одного из η -мезонов в реакции) и соответствующей процедуры вычитания фона под η -пиком в спектре $\gamma\gamma$ -масс свободной пары (подробнее см. [56]) в полученном спектре масс $\eta\eta$ -систем (рис. 21) доминирует пик, свидетельствующий об интенсивном образовании мезона с массой и шириной

$$M = (1610 \pm 20) \text{ МэВ}, \quad \Gamma = (170 \pm 40) \text{ МэВ} \quad (38)$$

в реакции (37). Этот пик не может быть объяснен кинематическими отражениями резонансов в $\pi^-\eta$ - и $\pi^-\eta\eta$ -системах, поскольку в спектрах последних отсутствуют какие-либо резонансные структуры.

Изотропное распределение по углу между импульсом η -мезона и переданным π^- -мезону импульсом в системе покоя M^0 (аналог угла Готтфрида-Джексона) указывает на нулевой спин наблюдаемого резонанса. Мода распада на два η -мезона фиксирует его остальные квантовые числа: $I^G J^{PC} = 0^+ 0^{++}$. По совокупности всех характеристик резонанс надежно идентифицируется с $G(1590)$ -мезоном, кандидатом в скалярные глоболы, который ранее наблюдался в зарядовообменных π^-p -процессах в модах распада $\eta\eta$, $\eta\eta'$ и $4\pi^0$ (см. выше). Сечение образования $G(1590)$ -мезона в реакции (37) при импульсе 300 ГэВ/с в интервале $0 < X_F < 0,3$ получено равным

$$\sigma(\pi^-p \rightarrow \pi^-G p) \times BR(G \rightarrow \eta\eta) = (30 \pm 10) \text{ нб}, \quad (39)$$

откуда, используя $BR(G \rightarrow \eta\eta) = 0,12$ [56,57,58], можно получить оценку сечения $\sigma(\pi^-p \rightarrow \pi^-G p) = (0,2 \pm 0,1) \text{ мкб}$.

Сравнение с $f_2(1270)$ -мезоном, который также наблюдается в центральной области π^-p -столкновений в моде распада $\pi^0\pi^0$, показывает, что в центральных соударениях отношение сечений G - и f_2 -мезонов на порядок выше, чем в периферических (зарядовообменные реакции) [57]. Преимущественное рождение $G(1590)$ -мезонов в

центральных соударениях по сравнению с обычными $q\bar{q}$ -мезонами является еще одним важным аргументом в пользу глюонной природы этой частицы.

3.4.2. Наблюдение тензорного мезона $G_2(2180)$

Данные по образованию $G(1590)$ -мезона в центральных π^-p -соударениях (рис. 21) указывают также на некоторую группировку событий (37) по массе $\eta\eta$ -систем в области 2,2 ГэВ. Чтобы детально изучить реакцию (37) в этой области масс набор данных был продолжен, и в сеансах 1987-1988 гг. статистика эксперимента была повышена на порядок величины.

В полученном спектре масс $\eta\eta$ -систем [57] ясно виден пик (рис. 22а), соответствующий образованию резонанса с массой и шириной

$$M = (2175 \pm 20) \text{ МэВ}, \quad \Gamma = (150 \pm 30) \text{ МэВ} \quad (40)$$

в центральных π^-p -столкновениях при импульсе 300 ГэВ/с. Распределение по углу вылета η -мезона в системе покоя резонанса (рис. 22б) хорошо описывается D -волной с небольшим вкладом интерференции S - и D -волн. Совместно с модой распада это позволяет полностью фиксировать квантовые числа наблюдаемого состояния $G_2(2180)$:

$$I^G J^{PC} = 0^+ 2^{++}. \quad (41)$$

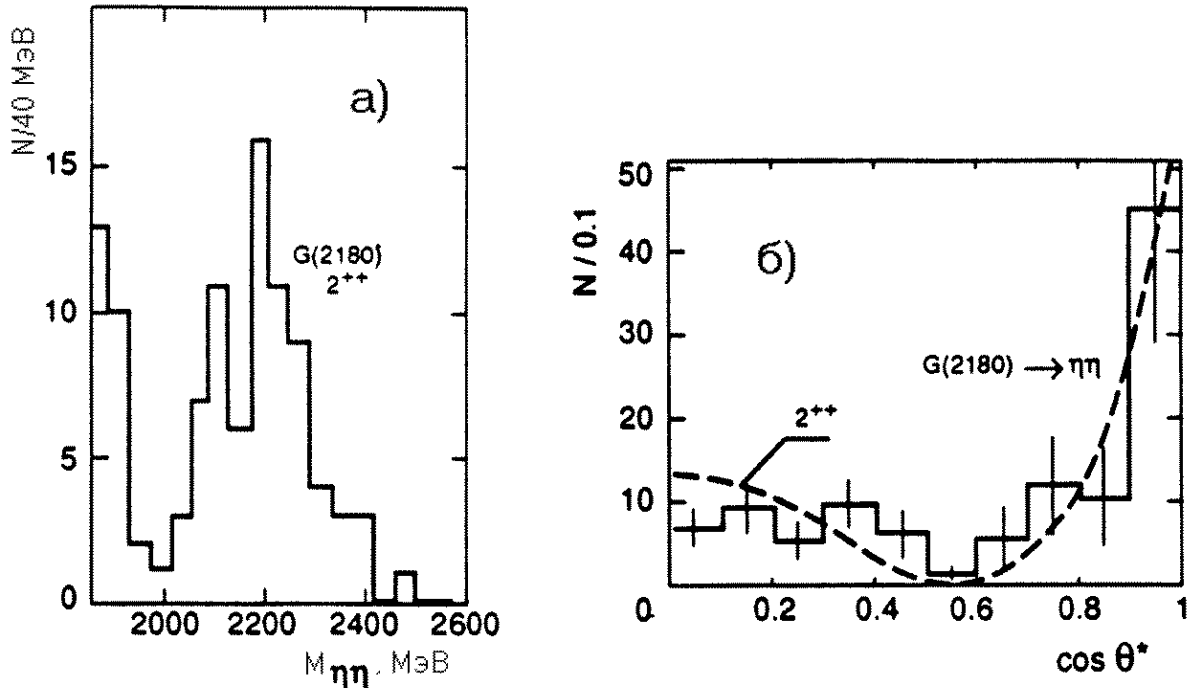


Рис. 22. а) Спектр инвариантных масс $\eta\eta$ -систем в области $G_2(2180)$ -мезона в центральных π^-p -столкновениях; б) угловое распределение продуктов распада в системе покоя $\eta\eta$ -системы для событий из области $G_2(2180)$ -мезона, образующихся в центральных π^-p -столкновениях при импульсе 300 ГэВ/с.

Используя данные, полученные в работе [59], можно дать оценки на относительные вероятности распада $G_2(2180)$ -мезона по каналам $K\bar{K}$ и $\pi\pi$: $BR(G_2 \rightarrow K\bar{K})/BR(G_2 \rightarrow \eta\eta) < 1/10$ и $BR(G_2 \rightarrow \pi\pi)/BR(G_2 \rightarrow \eta\eta) < 1/3$ (см. работу [57]). Эти ограничения вместе с фактом образования $G_2(2180)$ -мезона в центральной области π^-p -столкновений дают веские основания рассматривать его как кандидат в тензорные глюболы. Расчеты на решетках [60] для отношения масс тензорного и скалярного глюболов дают величину $1,5 \pm 0,1$, которая находится в хорошем согласии с экспериментальным отношением масс $1,37 \pm 0,2$ тензорного $G_2(2180)$ и скалярного $G(1590)$ кандидатов в глюболы. Предполагая далее, что $G(1590)$ - и $G_2(2180)$ -мезоны лежат на траектории глюонных состояний с четным спином, легко получить оценку для наклона этой траектории $\alpha' = (0,90 \pm 0,03) (с/ГэВ)^2$.

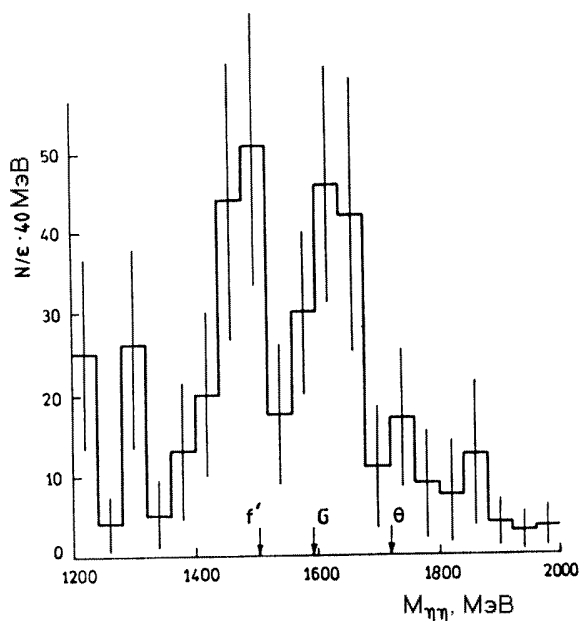


Рис. 23. Поправленный на эффективность регистрации спектр инвариантных масс $\eta\eta$ -систем в области $G(1590)$ -мезона для центральных π^-p -столкновений при импульсе 300 ГэВ/с; стрелками показаны массы $f'/f_2(1525)$ -, $G(1590)$ - и $\Theta/f_2(1720)$ -мезонов.

Новые данные по образованию $\eta\eta$ -систем [61] в центральных π^-p -соударениях также позволили и более детально проанализировать область масс $G(1590)$ -мезона. Наблюдавшийся в первом эксперименте пик (рис. 21) в новом эксперименте расщепился на два статистически значимых пика, соответствующих образованию близких по массе $f_2(1525)$ - и $G(1590)$ -мезонов в реакции (37) (рис. 23). Угловые распределения событий подтверждают наличие более одного резонанса в указанной области масс. Это иллюстрирует рис. 24, где представлены спектры масс $\eta\eta$ -систем как при отборе, существенно усиливающим D -волну по сравнению с S -волной ($\cos\theta^* > 0,7$), так и при отборе, подавляющим D -волну ($\cos\theta^* < 0,7$). Соответственно в первом случае в спектре масс доминирует пик в области $f_2(1525)$ -мезона, а во втором — в области $G(1590)$. Полученные результаты находятся в согласии с данными по центральному рождению $K\bar{K}$ -систем эксперимента WA76 [62], подробнее см. работу [61].

Последующие эксперименты на модифицированной установке NA12/2 по изучению $\eta\eta$ -системы в pp -столкновениях при импульсе 450 ГэВ/с [63] также показали интенсивное образование $G(1590)$ - и $G_2(2180)$ -мезонов в центральной области столкновений² (соответствующий спектр масс $\eta\eta$ -систем приведен на рис. 25а) и подтвердили тензорную природу $G_2(2180)$ -мезона (рис. 25б). Тем самым в незави-

²К сожалению, статистическая обеспеченность этих экспериментов оказалась недостаточной для изучения тонкой структуры $G(1590)$ -пика.

симом эксперименте был подтвержден статус обоих состояний как кандидатов в скалярный и тензорный глюболы [57].

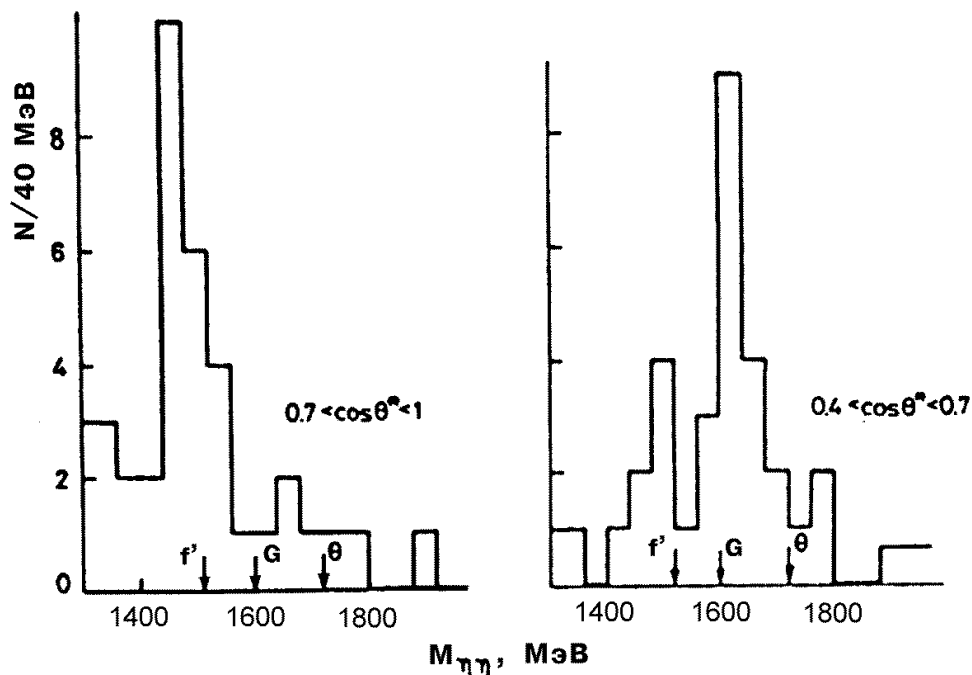


Рис. 24. Спектры инвариантных масс $\eta\eta$ -систем в центральных π^-p -столкновениях при 300 ГэВ/с в области $G(1590)$ -мезона: а) при отборе $0,7 < \cos \theta^* < 1$, усиливающем D -волну по сравнению с S -волной; б) при отборе $0,4 < \cos \theta^* < 0,7$, подавляющем D -волну. Стрелками показаны массы $f'/f_2(1525)$ -, $G(1590)$ - и $\Theta/f_2(1720)$ -мезонов.

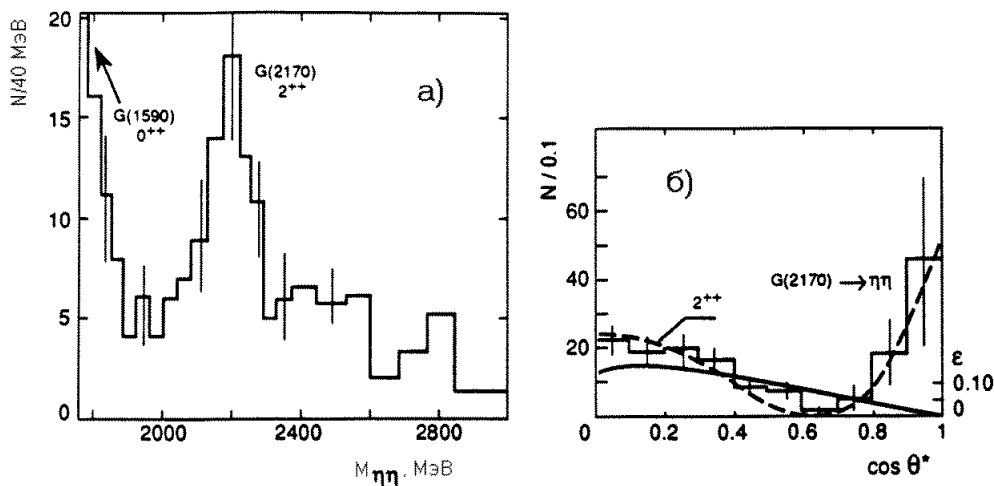


Рис. 25. То же, что и на рисунке 22, но для $\eta\eta$ -систем, образующихся в центральных pp -столкновениях при импульсе 450 ГэВ/с.

3.4.3. Глюобольный фильтр

В настоящее время мезонная спектроскопия в центральных столкновениях адронов интенсивно развивается. Исследования, начатые Сотрудничеством ГАМС в эксперименте NA12/2, получили дальнейшее развитие в рамках эксперимента WA102, который объединил потенциал спектрометров Ω и ГАМС-4000 для изучения экзотических (не $q\bar{q}$) мезонов, образующихся в центральных протон-протонных столкновениях при импульсе 450 ГэВ/с [64]. При этом особое внимание придается изучению резонансных состояний в системах $\eta\eta$, $\eta\eta'$ и $\eta'\eta'$, начало которым положили работы Сотрудничества. Эксперимент находится в стадии набора статистики и экспресс-обработки данных. И уже получен ряд интересных результатов (см., например, [65]).

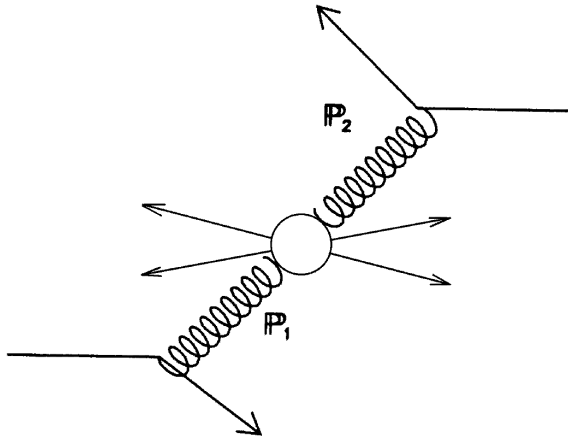


Рис. 26. Диаграмма двойного померонного процесса в центральных pp -столкновениях.

Однако принципиальное значение для спектроскопии глюоболов и состояний с интенсивной глюонной компонентой имеют работы [66,67], где впервые предложена методика выделения процессов двойного померонного обмена из все еще интенсивного при энергиях SPS фона, обусловленного реджион-реджеонными и реджион-померонными процессами. В соответствии с этой методикой данные по центральному рождению резонансов следует анализировать в терминах разницы поперечных импульсов (dP_T) обменных частиц в “быстрой” и “медленной” вершинах диаграммы pp -взаимодействия (рис. 26):

$$dP_T = \sqrt{(P_{y1} - P_{y2})^2 + (P_{z1} - P_{z2})^2}, \quad (42)$$

где P_{yi} и P_{zi} — поперечные компоненты импульса i -той обменной частицы в системе центра масс pp -системы (импульс пучка направлен вдоль оси \vec{X}), подробности см. в работе [67]. При этом отбор событий с малыми значениями dP_T ($dP_T < 0,2$ ГэВ/с) должен существенно подавлять регистрацию обычных $q\bar{q}$ -резонансов; напротив, отбор больших dP_T ($dP_T > 0,5$ ГэВ/с) должен подавлять регистрацию глюонных состояний.

Анализ центрального образования 4π -системы в pp -столкновениях по указанной методике полностью подтвердил статус $G(1590)$ -мезона как кандидата в скалярные глюоболы: при малых dP_T в спектре масс 4π -системы фактически исчезает доминирующий в полном спектре масс пик от распада $f_1(1285) \rightarrow 4\pi$, в то время как пик от распада $G(1590) \rightarrow 4\pi$ теперь становится отчетливо виден (рис. 27).

Применение этой методики, получившей название “глюобольного фильтра”, в экспериментальных исследованиях центрального образования мезонных резонансов еще только начинается, и мы вправе ожидать новых интересных результатов.

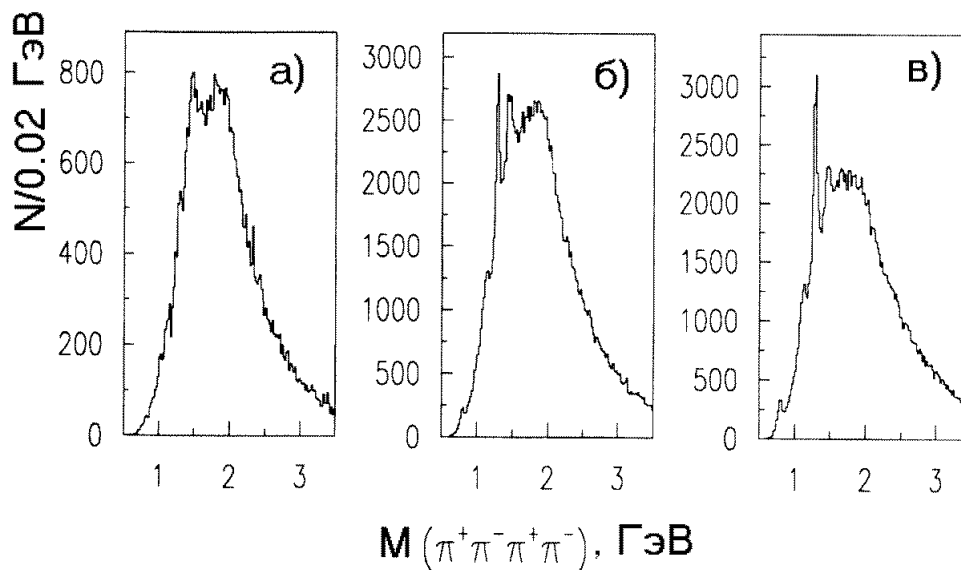


Рис. 27. Спектр масс $2\pi^+2\pi^-$ -систем, образующихся в центральных pp -столкновениях при 450 ГэВ/с: а) $dP_T < 0,2$ ГэВ/с, ясно виден пик в области $G(1590)$ -мезона; б) $0,2 < dP_T < 0,5$ ГэВ/с; в) $dP_T > 0,5$ ГэВ/с.

3.4.4. Будущие исследования

Исследования процессов центрального образования нейтральных частиц, начатые Сотрудничеством ГАМС, являются одним из самых перспективных методов поисков глюболов и мезонных состояний, обогащенных глюболевой компонентой. Эти исследования, для которых нужны достаточно высокие первичные энергии, приняты как одно из важнейших направлений дальнейших работ на ускорителе SPS CERN. Они будут реализовываться как в рамках идущего сейчас эксперимента WA102, о котором уже говорилось выше, так и в новой экспериментальной программе COMPASS, подготовка которой ведется в настоящее время с участием российских физиков. Можно надеяться, что эти опыты существенно расширят наши представления об экзотических состояниях глюбольного типа и будут затем продолжены на новом поколении ускорителей с еще большей энергией [68,69].

4. Избранные вопросы мезонной спектроскопии

Поиски криптоэкзотических мезонных состояний, о некоторых из которых говорилось в предыдущей главе, тесно переплетаются с экспериментами, в которых исследуется систематика обычных мезонов и уточняется структура соответствующих мезонных семейств. Часто без такого уточнения вопрос об интерпретации новых резонансов не может быть однозначно решен, так как экзотические частицы должны быть “лишними” состояниями, не укладывающимися в схемы обычных

мезонных нонетов. Ситуация может еще больше усложниться, например, из-за смешивания обычных мезонов и глюобольных состояний. Систематика адронов также существенно усложняется из-за существования семейств радиально-возбужденных мезонов, имеющих те же квантовые числа, что и основные состояния.

Особое внимание в последние годы привлекают мезоны с высокими спинами — при их изучении можно “прощупать” глюонные силы на больших расстояниях между кварками. Изучение радиально-возбужденных мезонов и мезонных состояний с большими спинами вместе с данными об экзотических состояниях представляет очень большой интерес для исследования динамики адронов и для понимания механизма конфайнмента.

Программа систематических поисков в этом направлении была начата на ускорителе ИФВЭ с изучения двухпионных систем, на которые могут распадаться мезоны с высокими спинами. Эти исследования [70] завершились открытием $h/f_4(2050)$ -мезона — синглетного $q\bar{q}$ -состояния со спином $J = 4$, продолжающего последовательность дипионов с естественной спин-четностью $P = (-1)^J$: $\rho, f, g \dots$. В дальнейшем все эти вопросы детально исследовались в экспериментах на установках ГАМС-2000, ГАМС-4 π и ГАМС-4000 на ускорителях ИФВЭ и ЦЕРН.

4.1. Изучение $\omega\omega$ -системы

Изучение нейтральных мезонов, образующихся в зарядовообменной реакции

$$\begin{aligned} \pi^- p &\rightarrow M^0 n, \\ &\quad \downarrow \\ &\quad \omega\omega \rightarrow 2(\pi^0\gamma) \rightarrow 6\gamma \end{aligned} \quad (43)$$

при импульсе 38 ГэВ/с, было выполнено на спектрометре ГАМС-2000 [71,72]. Для выделения реакции (43) проводился кинематический анализ событий с шестью γ -квантами в конечном состоянии. Каждое событие проверялось на совместимость с кинематикой реакций $\pi^- p \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma\gamma n$ и $\pi^0\eta\gamma\gamma n$ (3С-фит, фиксированы массы нейтрона и двух нейтральных мезонов), $\pi^- p \rightarrow 3\pi^0 n$, $\pi^0\pi^0\eta n$ и $\pi^0\eta\eta n$ (4С-фит, фиксированы массы всех частиц в конечном состоянии). Отбирались события с лучшим значением χ^2 для гипотезы $\pi^0\pi^0\gamma\gamma n$ ($\chi^2 < 11,5$), при этом требовалось, чтобы χ^2 для гипотез $3\pi^0 n$ и $\pi^0\pi^0\eta n$ было больше 25 и 15 соответственно. Окончательное выделение $\omega\omega$ -системы было проведено на основе 4С-фита, при котором фиксировались массы двух π^0 -мезонов, нейтрона отдачи, а также масса одной из $\pi^0\gamma$ -подсистем ($M_{\pi^0\gamma} = M_\omega$). Отбирались все комбинации с $\chi^2 < 9$, они брались с весом, равным обратному числу таких комбинаций в событии.

В спектре масс, полученном после вычитания фона и введения поправки на эффективность регистрации, видны два пика с массами 1640 и 1960 МэВ, соответствующие им резонансы были обозначены как $X(1640)$ и $X(1960)$. Анализ угловых распределений показал, что второй пик является суперпозицией двух состояний.

На рис. 28 приведены спектры масс, построенные для двух отборов по косинусу полярного угла распада $M^0 \rightarrow \omega\omega$ в системе Готтфрида-Джексона. При отборе, благоприятствующем наблюдению состояний с высшими спинами ($\cos \theta_{GJ} > 0,65$),

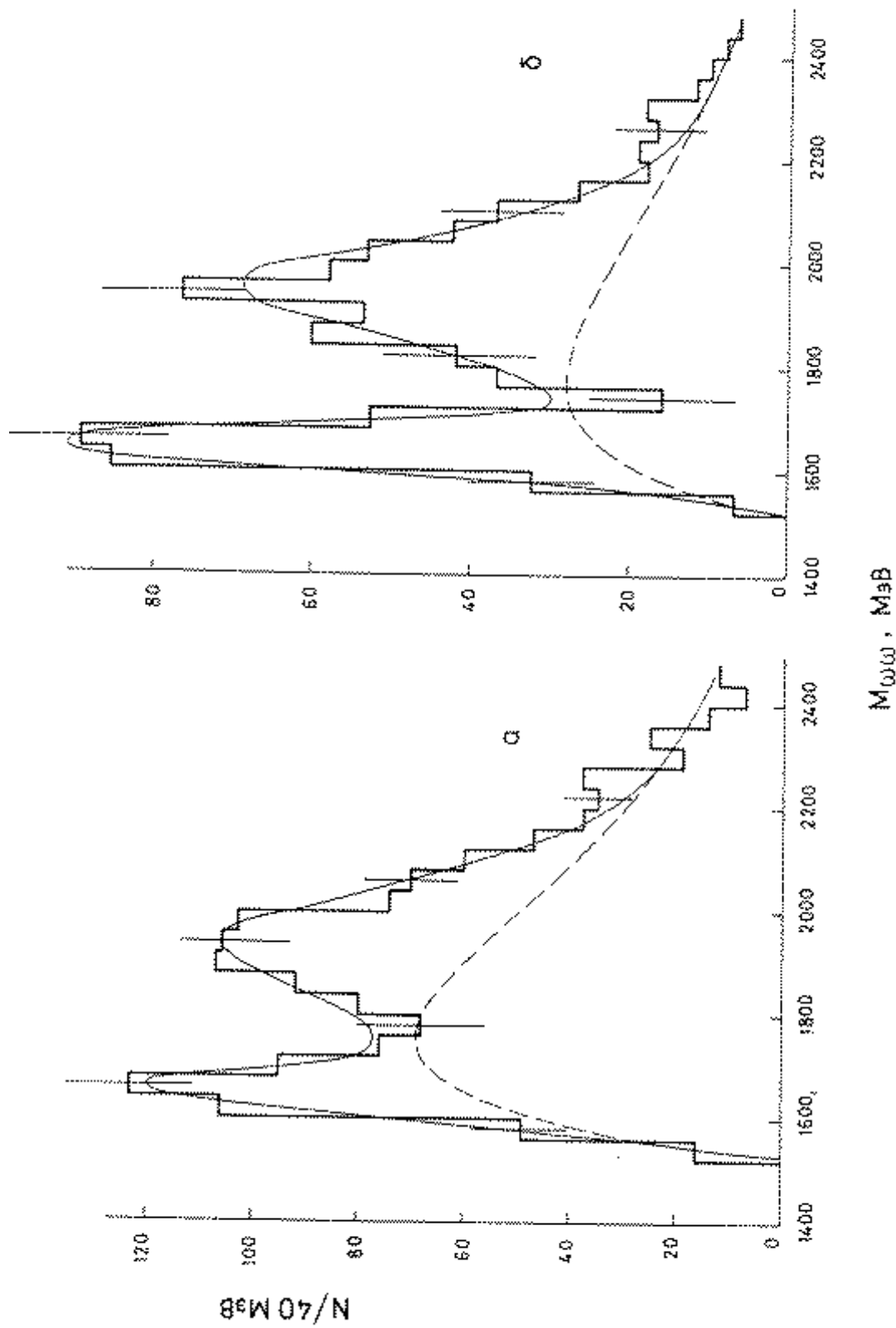


Рис. 28. Спектры инвариантных масс $\omega\omega$ -системы в реакции $\pi^- p \rightarrow \omega\omega n$ при $|t| < 0,4$ ($\text{ГэВ}/c$)²: а) 3С-фиг, б) 4С-фиг. Сплошные кривые — результат описания спектров масс резонансами и континуумом, последний, $(M - 2m_{\omega}) \exp(-\nu M)$, показан штриховыми линиями.

четко выделяется пик с массой около 2 ГэВ, который отождествляется с $f_4(2050)$ -мезоном. При противоположном отборе ($\cos \theta_{GJ} < 0, 5$) доминирует узкое состояние $X(1920)$.

Массы, ширины и сечения образования $\omega\omega$ -резонансов, определенные на основании фита спектров масс, приведенных на рис. 28, тремя резонансами и континуумом, получены равными

$$\begin{aligned} X(1640) : \quad M &= (1635 \pm 7) \text{ МэВ}, \quad \Gamma < 70 \text{ МэВ}, \\ \sigma(\pi^- p \rightarrow Xn) \times \text{BR}(X \rightarrow \omega\omega) &= (0, 65 \pm 0, 15) \text{ мкб}; \end{aligned} \quad (44)$$

$$\begin{aligned} X(1920) : \quad M &= 1924 \pm 14 \text{ МэВ}, \quad \Gamma = (91 \pm 50) \text{ МэВ}, \\ \sigma(\pi^- p \rightarrow Xn) \times \text{BR}(X \rightarrow \omega\omega) &= (0, 65 \pm 0, 24) \text{ мкб}; \end{aligned} \quad (45)$$

$$\begin{aligned} f_4(2050) : \quad M &= 2060 \pm 20 \text{ МэВ}, \quad \Gamma = (170 \pm 60) \text{ МэВ}, \\ \sigma(\pi^- p \rightarrow f_4n) \times \text{BR}(f_4 \rightarrow \omega\omega) &= (1, 1 \pm 0, 4) \text{ мкб}. \end{aligned} \quad (46)$$

Верхняя граница ширины $X(1640)$ -резонанса указана на 90%-ом уровне достоверности. t -зависимости сечений образования каждого из трех резонансов имеют вид $|t|e^{bt}/(m_\pi^2 - t)^2$, характерный для однопионного обмена (ОРЕ).

Для определения квантовых чисел $X(1640)$ - и $X(1920)$ -мезонов был проведен анализ угловых распределений распадов этих резонансов с использованием формализма спиральных амплитуд. В качестве угловых переменных выбраны угол между плоскостями распадов ω -мезонов в системе покоя M^o , угол вылета γ -кванта в системе покоя одного из ω -мезонов относительно направления, противоположного импульсу другого ω -мезона, и угол Готтфрида-Джексона.

Измеренные угловые распределения для интервала масс $1560 \div 1720$ МэВ, соответствующего $X(1640)$ -резонансу, одинаково хорошо описываются гипотезами $J^{PC} = 0^{++}$ и 2^{++} . Модель ОРЕ и $SU(3)$ -симметрия позволяют связать сечение образования со спином, массой и шириной частицы, что дает возможность фиксировать квантовые числа $X(1640)$ -резонанса: $J^{PC} = 2^{++}$, $I^G = 0^+$ (изоспин и G -четность определяются модой распада).

Угловые распределения распада $X(1920)$ -резонанса, построенные для интервала масс $1790 \div 1920$ МэВ (вклад в эту область масс от соседнего $f_4(2050)$ -мезона составляет менее 5%), также не позволяют различить гипотезы $J^{PC} = 0^{++}$ и 2^{++} . В рамках ОРЕ и $SU(3)$ спин $X(1920)$ -резонанса получается равным двум, изоспин и G -четность такие же, как у $X(1640)$ -мезона.

Угловые распределения, построенные для интервала масс $1960 \div 2200$ МэВ (вклад от $X(1920)$ -резонанса составляет 10%), подтверждают известное значение спина $f_4(2050)$ -мезона $J = 4$.

Используя найденное значение сечения образования $f_4(2050)$ -мезона в реакции (43), нормируясь на измеренное на этой же установке сечение $\sigma(\pi^- p \rightarrow f_4(2050)n) \times \text{BR}(f_4(2050) \rightarrow \pi^o\pi^o)$ и принимая во внимание значение $\text{BR}(f_4(2050) \rightarrow \pi^o\pi^o)$, можно определить вероятность распада:

$$\text{BR}(f_4(2050) \rightarrow \omega\omega) = 0, 26 \pm 0, 06. \quad (47)$$

Существование $X(1640)$ - и $X(1920)$ -мезонов было подтверждено при ПВА реакций $\pi^- p \rightarrow \omega \omega n$ и $\pi^- p \rightarrow \rho^0 \rho^0 n$ на установке ВЕС [73]. Состояние $X(1640)$ наблюдалось также в реакции аннигиляции $\bar{p} p \rightarrow \omega \omega \pi^0$ на установке Crystal Barrel [74]. Природа этих резонансов остается неясной. Более легкое состояние, возможно, является ω -молекулой, а второе может быть радиальным возбуждением $f_2(1270)$ -мезона.

4.2. Изучение $\omega\pi^0$ -системы

Изучение $\omega\pi^0$ -системы, образующейся в зарядовообменной реакции

$$\begin{aligned} \pi^- p &\rightarrow M^0 n, \\ &\quad \downarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma \rightarrow 5\gamma, \end{aligned} \quad (48)$$

открывает возможность для исследования изовекторных $q\bar{q}$ -мезонов и поиска экзотических состояний, не содержащих странных кварков.

Сотрудничеством ГАМС проведены исследования реакции (48) при импульсах π^- -мезонов 38 и 100 ГэВ/с на многофотонных спектрометрах ГАМС-2000 и ГАМС-4000 [75,76]. В измерениях на пучке с импульсом 38 ГэВ/с было зарегистрировано около 10^5 $\omega\pi^0$ -событий, на порядок больше, чем при импульсе 100 ГэВ/с.

Для выделения $\omega\pi^0$ -системы был введен ряд отборов. Отбрасывались события, в которых эффективные массы более чем двух парных комбинаций γ -квантов попадали в интервал, отведенный для π^0 -мезона. Из дальнейшего анализа также были исключены события, для которых обе возможные $\pi^0\gamma$ -комбинации имели массы, близкие к ω -мезону. При импульсе 100 ГэВ/с эти два отбора, уменьшающие комбинаторный фон, заменены С-фитом с выбором наиболее вероятного из нескольких возможных каналов ($\pi^0\pi^0\gamma$, $\eta\pi^0\gamma$, $\eta\eta\gamma$ и др.). Был также введен порог на энергию свободного γ -кванта в распаде $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ ($E_\gamma > 2 \div 3$ ГэВ).

Спектр масс $\omega\pi^0$ -системы при импульсе 100 ГэВ/с был получен с использованием процедуры вычитания подложки под ω -пиком в каждом массовом интервале. Поправка на эффективность регистрации не вводилась. При импульсе 38 ГэВ/с был проведен 4С-фит (фиксированы массы нейтрона, двух π^0 -мезонов и ω -мезона) и учтена эффективность установки ГАМС-2000. Спектры масс при обоих значениях импульса содержат три структуры (рис. 29): $b_1^0(1235)$ -мезон, $\rho_3^0(1690)$ -мезон и пик в районе 2,2 ГэВ (в дальнейшем — $X(2200)$ -мезон), который более отчетливо проявляется в области малых передач импульса. Параметры $X(2200)$ -мезона, определенные по данным 38 и 100 ГэВ/с, равны

$$M = (2200 \pm 20) \text{ МэВ}, \quad \Gamma = (260 \pm 50) \text{ МэВ}. \quad (49)$$

t -распределение для $X(2200)$ -мезона имеет характерное для ОРЕ экспоненциальное падение с наклоном $b = (7,2 \pm 0,8) (\text{ГэВ/с})^{-2}$. Доминирующая роль ОРЕ в механизме образования $X(2200)$ -резонанса подтверждается также изотропным распределением по углу Треймана-Янга и угловыми распределениями в системе спиральности ω -мезона. В случае ОРЕ квантовые числа $X(2200)$ -мезона ограничены рядом $J^{PC} = 1^{--}, 3^{--}, \dots, I^G = 1^+$. Анализ угловых распределений позволяет

отдать предпочтение гипотезе $J^{PC} = 1^{--}$. Это подтверждает также и спектр масс $\omega\pi^0$ -событий в интервале $0,3 < |\cos\theta_{GJ}| < 0,6$, в котором вклад 3^{--} -волны подавлен. При таком отборе $X(2200)$ -пик заметно возрастает по отношению к ρ_3 -мезону и континууму. Измеренные угловые распределения не исключают небольшого вклада 5^{--} -волны в $X(2200)$ -пик на уровне $< 1/4$ от 1^{--} -волны. 5^{--} -волна в области масс $2,2 \div 2,5$ ГэВ может быть обусловлена $\rho_3^0(2350)$ -мезоном.

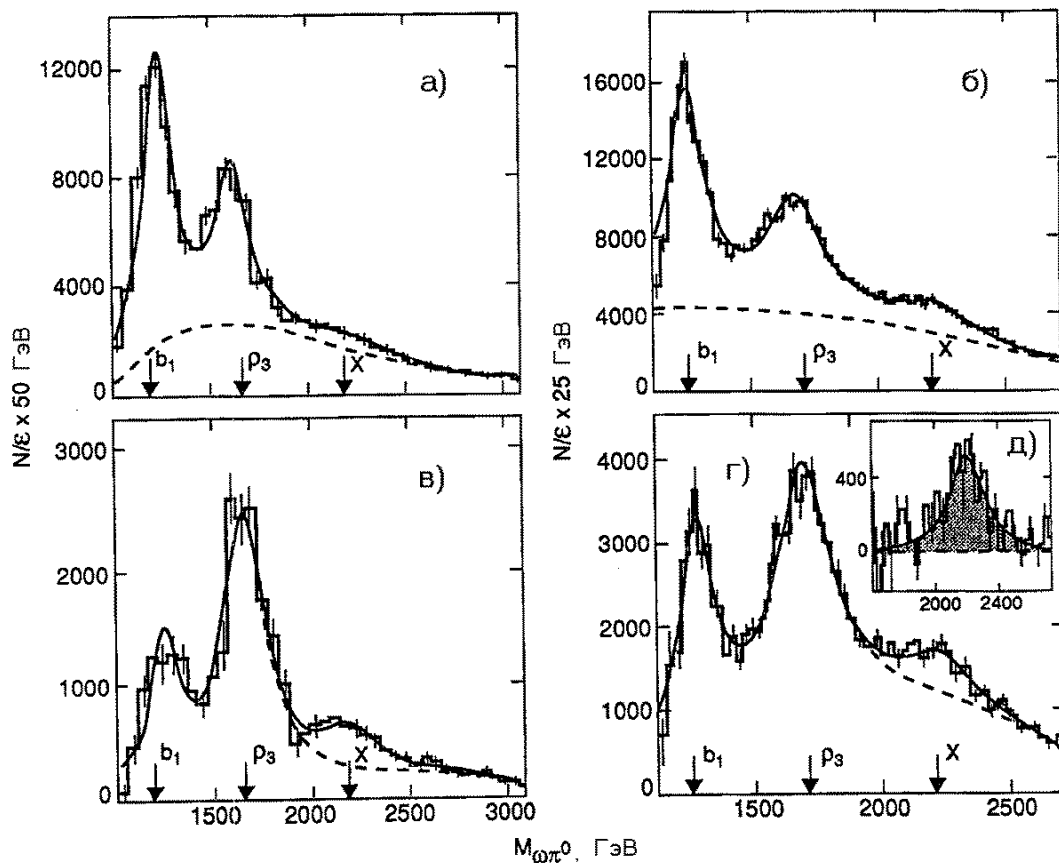


Рис. 29. Спектры масс $\omega\pi^0$ -системы, поправленные на эффективность регистрации. а) 100 ГэВ/с, все события; б) 38 ГэВ/с, все события; в) 100 ГэВ/с, $|t| < 0,04$ (ГэВ/с)²; г) 38 ГэВ/с, $|t| < 0,05$ (ГэВ/с)². Кривые — суммы полиномиального фона и трех брейт-вигнеровых функций, соответствующих b_1 - и ρ_3 -мезонам с табличными параметрами и $X(2200)$ -мезону с измеренными параметрами. д) Область больших масс после вычитания фона и вклада ρ_3 -мезона.

Дальнейшее изучение структур, наблюдаемых в спектре масс $\omega\pi^0$ -системы, было проведено на основе ПВА, в котором учитывались волны с квантовыми числами $J^{PC} = 1^{--}$, 3^{--} и 5^{--} . Для ПВА использовались данные, полученные при импульсе 38 ГэВ/с. Для усиления вклада ОРЕ были отобраны события с $M_{\omega\pi^0} > 1,4$ ГэВ и $|t| < 0,1$ (ГэВ/с)². ПВА выполнялся независимо в каждом массовом интервале $\omega\pi^0$ -системы. В рассматриваемой модели ПВА в каждом интервале существуют два нетривиальных решения для амплитуд 1^{--} - и 3^{--} -волн, амплитуда высшей волны 5^{--} определяется однозначно.

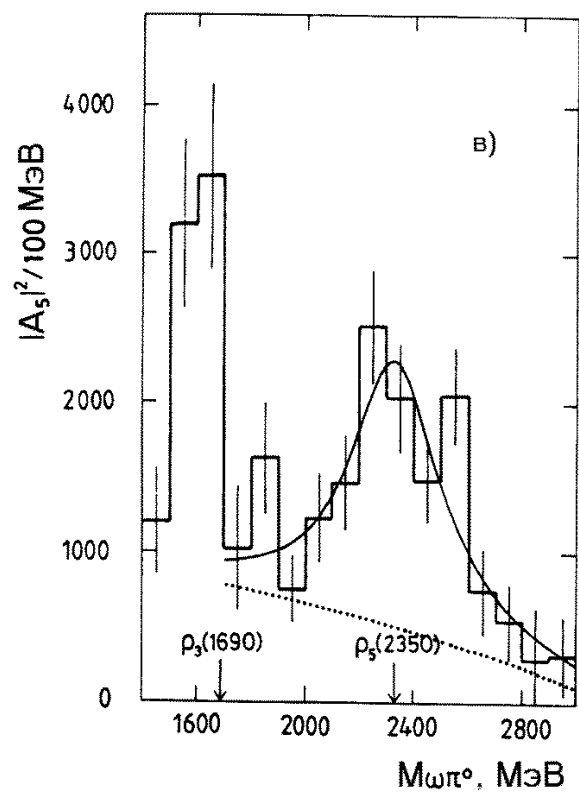
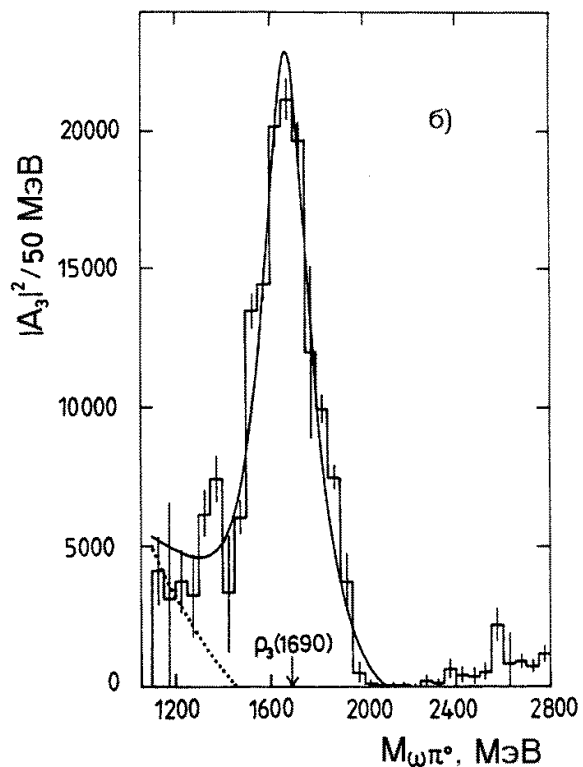
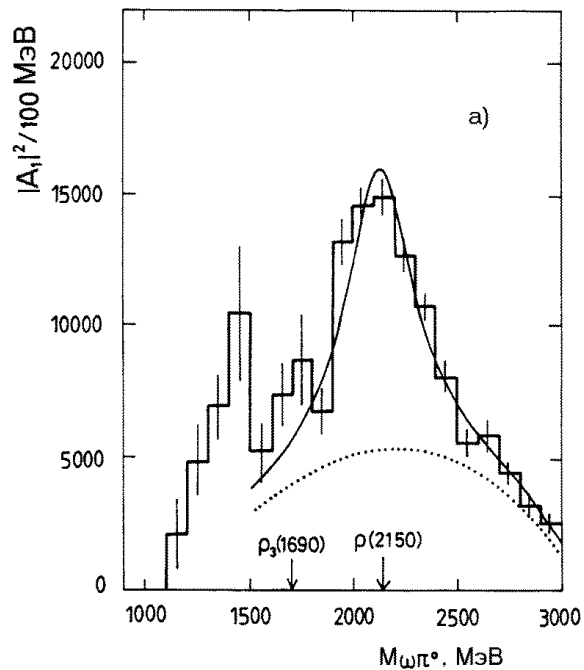


Рис. 30. Квадраты модулей амплитуд, полученные при ПВА реакции $\pi^- p \rightarrow \omega \pi^0 n$: а) 1^{--} , б) 3^{--} и в) 5^{--} -волны. Сплошные кривые — результат описания спектров амплитуд резонансами и континуумом, последний показан пунктирной линией.

Рис. 31. Сравнение экспериментальных данных с теоретическими моделями. Черные кружки соответствуют экспериментальным точкам, белые кружки — предсказания модели Годфрея-Изгура. Прямые показывают предсказания формулы Венециано.

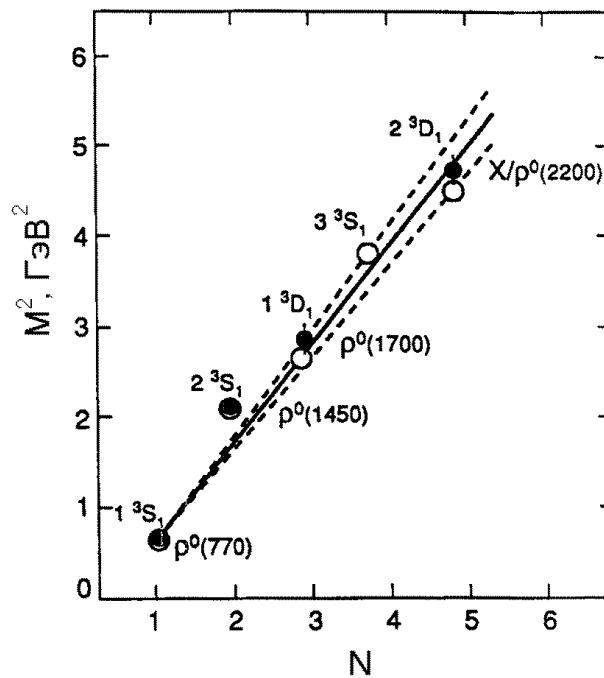
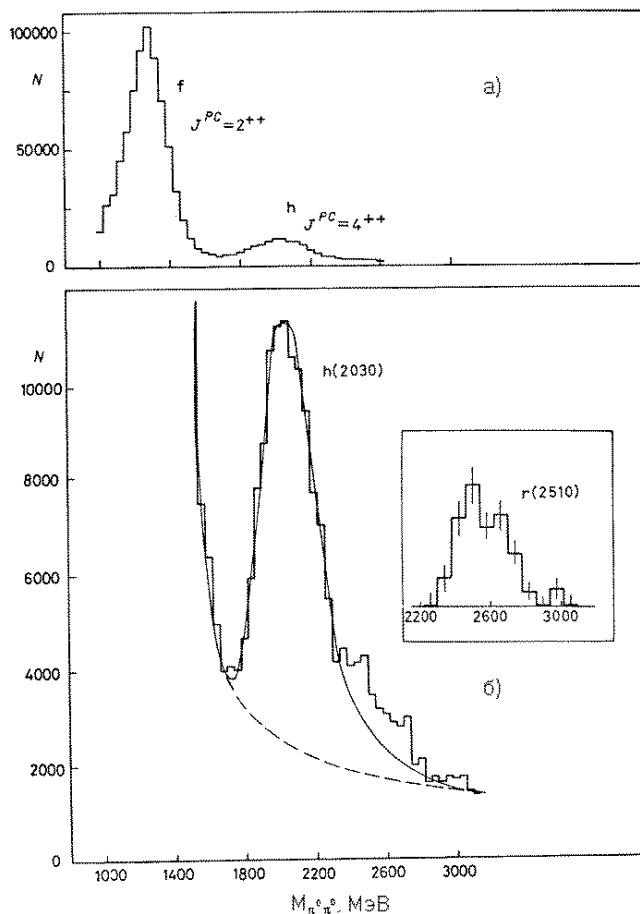


Рис. 32. Спектры масс $\pi^0\pi^0$ -системы, образующейся в реакции $\pi^-p \rightarrow \pi^0\pi^0n$, при $|\cos\theta_{GJ}| > 0,5$. Кривые на этом и следующем рисунках — результат фита брейт-вигнеровыми резонансами с динамическими ширинами. На вставке показан избыток событий относительно кривых, описывающих вклады $f_2(1270)$ - и $f_4(2050)$ -мезонов.



На рис. 32 приведен спектр масс $\pi^0\pi^0$ -системы (полученный после кинематического анализа и поправленный на эффективность) в области $|\cos\theta_{GJ}| > 0,5$, соответствующей асимметричным распадам M^0 , в которых состояния с высокими спинами проявляются более отчетливо. В спектре масс хорошо видны два пика, соответствующих $f_2(1270)$ - и $f_4(2050)$ -мезонам. Справа от $f_4(2050)$ -пика, в районе 2,5 ГэВ, наблюдается еще одна статистически значимая структура.

Чтобы понять природу наблюдаемой структуры и выяснить, не является ли она резонансом со спином 6, следующим за $f_4(2050)$ -мезоном, был проведен анализ угловых распределений реакции (53) в системе Готтфрида-Джексона. Для усиления вклада ОРЕ отбирались события с $|t| < 0,2$ (ГэВ/с)², которые составляют 90% всех событий исследуемой реакции. Угловые распределения распадов резонансов с высокими спинами характеризуются несколькими максимумами и минимумами как функции $\cos\theta_{GJ}$, что позволяет существенно усилить вклад того или иного резонанса, выбирая подходящий $\cos\theta_{GJ}$ -интервал.

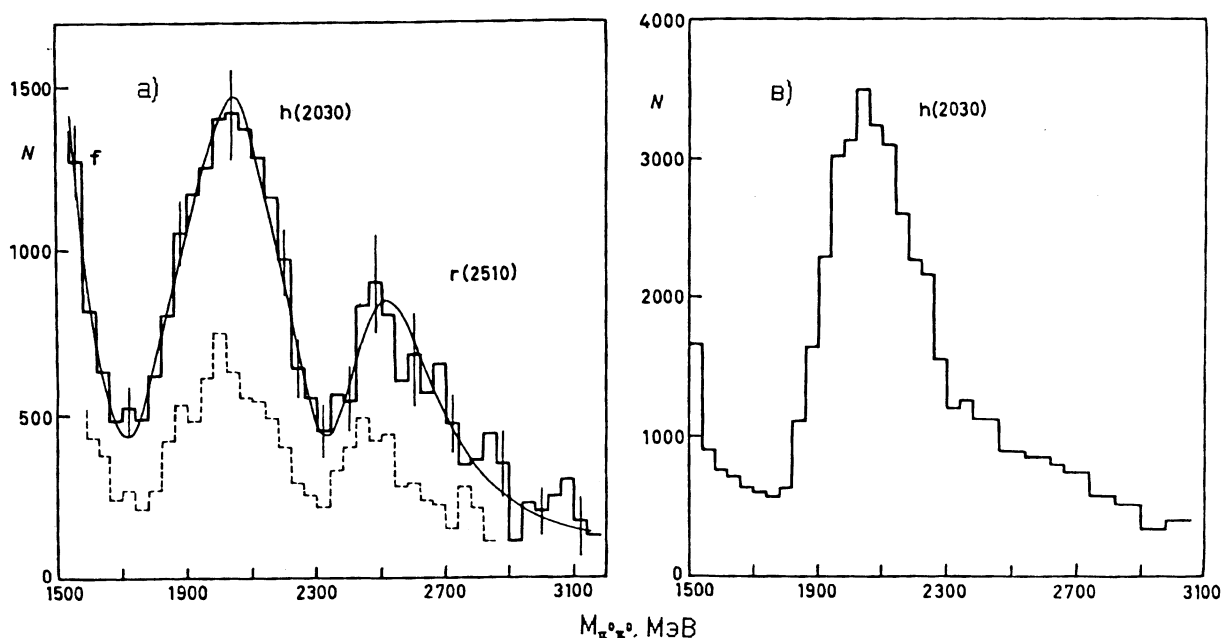


Рис. 33. Спектр масс $\pi^0\pi^0$ -системы: а) отбор событий из интервала $0,75 < |\cos\theta_{GJ}| < 0,8$, благоприятного для наблюдения состояний со спином $J = 6$. Штриховая гистограмма, показывающая спектр, соответствующий половине интервала ($0,775 < |\cos\theta_{GJ}| < 0,8$), иллюстрирует статистическую значимость результатов. б) Спектр масс $\pi^0\pi^0$ для интервала $0,625 < |\cos\theta_{GJ}| < 0,7$, в котором вклад парциальной волны, соответствующей спину $J = 6$, подавлен.

В интервале $0,75 < |\cos\theta_{GJ}| < 0,8$ квадрат полинома Лежандра $[P_6(\cos\theta_{GJ})]^2$, описывающий угловое распределение для мезона со спином 6, достигает максимума, тогда как функция $[P_4(\cos\theta_{GJ})]^2$ близка к нулю и вклад от $f_4(2050)$ -мезона сравнительно невелик. В массовом спектре, соответствующем этому интервалу (рис. 33),

выше $f_4(2050)$ -мезона виден пик, совпадающий по массе со структурой на рис. 32, но гораздо более отчетливый, так как фон от соседнего $f_4(2050)$ -мезона подавлен. В интервале $0,625 < |\cos \theta_{GJ}| < 0,7$, где $[P_6(\cos \theta_{GJ})]^2 \approx 0$, а функция $[P_4(\cos \theta_{GJ})]^2$ достигает максимального значения, сигнал от состояний со спином 6 сильно подавлен. Массовый спектр $\pi^0\pi^0$ -событий из этого интервала не обнаруживает резонансных структур выше $f_4(2050)$ -пика (рис.33).

Таким образом, для описания измеренных массового и угловых распределений, наряду с известными $f_2(1270)$ - и $f_4(2050)$ -мезонами, необходимо введение нового резонанса, $r/f_6(2510)$, спин которого равен 6.

Этот вывод подтверждается также парциально-волновым анализом, выполненным в рамках модели ОРЕ с учетом S -, D_o -, G_o - и J_o -волн, соответствующих значениям спина $\pi^0\pi^0$ -системы 0, 2, 4 и 6 (z -проекция спина $m = 0$). Квадрат модуля G_o -амплитуды хорошо описывается резонансом со спином 4, масса (2020 ± 20) МэВ и ширина (240 ± 40) МэВ которого согласуются с табличными параметрами $f_4(2050)$ -мезона. В J_o -волне виден четкий $f_6(2510)$ -пик, масса и ширина которого получены равными

$$M = (2510 \pm 30) \text{ МэВ}, \quad \Gamma = (240 \pm 60) \text{ МэВ}. \quad (54)$$

Квантовые числа нового резонанса $J^{PC} = 6^{++}$, G -четность положительная. Наблюдаемая мода распада разрешает два значения изоспина $I = 0$ и 2. Вторая возможность соответствует экзотическим мезонам, которые могут иметь заряд 2. Такие состояния до сих пор не обнаружены. Таким образом, $f_6(2510)$ -мезон следует рассматривать как изоскалярный член SU_3 нонета со спином $J = 6$. В пользу этого свидетельствует и то, что $f_6(2510)$ -мезон продолжает на диаграмме Чу-Фраучи последовательность синглетных мезонов $f_2(1270)$, $f_4(2050)$, ... , входящих в четные по спину нонеты ($J = 2, 4, \dots$). Обращает на себя внимание, что с большой точностью выполняется линейная зависимость спина от квадрата массы мезона $J = aM^2 + b$ (см. рис. 34), отражающая особенности взаимодействия кварков через глюоны на большом расстоянии.

Сечение образования $f_6(2510)$ -мезона в реакции (53), нормированное на сечение $f_2(1270)$ -мезона, получено равным

$$\sigma(\pi^- p \rightarrow f_6(2510)n) \times \text{BR}(f_6(2510) \rightarrow \pi^0\pi^0) = (50 \pm 16) \text{ нб}, \quad (55)$$

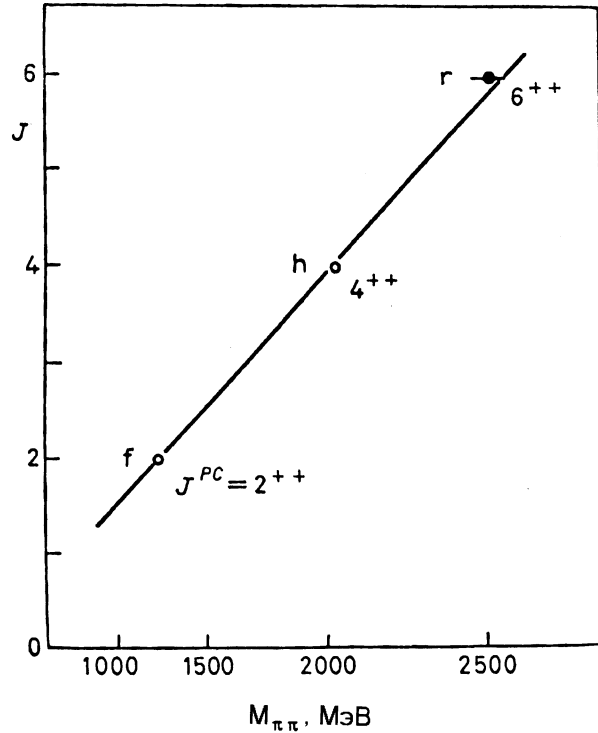


Рис. 34. Спины и массы синглетных мезонов на диаграмме Чу-Фраучи. Прямая — зависимость $J = aM^2 + b$.

что позволяет оценить вероятность распада $f_6(2510)$ -мезона на два пиона в рамках модели OPE: $\text{BR}(f_6(2510) \rightarrow \pi\pi) = (6 \pm 1)\%$.

Сравнение выходов f_2 -, f_4 - и f_6 -мезонов в реакции (53) показывает, что сечение образования мезонов $\sigma \times \text{BR}$ экспоненциально падает с ростом спина

$$\sigma(\pi^- p \rightarrow M^0 n) \times \text{BR}(M^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0) \sim e^{-0,9J}, \quad (56)$$

что согласуется с теоретическими оценками.

4.3.2. Исследование S -волны в $\pi^0\pi^0$ -системе

В последние годы возрос интерес к изучению S -волновой амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния в связи с проблемой классификации скалярных мезонов и поиска состояний, содержащих большую глюонную компоненту. Выделение S -волны при больших массах невозможно без прецизионного парциально-волнового анализа, поскольку вклад этой волны “маскируется” резонансами с высшими спинами, которые доминируют в спектре $\pi^0\pi^0$ -масс в реакции (53) при $M_{\pi\pi} \gtrsim 1$ ГэВ. Значительно продвинутся в понимании структуры S -волны позволили работы сотрудничества ГАМС [78]-[83], в которых было проведено детальное исследование $\pi^0\pi^0$ -системы, образующейся в зарядовообменной реакции (53) при импульсах пионов 38 и 100 ГэВ/с в широком диапазоне $\pi^0\pi^0$ -масс, от порога до 3 ГэВ.

Для выделения $\pi^0\pi^0$ -системы отбирались 4γ -события. При этом был введен ряд отборов, позволяющих существенно подавить аппаратный и физический фон без существенной потери эффективности регистрации. Окончательное выделение событий реакции (53) проводилось на основе ЗС-фита (фиксированы массы нейтрона и двух мезонов в конечном состоянии), кинематика каждого события проверялась на совместимость с гипотезами $\pi^0\pi^0$, $\eta\pi^0$, $\eta\eta$, $\eta'\pi^0$ и $\eta'\eta$. Отбирались события с лучшим значением χ^2 для канала $\pi^0\pi^0$ ($\chi^2 < 8,3$). Всего после кинематического анализа отобрано около 1,5 млн. $\pi^0\pi^0$ -событий при импульсе 38 ГэВ/с и 640 тыс. $\pi^0\pi^0$ -событий при импульсе 100 ГэВ/с.

В спектре масс $\pi^0\pi^0$ -событий доминирует $f_2(1270)$ -мезон (рис. 35), выше которого в области малых $|t|$ как при импульсе 38 ГэВ/с, так и при 100 ГэВ/с видны два пика с массами около 1,7 и 2 ГэВ, последний из которых идентифицируется с $f_4(2050)$ -мезоном. В данных при 100 ГэВ/с в области 2,4 ГэВ видно небольшое плечо, которое может быть связано с $f_6(2510)$ -мезоном. В пользу этого свидетельствует спектр $\pi^0\pi^0$ -масс, построенный для интервала $0,75 < |\cos \theta_{GJ}| < 0,85$, в котором вклад спина 6 усилен. При таком отборе виден четкий пик с массой несколько больше 2,4 ГэВ. В области малых масс при малых передачах импульса наблюдается провал около 1 ГэВ, который отождествляется с $f_0(980)$ -мезоном. С переходом к большим $|t|$ на месте провала возникает плечо. При измерениях с лучшим разрешением по массе в районе 1 ГэВ виден узкий пик (рис. 36).

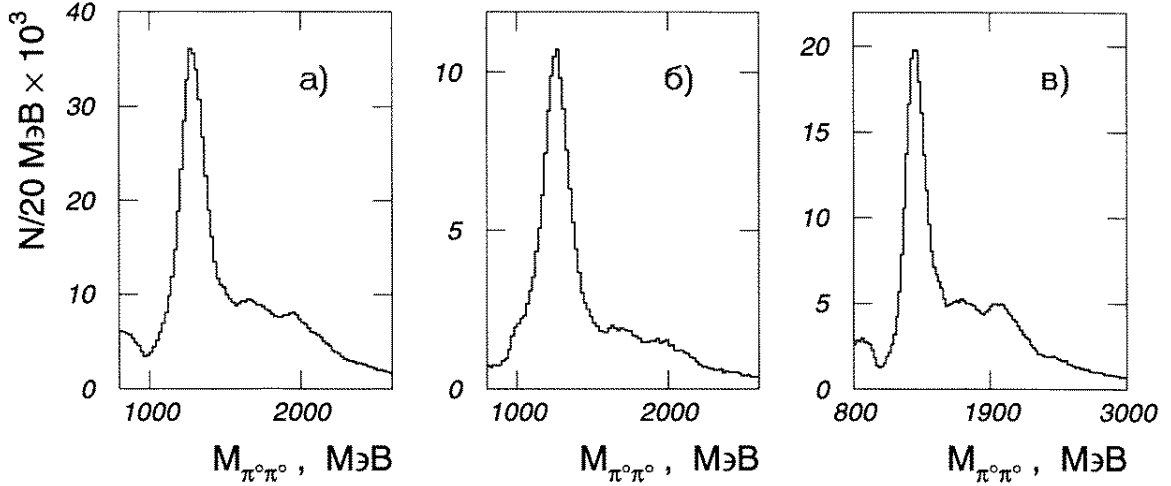


Рис. 35. Спектр масс $\pi^0\pi^0$ -системы: а) 38 ГэВ/с, $|t| < 0,2$ (ГэВ/с)²; б) 38 ГэВ/с, $|t| > 0,2$ (ГэВ/с)²; в) 100 ГэВ/с, $|t| < 0,2$ (ГэВ/с)².

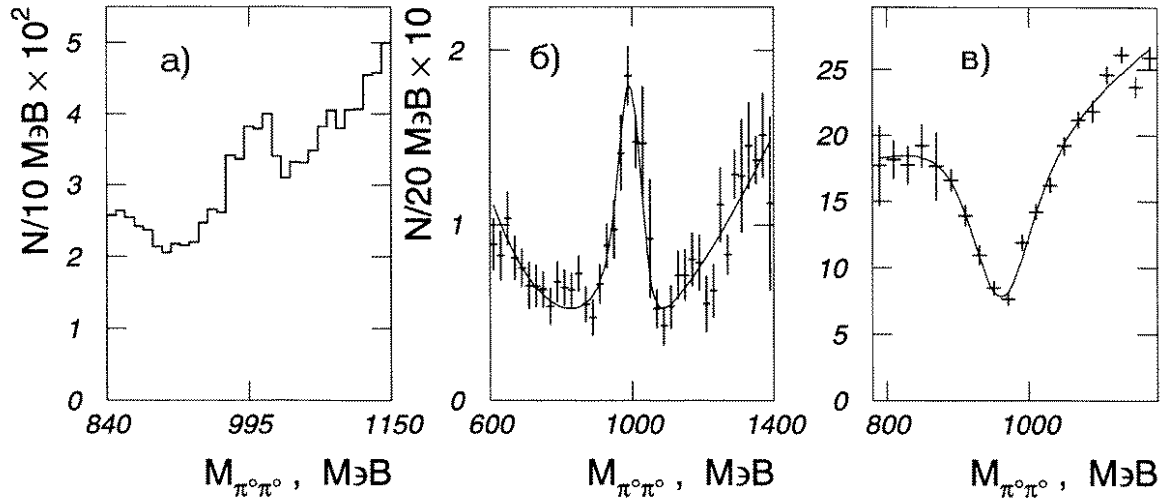


Рис. 36. а) Спектр масс $\pi^0\pi^0$ -системы при 38 ГэВ/с, $|t| > 0,2$ (ГэВ/с)², данные сеанса с высоким разрешением по массе; б) — квадрат модуля амплитуды S -волны при $|t| > 0,2$ (ГэВ/с)²; в) — то же, но при $|t| < 0,2$ (ГэВ/с)². Сплошные кривые — результаты фита когерентными суммами брейт-вигнеровых кривых и полиномиального фона.

ПВА реакции (53) был выполнен независимо в каждом интервале $\pi^0\pi^0$ -масс с учетом S -, D -, G - и J -волн, соответствующих z -проекциям спина $|m| = 0$ и 1 (J -волны включались только при анализе данных 100 ГэВ/с в области масс выше 1,8 ГэВ). При ПВА в терминах амплитуд в каждом массовом интервале существуют несколько нетривиальных решений (2 в случае S - и D -волн, 8 — в случае S -, D - и G -волн, 32 — в случае S -, D -, G - и J -волн). Использование дополнительных физических предположений позволяет существенно сократить число решений и в некоторых случаях выделить единственное физическое решение.

На рис. 36 показаны квадраты модулей амплитуд S -волны для физического решения при малых и больших $|t|$ в районе 1 ГэВ. При $|t| < 0,2$ (ГэВ/с)² $f_o(980)$ -мезон наблюдается как провал в S -волне, а при $|t| > 0,3$ (ГэВ/с)² на месте провала возникает пик. Параметры и сечение образования $f_o(980)$ -мезона были определены на основании фита квадрата модуля S -амплитуды в разных t -интервалах когерентными суммами брейт-вигнеровых кривых и полиномиального фона, с учетом аппаратурного разрешения спектрометра. При малых $|t|$ масса и ширина $f_o(980)$ -мезона равны (960 ± 10) МэВ и (95 ± 20) МэВ соответственно. Пик в области больших $|t|$ имеет следующие параметры:

$$M = (997 \pm 5) \text{ МэВ}, \quad \Gamma = (48 \pm 10) \text{ МэВ}. \quad (57)$$

Сечение образования $f_o(980)$ -мезона, измеренное как при малых, так и при больших передачах импульса, хорошо описывается ОПЕ-зависимостью с наклоном $4,7$ (ГэВ/с)⁻². Сечение образования $f_o(980)$ -мезона для всего t -интервала составляет

$$\sigma(\pi^- p \rightarrow f_o(980)n) \times \text{BR}(f_o(980) \rightarrow \pi^o \pi^o) = (75 \pm 10) \text{ нб}. \quad (58)$$

Анализ данных ГАМС [79,80] по S -волне в $\pi^o \pi^o$ -системе совместно с данными экспериментов Crystal Barrel и CERN-Munich [84] показывает, что в районе 1 ГэВ существуют два скалярных состояния: узкий резонанс с массой 987 МэВ и шириной 80 МэВ, отождествляемый с $f_o(980)$ -мезоном, и широкий, с массой 1160 МэВ и шириной более 900 МэВ. Оба состояния слабо связаны с $K\bar{K}$ -каналом (отношение квадратов констант связи с каналами $K\bar{K}$ и $\pi\pi$ составляет около 1/6 для обоих резонансов). Этот факт, наряду с наличием жесткой составляющей в $f_o(980)$ -мезоне (узкий пик при больших $|t|$), делает маловероятной интерпретацию этого скалярного резонанса как $K\bar{K}$ -молекулы.

Помимо провала около 1 ГэВ в S -волне при малых $|t|$ наблюдается также провал в районе 1,5 ГэВ (рис. 37), который обусловлен вкладом $f_o(1500)$ -мезона, кандидата в низшее состояние скалярного глюбола. Этот резонанс впервые наблюдался сотрудничеством ГАМС как $G/f_o(1590)$ -мезон, распадающийся по каналам $\eta\eta$, $\eta\eta'$ и $4\pi^o$ (см. раздел 3.2). В данных 100 ГэВ/с, где эффективность регистрации в области больших масс существенно лучше, чем при импульсе 38 ГэВ/с, виден провал в районе 2 ГэВ (рис. 37), что указывает на существование в этой области масс еще одного скалярного резонанса. Об этом свидетельствует и поведение относительной фазы S - и D_o -волн, которая меняется резонансным образом в районе каждого из провалов.

Анализ данных ГАМС по S -волне в $\pi^o \pi^o$ -, $\eta\eta$ - и $\eta\eta'$ -системах совместно с данными других экспериментов [85] показывает, что в области масс ниже 1,9 ГэВ существуют пять скалярных резонансов: четыре сравнительно узких ($f_o(980)$, $f_o(1300)$, $f_o(1500)$ и $f_o(1780)$) и один широкий ($f_o(1530)$). В рамках простой кварковой модели в этой области масс ожидается только четыре скалярных состояния. “Лишнее” состояние является кандидатом в скалярные глюболы. В результате смешивания с близлежащими $q\bar{q}$ -мезонами это состояние оказывается распределенным по трем физическим резонансам: $f_o(1300)$, $f_o(1500)$ и $f_o(1530)$.

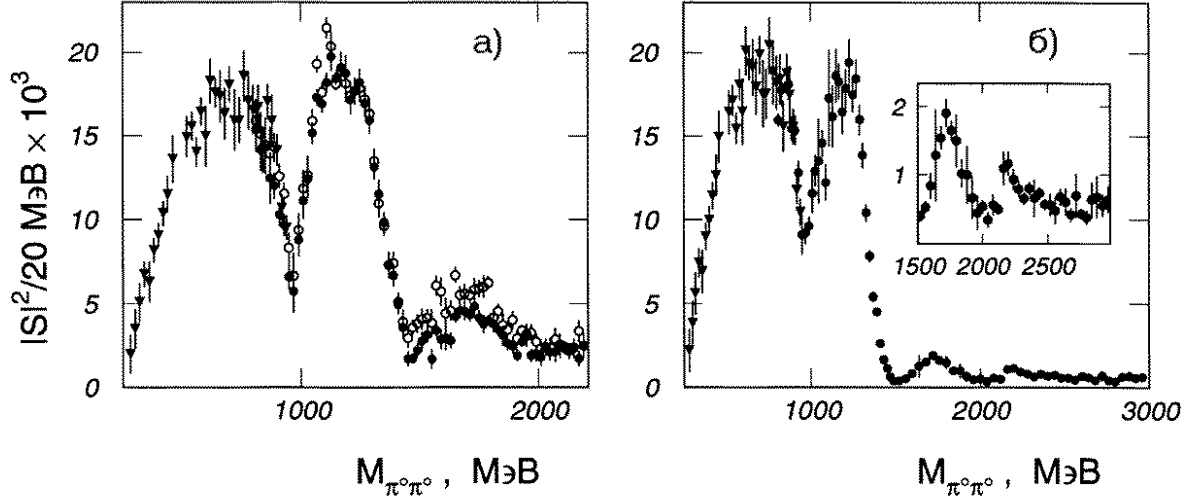


Рис. 37. Квадрат модуля амплитуды S -волны при $|t| < 0,2$ (ГэВ/с)²: а) данные 38 ГэВ/с; б) данные 100 ГэВ/с, на вставке показана область масс выше 1,5 ГэВ.

4.3.3. Изучение тензорных мезонов и мезонов с высокими спинами

Парциально-волновой анализ событий реакции (53) позволил также получить ряд интересных результатов для тензорных мезонов и мезонов с высокими спинами. Поведение $f_2(1270)$ -, $f_4(2050)$ - и $f_6(2510)$ -мезонов при малых $|t|$ хорошо описывается моделью ОРЕ с поглощением (модель Окса-Вагнера, см. [86]). $f_2(1270)$ -мезон наблюдается в форме четких пиков в D_{o-} , D_{--} и D_{+-} -волнах (рис. 38), отношение интенсивностей D -волн с $|m| = 1$ и 0 в районе $f_2(1270)$ -пика составляет около 7% при импульсе 38 ГэВ/с и уменьшается до 3% при импульсе 100 ГэВ/с, D_{o-} и D_{--} -волны когерентны по фазе.

Аналогичным образом ведут себя G_{o-} , G_{--} и G_{+-} -волны в районе $f_4(2050)$ -мезона (рис. 11). С ростом переданного импульса обмен с аномальной спин-четностью вымирает, при $|t| > 0,3$ (ГэВ/с)² оба мезона образуются преимущественно за счет естественного обмена (D_{+-} и G_{+-} -волны). Все это свидетельствует о схожести механизмов образования $f_2(1270)$ - и $f_4(2050)$ -мезонов.

Измерено сечение образования $f_2(1270)$ -мезона $\sigma(\pi^- p \rightarrow f_2 n) \times \text{BR}(f_2 \rightarrow \pi^0 \pi^0)$ при импульсе 38 ГэВ/с ($|t| < 0,2$ (ГэВ/с)²), которое составляет $(2,13 \pm 0,18)$ мкб для D_{o-} -волны, $(0,167 \pm 0,013)$ мкб для D_{--} -волны и $(0,134 \pm 0,010)$ мкб для D_{+-} -волны. Полное сечение, полученное с учетом вероятности $\text{BR}(f_2(1270) \rightarrow \pi^0 \pi^0)$, составляет

$$\sigma(\pi^- p \rightarrow f_2(1270)n) = (9,2 \pm 0,8) \text{ мкб} \quad (59)$$

и оказывается в два с лишним раза больше предыдущих измерений [87], но несколько меньше предсказаний модели ОРЕ [88].

Выше $f_2(1270)$ -мезона в D_{o-} -волне отсутствуют статистически значимые резонансные структуры (рис. 38), что позволяет установить верхнее ограничение на сечение образования в $\pi^0 \pi^0$ -системе $f_2(1810)$ -резонанса:

$$\frac{\sigma_{D_o}(\pi^- p \rightarrow f_2(1810)n) \times \text{BR}(f_2(1810) \rightarrow \pi^o \pi^o)}{\sigma_{D_o}(\pi^- p \rightarrow f_2(1270)n) \times \text{BR}(f_2(1270) \rightarrow \pi^o \pi^o)} < \frac{1}{50} \quad (60)$$

(уровень достоверности 95%). Резонанс $f_2(1810)$ ранее наблюдался при изучении реакции $\pi^+ p \rightarrow \pi^o \pi^o \Delta^{++}$ [89].

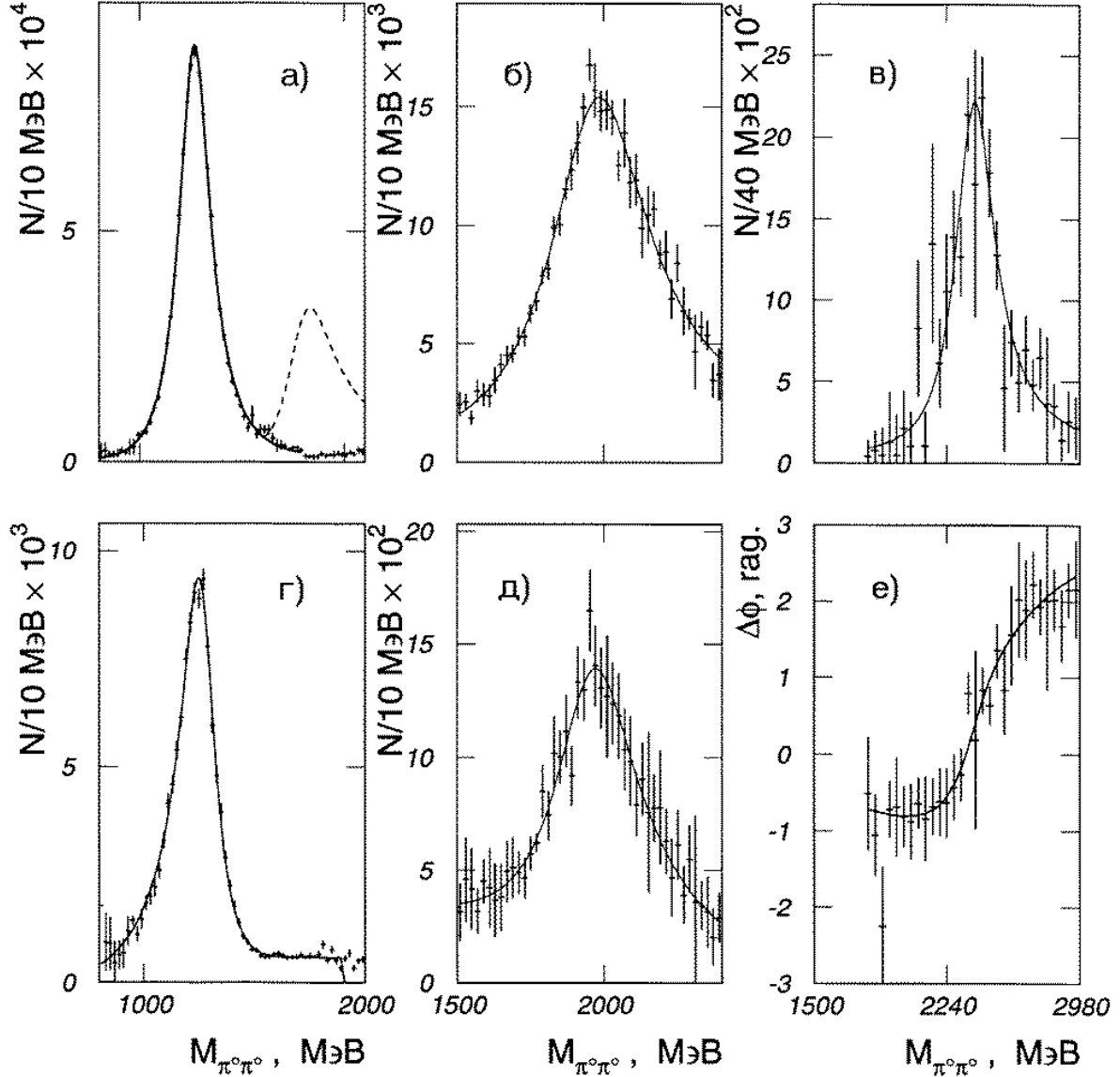


Рис. 38. Квадраты модулей амплитуд D_o – а); D_- – б); G_o – в) и G_- -волн – г) при 38 ГэВ/с, $|t| < 0,2$ (ГэВ/с)². Сплошные кривые — результаты фита брейт-вигнеровыми кривыми и полиномиальным фоном, штриховая кривая — ожидаемый вклад $f_2(1810)$ -мезона по данным [89], нормировано на число $f_2(1270)$ -мезонов. д) Квадрат модуля амплитуды J_o -волны и е) относительная фаза J_o - и D_o -волн при 100 ГэВ/с, $|t| < 0,2$ (ГэВ/с)². Кривые — результат когерентного фита брейт-вигнеровой кривой и полиномиальным фоном.

были получены фитированием момента t_{82} некогерентной суммой функции Брейта-Вигнера и константы, описывающей нерезонансную часть. Параметры резонанса (66), равно как и его квантовые числа $J^{PC} = 4^{++}$, $I^G = 1^-$, позволяют отождествить его с $a_4(2040)$ -мезоном, ранее наблюдавшимся в $K_s^0 K^\pm$ - и $\pi^+ \pi^- \pi^0$ -системах.

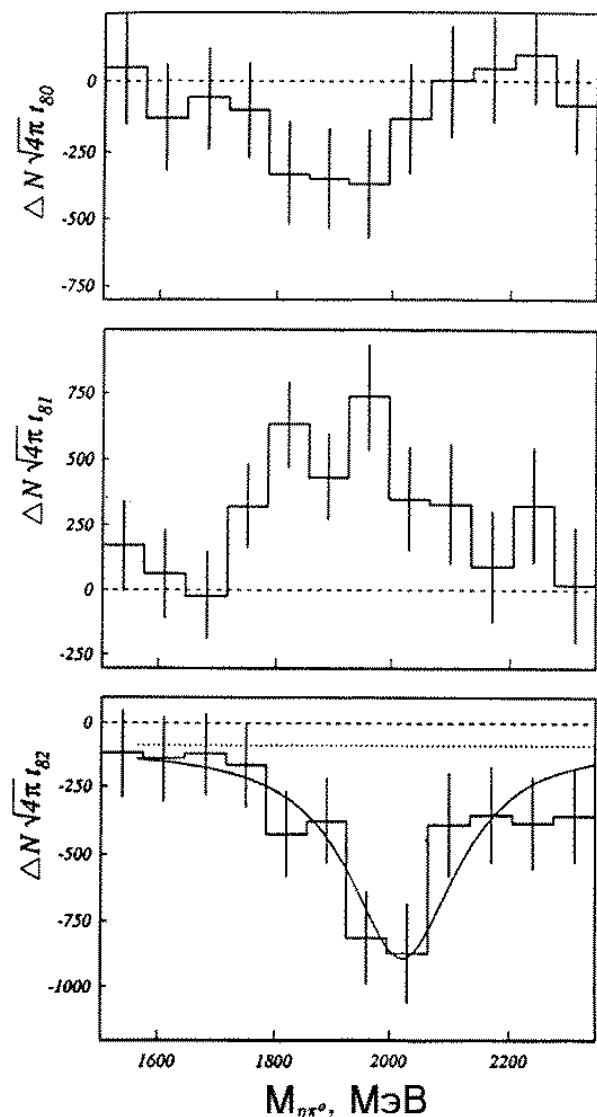


Рис. 39. Высшие моменты сферических гармоник углового распределения $\eta\pi^0$ -событий в системе Готтфрида-Джексона реакции $\pi^- p \rightarrow \eta\pi^0 n$. Сплошная кривая — результат фита момента t_{82} функцией Брейта-Вигнера и некогерентным фоном (показан пунктиром).

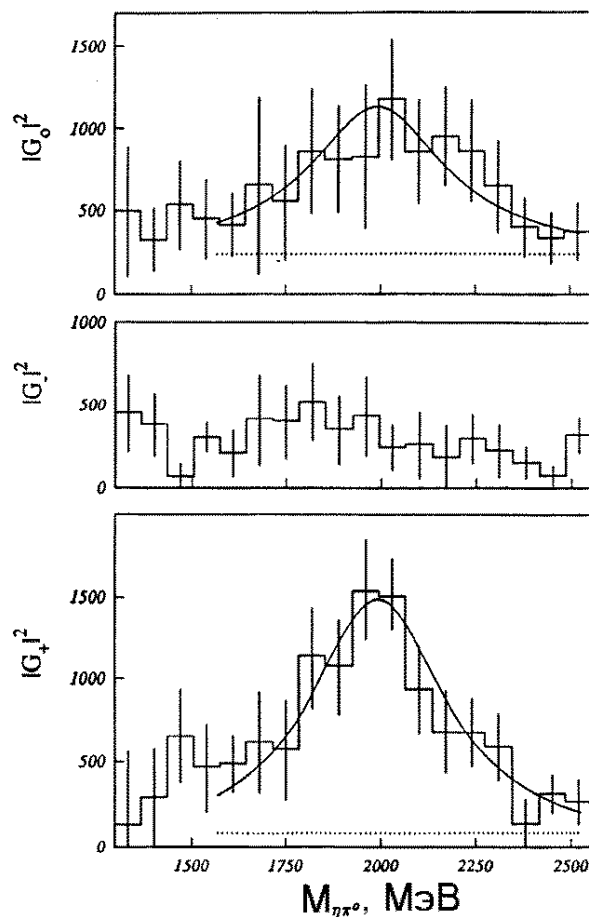
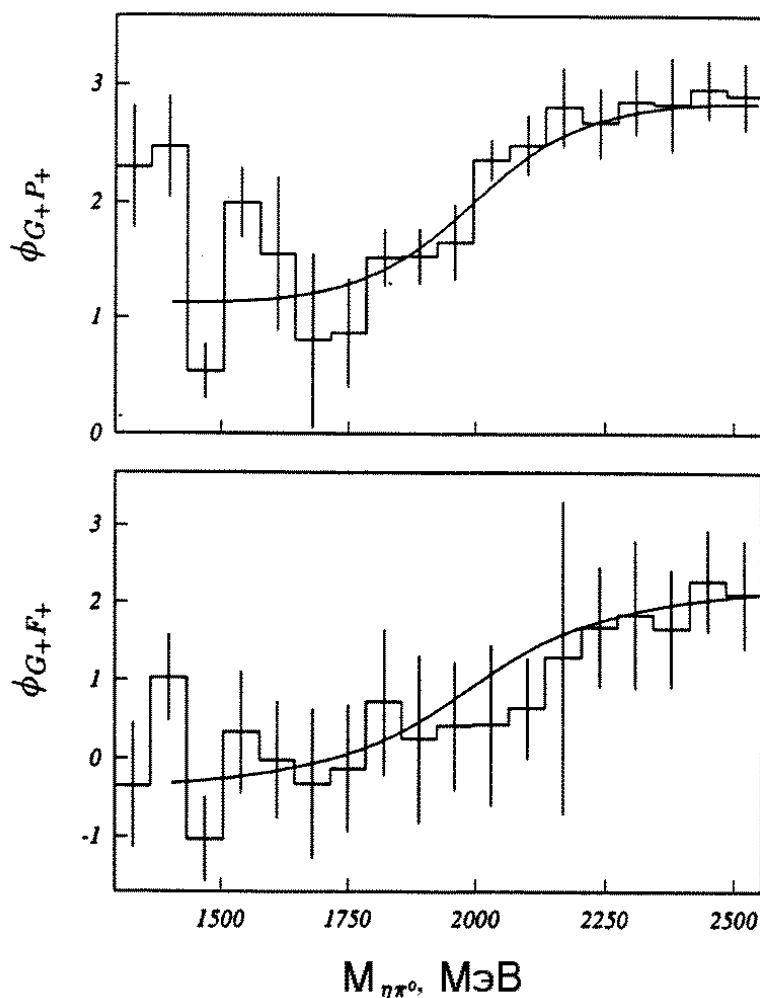


Рис. 40. Квадраты модулей амплитуд G -волн (ошибки включают в себя как статистические, так и систематические погрешности). Кривые — результат совместного фита квадратов модулей G_+ - и G_- -амплитуд. Некогерентный фон показан пунктиром.

При ПВА в терминах амплитуд в каждом массовом интервале были найдены 128 нетривиальных решений. Наименьшим вариациям подвержены амплитуды высших волн, G_+ , G_o и G_- . При переходе от одного решения к другому изменения амплитуд этих волн оказываются меньше их статистических ошибок. Это позволило избежать процедуры сшивки решений. В каждом интервале для дальнейшего анализа было выбрано среднее между минимальным и максимальным из 128 решений, а неопределенности учтены в систематических ошибках. Результат представлен на рис. 40. Рисунок демонстрирует четкое резонансное поведение G_{+-} и G_o -волн; интенсивность G_- -волны мала. Фазы G_+ -волны относительно F_+ и P_+ -волн также показывают резонансную зависимость от массы (рис. 41). Совместный фит G_{+-} и G_o -волн дает следующие параметры резонанса:

$$M = (2010 \pm 20) \text{ МэВ}, \quad \Gamma = (370 \pm 80) \text{ МэВ}. \quad (67)$$

Рис. 41. Разности фаз G_{+-} -волны и F_+ - и P_+ -волн. Кривые показывают поведение G_{+-} -фазы для резонанса с параметрами (67) относительно линейно меняющихся F_+ - и P_+ -фаз.



В механизме образования $a_4^o(2020)$ -мезона в реакции (65) доминирует обмен с естественной спин-четностью в t -канале. Отношение вкладов обменов с неестественной и естественной спин-четностью равно

$$(|G_o|^2 + |G_-|^2)/|G_+|^2 = 0,60 \pm 0,16. \quad (68)$$

Отношение величин сечений образования $a_4^o(2040)$ - и $a_2^o(1320)$ -мезонов в реакции (65) в канале с естественной спин-четностью обмена составляет

$$\frac{\sigma_+(\pi^- p \rightarrow a_4^o n) \times \text{BR}(a_4^o \rightarrow \eta\pi^o)}{\sigma_+(\pi^- p \rightarrow a_2^o n) \times \text{BR}(a_2^o \rightarrow \eta\pi^o)} = 0,15 \pm 0,02. \quad (69)$$

Сечение образования $a_4^o(2040)$ -мезона в реакции (65) при импульсе 38 ГэВ/с, нормированное на сечение $a_2(1320)$ -мезона, равно

$$\sigma(\pi^- p \rightarrow a_4^o n) \times \text{BR}(a_4^o \rightarrow \eta\pi^o) = (90 \pm 35) \text{ нб}. \quad (70)$$

Из этой величины на долю G_+ -волны приходится (56 ± 20) нб, на G_o -волну — (34 ± 12) нб, а вклад G_- -волны меньше 7 нб.

5. Исследование редких радиационных распадов на установке ГАМС-2000

Исследования электромагнитных распадов адронов играют важную роль в физике элементарных частиц. Эти процессы определяются взаимодействием реальных и виртуальных фотонов с электрическими зарядами кварковых полей. Их изучение позволяет получить очень ценную информацию о механизмах смешивания, о характере различных кварковых конфигураций в адронах, об электромагнитной структуре сильновзаимодействующих частиц, а также о ряде их феноменологических характеристик (магнитные моменты, формфакторы, поляризуемость и т.д.). За последнее время здесь были достигнуты значительные успехи.

В этой главе обсуждаются результаты экспериментов на установке ГАМС-2000, в которых проводились поиски и исследования редких распадов η^- , ω^- , и η'^- -мезонов, и прежде всего их радиационных распадов. Источником нейтральных мезонов являются хорошо изученные эксклюзивные реакции перезарядки

$$\pi^- + p \rightarrow M + n, (M = \eta, \omega, \eta') \quad (71)$$

при импульсе $p_\pi = 38$ ГэВ/с, в которых реализуются оптимальные условия для регистрации редких распадов этих мезонов. Комбинаторный фон в таких процессах с малой множественностью существенно снижен по сравнению с инклюзивными реакциями.

Для надежного выделения радиационных распадов необходимо максимально подавить фон, обусловленный потерями γ -квантов, которые, в свою очередь, возникают из-за невозможности регистрации фотонов с энергией ниже пороговой. События

с “потерянными фотонами” могут имитировать радиационные распады. Поэтому для прямых поисков радиационных распадов и для максимального подавления фона от событий с потерянными фотонами необходима полная регистрация всех вторичных частиц, измерение их энергий, восстановление массы исследуемого состояния с предельно возможным разрешением, использование кинематических критериев отбора. Очень важно также перекрыть весь телесный угол вокруг мишени (кроме направления вперед, где продукты распада регистрируются детектором ГАМС) с помощью охранных счетчиков с низким порогом регистрации фотонов и заряженных частиц.

Отметим, что подавление фона от событий с потерянными фотонами оказывается более эффективным при регистрации радиационных распадов с одними γ -квантами в конечных состояниях (например, $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$, $\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$), чем это имеет место при поиске смешанных распадов с заряженными частицами и фотонами. В самом деле, магнитный спектрометр, который необходим для анализа заряженных частиц, обычно ухудшает аксептанс охранной системы и делает ее менее эффективной. Кроме того, заряженные адроны, попадая в γ -спектрометр и давая там адронные ливни, ухудшают условия регистрации истинных электромагнитных ливней, так как адронные ливни могут маскировать фотоны и приводить к дополнительным их потерям. Следует также заметить, что источники фона для чисто нейтральных распадов часто оказываются сильно подавленными соответствующими правилами отбора. Это может быть хорошо проиллюстрировано на примере радиационных распадов ω -мезонов.

При поисках радиационных распадов $\omega \rightarrow \pi^-\pi^+\gamma$ фон, ограничивающий точность измерений, связан с основным каналом распада $\omega \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^0$ с одним потерянным фотоном, имитирующим такой радиационный распад. В то же время распад $\omega \rightarrow 3\pi^0$ запрещен из-за сохранения зарядовой четности и Бозе-симметрии $3\pi^0$ -системы. Поэтому поиски радиационных распадов $\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ могут проводиться в существенно более чистых фоновых условиях.

Таким образом, установка ГАМС-2000 (и, конечно, ее модернизированный вариант ГАМС-4 π) обладает всеми качествами, необходимыми для очень чувствительных поисков и исследований нейтральных радиационных распадов легких мезонов и редких процессов, идущих с нарушением изотопической инвариантности. В измерениях на этой установке в 1982-1995 гг. было получено несколько уникальных результатов, связанных с обнаружением редких распадов $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$, $\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$, $\eta' \rightarrow 3\pi^0$, а также проведены прецизионные исследования различных нейтральных каналов распадов η -, ω - и η' -мезонов.

5.1. Обнаружение распада $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$

Одним из достижений программы исследования редких распадов в экспериментах Сотрудничества ГАМС является обнаружение распада

$$\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma. \quad (72)$$

Более 15 лет из-за больших экспериментальных трудностей ширина распада (72) не поддавалась точному измерению. Это составляло так называемую “проблему η -мезона”, когда приписываемая процессу (72) вероятность в десятки раз превышала теоретическое значение [94]. Под сомнение были поставлены такие важные теоретические схемы как алгебра токов и *PCAC*.

Ниже мы рассмотрим достаточно подробно эксперименты на установке ГАМС-2000, в которых была решена эта проблема [95]. При обнаружении процесса (72) были разработаны общие методы выделения редких радиационных распадов и подавления фона от процессов с “потерянными фотонами”, которые использовались в дальнейшем и при поисках других радиационных распадов мезонов.

Основным источником фона для распада (72) являются регистрируемые одновременно реакции нерезонансного образования двух и трех π^0 -мезонов, а также интенсивный распад η -мезона

$$\eta \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma. \quad (73)$$

Последний процесс особенно опасен тем, что он может имитировать четырехфотонный распад (72) в случае, когда энергии двух из шести γ -квантов (от различных π^0 -мезонов) оказываются ниже энергетического порога детектора, или два γ -кванта теряются из-за пространственного перекрытия ливней. Выполненные ранее эксперименты проводились при низких энергиях ($\simeq 1$ ГэВ), и, соответственно, с относительно высокими порогами γ -детекторов. В этой области энергий указанный фон ограничивает возможности наблюдения распада (72) и измерения его парциальной ширины уровнем $\geq 5\%$.

Переход к более высоким энергиям позволяет резко снизить фон от распада (73) (до долей процента при 40 ГэВ), так как с ростом энергии достигается двойной выигрыш: относительно понижается порог детектора и одновременно улучшается разрешение по массе.

Измерения были проведены при импульсе π^- -мезонов 30 ГэВ/с. Расстояние спектрометра ГАМС от жидководородной мишени составляло 12 метров. Такой выбор двух важных параметров измерений позволил увеличить расстояние между ливнями γ -квантов в детекторе, вследствие чего резко уменьшился вклад фоновых процессов. Одновременно улучшилось (до $\sigma_M/M \simeq 1\%$) разрешение по массе распавшихся частиц и облегчились условия работы программы реконструкции фотонов при обработке данных.

За время измерений на пучке через мишень установки было пропущено $3 \cdot 10^{11}$ π^- -мезонов, что соответствует образованию 600 тыс. η -мезонов. Это в 30 раз превышает суммарную статистику всех предыдущих работ. Фон от распада (73) и других процессов, способных имитировать (72), был одновременно понижен более чем на порядок величины. Это позволило достичь уровня чувствительности к распаду (72) $\ll 10^{-3}$.

Для дальнейшего кинематического анализа были отобраны события, отнесенные программой реконструкции к классу $N_\gamma = 4$. Благодаря улучшению технических характеристик спектрометра порог регистрации γ -квантов удалось понизить до

0,15 ГэВ. Это привело к дополнительному значительному уменьшению основного фона, связанного с распадом (73).

События, которые удовлетворяли кинематике реакций

$$\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n, \quad (74)$$

$$\pi^- p \rightarrow K_s^0 n \rightarrow \pi^0 \pi^0 n \quad (75)$$

и

$$\pi^- p \rightarrow \eta \pi^0 n \quad (76)$$

при $\chi^2 < 12$ (3С-фит, 99%-ый уровень достоверности) были исключены из дальнейшего анализа. Для снижения оставшегося фона от реакций (74), (75), (76) вводился еще ряд дополнительных критериев отбора, эффективно подавлявших этот фон и сравнительно слабо влиявших на эффективность регистрации процесса (72).

События с 4 γ -квантами, отобранные после применения всех критериев отбора, проверяли на совместимость с гипотезами $M^0 \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ и $M^0 \rightarrow \eta \gamma \gamma$.

События, имевшие $\chi^2 < 7$ для первой гипотезы, рассматривались как события-кандидаты реакции

$$\pi^- p \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma n. \quad (77)$$

В спектре масс системы $\pi^0 \gamma \gamma$ после приведенных отборов [95] отчетливо наблюдается пик в области η -мезона с массой (549 ± 2) МэВ и шириной $\sigma = (7,2 \pm 1,5)$ МэВ (см. рис. 42), что хорошо согласуется с аппаратным разрешением 8,5 МэВ. Статистическая значимость пика превышала 7 стандартных отклонений. Это было первое экспериментальное наблюдение редкого радиационного распада (72).

Для определения эффективности регистрации распада (72) и величины $BR(\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma) = \Gamma(\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma) / \Gamma(\eta \rightarrow all)$ была применена процедура моделирования событий, основанная на использовании банка реальных фотонных ливней [96] в ГАМС-2000.

События, полученные в результате моделирования, затем обрабатывались с помощью той же системы программ, которая использовалась при анализе экспериментальных данных. Определенная при моделировании величина эффективности регистрации процесса \mathcal{E} учитывала аксептанс установки, эффективность программы реконструкции и кинематического анализа, а также влияние используемых критериев отбора.

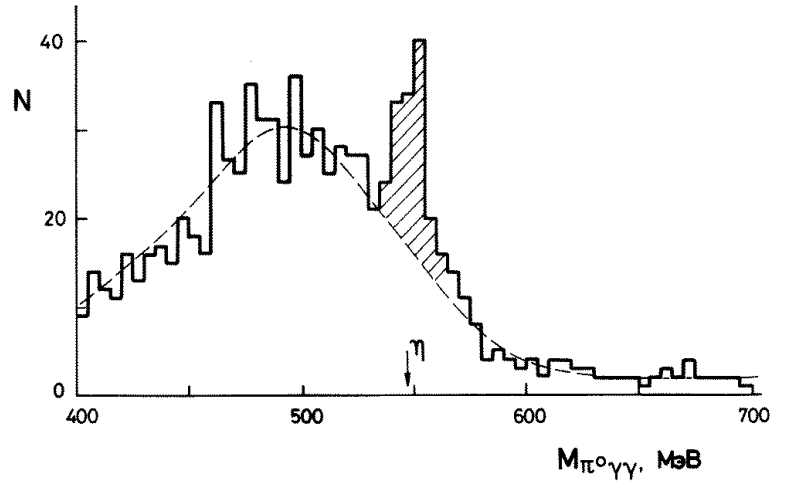


Рис. 42. Спектр масс $\pi^0 \gamma \gamma$ -системы в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma n$, стрелкой показано табличное значение массы η -мезона.

Проверка точности этой процедуры была проведена для распадов $\eta \rightarrow 2\gamma$ и $\eta \rightarrow 3\pi^0$. Отношение ширин распадов $\Gamma(\eta \rightarrow 2\gamma)/\Gamma(\eta \rightarrow 3\pi^0)$, полученное из эксперимента с учетом эффективности регистрации, совпало с табличным значением с 10%-ой точностью.

Парциальная ширина распада (72) была определена нормировкой на одновременно измеряемый распад

$$\eta \rightarrow \gamma\gamma, \quad (78)$$

что позволило свести к минимуму систематические ошибки. Получено отношение ширин распадов

$$\frac{\Gamma(\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma)}{\Gamma(\eta \rightarrow \gamma\gamma)} = (2,5 \pm 0,6) \cdot 10^{-3}. \quad (79)$$

Отсюда и из табличных данных для распада (79) следует

$$BR(\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma) = (9,5 \pm 2,3) \cdot 10^{-4}. \quad (80)$$

Указанные выше погрешности включают в себя как статистическую погрешность (19%), так и возможные систематические (14%) погрешности (в том числе и неопределенности, связанные с процедурой вычитания фона).

Наиболее близкие теоретические оценки для вероятности распада (72) ($BR \simeq 10^{-3}$) были получены в модели векторной доминантности.

5.2. Обнаружение распада $\eta' \rightarrow 3\pi^0$

Механизм трехпионных распадов η' - и η -мезонов, происходящих с нарушением изотопической инвариантности, связан с неравенством масс токовых u - и d -кварков. Благодаря этому, исследование указанных распадов открывает путь для получения информации о такой фундаментальной величине, как отношение масс кварков $\frac{m_u}{m_d}$.

Из двух возможных мод распада $\eta' \rightarrow 3\pi^0$, $\pi^+\pi^-\pi^0$ вариант

$$\eta' \rightarrow 3\pi^0 \quad (81)$$

предпочтительнее для поиска в связи с более благоприятными фоновыми условиями. Основным фоновым процессом для (81), имеющим ту же топологию конечного состояния, является реакция нерезонансного образования трех π^0 :

$$\pi^- p \rightarrow 3\pi^0 n. \quad (82)$$

Сечение этой реакции, рассчитанное по модели реджезованного однопионного обмена, в интервале масс $3\pi^0$ -системы $\Delta M_{3\pi^0}$ при импульсе 40 ГэВ/с составляет $\Delta\sigma/\Delta M_{3\pi^0} \simeq 15$ (нб/ГэВ). При разрешении по массе спектрометра ГАМС в области η' -мезона $\sigma_M/M \simeq 1,5\%$, $\Delta\sigma \simeq 0,5$ нб. Сравнение этой величины с сечением реакции (71) (2 мкб) показывает, что фон от реакции (82) ограничивает возможность наблюдения распада (81) уровнем $BR(\eta' \rightarrow 3\pi^0)_{min} \simeq 2 \cdot 10^{-4}$.

Экспериментальному изучению распада (81) сопутствуют значительные методические трудности, связанные с необходимостью эффективно регистрировать шесть

γ -квантов и восстанавливать по ним кинематику распавшихся частиц. Последнему мешает значительный комбинаторный фон (15 возможных парных комбинаций γ -квантов на одно событие). Регистрация другого трехпионного распада $\eta' \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^0$ свободна от этих методических трудностей. Однако сечение соответствующей фоновой реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^0 n$, идущей в основном через промежуточное $\rho\pi$ состояние (не реализующееся в случае чисто нейтрального канала, так как распад $\rho^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ запрещен), значительно превышает сечение образования η' -мезона в реакции (71). Этот фон препятствует регистрации распада $\eta' \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^0$ на уровне ниже $\simeq 1\%$.

Для поиска распада (81) были отобраны события с шестью γ -квантами в конечном состоянии³[37]. На стадии кинематического анализа были исключены события, удовлетворяющие кинематике фоновой реакции $\eta' \rightarrow \eta \pi^0 \pi^0$, связанного с образованием η' -мезонов в реакции (71) и их распадов

$$\eta' \rightarrow \eta \pi^0 \pi^0 \rightarrow 6\gamma. \quad (83)$$

События, имевшие после 4С-фита (фиксированной массы нейтрона отдачи, η -мезона и двух π^0 -мезонов) $\chi^2_{4C} < 12$ (98,5 % CL), были исключены из дальнейшего анализа. Кроме того, исключались события, в которых масса хотя бы одной пары γ -квантов попадала в массовый интервал 500-600 МэВ, соответствующий η -мезону.

Другим источником фона может являться реакция

$$\pi^- p \rightarrow K_s^0 \pi^0 \Lambda, \quad (84)$$

$$K_s^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0. \quad (85)$$

В конечном состоянии этого процесса также появляются $3\pi^0$ -мезона. Этот фон особенно опасен, когда в реакции (84) образуется $K^*(892)$, а K_s^0 -мезоны распадаются на небольшом расстоянии от мишени. Регистрация такого процесса подавлялась охранной системой счетчиков мишени. Кроме того, кинематика отобранных событий-кандидатов распада (81) была проверена на совместимость с процессом (84) и последующим распадом (85). Такие события были исключены из дальнейшей обработки. Из оставшейся статистики с уровнем достоверности 80% были отобраны события, соответствующие гипотезе $3\pi^0$.

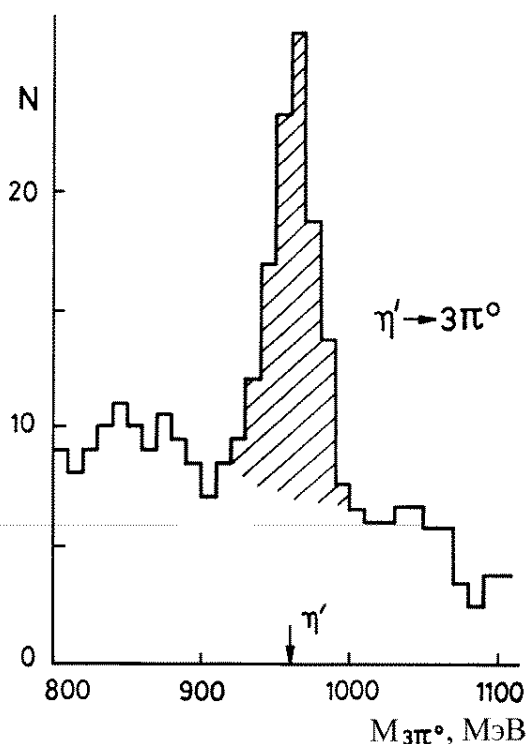


Рис. 43. Спектр масс $3\pi^0$ -системы в реакции $\pi^- p \rightarrow 3\pi^0 n$, стрелкой показано табличное значение массы η' -мезона.

³Отметим, что поиск редких нейтральных распадов η' -мезона затруднен существованием большого набора нейтральных каналов распада самого η' .

Наблюдаемый в спектре масс $3\pi^0$ (см. рис. 43) четкий пик η' -мезона [37] содержит 65 событий. Его статистическая значимость превышает 10 стандартных отклонений. Уровень фона под пиком близок к ожидаемому вкладу от реакции (82). Распределение событий в η' -пике по квадрату переданого 4-х импульса t согласуется с измеренным для реакции образования η' . Все это является доказательством первого экспериментального наблюдения распада (81), нарушающего G-четность (изотопическую инвариантность).

Отношение парциальных ширин

$$\Gamma(\eta' \rightarrow 3\pi^0)/\Gamma(\eta' \rightarrow \eta\pi^0\pi^0) = (7,5 \pm 1,8) \cdot 10^{-3}, \quad (86)$$

или с учетом табличного значения $BR(\eta' \rightarrow \eta\pi^0\pi^0)$

$$BR(\eta' \rightarrow 3\pi^0) = (1,6 \pm 0,32) \cdot 10^{-3}. \quad (87)$$

Как отмечалось выше, ширина распада $\eta' \rightarrow 3\pi^0$ связана с разностью масс токовых кварков:

$$BR(\eta' \rightarrow 3\pi^0) = 2,1 \cdot \left(\frac{m_d}{m_s}\right)^2 \left(1 - \frac{m_u}{m_d}\right)^2. \quad (88)$$

Из массовой формулы для нонета псевдоскалярных мезонов следует

$$\frac{m_d}{m_s} = \frac{m_{K^0}^2 - m_{K^+}^2 + m_{\pi^+}^2}{m_{K^0}^2 + m_{K^+}^2 - m_{\pi^+}^2} = 0,050. \quad (89)$$

Точность этого соотношения высока — учет радиационных поправок и отклонение от SU_3 симметрии меняет его не более чем на 10%. Для разности масс кварков получено соотношение

$$\frac{m_d - m_u}{m_d} = 2 \frac{m_{K^0}^2 - m_{K^+}^2 - m_{\pi^+}^2}{m_{K^0}^2 - m_{K^+}^2 + m_{\pi^+}^2} = 0,446. \quad (90)$$

На основании (88)-(90) предсказывается относительная вероятность распада (81) $BR(\eta' \rightarrow 3\pi^0) \simeq 1 \cdot 10^{-3}$, что следует сравнить с экспериментальным значением (87).

При использовании соотношения (89) со свободным параметром — отношением масс кварков, чувствительным к нарушению изотопической инвариантности, — можно получить

$$BR(\eta' \rightarrow 3\pi^0) = 5,2 \cdot \left(1 - \frac{m_u}{m_d}\right) \cdot 10^{-3}. \quad (91)$$

Возможность $m_u = 0$, привлекательная с теоретической точки зрения, исключается данными о ширине распада (81). Из (87) и (91) получено отношение кварковых токовых масс

$$\frac{m_u}{m_d} = 0,44 \pm 0,08. \quad (92)$$

Для определения матричного элемента распада (81) был проведен 5С-фит событий из пика η' -мезона (фиксированы массы всех π^0 -мезонов и масса η' -мезона).

Построенная по этим событиям диаграмма Далитца оказалась равномерно заселенной. С учетом симметрии распада квадрат матричного элемента (с точностью до членов второго порядка по энергии E_{π^0}) может быть представлен как

$$|M(\eta' \rightarrow 3\pi^0)|^2 = A(1 + 2\alpha Z), \quad (93)$$

где Z — квадрат расстояния от центра диаграммы Далитца:

$$Z = (r/r_{max})^2 = \frac{6}{(m_{\eta'} - 3m_{\pi^0})^2} \sum \left(E_{\pi}^i - \frac{m_{\eta'}}{3} \right)^2. \quad (94)$$

С учетом эффективности регистрации получен параметр наклона

$$\alpha = -0,1 \pm 0,3. \quad (95)$$

Теоретические оценки параметра наклона предсказывают очень малое значение $|\alpha| \ll 1$.

5.3. Обнаружение распада $\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$

Распады легких векторных мезонов (ρ, ω, ϕ) на пару нейтральных псевдоскалярных мезонов и фотон

$$A \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma, A = (\rho, \omega, \phi) \quad (96)$$

интенсивно обсуждаются уже более тридцати лет [97]-[100]. Ни один из них до 1994 г. не был экспериментально обнаружен. В киральной теории возмущений, которая применяется в настоящее время для описания низкоэнергетических процессов, основной вклад в амплитуду распада (96) вносят диаграммы с промежуточными векторными мезонами. Вклад диаграмм с внутренними каонными петлями мал [100].

Для поиска распада [101,102]

$$\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma \quad (97)$$

были обработаны данные, полученные в течение трех месячных сеансов. Расстояние между мишенью и ГАМС, определяющее аксептанс спектрометра и его разрешение по массе, было разным в трех сеансах. Поэтому данные каждого сеанса обрабатывались и анализировались отдельно.

Из записанных на магнитные ленты $\simeq 10^8$ событий были отобраны такие, в которых программа реконструкции ГАМС выделила 5 γ -квантов в конечном состоянии. При дальнейшем отборе использовался ряд критериев, выбранных так, чтобы подавить аппаратный и физический фон без существенной потери событий распада (97).

Дальнейший отбор событий реакции

$$\pi^- p \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma n \quad (98)$$

основывался на кинематическом ЗС-фите (фиксировались массы π^0 -мезонов и нейтрона отдачи). Величина χ^2 вычислялась для всех возможных комбинаций, в которых инвариантные массы двух пар γ -квантов лежали в интервале 60 – 210 МэВ. Для последующего анализа были оставлены события с $\chi^2 < 9$ ($CL > 97\%$). Основной физический фон связан с интенсивно образующимися $3\pi^0$ - и $\eta\pi^0\pi^0$ -системами, в которых один (малоэнергичный) γ -квант остается незарегистрированным. Как показал анализ методом Монте-Карло, этот фон не создает какой-либо структуры в спектре масс в области ω -мезона и сильно подавляется введенными отборами.

Как в измеренном, так и в поправленном на эффективность регистрации спектре масс $\pi^0\pi^0\gamma$ -системы обнаруживается узкий пик в области ω -мезона. Спектры фитировались гауссовой кривой и полиномиальным фоном. На рис. 44 показан суммарный спектр, полученный в двух сеансах, в которых спектрометр имел близкое разрешение по массе. Измеренная масса пика составляет (785 ± 3) МэВ, что совпадает с табличным значением массы ω -мезона, а его ширина соответствует аппаратному разрешению спектрометра ГАМС. Аналогичный пик наблюдается и в спектре масс, полученном в третьем сеансе.

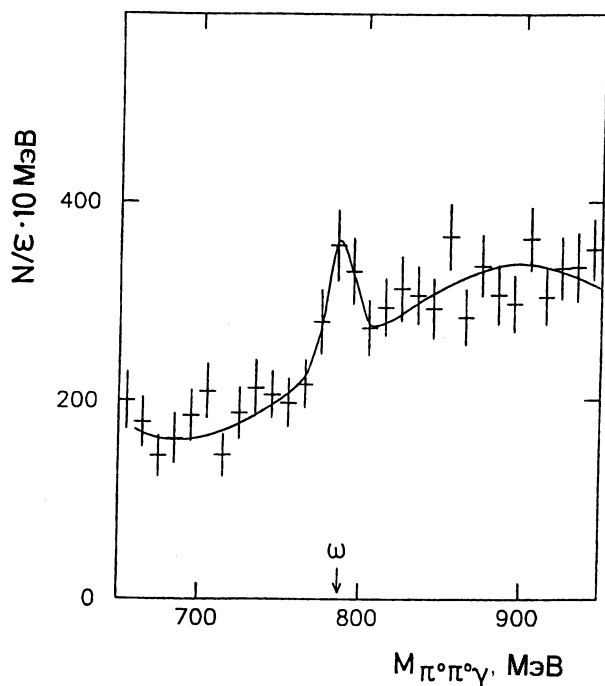


Рис. 44. Спектр масс $\pi^0\pi^0\gamma$ -системы в реакции $\pi^-p \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma n$ после ЗС-фита, с учетом эффективности регистрации (суммарные данные двух сеансов), $|t| > 0,1$ (ГэВ/с)². Стрелкой показано табличное значение массы ω -мезона.

Суммарное число событий $\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$, зарегистрированных в трех сеансах, составляет 40 ± 14 . Вероятность этого редкого распада ω -мезона была определена путем нормировки на интенсивный распад $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$, который одновременно регистрировался в этом же эксперименте ($1,5 \cdot 10^5$ бесфоновых событий):

$$\frac{BR(\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma)}{BR(\omega \rightarrow \pi^0\gamma)} = (8,5 \pm 2,9) \cdot 10^{-4}. \quad (99)$$

С учетом $BR(\omega \rightarrow \pi^0\gamma) = (8,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-2}$ [103] это дает

$$BR(\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) = (7,2 \pm 2,6) \cdot 10^{-5}, \quad (100)$$

что на порядок ниже предыдущих граничных оценок [104].

Теоретические оценки $BR(\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma)$ находятся в пределах от $3 \cdot 10^{-5}$ до $9 \cdot 10^{-5}$ [98,99,100].

5.4. Прецизионное исследование нейтральных распадов η -, ω - и η' -мезонов

Цикл работ по редким радиационным распадам η -мезона исторически был выполнен первым на установке ГАМС-2000. Он включает прецизионное измерение отношения парциальных ширин распадов

$$\eta \rightarrow \gamma\gamma \quad (101)$$

и

$$\eta \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma. \quad (102)$$

При анализе диаграмм Далитца распада (102) с высокой точностью измерен матричный элемент. Поставлена верхняя граничная оценка для вероятности нарушающего C -четность распада

$$\eta \rightarrow 3\gamma. \quad (103)$$

Распад (101) имеет наиболее простую топологию, и его идентификация не вызывает затруднений. В спектре масс 2γ -событий выделяется бесфоновый пик η -мезона, его положение с точностью 0,3% совпадает с табличным значением, а ширина соответствует аппаратурному разрешению. Все измеренные характеристики реакции совпадают с полученными ранее при той же энергии.

Важнейшее свойство спектрометра ГАМС-2000 — способность регистрации большого количества γ -квантов в полной мере проявилось при исследовании распада (102). Диаграмма Далитца этого распада ($\simeq 50$ тыс. событий) оказалась равномерно заселенной. С точностью до членов второго порядка по энергии π^0 квадрат матричного элемента распада (102) может быть представлен в виде

$$|M(\eta \rightarrow 3\pi^0)|^2 = A \cdot (1 + 2\alpha Z), \quad (104)$$

где Z — квадрат расстояния (94) до центра диаграммы Далитца; α — параметр наклона. Полученное в результате фита значение

$$\alpha = -0,022 \pm 0,023 \quad (105)$$

показывает, что матричный элемент распада (102) постоянен с высокой степенью точности.

Систематическому исследованию были подвергнуты все нейтральные распады (с множественностью γ -квантов вплоть до 10) другого члена нонета псевдоскалярных мезонов — η' -мезона. В этих опытах определена ширина распада

$$\eta' \rightarrow \omega\gamma \quad (106)$$

и измерены матричные элементы распадов

$$\eta' \rightarrow \eta\pi^0\pi^0 \quad (107)$$

и

$$\eta' \rightarrow 3\pi^0. \quad (108)$$

Распад (106) является сравнительно редким радиационным распадом, его вероятность $\simeq 3 \cdot 10^{-3}$. Он принадлежит к числу процессов, поддающихся достаточно точному теоретическому расчету. Особый интерес представляет отношение парциальных ширин $\Gamma(\eta' \rightarrow \omega\gamma)/\Gamma(\eta' \rightarrow \rho\gamma)$, которое слабо зависит от динамики взаимодействия и определяется только квадратом заряда кварка.

Подробно процедура обработки при выделении распада (106) изложена в [106]. Отметим, что в полученном спектре масс $\omega\gamma$ -систем четко выделяется пик от распада (106) ($\simeq 150$ событий при незначительном уровне фона). Отношение парциальных ширин

$$\Gamma(\eta' \rightarrow \omega\gamma)/\Gamma(\eta' \rightarrow \eta\pi^0\pi^0) = 0,0131 \pm 0,0015. \quad (109)$$

С использованием табличных значений $BR(\eta' \rightarrow \eta\pi^0\pi^0)$ следует

$$BR(\eta' \rightarrow \omega\gamma) = 0,0330 \pm 0,0036. \quad (110)$$

Отсюда может быть найдено отношение распадных ширин η' -мезона при испускании векторных ρ и ω -мезонов:

$$R = \Gamma(\eta' \rightarrow \rho\gamma)/\Gamma(\eta' \rightarrow \omega\gamma) = 9,1 \pm 0,9. \quad (111)$$

Эта величина находится в хорошем согласии с предсказаниями аддитивной кварковой модели. При учете ширин ω - и ρ -резонансов кварковая модель дает $R = 8,6 \pm 0,2$.

Для построения диаграммы Далитца и определения матричного элемента распада (107) было использовано 5400 событий с массами $M_{\eta\pi\pi}$ в интервале $938 \div 978$ МэВ. Был проведен 5С-фит для всех событий (фиксировались массы всех частиц и $M_{\eta'} = M_{\eta\pi\pi}$). На полученной диаграмме Далитца видно, что она заселена практически равномерно. Исследуемый распад η' -мезона (спин-четность $J^P = 0^-$) феноменологически описывается линейным матричным элементом

$$M^2 = A(|1 + \alpha y|^2 + cx^2), \quad (112)$$

где x и y — переменные Далитца:

$$y = (2 + m_\eta/m_\pi)T_\eta/Q - 1, \quad (113)$$

$$x = \sqrt{3}/Q(T_1 - T_2), \quad (114)$$

где T_1, T_2 и T_η — кинетические энергии π^0 -мезонов и η -мезонов в системе покоя η' -мезона; $Q = m_{\eta'} - m_\eta - 2m_{\pi^0}$; A — нормировочный множитель. При фитировании диаграммы Далитца формулой (112) получены следующие значения параметров:

$$Re\alpha = -0,058 \pm 0,013, \quad Im\alpha = 0,00 \pm 0,13, \quad c = 0,00 \pm 0,03. \quad (115)$$

Матричный элемент хорошо описывается линейной зависимостью от y с параметром наклона

$$\alpha = -0,058 \pm 0,013. \quad (116)$$

Возможное объяснение наклона матричного элемента связано с влиянием глюонной компоненты в волновой функции η' -мезона на динамику его распада.

В экспериментах Сотрудничества ГАМС были получены и новые данные о редком радиационном распаде

$$\omega \rightarrow \eta\gamma. \quad (117)$$

Парциальная ширина этого распада была определена ранее в экспериментах, где источниками ω -мезонов служили электромагнитные процессы дифракционного фоторождения [107] и e^+e^- -аннигиляции [108]. Особенностью этих процессов являются одновременное образование и распад по одному и тому же каналу, примерно с одинаковой интенсивностью, двух векторных мезонов, ω и ρ . При этом существенную роль играют эффекты $\omega - \rho$ -смешивания [109], которое может до 2-3 раз увеличивать (уменьшать) сигнал от ω -мезона в спектре масс $\eta\gamma$ в случае конструктивной (деструктивной) интерференции. В предположении конструктивной $\omega - \rho$ -интерференции (а в ее пользу говорит кварковая модель) относительная ширина распада (117) составляет, по данным [104], $BR(\omega \rightarrow \eta\gamma) = (5 \pm 2) \cdot 10^{-4}$. При деструктивной интерференции эта величина возрастает почти на порядок.

Использование π^-p -перезарядки

$$\pi^-p \rightarrow \omega n \quad (118)$$

как источника моноэнергичных ω -мезонов открывает возможность модельно-независимого определения вероятности распада (117) [110]. Хотя реакция (118) и сопровождается аналогичной реакцией образования и распада ρ^0 -мезона

$$\pi^-p \rightarrow \rho^0 n, \quad (119)$$

эти два процесса могут быть кинематически разделены, и $\omega - \rho$ -смешивание подавлено. В реакции (119) доминирует однопионный обмен, и события ее сосредоточены в области малых передач импульса. Для реакции же (118) характерна сравнительно пологая t -зависимость дифференциального сечения [111]. Это позволяет путем выбора области достаточно больших $|t|$, при небольшой потере событий распада (117), избавиться от влияния $\omega - \rho$ -интерференции на ω -сигнал в реакции

$$\pi^-p \rightarrow \eta\gamma n. \quad (120)$$

Интерференционная поправка к величине $BR(\omega \rightarrow \eta\gamma)$, определяемой в этой реакции, быстро уменьшается также с ростом энергии, что связано с уменьшением вклада обмена с неестественной четностью, который практически исчезает в реакции (118) при энергиях выше 20 ГэВ [111].

Для выделения редкого радиационного распада (117) были использованы данные, полученные сотрудничеством ГАМС, на 70-ГэВ ускорителе ИФВЭ в сеансе 1984 года [71]. В этом же эксперименте регистрировался интенсивный распад

$$\omega \rightarrow \pi^0 \gamma, \quad (121)$$

топология которого близка к (117), что позволило в дальнейшем, при определении парциальной ширины распада в моде $\eta\gamma$ свести к минимуму систематические погрешности. Подробности, связанные с анализом этой реакции и распадами (117), (121), обсуждаются в [112].

Использованные критерии отбора позволили надежно выделить события с $\eta\gamma$ -топологией. Измеренный спектр масс $\eta\gamma$ -системы представлен на рис. 45. В этом спектре выделяется узкий пик, совпадающий по массе с ω -мезоном. Его ширина соответствует аппаратурному разрешению спектрометра ГАМС ($\Delta M/M \simeq 1,5\%$). Таким образом, использованная система отборов позволила уверенно выделить из фона события редкого радиационного распада (117).

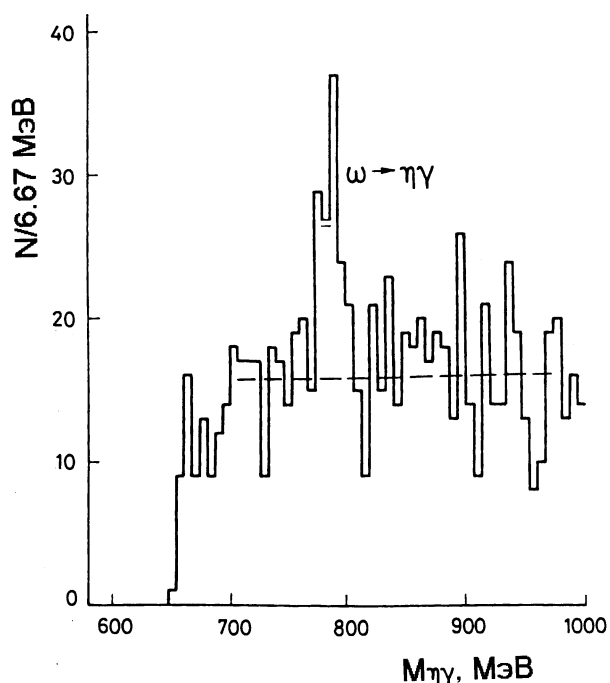


Рис. 45. Измеренный массовый спектр 3γ -событий, реконструированных как $\eta\gamma$. Пик соответствует распаду $\omega \rightarrow \eta\gamma$. Пунктирная кривая — моделирования методом Монте-Карло.

Отношение ширин распадов (117) и (121) найдено равным

$$\Gamma(\omega \rightarrow \eta\gamma)/\Gamma(\omega \rightarrow \pi^0 \gamma) = (9,8 \pm 2,4) \cdot 10^{-3}. \quad (122)$$

Нормируясь на распад (121), вклад которого в ширину ω -мезона составляет $(8,5 \pm 0,5)\%$ [104], получаем

$$BR(\omega \rightarrow \eta\gamma) = (8,3 \pm 2,1) \cdot 10^{-4}. \quad (123)$$

Приведенная ошибка включает в себя оценку систематической погрешности измерений ($< 10\%$), которая была определена путем варьирования критериев отбора событий, и оценку возможного влияния эффекта $\omega - \rho$ -смешивания.

Результат (123) наряду с прямым определением относительной ширины $\eta\gamma$ распада ω -мезона позволяет также устранить двузначность в полученных ранее данных [107,108], отбросив решение, соответствующее деструктивной $\omega - \rho$ -интерференции и дающее значение $BR(\omega \rightarrow \eta\gamma)$, которое вчетверо превышает (123). Одновременно устраняется двузначность и в определении величины $BR(\rho^0 \rightarrow \eta\gamma)$, где следует зафиксировать меньшее из двух возможных значений [107,108].

Найденное отношение вероятностей распадов (122) полезно сравнить с оценкой, следующей из простой кварковой модели, согласно которой

$$BR(\omega \rightarrow \eta\gamma)/BR(\omega \rightarrow \pi^0\gamma) = \sin^2\delta(p_\eta^*/p_\pi^*)^3/9, \quad (124)$$

где $p_{\eta,\pi}^*$ — импульсы распадных мезонов. Используя экспериментальные значения угла смешивания в нонете псевдоскалярных мезонов δ [104], получаем в (124) величину $0,010 \pm 0,002$, что хорошо согласуется с (122). Другие теоретические оценки отношения (122) лежат в пределах от 0,002 до 0,014 (см. [113] - [119]).

Были также проведены поиски и других редких нейтральных распадов η -, ω - и η' -мезонов. Соответствующие данные представлены в табл. 2⁴.

Таблица 2. Относительные вероятности нейтральных распадов η -, ω - и η' -мезонов, полученные Сотрудничеством ГАМС.

Мезон	Мода распада	Отн. вероятность распада
η	$\gamma\gamma$	$3.88 \pm 0.05 \times 10^{-1}$
η	$3\pi^0$	$3.14 \pm 0.04 \times 10^{-1}$
η	$\pi^0\gamma\gamma$	$7.1 \pm 1.4 \times 10^{-4}$
η	3γ	$< 5 \times 10^{-4}$
ω	$\pi^0\pi^0\gamma$	$7.2 \pm 2.6 \times 10^{-5}$
ω	$\eta\gamma$	$8.3 \pm 2.1 \times 10^{-4}$
ω	$3\pi^0$	$< 3 \times 10^{-4}$
ω	$\eta\pi^0$	$< 1 \times 10^{-3}$
ω	3γ	$< 2 \times 10^{-4}$
η'	2γ	$2.43 \pm 0.14 \times 10^{-2}$
η'	$\eta\pi^0\pi^0$	$2.17 \pm 0.13 \times 10^{-1}$
η'	$\omega\gamma$	$3.2 \pm 0.3 \times 10^{-2}$
η'	$3\pi^0$	$1.6 \pm 0.3 \times 10^{-3}$
η'	3γ	$< 1 \cdot 10^{-4}$
η'	$\pi^0\gamma\gamma$	$< 8 \cdot 10^{-4}$
η'	$2\pi^0$	$< 1 \cdot 10^{-3}$
η'	$4\pi^0$	$< 5 \cdot 10^{-4}$

⁴Верхние пределы на относительные ширины распадов приведены с достоверностью 90%.

Заклучение

Адронная спектроскопия, лежащая в основе физики высоких энергий, прошла в своем развитии ряд четко выраженных стадий: начальное накопление фактов, открытие странных частиц, $SU(3)$ -классификация адронов, кварковая модель, модель Редже, физика резонансов, спектроскопия тяжелых кварков. Соответственно постоянно развивалась экспериментальная база, совершенствовалась методика и расширялся инструментарий, используемый при обработке данных экспериментов.

Настоящий этап в спектроскопии характеризуется переходом к систематическому исследованию экзотических состояний. Исследования концентрируются вокруг нескольких ключевых направлений: мезонная спектроскопия в двухпомеронных и двухфотонных процессах, эксклюзивные реакции при больших передачах импульса, редкие распады адронов.

Первый эксперимент по поиску связанных состояний глюонов (глюболов), проведенный на спектрометре ГАМС-2000 в 1981 году, завершился обнаружением $G(1590)$ -мезона, образующимся в зарядовообменной реакции и распадающимся на пару η -мезонов. Впоследствии были обнаружены распады $G(1590)$ -мезона на $\eta\eta'$ -пару и четыре π^0 -мезона. Интенсивные моды распада на $\eta\eta$, $\eta\eta'$ и $4\pi^0$ при подавленности каналов $\pi\pi$ и $K\bar{K}$ послужили серьезным аргументом в пользу экзотической природы $G(1590)$ -мезона.

Исследование S -волны в $\pi^0\pi^0$ -системе при импульсах 38 и 100 ГэВ/с дало новую информацию, важную для классификации скалярных мезонов и поисков состояний, содержащих значительную глюонную составляющую. S -волна в $\pi^0\pi^0$ -системе имеет такую же структуру, как и в $\eta\eta$ -системе: в ней наблюдается серия бампов, разделенных провалами. Данные ГАМС об S -волне в $\pi^0\pi^0$ - и $\eta\eta$ -системах, а также в $\eta\eta'$ -системе легли в основу всестороннего анализа состояний с квантовыми числами $I^G J^{PC} = 0^+ 0^{++}$, который указывает на существование пяти скалярных изоскалярных мезонов в области масс ниже 1,9 ГэВ, тогда как в рамках $q\bar{q}$ -классификации ожидается только четыре. “Лишнее” состояние является кандидатом в скалярные глюболы. В результате смешивания с близлежащими $q\bar{q}$ -мезонами глюбольшое состояние оказывается распределенным по трем физическим резонансам: $f_0(1300)$, $f_0(1500)$ и $f_0(1530)$.

Исследования двухмезонных систем, образующихся в зарядовообменных реакциях, проведенные на установках ГАМС-2000, ГАМС-4 π и ГАМС-4000, привели к открытию ряда новых состояний, некоторые из которых могут иметь экзотическую природу. Изучены также новые каналы распадов уже известных мезонов, позволившие сделать более конкретные заключения об их природе. Так, при изучении $\eta\eta'$ -системы в области больших масс был обнаружен узкий $X(2200)$ -мезон, спин которого достаточно высок, $J \geq 2$. Его параметры согласуются с параметрами $\xi(2220)$ -мезона, который рассматривается как один из возможных кандидатов в тензорные глюболы.

Другой резонанс, $X(1640)$, обнаруженный при исследовании $\omega\omega$ -системы, возможно, является $\omega\omega$ -молекулой. $\rho_1(2200)$ -мезон, наблюдавшийся в $\omega\pi^0$ -системе, мо-

жет рассматриваться как радиальное и орбитальное возбуждение (2^3D_1) ρ^0 -мезона, а $X(1920)$ -мезон, распадающийся на два ω -мезона, может быть радиальным возбуждением $f_2(1270)$ -мезона.

При изучении двухмезонных систем широко использовалась техника прецизионного парциально-волнового анализа, что позволило обнаружить ряд новых распадов мезонов с высокими спинами. Открыт $r/f_6(2050)$ -мезон, распадающийся на пару π^0 -мезонов. Этот резонанс наблюдался как при 38 ГэВ/с, так и при 100 ГэВ/с. Обнаружены новые распады $h/f_4(2050)$ -мезона по каналам $\eta\eta$ и $\omega\omega$. ПВА $\omega\pi^0$ -системы позволил выделить состояние со спином 5, $\rho_5(2350)$ -мезон. Наконец, обнаружен новый распад $a_4(2020) \rightarrow \eta\pi^0$.

Ряд интересных результатов был получен и при изучении трех- и четырехчастичных реакций. Результаты парциально-волнового анализа реакции $\pi^-p \rightarrow \eta\pi^0\pi^0n$ свидетельствуют о наблюдении $\eta(1295)$ -, $\iota/\eta(1440)$ - и $D/f_1(1285)$ -мезонов. В распаде ι -мезона на $\eta\pi^0\pi^0$ доминирует канал $f_0\eta$, что является сильным аргументом в пользу глюонной природы ι -мезона. При изучении $4\pi^0$ -системы, образующейся в реакции перезарядки, наряду с $G(1590)$ -мезоном был обнаружен редкий распад $f_2(1270) \rightarrow 4\pi^0$. В спектре масс $4\pi^0$ -системы наблюдается также пик, соответствующий новому состоянию — $X(1810)$ -мезону со спин-четностью $J^{PC} = 2^{++}$.

Предложен и реализован новый метод поиска экзотических состояний в зарядо-вообменных реакциях, использующий особенности динамики рождения и распада этих состояний. С ростом переданного импульса выход известных мезонов, образующихся, как правило, посредством однопионного обмена, быстро падает, и фоновые условия для поиска редких, в том числе и экзотических состояний, существенно улучшаются.

В спектре масс $\eta\eta$ -системы при $-t > 0,3$ (ГэВ/с)² наблюдается $X(1750)$ -резонанс, обладающий рядом необычных свойств: слабая связь с $\pi\pi$ -каналом, малая собственная ширина, малая величина сечения и наклона дифференциального сечения, совместное образования с изобарой. Эти свойства не противоречат интерпретации $X(1750)$ -резонанса как гибридного мезона, образующегося посредством мультипомеронного обмена.

Другое необычное состояние, $X(1910)$ -мезон, было обнаружено при изучении $\eta\eta'$ -системы в области больших передач импульса. Распады этого мезона по каналам $\pi^0\pi^0$, $\eta\eta$ и $K_s^0K_s^0$ не наблюдались. Необычные свойства образования и распада $X(1910)$ -мезона, его малая ширина указывают на экзотическую природу этой частицы.

В спектре масс $\omega\eta$ -системы наблюдается узкий пик с массой около 1650 МэВ, который отчетливо виден как при средних ($0,1 \div 0,2$ (ГэВ/с)²), так и при больших ($> 0,3$ (ГэВ/с)²) передачах импульса. Для $X(1650)$ -мезона характерна пологая t -зависимость дифференциального сечения e^{3t} , полное сечение образования этого резонанса весьма мало, около 10 нб.

Поиски состояний с обогащенной глюонной компонентой, образующихся в центральной области адронных столкновений, были начаты Сотрудничеством ГАМС на протонном синхротроне ЦЕРН в рамках эксперимента NA12/2. Эти исследова-

ния позволили получить данные, обогащенные глюонными состояниями дважды, как за счет усиления образования глюоболов в двухпомеронных взаимодействиях, так и за счет использования характерных для глюоболов каналов распада ($\eta\eta$, $\eta\eta'$, $\eta'\eta'$).

В первом же эксперименте по рождению резонансов в центральной области при импульсе 300 ГэВ/с, выполненном Сотрудничеством ГАМС в 1986 году, был обнаружен $G(1590)$ -мезон, образующийся в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^- \eta\eta p$, причем отношение сечений образования $G(1590)$ - и $f_2(1270)$ -мезонов в центральных соударениях на порядок выше, чем в периферических, что послужило еще одним аргументом в пользу экзотической природы $G(1590)$ -мезона.

Дальнейшее изучение $\eta\eta$ -системы привело к открытию состояния с массой около 2,2 ГэВ с квантовыми числами $I^G J^{PC} = 0^+ 0^{++}$, названного $G_2(2180)$ -мезоном. Подавленность каналов распада $\pi\pi$ и $K\bar{K}$ вместе с фактом образования $G_2(2180)$ -мезона в центральной области $\pi^- p$ -столкновений дает веские основания рассматривать его как кандидат в тензорные глюболы.

Последующие эксперименты на модифицированной установке NA12/2 по изучению $\eta\eta$ -системы в pp -столкновениях при импульсе 450 ГэВ/с подтвердили интенсивное образование $G(1590)$ - и $G_2(2180)$ -мезонов в центральной области.

Исследования, начатые Сотрудничеством ГАМС в эксперименте NA12/2, получили дальнейшее развитие в рамках эксперимента WA102, который объединил потенциал Ω -спектрометра и ГАМС-4000 для изучения экзотических мезонов, образующихся в центральных протон-протонных столкновениях.

Была предложена новая методика выделения процессов двухпомеронного обмена, получившая название “глюобольного фильтра”. Анализ центрального образования 4π -системы в pp -столкновениях с использованием этой методики полностью подтвердил статус $G(1590)$ -мезона как кандидата в скалярные глюболы.

В измерениях, выполненных на установках ГАМС-2000 и ГАМС-4 π в 1982–1985 годах, была реализована обширная программа поисков редких нейтральных распадов легких мезонов (η , η' и ω).

Обнаружение редкого распада $\eta \rightarrow \pi^0 \gamma\gamma$ в экспериментах Сотрудничества ГАМС позволило разрешить так называемую “проблему η -мезона”, когда приписываемая процессу $\eta \rightarrow \pi^0 \gamma\gamma$ вероятность в десятки раз превышала теоретическое значение. Вероятность этого распада получена равной $BR(\eta \rightarrow \pi^0 \gamma\gamma) = (9,5 \pm 2,3) \cdot 10^{-4}$. Наиболее близкие теоретические оценки данной вероятности ($BR \simeq 10^{-3}$) были получены в модели векторной доминантности.

Механизм трехпионных распадов η - и η' -мезонов, происходящих с нарушением изотопической инвариантности, связан с неравенством масс токовых u - и d -кварков, что открывает путь к определению такой фундаментальной величины как отношение масс этих кварков. Вероятность распада $\eta' \rightarrow 3\pi^0$ $BR(\eta' \rightarrow 3\pi^0) = (1,6 \pm 0,32) \cdot 10^{-3}$, впервые измеренная на установке ГАМС-2000, позволила получить для отношения кварковых токовых масс значение $m_u/m_d = 0,44 \pm 0,08$.

Распады легких векторных мезонов (ρ , ω , ϕ) на пару псевдоскалярных мезонов и фотон интенсивно обсуждаются уже более тридцати лет, однако ни один из

них до 1994 г. не был экспериментально обнаружен. Впервые этот процесс был зарегистрирован на установке ГАМС-2000, для его вероятности получена величина $BR(\omega \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma) = (7, 2 \pm 2, 6) \cdot 10^{-5}$, что на порядок ниже предыдущих граничных оценок.

Были проведены прецизионные измерения и других нейтральных распадов: $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, $\eta \rightarrow 3\pi^0$, $\eta' \rightarrow \gamma\gamma$, $\eta' \rightarrow \eta\pi^0\pi^0$, $\eta' \rightarrow \omega\gamma$. Получена верхняя граничная оценка для вероятности нарушающего С-четность распада $\eta \rightarrow 3\gamma$. Получены новые данные о редком радиационном распаде $\omega \rightarrow \eta\gamma$. Измерена вероятность этого распада $BR(\omega \rightarrow \eta\gamma) = (8, 3 \pm 2, 1) \cdot 10^{-4}$, что позволило устранить двусмысленность в ранее полученных данных, отбросив решение, соответствующее деструктивной ω - ρ -интерференции.

Разработанная в ИФВЭ методика регистрации многофотонных состояний на основе годоскопических спектрометров из свинцового стекла типа ГАМС позволила получить целый ряд приоритетных результатов, систематизированных в настоящем обзоре, и наметить направления перспективных исследований.

Развиваемая в настоящее время в ИФВЭ электромагнитная калориметрия на основе тяжелых кристаллов из вольфрамата свинца адекватна новым задачам, возникающим как в экспериментах по спектроскопии глюонных состояний в центральных pp -столкновениях (эксперименты COMPASS на SPS и ГЛЮОН на УНК-600), так и в планируемых экспериментах на Большом адронном коллайдере в ЦЕРН (CMS и ALICE).

Список литературы

- [1] *Fritzsch H., Gell-Mann M.* // Proc. 16th Intern. Conf. on High Energy Physics. Chicago, 1972 P.135.
- [2] *Jaffe R.L., Johnson K.* // Phys. Lett. 1976. V.60B. P.393.
- [3] *Akopjanov G.A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1977. V.140. P.441.
Davydov V.A. et al. // Nucl. Instr. Meth. 1977. V.145. P.267.
Binon F. et al. // Nucl. Instr. Meth. 1986. V.A248. P.86.
- [4] *Inyakin A.V. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1983. V.215. P.103.
- [5] *Кулик А.В. и др.* // Препринт ИФВЭ. 85-17 Протвино, 1985.
- [6] *Lednev A.A.* // Nucl. Instr. Meth. 1995. V.A366. P.292.
- [7] *Lednev A.A.* // Preprint ИИЕР. 93-153 Protvino, 1993.
- [8] *Blick A.M., Prokoshkin Yu.D.* // CMS N/96-023, CERN, Geneva, 1996.
Blick A.M. et al. // Preprint ИИЕР. 96-105 Protvino, 1996.
Блик А.М. и др. // ПТЭ. 1994. Т.4. С.1.
- [9] *Binon F. et al.* // Preprint ИИЕР. 97-4 Protvino, 1997; Subm. to Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A.

- [10] *Edwards C. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1982. V.49. P.259.
- [11] *Baillon P. et al.* // Nuovo Cim. 1967. V.50A. P.393.
- [12] *Hitlin D.* // Int. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Cornell, USA. 1983. P.746.
- [13] *Бутюков С.* // Препринт ИФВЭ. 83-203 Протвино, 1983.
- [14] *Edwards C. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1982. V.48. P.458.
- [15] *Bloom E.D. et al.* // SLAC-PUB-2976, Standford, 1982.
- [16] *Scharre D.L.* // SLAC-PUB-2880, Standford, 1982.
Meshkov S. // PRE-26748. 1983. Univ. of Calif.. Los Angeles; CALT-68-923, 1982; 7th Int. Conf. on Exp. Meson Spectroscopy, Brook. Nat. Lab.. 1983.
- [17] *Donoghue J.F.* // UMHER-157, Univ. of Massachusetts, 1981.
- [18] *Gottfried K.* // Proc. Int. Conf. on High Energy Physics, Brighton, England. 1983. P.473.
Lindenbaum S. // Ibid.. P.351.
- [19] *Weinstein J., Isgur N.* // Phys. Rev. Lett. 1982. V.48. P.1982.
- [20] *Robson D.* // Nucl. Phys. 1974. V.D9. P.1215.
- [21] *Герштейн С.С., Логунов А.А.* // ЯФ. 1984. Т.39. С.1514.
- [22] *Прокошкин Ю.Д.* // ЭЧА.Я 1985. Т. 16. С. 584.
- [23] *Low F.E.* // Phys. Rev. 1975. V.D12. P.163.
Nussinov S. // Phys. Rev. 1074. V.D14. P.246; Phys. Rev. Lett. 1975. V.34. P.1286.
- [24] *Akesson T. et al.* // Phys. Lett. 1983. V.133B. P.268.
- [25] *Palano A. et al.* // CERN-EP/83-107, Geneva, 1983.
- [26] *Etkin A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1982. V.49. P.1620.
- [27] *Salomone A. et al.* // Phys. Rev. 1984. V.D30. P.1120.
- [28] *Герштейн С.С., Лиходед А.К., Прокошкин Ю.Д.* // ЯФ. 1984. Т.39. С.251; Zeit. Phys. 1984. V.C24. P.24.
- [29] *Witten E.* // Nucl. Phys. 1979. V.B156. P.269.
Veneciano G. // Nucl. Phys. 1979. V.B156. P.213.
Di Vecchia P. // Phys. Lett. 1979. V.85B. P.357.
- [30] *Köninsman K.C.* // SLAC-PUB-2910, Standford, 1982.
- [31] *Close F.* // Proc. Int. Europhysics Conf. on High Energy Physics, Brighton, England. 1983. P.361.

- [32] *Morgan D., Pennington M.R.* // RL-83-126. Ruth. Appl. Lab. Chilton. England.
- [33] *Ландсберг Л.Г.* // ЯФ. 1994. Т.57. С.47; УФН. 1990. Т.160. С.1.
- [34] *Apel W.D. et al.* // ЯФ. 1978. Т.28. С.108.
- [35] *Binon F. et al.* // Nuovo Cim. 1983. V.78A. P.313.
- [36] *Gerstein S.S. et al.* // Zeit. Phys. 1984. V.C24. P.305; ЯФ. 1984. Т.39. С.251.
- [37] *Бинон Ф. и др.* // ЯФ. 1984. Т.39. С.1429.
- [38] *Prokoshkin Yu.D.* // Proc. Third Int. Conf. on Hadron Spectroscopy, HADRON'89, Ajaccio, Ed. Frontiers, Paris. 1990. P.27.
- [39] *Gerstein S.S. et al.* // ЯФ. 1986. Т.43. С.163.
- [40] *Alde D. et al.* // Phys. Lett. 1986. V.B177. P.120; ЯФ. 1987. Т.45. С.405.
- [41] *Zhi-Peng Zheng for the collaboration* // Proc. Intern. Conf. on High Energy Physics, Dallas. 1992. P.556.
- [42] *Prokoshkin Yu.D.* // Proc. Second Int. Conf. on Hadron Spectroscopy, HADRON'87, Tsukuba, Japan. 1987. P.28; KEK Report 87-7, 1987.
- [43] *Alde D. et al.* // Phys. Lett. 1987. V.B198. P.286; ЯФ. 1988. Т.47. С.997.
- [44] *Alde D. et al.* // ЯФ. 1997. Т.60. С.458.
- [45] *Вайнштейн А.И. и др.* // ЭЧА.Я 1982. Т. 13. С. 542.
Волошин М.Б., Зайцев Ю.М. // УФН. 1987. Т.152. С.361.
- [46] *Alde D. et al.* // Phys. Lett. 1986. V.B182. P.105; JETP Lett. 1986. V.44. P.441.
- [47] *Alde D. et al.* // Phys. Lett. 1992. V.B284. P.457; ЯФ. 1991. Т.54. С.745.
- [48] *Бинон Ф. и др.* // ЯФ. 1981. Т.33. С.1027.
- [49] *Alde D. et al.* // Phys. Lett. 1989. V.B216. P.447; ЯФ. 1988. Т.48. С.1724.
- [50] *Alde D. et al.* // Phys. Lett. 1992. V.B276. P.375; ЯФ. 1991. Т.54. С.751.
- [51] *Самойленко В.Д.* // ДАН. 1991. Т.318. С.1367.
- [52] *Прокошкин Ю.Д., Самойленко В.Д.* // ДАН. 1996. Т.348. С.481.
- [53] *Dessi B.R. et al.* // Nucl. Phys. 1978. V.142B. P.258.
Drijard D. et al. // Nucl. Phys. 1978. V.143B. P.61.
- [54] *Герштейн С.С., Логунов А.А.* // ЯФ. 1984. Т.39. С.1514; ЯФ. 1986. Т.44. С.1253.
- [55] *Alde D. et al.* // CERN/SPSC 85-46, 1985.

- [56] *Алду Д. и др.* // ЯФ. 1988. Т.47. С.1639.
- [57] *Prokoshkin Yu.D.* // The Third International Conference on Hadron Spectroscopy HADRON'89, Ajaccio, Corsica. 1989. P.27.
- [58] *Герштейн С.С., Лиходед А.К., Прокошкин Ю.Д.* // ЯФ. 1984. Т.39. С.251.
- [59] *Amstrong T. et al.* // Phys. Lett. 1989. V.B227. P.182.
- [60] *Schierholz G.* // DESY Preprint 88-172, Hamburg, 1988.
- [61] *Prokoshkin Yu.D.* // 25th International Conference on High Energy Physics, Singapore. 1990. P.582.
- [62] *Amstrong T. et al.* // Phys. Lett. 1989. V.B227. P.186.
- [63] *Singovsky A.V.* // Proc. V Intern. Conf. on Hadron Spectroscopy, HADRON'93, Villa Olmo, Como, Italy. 1993.
- [64] *Peigneux J.P. et al.* // CERN/SPSLC 94-22. P.281; Experiments at CERN in 1995, Geneva, November 1995.
- [65] *Abatzis S. et al.* // Phys. Lett. 1994. V.B324. P.509.
D.Barberis D. et al. // Phys. Lett. 1996. V.B388. P.853.
- [66] *Close F. and Kirk A.* // Preprint RAL-96-101, 1996.
- [67] *Barberis D. et al.* // Preprint CERN, CERN/PPE 96-197, 1996.
- [68] *Chung S.U. et al.* // Informal report, BNL-46863, November 1991.
- [69] *Прокошкин Ю.Д.* // Препринт ИФВЭ. 88-40 Протвино, 1988.
- [70] *Апель В.Д. и др.* // ЯФ. 1976. Т.23. С.333; Phys. Lett. 1975. V.57B. P.398.
- [71] *Alde D. et al.* // Phys. Lett. 1989. V.216B. P.451; Sov. J. Nucl. Phys. 1989. V.49. P.1021.
- [72] *Alde D. et al.* // Phys. Lett. 1990. V.241B. P.600.
- [73] *Beladidze G.M. et al.* // Zeit. Phys. 1992. V.54. P.367.
- [74] *Dover C.B.* // Summary Talk on Second Biennial Conference LEAP-92, September Courmayeur, Aosta Valley, Italy. 1992. P.14.
- [75] *Alde D. et al.* // Zeit. Phys. 1992. V.54. P.553.
- [76] *Alde D. et al.* // Zeit. Phys. 1995. V.66. P.379.
- [77] *Binon F. et al.* // Lett. Nuovo Cim. 1984. V.39. P.41.
- [78] *Прокошкин Ю.Д., Кондашов А.А.* // ДАН. 1994. Т.336. С.613; Nuovo Cim. 1994. V.107A. P.1903.

- [79] *Прокошкин Ю.Д., Кондашов А.А., Садовский С.А.* // ДАН. 1995. Т.342. С.473; Proc. XXVII Intern. Conf. on High Energy Physics, Glasgow. 1994. P.1407.
- [80] *Alde D. et al.* // Zeit. Phys. 1995. V.C66. P.375; Preprint CERN-PPE/94-157, Geneva, 1994.
- [81] *Kondashov A.A., Prokoshkin Yu.D., Sadovsky S.A.* // Preprint ИИЕР. 95-137 Protvino, 1995; Phys. Atom. Nucl. 1996. V.59. P.1680.
- [82] *Прокошкин Ю.Д., Кондашов А.А., Садовский С.А.* // ДАН. 1997, в печати; Proc. XXVIII Intern. Conf. on High Energy Physics, Warsaw. 1996. P.474.
- [83] *Alde D. et al.* // to be published.
- [84] *Anisovich V.V. et al.* // Phys. Lett. 1995. V.B355. P.363; Preprint PNPI 2046, ТН-19-1995, Gatchina, 1995.
- [85] *Anisovich V.V. et al.* // Phys. Lett. 1996. V.B389. P.388.
- [86] *Ochs W., Wagner F.* // Phys. Lett. 1973. V.B44. P.271.
- [87] *Болотов Б. Н. и др.* // ЯФ. 1974. Т.20. С.1214.
- [88] *Ачасов Н.Н., Шестаков Г.Н.* // Препринт ТФ-Н19(189), Новосибирск, 1991.
- [89] *Cason N.M. et al.* // Phys. Rev. 1983. V.D28. P.1586.
- [90] *Алде Д. и др.* // ЯФ. 1996. Т.59. С.1027.
- [91] *Прокошкин Ю.Д. и др.* // ЯФ. 1995. Т.58. С.662.
- [92] *Болонкин Б.В. и др.* // ЯФ. 1987. Т.46. С.451; ЯФ. 1987. Т.46. С.799; Nucl. Phys. 1988. V.B309. P.426.
- [93] *Apel W.D. et al.* // Nucl. Phys. 1981. V.B193. P.269; ЯФ. 1985. Т.41. С.126.
- [94] *Бинон Ф. и др.* // ЯФ. 1982. Т.36. С.670.
- [95] *Бинон Ф. и др.* // ЯФ. 1981. Т.33. С.1534.
- [96] *Sadovsky S.A.* // Preprint ИИЕР. 85-34 Protvino, 1985.
- [97] *Singer P.* // Phys. Rev. 1962. V.128. P.2789; Phys. Rev. 1963. V.130. P.2441.
- [98] *Fajfer S., Oakes R.J.* // Phys. Rev. 1990. V.D42. P.2392.
- [99] *Bramon A. et al.* // Phys. Lett. 1992. V.B289. P.97.
- [100] *Bramon A. et al.* // The DAΦNE Physics Handbook, Frascati. 1992. P.467.
- [101] *Прокошкин Ю.Д., Самойленко В.Д.* // ДАН. 1995. Т.342. С.610.

- [102] *Alde D. et al.* // Phys. Lett. 1994. V.B340. P.122.
- [103] *Particle Data Group* // Phys. Rev. 1996. V.D54. P.1.
- [104] *Particle Data Group* // Phys. Rev. 1994. V.D50. P.1.
- [105] *Алду Д. и др.* // Препринт ИФВЭ. 86-154 Протвино, 1986.
Alde D. et al. // Zeit. Phys. 1987. V.36. P.603.
- [106] *Алду Д. и др.* // ЯФ. 1987. Т.45. С.1341.
- [107] *Andrews D.E. et al.* // Phys. Rev. 1977. V.38. P.198.
- [108] *Dolinskii S.I. et al.* // Zeit. Phys. 1989. V.C42. P.511.
- [109] *Achasov N.N., Shestakov G.N.* // Fiz.Elem.Chast.Atom.Yadra 1978. V.9. P.48.
- [110] *Alde D. et al.* // Zeit. Phys. 1994. V.61. P.35.
- [111] *Апель Д. и др.* // ЯФ. 1980. Т.31. С.167.
- [112] *Alde D. et al.* // Preprint ИИЕР. 93-29 Protvino, 1993.
- [113] *Becchi C., Morpurgo G.* // Phys. Rev. 1965. V.140. P.687.
- [114] *Godfrey S., Isgur N.* // Phys. Rev. 1985. V.D32. P.189.
- [115] *Sinzer O., Miller G.A.* // Phys. Rev. 1986. V.D33. P.141.
- [116] *Ishida S., Yamada K., Oda M.* // Phys. Rev. 1989. V.D40. P.1497.
- [117] *Iachello F., Kuznezov D.* // Phys. Rev. 1992. V.D45. P.4156.
- [118] *Bartelski J., Tatur S.* // Phys. Rev. Lett. 1992. V.B289. P.429.
- [119] *Barik N., Dash P.C., Panda A.R.* // Phys. Rev. 1992. V.D46. P.3856.

Рукопись поступила 12 февраля 1998 г.

Ю.Д. Прокошкин.

Поиски экзотических состояний и исследование редких распадов мезонов в экспериментах Сотрудничества ГАМС.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы \LaTeX .

Редактор Н.В.Ежела.

Технический редактор Н.В.Орлова.

Подписано к печати 12.02.98. Формат $60 \times 84/8$. Офсетная печать.
Печ.л. 10.0. Уч.-изд.л. 7,7. Тираж 150. Заказ 128. Индекс 3649.
ЛР №020498 17.04.97.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

