

539.126

О НЕКОТОРЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО АДРОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

Л.Г. Ландсберг

(Институт физики высоких энергий, Протвино,
Московская обл.)(Приглашенный доклад на Всесоюзной конференции ОЯФ АН СССР
по фундаментальным взаимодействиям элементарных частиц.
Москва, ИТЭФ, 26—29 ноября 1990 г.)

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	3
2. Барионная спектроскопия в прямом канале	7
3. Поиски экзотических мезонов в процессах с барионным обменом	11
4. Образование экзотических состояний в реакциях ОРЕ	14
5. Исследования радиационных распадов легких мезонов	17
5.1. Распады векторных и псевдоскалярных мезонов. 5.2. Некоторые другие радиационные распады.	
5.3. Электромагнитные лептонные распады и структура легких мезонов.	
6. Поиски нарушений изотропической инвариантности	30
7. Заключение	32
Примечания.....	32
Список литературы	33

1. Введение

Опыты по адронной спектроскопии за последнее десятилетие переживают свое второе рождение. Развитие экспериментальной техники сделало возможным вести эти исследования на качественно новом уровне с использованием светосильных установок, работающих в интенсивных адронных пучках, позволяющих регистрировать и идентифицировать как заряженные, так и нейтральные вторичные частицы и изучать процессы с нанобарными сечениями. Появились новые научные направления, связанные с экспериментами на встречных e^+e^- - пучках (изучение глюоно - обогащенных каналов распада J/ψ -частиц и $\gamma\gamma$ -соударений), с выделением процессов в кулоновском поле ядер, с поисками новых мезонов в $p\bar{p}$ -аннигиляции на чистых антипротонных пучках LEAR. Реализуются проекты ϕ -фабрик, где будут получены очень чистые и интенсивные источники ϕ^- , ω^- и ρ^- -мезонов, образующихся в резонансных e^+e^- реакциях при большой светимости.

Исследования по адронной спектроскопии привели к обнаружению нескольких сот новых частиц — барионов и мезонов, краткое справочное описание которых занимает сейчас увесистый том [1]. Стало очевидным, что все эти адроны уже не являются элементарными частицами, как это считалось когда-то, и что уровень элементарности лежит существенно глубже. Было открыто существование цветных кварков и глюонов, и создана квантовая хромодинамика, описывающая взаимодействия между этими фундаментальными

объектами. Оказалось, что именно кварки являются основными структурными элементами адронной материи, определяющими многообразие адронного мира. Было установлено, что все известные адроны подчиняются SU(3)-систематике, являющейся отражением их очень простого кваркового строения: мезоны представляют из себя $q\bar{q}$ - системы из валентных кварк-антикварковых пар, а барионы состоят из трех валентных кварков $(qqq)^{(1*)}$. Конечно, эти валентные структуры окружены виртуальным "морем" кварк-антикварковых пар и глюонов, но именно валентные фундаментальные частицы определяют основные квантовые числа и систематику адронов.

Как следует из кварковой модели, мезоны, состоящие из легких u-, d-, s-кварков, группируются в нонеты с определенными значениями квантовых чисел — спина J , четности $P = (-1)^L$, зарядовой четности (для нейтральных членов нонета) $C = (-1)^{L+S}$, G-четности $G = C(-1)^I$. Здесь S — суммарный спин кварков, L - орбитальный момент $q\bar{q}$ - системы ($J = S + L$), I — изотопический спин мезона. Для $q\bar{q}$ -мезонов возможны только определенные комбинации квантовых чисел:

$$C = P = (-1)^J, \text{ или } C = P = (-1)^{J+1}, \text{ или } C = (-1)^J, P = (-1)^{J+1}$$

Кварковая модель предсказывает также, что, помимо орбитального возбуждения, могут происходить радиальные возбуждения $q\bar{q}$ - системы, т.е. должны существовать мезонные нонеты с одними и теми же значениями J^{PC} , отличающиеся друг от друга значениями квантового числа n , определяющего радиальную часть волновой функции мезонов. Для основного состояния это число $n=1$ (обычно оно не указывается), а радиально-возбужденные мезонные семейства характеризуются значениями $n = 2, 3$ и т.д. С ростом n растет масса мезона. Первым радиально-возбужденным состоянием, обнаруженным экспериментально, явился ψ' -мезон, представляющий собой (2^3S_1) - состояние очарованной кварк-антикварковой пары $c\bar{c}$ (основным (1^3S_1) или просто $(3S_1)$ - состоянием $c\bar{c}$ -системы является J/ψ -частица)^(2*). В настоящее время обнаружено уже несколько радиально-возбужденных состояний. Их существование усложняет систематику адронов и делает особенно необходимым тщательное определение их квантовых чисел. Дальнейшие поиски и исследования радиально-возбужденных мезонных семейств являются важным направлением в современной адронной спектроскопии.

До сих пор не получен еще окончательный ответ на вопрос, возникший еще на пороге "кварковой эры": существуют ли в природе адроны, имеющие более сложную валентную структуру — многокварковые мезоны $qqq\bar{q}$ и барионы $qqqq\bar{q}$, или дибарионы $qqqqq$. С развитием КХД возникло естественное предположение, что и глюоны могут играть роль фундаментальных структурных элементов, т.е. что должны существовать мезоны, состоящие из одних глюонов (они получили название глюоболов [2]), или смешанные адроны из валентных кварков и глюонов — так называемые гибриды qqg или $qqqg$ [3]. Все эти новые типы частиц обычно называются экзотическими адронами. Все экзотические адронные состояния могут быть разделены на 3 группы:

1. Экзотика первого рода — состояния с явно экзотическими значениями таких основных квантовых чисел, как электрический заряд, странность, изотопический спин (мезоны с $|Q| = 2$, или $|S| = 2$, или $I > 1$; барионы с $|Q| > 2$, или $I > 3/2$, или $S > 0$). Такие частицы просто не могут иметь обычную кварковую структуру типа $q\bar{q}$ или qqq и обязательно должны быть экзотическими многокварковыми состояниями.

2. Экзотика второго рода — это частицы, имеющие экзотические

сочетания таких квантовых чисел, как спин J , четность P и зарядовая четность C , которых не может быть у адронов с обычной кварковой структурой. Как уже говорилось выше, у обычных $q\bar{q}$ -мезонов возможны лишь определенные сочетания квантовых чисел $C = P = (-1)^J$, или $(-1)^{J+1}$, а также $C = (-1)^J, P = (-1)^{J+1}$. Не может быть $q\bar{q}$ -состояний с $C = (-1)^{J+1}$ и $P = (-1)^J$ или с $J=0$ и $C = -1$ (если $J=0$, то $S=L=0$ или 1, и $C=+1$). Таким образом, экзотическими наборами квантовых чисел мезонов являются комбинации $J^{PC} = 0^{+-}, 0^{--}, 1^{-+}, 2^{+-}, 3^{-+}$ и т.д. Такими значениями J^{PC} могут обладать все виды экзотических мезонов — как многокварковые состояния, так и гибриды и глюболы^(3*).

3. Экзотика третьего рода — адронные состояния со скрытой экзотикой (криптоэкзотические адроны). У таких частиц нет внешних экзотических признаков, и их сложное внутреннее строение может быть установлено лишь косвенным образом, по каким-то специфическим особенностям в их характеристиках. К экзотике третьего рода также могут принадлежать экзотические адроны всех видов.

Поиски экзотических состояний занимают особое место в работах по нанобарной адронной спектроскопии последних лет. Наиболее трудной задачей представляется здесь идентификация криптоэкзотических адронов, так как об экзотической валентной структуре этих частиц можно судить лишь по косвенным динамическим признакам — таким как необычные каналы их распада, аномально-малые ширины, аномальные процессы образования и т.д. Экспериментальные установки для изучения экзотических адронов должны отличаться большим аксептансом и высокой чувствительностью, так как сечения соответствующих реакций как правило невелики.

Успех экспериментов по поискам экзотических адронов во многом определяется удачным выбором адронных процессов, в которых из качественных соображений можно ожидать более четкого проявления экзотических состояний. Для надежного выделения сигнала над фоном исследуемый процесс должен иметь как можно более яркую сигнатуру. Для изучения спектров эффективных масс тех или иных адронных систем, как правило, выбираются эксклюзивные или полуклассические реакции их образования. Хотя сечения эксклюзивных реакций при высоких энергиях обычно малы по сравнению с сечениями соответствующих инклюзивных процессов, однако фоновые условия для поисков новых резонансов в эксклюзивных каналах оказываются гораздо более чистыми. Это связано прежде всего с большим комбинаторным фоном в инклюзивных реакциях, возникающем в спектрах эффективных масс для исследуемых адронных систем при переборе комбинаций всех вторичных частиц из-за вклада ложных комбинаций. Комбинаторный фон сильно затрудняет выделение резонансных сигналов. В эксклюзивных и полуклассических процессах с ограниченной множественностью этот фон либо совсем отсутствует, либо сильно уменьшен. Несмотря на сложности поисков криптоэкзотических частиц, о которых говорилось выше, именно здесь в последние годы достигнут значительный прогресс, и появилось несколько очень серьезных претендентов на роль экзотических адронов (см., например, материалы конференций по адронной спектроскопии, проводившихся в КЕК (1987) [4], BNL (1988) [5], Ажассио (1989) [6] и Сент-Гоар-на-Рейне (1990), а также обзоры [7—12], где суммируются соответствующие результаты). Наиболее благоприятные условия для выделения экзотических адронных состояний по отношению к обычным ($q\bar{q}$)-мезонам и (qqq)-барионам реализуются при анализе процессов, обогащенных вкладом глюонов, а также для реакций, в которых образование обычных частиц подавлено в силу каких-то динамических

особенностей исследуемых явлений (например, из-за запрета по правилу OZI, из-за отбора по переданному импульсу, из-за условий обмена в t -канале и т.д.). Многие примеры подобных процессов приводятся в [11].

Поиски криптоэкзотических состояний тесно переплетаются с опытами, в которых уточняется структура семейства обычных мезонов и барионов (в том числе и радиально-возбужденных состояний). 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.

Наиболее яркие и драматические события в адронной спектроскопии разыгрываются сейчас в области масс 1—2 ГэВ, где за последние годы было открыто несколько состояний, которые, по-видимому, являются частицами нового типа — экзотическими адронами, имеющими сложную валентную цветовую структуру. Большой интерес представляют также опыты по исследованию редких распадов стандартных $q\bar{q}$ -мезонов, по дальнейшему развитию систематики адронов и поискам радиально-возбужденных $q\bar{q}$ -мезонов в этой области масс.

В нашей стране исследования по адронной спектроскопии на ускорителях с фиксированными мишенями сейчас развиваются в основном на 70 ГэВ ускорителе в ИФВЭ при промежуточных энергиях (30—40 ГэВ), где был получен ряд ярких и интересных результатов (см., например, обзоры [11, 13, 14]). К сожалению, на ускорителях низких энергий (ИТЭФ, ОИЯИ) после прежних успехов (обнаружение $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ и $V \rightarrow e^+ e^-$ распадов) эта область развивается теперь явно недостаточными темпами. Между тем исследования мезонов и барионов с массами ≤ 2 ГэВ могут с успехом проводиться и при малых энергиях (≤ 10 ГэВ), где сечения эксклюзивных процессов значительно превышают сечения соответствующих реакций при серпуховских энергиях. Для сравнения стоит отметить, что в лаборатории BNL и КЕК эксперименты при энергиях 5 — 8 ГэВ развиваются достаточно интенсивно.

Конечно, при низких энергиях экспериментальные трудности, как правило, возрастают. Требования, предъявляемые к аппаратуре, становятся более сложными по сравнению с опытами при первичных энергиях 30 — 40 ГэВ, где коллимация вторичных частиц вперед и сравнительно высокие допустимые пороги по их энергии, делают установку более простой и компактной. В опытах при низких энергиях должна быть увеличена апертура магнитного спектрометра установки. Следует существенно снизить пороги по энергии фотонов и заряженных частиц. При этом в γ -спектрометрах могут использоваться сцинтилляционные счетчики из кристаллов CsI, NaI, BGO, BaF₂, или даже более простые и быстрые системы в виде специальных сэндвичей из пластических сцинтилляторов и свинца. В качестве идентификаторов заряженных частиц могут применяться газовые черенковские счетчики высокого давления, твердотельные широкоапертурные многоканальные спектрометры для измерений колец черепковского излучения (получившие название детекторов типа RICH), а также системы для измерений времени пролета с предельным временным разрешением. При регистрации мюонных пар в электромагнитных распадах типа $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ следует применять систему пробежных детекторов, регистрировать остановки мюонов и идентифицировать мюоны по $\mu \rightarrow e$ распаду (это прежде всего относится к μ^-). Уменьшение эффективности регистрации адронных распадов при низких энергиях особенно неприятно, так как при неполной эффективности последняя может довольно сильно меняться с ростом эффективной массы регистрируемой системы частиц. Такое изменение эффективности приводит к искажению соответствующих массовых спектров

Поэтому необходима тщательная калибровка установки с помощью известных процессов. Хотя все это затрудняет опыты по адронной спектроскопии при низких энергиях, существенное увеличение выходов исследуемых частиц в эксклюзивных процессах с малым комбинаторным фоном делает создание более сложных установок вполне оправданным.

Настоящая статья не является систематическим обзором адронной спектроскопии в области малых энергий и имеет не совсем обычную форму. Она представляет собой расширенное изложение приглашенного доклада, сделанного автором на Всесоюзной конференции ОЯФ АН СССР по фундаментальным взаимодействиям элементарных частиц в ноябре 1990 г., а также лекции, прочитанной им на Школе физики ИТЭФ (март 1991 г.). Основная цель этих выступлений заключалась в том, чтобы привлечь внимание физиков, работающих на адронных ускорителях при малых энергиях (и в первую очередь экспериментаторов ИТЭФ и ОИЯИ) к некоторым интересным и малоисследованным проблемам адронной спектроскопии, которые наилучшим образом могут решаться в опытах на пучках частиц с энергией в несколько ГэВ. С этим связаны некоторые особенности статьи и ее конкретная направленность на обсуждение отдельных проблем, отражающих личные пристрастия автора. Их выбор не претендует на полноту и может быть существенно расширен.

2. Барионная спектроскопия в прямом канале

Речь идет о резонансных реакциях с образованием барионных состояний в прямом канале (рис. 1), т.е., вообще говоря, хорошо известных процессах, которые исследовались уже несколько десятилетий, начиная с первых опытов по χ -рассеянию группы Ферми, приведших к открытию первого адронного резонанса — $\Delta(1238)$ -изобары.

Многочисленные эксперименты по исследованию упругого рассеяния, перезарядки и поляризационных явлений в πp и $K p$ -взаимодействиях позволили получить обширные данные о свойствах этих процессов, провести детальный фазовый анализ и обнаружить несколько десятков барионных состояний типа $N(I=1/2)$ и $\Delta(I=3/2)$, а также $\Lambda^*(I=0)$ и $\Sigma^*(I=1)$ (со странностью $S = -1$) [1], проявляющихся как s -канальные резонансы (см. рис. 1, а и б). Отличительной особенностью всех этих барионов является сильная связь с упругими каналами ($BR(B \rightarrow N\pi)$ или $BR(Y \rightarrow K^- N) > 5 - 10\%$) и обусловленные этим большие резонансные сечения. В самом деле, брейт-вигнеровское резонансное сечение в прямом канале имеет известный вид

$$\sigma_{\text{рез}} = \frac{2J+1}{(2s_1+1)(2s_2+1)} \cdot \frac{4\pi}{k^2} BR_{\text{in}} BR_{\text{out}}; \quad (1)$$

здесь J - спин резонанса, s_1 и s_2 — спины соударяющихся частиц, k — их импульс, BR_{in} и BR_{out} - относительные вероятности для входного и выходного распадных каналов. Поэтому резонансные сечения для всех известных барионов, проявляющихся в упругом рассеянии, оцениваются как

$$\sigma_{\text{рез}} = \frac{2J+1}{2} \cdot \frac{4\pi}{k^2} [BR(B \rightarrow \pi p)]^2 > 10^{-27} \div 10^{-28} \text{ см}^2. \quad (2)$$

Если существуют состояния, слабо связанные с упругим каналом, то их обнаружение при анализе упругих процессов становится невозможным из-за высокого уровня нерезонансного фона. Так, для криптоэкзотических барионов со скрытой странностью $B_\phi = (qq\bar{q}s\bar{s})$ распад $B_\phi \rightarrow \pi N$ подавлен правилом OZI

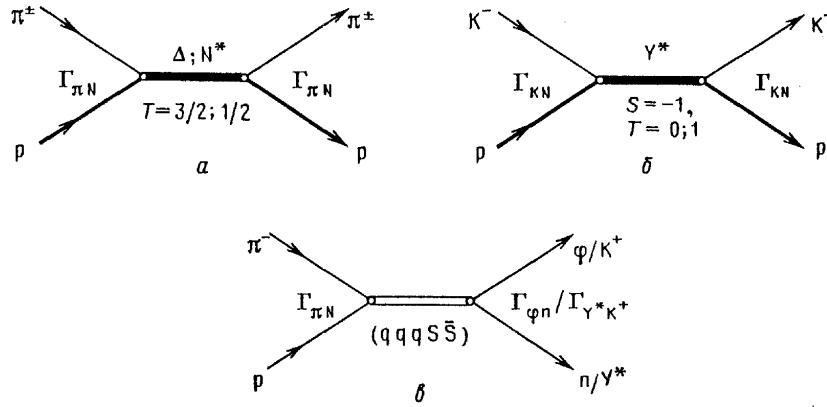


Рис. 1. Диаграмма образования барионных резонансов в прямом канале, *a* — Барионы в упругом πp -рассеянии. *б* — Барионы в упругом Kp -рассеянии. *в* — Экзотический барион со скрытой странностью в реакциях $\pi^- p \rightarrow \phi n$, $K^+ Y^{*-}$

и оценивается как $BR(B_\phi \rightarrow \pi p) \sim 10^{-3}$. Для таких барионов в упругом πp -рассеянии $\sigma_{\text{рез}} \sim 10^{-31} \div 10^{-32} \text{ см}^2$, и они не могут наблюдаться в этом процессе. С другой стороны, хорошие перспективы для поисков резонансного образования криптоэкзотических барионов B_ϕ со скрытой странностью могут открыться при прецизионном сканировании по энергии сечений ряда эксклюзивных процессов

$$\pi^- + p \rightarrow B_\phi(I = 1/2) \rightarrow \begin{matrix} \phi + n, \\ \hookrightarrow K^+ K^- \end{matrix} \quad (3)$$

$$\pi^- + p \rightarrow B_\phi(I = 3/2) \rightarrow \begin{matrix} \phi \\ \hookrightarrow K^+ K^- \end{matrix} + \begin{matrix} \Delta^0(1232), \\ \hookrightarrow p \pi^- \end{matrix} \quad (4)$$

$$\pi^+ + p \rightarrow B_\phi(I = 3/2) \rightarrow \begin{matrix} \phi \\ \hookrightarrow K^+ K^- \end{matrix} + \begin{matrix} \Delta^{++}(1232), \\ \hookrightarrow p \pi^+ \end{matrix} \quad (5)$$

$$\pi^- + p \rightarrow B_\phi(I = 1/2) \rightarrow \Lambda + K^0, \quad (6)$$

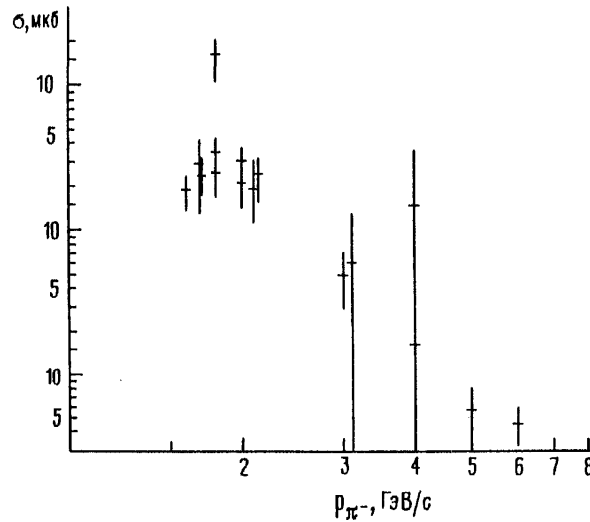
$$\pi^- + p \rightarrow B_\phi(I = 1/2; 3/2) \rightarrow \begin{matrix} \Sigma^{*-}(1385) + K^+, \\ \hookrightarrow \Lambda \pi^- \end{matrix} \quad (7)$$

$$\pi^+ + p \rightarrow B_\phi(I = 3/2) \rightarrow \begin{matrix} \Sigma^{*+}(1385) + K^+, \\ \hookrightarrow \Lambda \pi^+ \end{matrix} \quad (8)$$

$$\pi^- + p \rightarrow B_\phi(I = 1/2) \rightarrow \begin{matrix} \Lambda(1520) + K^0 \\ \hookrightarrow p K^- \end{matrix} \quad (9)$$

(см. рис. 1,в). Особый интерес представляют для этой цели реакции (3) — (5), запрещенные правилом отбора OZI. В самом деле, нерезонансные процессы этого типа могут быть подавлены правилом OZI сильнее, чем процессы образования многокварковых адронов со сложной внутренней цветовой структурой. Поэтому фоновые условия для выделения экзотических резонансов B_ϕ в прямом канале (3) — (5) могут оказаться значительно более благоприятными, чем для обычных реакций с большими сечениями (см. обсуждение этого вопроса в обзоре [11]). Существующие экспериментальные данные для (3) (см. [15]) приведены на рис. 2, из которого ясно, что для поисков B_ϕ -баритонов точность соответствующих измерений должна быть резко

Рис. 2. Совокупность данных для сечений реакции $\pi^- p \rightarrow \phi n$ при малых энергиях [15]



увеличена. Для барионов со скрытой странностью ожидается значение соответствующей вероятности распада $BR(B_\phi \rightarrow \phi n) > 0,05 - 0,1$. Отсюда и из (1) резонансное сечение в (3) должно составлять $\sigma_{(3)}(B_\phi)_{\text{рез}} \geq 10^{-29} - 10^{-30} \text{ см}^2$.

Простые оценки, основанные на данных рис. 2, показывают, что для сканирования области эффективных масс $2,0 < M(\phi n) < 3,5 \text{ ГэВ}$ ($1,6 \leq p_{\pi \text{ лаб}} \leq 6,0 \text{ ГэВ/с}$) с шагом $\Delta m \approx 30 \text{ МэВ}$, т.е. для измерения сечений (3) в 50 точках со статистикой $\geq (3 - 4) \cdot 10^3$ событий в каждой точке необходимо время измерений ≥ 150 часов на ускорителе ИТЭФ. При этом предполагается, что интенсивность пучка π^- -мезонов составляет $1,5 \cdot 10^6 \pi^-/\text{цикл}$, толщина водородной мишени 5 г/см^2 (по крайней мере для измерений при $p_\pi > 4 \text{ ГэВ/с}$), светимость эксперимента $6 \cdot 10^3 \text{ мкб}^{-1} \text{ ч}^{-1}$ эффективность регистрации распада $\phi \rightarrow K^+ K^- \epsilon_\phi \approx 0,25$. Чувствительность к поискам узких резонансов в прямом канале (3) ($\Gamma \leq 30 \text{ МэВ}$) в таком опыте будет составлять $\sigma(B_\phi) \approx 1 - 0,025 \text{ мкб}$ для масс $2,0 \leq m(B_\phi) \leq 3,5 \text{ ГэВ}^{(4*)}$. Она на 3 — 4 порядка превышает чувствительность опытов по поискам барионных резонансов в прямом канале в процессах упругого πp -рассеяния и перезарядки. Поэтому можно рассчитывать на обнаружение экзотических состояний B_ϕ , для которых $BR(B_\phi \rightarrow \pi^- p) > 10^{-3} \div 10^{-4}$, что представляется вполне достаточным, если принять во внимание степень возможного подавления распада $B_\phi \rightarrow \pi^- p$ правилом отбора OZI.

Реакция (4) должна изучаться одновременно с (3). Для ее идентификации

может быть использована специальная охранная система, расположенная вокруг водородной мишени установки. Необходимо также провести измерение недостающей массы для частицы отдачи.

Помимо процессов (3) — (9) представляет интерес также сканирование сечений реакций

$$\begin{aligned} \pi^- + p &\rightarrow \omega + n, \\ &\hookrightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0; \pi^0 \gamma \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \pi^- + p &\rightarrow \eta' + n \\ &\hookrightarrow \pi^+ \pi^- \gamma; \pi^+ \pi^- \eta \end{aligned} \quad (11)$$

и соответствующих процессов с $\Delta(1232)$ -изобарой. Исследование (10) совместно с (3) существенно для интерпретации результатов измерений сечений этого последнего процесса с точки зрения правила OZI. Данные (11) могут быть использованы для поисков гибридных барионов $B_G = qq\bar{q}g$, распадающихся по каналу $B_G \rightarrow \eta' n$, который может иметь в этом случае аномально большой брэнчинг. Следует отметить, что некоторое указание на возможное существование очень узкого бариона с таким распадом было получено в работах [16].

Предполагается, что в экспериментах по сканированию сечений эксклюзивных реакций будет использована универсальная установка, включающая в себя широкоапертурный магнитный спектрометр с пропорциональными и дрейфовыми камерами, γ -спектрометр годоскопического типа, систему идентификации вторичных частиц. С помощью такой установки, одновременно со сканированием сечений (3) и (4), могут быть получены данные и по процессам (6), (7), (9) — (11). Здесь основные ограничения связаны с потоком триггерных событий. Это накладывает жесткие требования на систему отбора данных, которая должна иметь возможность регистрировать $\geq 10^3$ событий/цикл, а также на многоуровневую систему триггерных сигналов. Так как величина сечений других реакций значительно больше, чем для (3) и (4), то здесь возможен ряд экспериментальных решений (раздельные экспозиции, регистрация нейтронов отдачи, работа с "разбавленными" триггерными сигналами и т.д.).

Следует отметить, что кроме глобального сканирования по энергиям, требующего сравнительно большого времени для измерений, возможно и сканирование в ограниченном диапазоне масс в прямом канале для определенных реакций — там, где уже есть какие-то указания на существование интересных объектов с аномальными свойствами. Приведем некоторые примеры таких процессов:

а) Реакция (7) в области масс узкого $N_\phi(1960)$ -бариона, наблюдавшегося в опытах на спектрометре БИС-2 в процессе дифракционного образования $p+N \rightarrow N_\phi^0(1960) + N$, $N_\phi^0(1960) \rightarrow \sum^* (1385)^- K^+$ при $\langle E_n \rangle \approx 40$ ГэВ [17]. Сканирование (7) должно осуществляться в диапазоне импульсов $1,2 \leq P_\pi \leq 1,8$ ГэВ/с ($1,887 \leq m(\sum^*(1385)K) \leq 2,071$ ГэВ).

б) Реакция $K^- p \rightarrow (qqss\bar{s}) \rightarrow \Lambda \phi + \text{пионы}$, $\sum K \bar{K} + \text{пионы}$, $\bar{E} K \bar{K} + \text{пионы}$ в области масс $R(3170)$ -узкого резонанса с $\Gamma < 20$ МэВ, наблюдавшегося в процессах типа обратного рассеяния в K^- -пучках [18]. Сканирование следует

проводить в области $4,5 \leq P_{K^-} \leq 5,2 \text{ ГэВ}/c$ ($3,058 \leq m(YKK^- + n\pi) \leq 3,270 \text{ ГэВ}$).

в) Реакция (11) в области вблизи порога, где есть указание на возможное существование узкого барионного резонанса с массой $1889,3 \text{ МэВ}$ и $\Gamma < 2 \text{ МэВ}$ [16].

При проведении фазового анализа для реакций (3) — (10) большую роль могут сыграть угловые корреляции в каскадных распадах вторичных частиц (например, в $\phi \rightarrow K^+K^-$ или $\Sigma^*(1385) \rightarrow \Lambda\pi$; $\Lambda \rightarrow p\pi^-$).

3. Поиски экзотических мезонов в процессах с барионным обменом

В связи с исследованиями резонансных состояний уже не раз высказывались соображения о том, что возбуждения внутренних степеней свободы, при которых формируются экзотические кварковые и кварк-глюонные системы, будут более эффективно происходить в процессах с большими переданными импульсами и, в частности, в реакциях типа обратного рассеяния, обусловленных барионным обменом (см., например [19 — 21] и обзор [11]). Ожидается, что в подобных процессах образование экзотических состояний может характеризоваться сечениями, сравнимыми с сечениями рождения обычных частиц. В качестве примера такой реакции обратного рассеяния на рис. 3 приведена диаграмма образования гибридного мезона $H = (q\bar{q}g)$ в процессе $\pi^+p \rightarrow nH$ (см. [3a]).

Было выполнено несколько экспериментов, в которых искали экзотические мезонные состояния в реакциях с барионным обменом $\pi^+p \rightarrow \Lambda_f S^{++}$, $\pi^-p \rightarrow p_f X^-$, $(p_f \pi^-)(\bar{p} p_s)$ здесь обозначения p_f и т.д. используются для быстрых частиц, вылетающих вперед в л.с.к., а p_s —

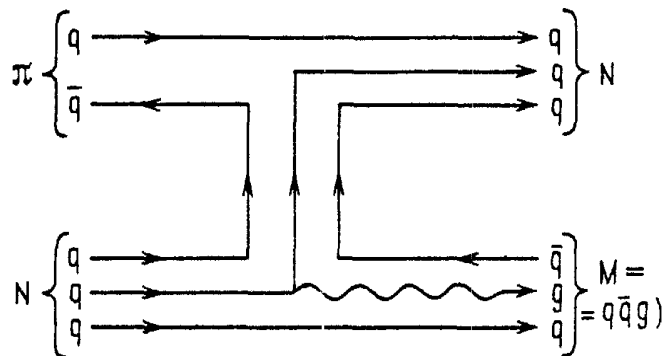


Рис. 3. Диаграмма образования гибридного мезона в π^+p -взаимодействиях с барионным обменом

для медленных частиц. Получены верхние пределы для сечений этих процессов, лежащие на уровне от нескольких нб до $\sim 150 \text{ нб}$.

Получены также данные об обратном рождении ряда известных мезонных состояний и об упругом обратном рассеянии $\pi^\pm$ -мезонов и π^0 -перезарядке с барионным обменом.

Широкому развитию работ по поискам образования мезонов вообще и в первую очередь экзотических мезонов в реакциях обратного рассеяния в пионных пучках мешают трудности экспериментального характера. Дело в том, что в этих процессах мезоны летят назад в с.ц.м. (рис. 3), а потому в л.с.к. их продукты распада имеют мягкий импульсный спектр и широкое угловое распределение. В экспериментах на магнитных спектрометрах эффективность регистрации и идентификации этих мезонов, как правило, невелика.

Все эти трудности можно устранить, если исследовать образование мезонных резонансов в процессах барионного обмена (нуклонного и Δ -изобарного) в протонных реакциях [21]:

$$p + N \rightarrow M^{++} + [N\pi^- n] \quad (\Delta^- \text{-обмен}), \quad (12)$$

$$p + N \rightarrow M^+ + [Nn], \quad M^+ + [Np\pi^-] \quad (n\text{-обмен}, \Delta^0 \text{-обмен}), \quad (13)$$

$$p + N \rightarrow M^0 + [Np], \quad M^0 + [Np\pi^0] \quad (p\text{-обмен}, \Delta^+ \text{-обмен}), \quad (14)$$

$$p + N \rightarrow M^- + [Np\pi^+] \quad (\Delta^{++} \text{-обмен}) \quad (15)$$

(рис. 4). В частности, образование гибридного мезона $H = (q\bar{q}g)$ в реакциях (13) и (14) показано на диаграмме рис. 5.

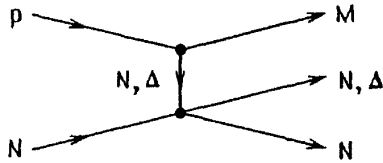


Рис. 4. Диаграмма для эксклюзивных протонных реакций (12) — (15) с барионным обменом

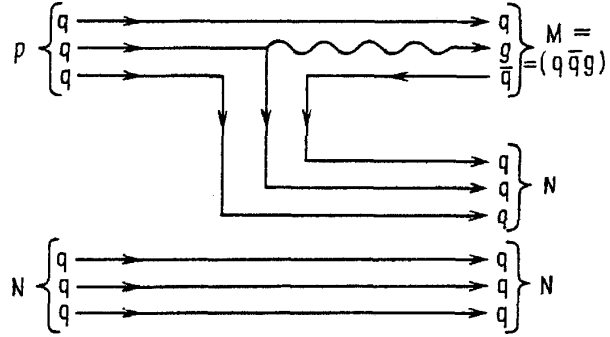


Рис. 5. Диаграмма образования гибридного мезона в pN-взаимодействиях с барионным обменом

В этом случае образующиеся мезоны летят вперед и могут быть сравнительно легко зарегистрированы в широкоапертурном магнитном спектрометре. Идентификация распадных заряженных частиц может быть осуществлена с помощью черенковских детекторов. При исследованиях реакций (12) — (15) опыты следует проводить при не очень больших энергиях протонов, так как сечения эксклюзивных процессов с барионным обменом быстро падают с ростом первичной энергии. Энергия протонов ускорителя ИТЭФ ($E_p = 10$ ГэВ) представляется здесь оптимальной.

Для нормировки сечений процессов (13) могут быть использованы данные о реакциях

$$pp \rightarrow d\pi^+, \quad (16)$$

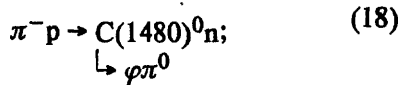
$$pp \rightarrow d\rho^+ \quad (17)$$

также идущих с барионным обменом. Соответствующие сечения измерены в экспериментах при импульсе 21,1 ГэВ/с и составляют $\sigma(pp \rightarrow d\pi^+) = 1,5.1 \pm 1,5$ нб и $\sigma(pp \rightarrow d\rho^+) = 15,9 \pm 2,4$ нб [22]. Примерно такую же величину имеют сечения процессов $pp \rightarrow dA_2$ (рис. 6). Для реакции (16) есть также данные при $P_p \leq 5$ ГэВ/с: $\sigma(pp \rightarrow d\pi^+) \big|_{5 \text{ ГэВ/с}} = 3,4 \pm 0,2$ мкб. Можно грубо оценить, что для $P_p \approx 10$ ГэВ/с $\sigma(pp \rightarrow d\pi^+) \sim 100 - 200$ нб. По-видимому, примерно такие же сечения должны быть и для реакции $pp \rightarrow dA_2^+, dA_1^+, d\rho^+$.

Если учесть, что фактор слипания p и n в дейтрон приводит к уменьшению сечений более чем на порядок, то можно прийти к заключению, что ожидаемые сечения для реакций с барионным обменом тип (12) — (15) при $P_p = 10$ ГэВ/с могут составлять несколько мкб для образования мезонов обычного типа. Поэтому поиски экзотических мезонов в реакциях с барионным обменом (12) — (15) представляются весьма перспективными.

Отметим, что исследование реакций типа (15) с обменом изобарой

Δ^{++} открывает новые возможности для поисков заряженных членов экзотических изовекторных мезонных триплетов. Мы проиллюстрируем эти возможности на примере $C(1480)$ -мезона, являющегося серьезным кандидатом в экзотические адроны. Нейтральное состояние, принадлежащее к этому экзотическому мультиплету, $C(1480)^0$ было обнаружено в эксперименте на установке "Лептон-Ф" [23] в зарядово-обменной реакции



$C(1480)$ -мезон характеризуется следующими основными параметрами: $M_C = 1480 \pm 40$ МэВ, $\Gamma_C = 130 \pm 60$ МэВ, $J^{PC} = 1^-$, $I^G = 1^+$. При импульсе $p_\pi = 32,5$ ГэВ/с сечение реакции (18) равно 40 ± 15 нб. Экзотическая природа $C(1480)$ -мезона, по-видимому, проявляется в его сильной связи с $\varphi\pi$ -каналом. Самое естественное объяснение свойств этого адрона может быть получено в модели, в которой он представляет собой либо многокварковый мезон

$$|C(1480)\rangle = |(u\bar{u} - d\bar{d})s\bar{s}/\sqrt{2}\rangle, \quad \text{либо гибридное состояние } |C(1480)\rangle = |(u\bar{u} - d\bar{d})g/\sqrt{2}\rangle$$

[23 — 25]. В связи с большой важностью проблемы существования экзотических мезонов представляют значительный интерес поиски заряженных партнеров $C(1480)$ -мезона. Результаты, полученные на установке СИГМА [26], указывают на возможное проявление $C(1480)^-$ -мезона в инклюзивной реакции $\pi^- + p \rightarrow \varphi \pi^- K^0 \mu^+ \mu^-$. Выделение φ -мезонов по их редким распадам $\varphi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ связано с трудностями идентификаций адронных каналов распада φ в инклюзивных процессах из-за большого комбинаторного фона.

Очевидно, что нужны более точные данные о $C(1480)$ -мезонах, которые в принципе могли бы быть получены в эксклюзивных процессах



По аналогии с образованием p^- -мезонов в $\pi^- p \rightarrow p^- p$, в реакции (19), по-видимому, будет иметь место ОРЕ-доминантность, так как дифракционный механизм здесь невозможен из-за запрета по G -четности.

Сечения реакций (18) и (19) должны быть одного порядка и убывать с энергией как E^{-2} . Поэтому фоновая ситуация для (19) будет значительно худшей, чем для (18), так как ОZI-разрешенный фоновый процесс $\pi^- p \rightarrow (K^+ K^- \pi^-) p$ имеет дифракционный характер и не убывает с энергией

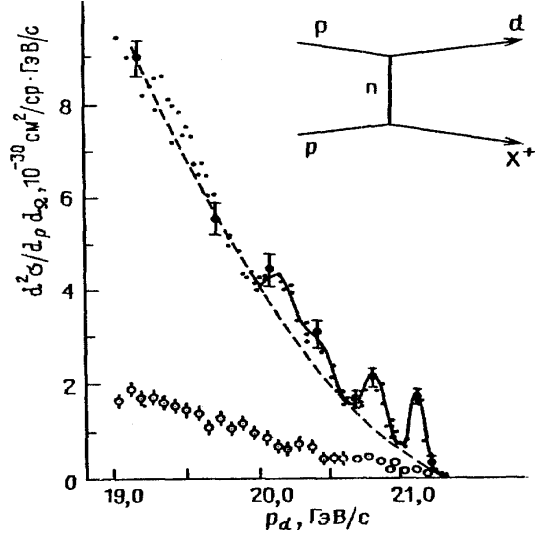


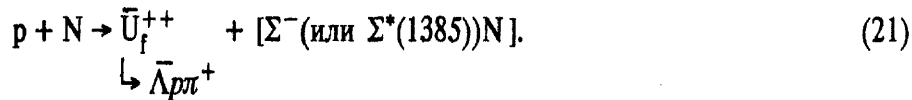
Рис. 6. Спектр дейтронов в реакции с барионным обменом $p + p \rightarrow d + X$ при первичном импульсе $p_p = 12,5$ ГэВ/с и угле вылета для дейтрона $\alpha = 40$ мрад (в л.с.к.). Точки — фон от стенок водородной мишени [22]

E (в противоположность зарядово-обменному процессу $\pi^- p \rightarrow (K^+ K^- \pi^0) n$, определяющему фон для (18)). Ожидаемый фон особенно велик при регистрации распада $\phi \rightarrow K^+ K^-$ (для энергии ~ 30 ГэВ он превышает фон для (18) почти на два порядка величины). Для распада $\phi \rightarrow K_S^0 K_L^0$ фон уменьшается в несколько раз из-за фиксированной зарядовой четности $K_S^0 K_L^0$ -пары ($C = -1$), однако тоже является весьма значительным.

При использовании реакций (15) с Δ^{++} -обменом поиска $C(1480)$ -мезонов будет осуществляться в реакции с двойным зарядовым обменом



Фоновые условия при такой двойной перезарядке могут быть гораздо лучшими, чем в (19). Большой интерес представляют также исследования процессов образования состояний $\eta\pi$, $\eta'\pi$, $\eta\eta$, $\eta'\eta$, $\eta\omega$ [27 — 29] и ряда других систем, удобных для выделения экзотических мезонов, в протонных реакциях (13) — (15) с барионным обменом. Не следует забывать и о поисках дважды заряженных мезонов с явной экзотикой в реакции (12), например в системе $p^+ p^+$, для которой получены интересные предсказания (при изучении $\gamma\gamma \rightarrow p^+ p^-, p^0 p^0$; см. [30] и обзор [31]). Некоторой модификацией реакции (12) является процесс образования экзотического мезона $\bar{U}^{++} \equiv (\bar{s}duu) \rightarrow \bar{E} p \bar{d}^+ [32]$ (Y -обмен):



Однако для этих процессов необходима несколько большая энергия протонов, так как для них $E_{p \text{ порог}} = 13,6(14,7)$ ГэВ.

Таким образом, исследования протонных реакций с барионным обменом на ускорителях с небольшими энергиями типа ИТЭФ, ОИЯИ, КЕК, BNL открывают широкие возможности для поиска экзотических мезонных состояний.

4. Образование экзотических состояний в реакциях ОРЕ

Как известно, ряд недавно обнаруженных мезонов, являющихся кандидатами в экзотические состояния, образуются в эксклюзивных квазидвухчастичных зарядово-обменных реакциях $\pi^- p \rightarrow M^0 n$, в которых доминирует однопионный обмен ($C(1480)$ -мезон [23], $G(1590)$ -мезон [33], $g_T(2010)$, $g_T(2300)$, $g_T(2340)$ -мезоны [34] и др.). Сечения таких реакций быстро уменьшаются с ростом первичной энергии (как $\sim E_\pi^{-2}$). Поэтому опыты в пионных пучках с импульсом несколько ГэВ/с представляются весьма перспективными для детального изучения свойств этих состояний и поисков новых экзотических мезонов. Для успешной реализации такой программы, как уже говорилось во Введении, надо обеспечить достаточно высокую эффективность регистрации и идентификации продуктов распада исследуемых состояний.

В качестве примера рассмотрим возможности исследования $C(1480)$ -мезона при низких энергиях. В опытах на пучке π^- -мезонов с $P_\pi = 5$ ГэВ/с

можно зарегистрировать $2,5 \cdot 10^4$ событий реакции (18) за 250 часов работы ускорителя ИТЭФ (табл. I) при интенсивности пионов $\sim 10^6$ π /цикл и эффективности регистрации (18) $\varepsilon \approx 0,10$. Такая статистика позволит провести парциально-волновой анализ этого процесса, а также осуществить чувствительные поиски распадов $C(1480) \rightarrow \omega\pi^0$, $K^* \bar{K}$, $K^+ K^- \pi^0$, $p\eta$ и т.д., очень существенных для интерпретации природы $C(1480)$ -мезона.

Прецизионные опыты по изучению образования $C(1480)$ -мезона в реакции перезарядки (18), идущей в основном через механизм однопионного обмена, позволит (после тщательного изучения вклада ОРЕ) определить произведение брэнчингов $K_C = BR(C(1480) \rightarrow \pi\pi)BR(C(1480) \rightarrow \phi\pi)$. Анализ данных [23] по реакции (18) при импульсе 32 ГэВ/с позволил получить грубую оценку $K_C = BR(C(1480) \rightarrow \pi\pi)BR(C(1480) \rightarrow \phi\pi) \approx (1-3) \cdot 10^{-3}$ (Грудцин, Хаджимирян, частные сообщения; см. [25]). Более точные данные, которые могут быть получены в новых опытах при малых энергиях, а также, может быть, и при изучении реакции (19), представляются здесь очень важными. Детальное изучение вероятностей различных каналов распада $C(1480)$ -мезона (в том числе и измерение K_C) и сравнение этих результатов с аналогичными данными для $p_1'(1450)$ -мезона позволит исследовать природу этих векторных состояний и окончательно определить, имеются ли здесь два близких по массе, но разных мезона, с разным валентным составом, или мы имеем дело с проявлениями одного и того же состояния (что представляется сейчас маловероятным). Обсуждение этой $C(1480)/p_1'(1450)$ проблемы см. в [24, 25, 35 — 37].

Так как квантовые числа $C(1480)$ -мезона $J^{PC} = 1^-$ совпадают с квантовыми числами фотона, представляют значительный интерес поиски образования этой частицы в электромагнитных процессах. В эксперименте на Ω -спектрометре зарегистрировано ~ 25 событий реакции $\gamma p \rightarrow (\phi\pi^0)p$ в диапазоне энергий $20 < E_\gamma < 70$ ГэВ и наблюдается некоторый избыток событий в области $M \sim 1,5$ ГэВ [38]. Из данных [38] можно получить сечение фоторождения $\sigma(\gamma p \rightarrow C(1480)p)BR(C(1480) \rightarrow \phi\pi^0) = 3 \pm 1,5$ нб (более точно, верхний предел для этого сечения ≤ 6 нб; 95%-ная достоверность).

Фоторождение векторных мезонов может происходить как посредством дифракционного механизма (сечение этого процесса почти не зависит от энергии), так и через однопионный обмен. Сечение последнего процесса имеет вид

$$\begin{aligned} \sigma(\gamma p \rightarrow C(1480)p)|_{\text{ОРЕ}} BR(C(1480) \rightarrow \phi\pi^0) = \\ = [0,13 \text{ мб}/s^2(\text{ГэВ}^4)] (BR(C \rightarrow \phi\pi^0))^2 \end{aligned} \quad (22)$$

(Н.Н. Ачасов, частное сообщение; см. [25])(^{5*}).

Отсюда легко оценить, что в опытах при $E_\gamma \approx 5$ ГэВ с чувствительностью ~ 3 нб, можно зарегистрировать $C(1480) \rightarrow \phi\pi^0$, если вероятность $BR(C(1480) \rightarrow \phi\pi^0) > 0,10$, и оценить эту вероятность. Заметим, что значение $BR(C(1480) \rightarrow \phi\pi^0)$ очень важно для интерпретации природы $C(1480)$ -мезона. Если эта вероятность достаточно велика ($\geq 5\%$), то экзотическая природа $C(1480)$ -мезона становится несомненной (см. [21, 37]).

Таблица 1. Возможности экспериментов по исследованию редких распадов легких мезонов при импульсе P_x — от 3 до 5 ГэВ/с

P_{π^-} , ГэВ/с	$\sigma(\pi^- p \rightarrow \omega n)$	N_ω	$\sigma(\pi^- p \rightarrow \eta n)$	N_η	$\sigma(\pi^- p \rightarrow \eta' n)$	$N_{\eta'}$	$\sigma(\pi^- p \rightarrow f_1 n)$	N_{f_1}
3	500	$3 \cdot 10^9$	150	$0,9 \cdot 10^9$	50	$3 \cdot 10^8$	100	$6 \cdot 10^8$
4	220	$1,3 \cdot 10^9$	100	$0,6 \cdot 10^9$	30	$2 \cdot 10^8$	50	$3 \cdot 10^8$
5	150	$0,9 \cdot 10^9$	70	$0,4 \cdot 10^9$	25	$1,5 \cdot 10^8$		
P_{π^-} , ГэВ/с	$\sigma(\pi^- p \rightarrow \varphi n)$	N_φ	$\sigma(\pi^- p \rightarrow C^0 n)$	N_C	$\sigma(\pi^- p \rightarrow a_2^0 n)$	N_{a_2}	$\sigma(\pi^- p \rightarrow f_2' n)$	N_{f_2}
3	5	$3 \cdot 10^7$			750	$5 \cdot 10^9$	$400 + 2000$	$(2 - 10) \cdot 10^9$
4	2	$1,2 \cdot 10^7$			350	$2,5 \cdot 10^9$	1000	$6 \cdot 10^9$
5	1	$0,6 \cdot 10^7$	$\sim 0,7$	$4 \cdot 10^6$	300	$2 \cdot 10^9$	600	$4 \cdot 10^9$

1. σ — сечение реакций в мкб. 2. $N_\omega, N_\eta, N_{\eta'}, N_\varphi$ и т.д. — число частиц, образующихся на мишени установки за 1000 часов измерений на ускорителе ИТЭФ. 3. Мишень 12 г LiH или 5 г/см² жидкого водорода $n_p \sim 3 \cdot 10^{24}$ р/см² (эффективное число протонов 2,5 на молекулу LiH). 4. Интенсивность пионов $n_\pi \sim 1,5 \cdot 10^6$ /цикл, $2 \cdot 10^9$ /ч. 5. Светимость экспозиции $6 \cdot 10^3$ мкб⁻¹ч⁻¹. 6. Обозначения мезонов: $f_1 \equiv D/f_1(1285)$, $f_2 \equiv f_2'(1270)$, $a_2^0 = a_2^0(1320)$, $C^0 = C(1480)^0$

5. Исследования радиационных распадов легких мезонов

Исследования электромагнитных распадов адронов играют важную роль в физике элементарных частиц. Эти процессы, определяемые взаимодействием реальных и виртуальных фотонов с электрическими зарядами кварковых полей, позволяют получить уникальную информацию о характере различных кварковых конфигураций в адронах, о механизмах смешивания, об электромагнитной структуре сильновзаимодействующих частиц и о ряде их феноменологических характеристик — таких, как магнитные моменты, формфакторы, поляризуемость и т.д. За последние годы здесь были достигнуты значительные успехи.

Для исследования радиационных распадов $A \rightarrow B + \gamma$ могут быть использованы как прямые методы, при которых частица A рождается в адронных или электромагнитных взаимодействиях, и распад $A \rightarrow B + \gamma$ регистрируется непосредственно в экспериментальной установке, так и косвенные способы. Таким косвенным способом является, например, выделение процесса $B(Z, A) \rightarrow A+(Z, A)$ на виртуальных ("почти реальных") фотонах в кулоновском поле ядра (Z, A) . Сечение этого кулоновского процесса пропорционально радиационной ширине $\Gamma(A \rightarrow B\gamma)$.

При прямой регистрации распадов $A \rightarrow B + \gamma$ или более сложных электромагнитных процессов необходимо подавить фон от распадов $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, при которых один из фотонов теряется. Такая ситуация имеет место, например, при выделении $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ над фоном от

$$\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \quad \searrow \gamma(\gamma)$$

или при поисках $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ в условиях фона от основного распада

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

(здесь всюду (γ) означает потерянный фотон). Для надежного выделения редких радиационных распадов необходима полная регистрация всех вторичных частиц (как заряженных, так и фотонов), измерение их импульсов и восстановление эффективных масс с предельно возможным разрешением. Для максимального подавления фона от потерянных фотонов экспериментальная установка должна включать в себя охранную систему из счетчиков с низким порогом регистрации фотонов, перекрывающую возможно больший аксептанс. Частью этой системы служит и годоскопический γ -спектрометр, регистрирующий фотоны в рабочем аксептансе установки (отбор событий с одиночными фотонами и т.д.). Следует отметить, что фон от событий с потерянными фотонами не дает узкий пик при значении массы исследуемой частицы. В качестве примера приведем полученный в работе [39] спектр эффективных масс $(\pi^+ \pi^- \gamma)$ событий, использованных при поисках процесса $\pi^- p \rightarrow \omega n$, $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ на установке "Лептон-Ф" (рис. 7). В этих опытах был получен верхний предел $BR(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma) < 4 \cdot 10^{-3}$ (95%-ная достоверность). Это показывает, что поиски радиационных распадов могут проводиться вплоть до вероятностей $\leq 1\%$ от вероятности фоновых процессов.

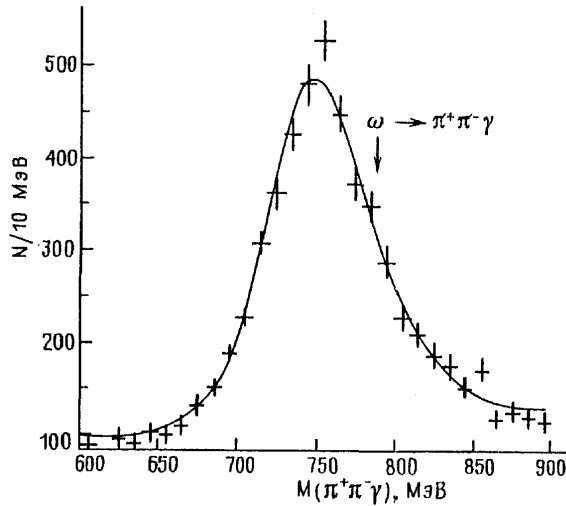


Рис. 7. Спектр эффективных масс $\pi^+ \pi^- \gamma$ - событий из области "ложного ω -пика" для событий, обусловленных в основном процессом $\pi^- p \rightarrow \omega n$, $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ с одним потерянным фотоном (данные "Лептон-ф"; см. [39]). Стрелкой показано ожидаемое положение

Другой эффективный метод подавления процессов с потерянными фотонами, необходимого для выделения радиационных распадов адронов, основан на кинематическом переопределении событий и требует для своего применения независимого определения направления вылета распадающейся частицы. В этом случае события с потерянными фотонами могут приводить к нескомпенсированной компоненте суммарного поперечного импульса зарегистрированных продуктов распада исследуемой частицы по отношению к этому направлению. Соответствующий фон может быть сильно уменьшен обрезанием по нескомпенсированной компоненте p_T . Примером успешного применения кинематического метода подавления фона является эксперимент по поискам распада $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ на установке ASTERIX в реакции аннигиляции останавливающихся антипротонов $\bar{p} p \rightarrow \omega \pi^+ \pi^-$, $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ [40], в которой направление вылета ω хорошо определяется из кинематики реакции аннигиляции.

В этих измерениях был получен верхний предел $BR(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma) < 3 \cdot 10^{-3}$ (95%-ная достоверность), причем кинематические обрезания позволили подавить фон более чем в 20 раз.

Использование этого кинематического метода оказывается невозможным при поисках радиационных распадов $M \rightarrow$ адроны + γ в реакциях перезарядки $\pi^- + p \rightarrow M + n$, если не регистрируется нейтрон отдачи, и нет независимого метода определения истинного направления вылета мезона M . Эту трудность в принципе можно обойти, если регистрировать нейтрон n или изучать реакцию $\pi^- p \rightarrow M \Delta^0$, $\Delta^0 \rightarrow p \pi^-$. Однако при этом сильно усложняется экспериментальная аппаратура и снижается светосила опыта. Поэтому для реакции перезарядки более перспективным является максимальное увеличение эффективности охранной системы установки.

Данные о многих радиационных распадах были получены за последние годы в опытах с адронными пучками, при исследовании ω , ρ , и ϕ -распадов в резонансных реакциях на встречных пучках $e^+ e^- \rightarrow p$, ω , $\phi \rightarrow$ радиационные распады, в опытах по образованию мезонов в кулоновском поле ядер и в $\gamma\gamma$ -соударениях ($e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \gamma \gamma \rightarrow e^+ e^- M$, т.е. $\gamma\gamma \rightarrow M$). Результаты этих исследований рассмотрены в обзорах [14, 41 — 43].

Таблица II. Результаты экспериментов на установках "Лептон-Г" (а) и "Лептон-Ф" (б) по исследованию электромагнитных распадов редких мезонов

а) Распад	Число событий	Относительные вероятности (BR)		Параметризация переходного формфактора $F(q^2)$	Наклон формфактора			
		BR (эсп.)	BR (VDM)		b (эсп.), ГэВ ⁻²	b (VDM), ГэВ ⁻²		
$\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$	600	$(3,1 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}$	$(3,08 - 3,13) \cdot 10^{-4}$	$(1 - q^2/\Lambda_\eta^2)^{-1}$, $\Lambda_\eta = 0,72 \pm 0,09$ ГэВ	$1,9 \pm 0,4$	1,8		
$\eta' \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$	33	$(8,9 \pm 2,4) \cdot 10^{-5}$	$(7,0 - 8,7) \cdot 10^{-5}$	Качественное согласие с ρ -по- люсом	$1,7 \pm 0,4$	1,5		
$\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$	60	$(9,6 \pm 2,3) \cdot 10^{-5}$	$8 \cdot 10^{-5}$	$[1 - (q^2/\Lambda_\omega^2)]^{-1}$, $\Lambda_\omega = 0,65 \pm 0,03$ ГэВ	$2,4 \pm 02,$	1,7		
$\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$	27	$(6,5 \pm 2,1) \cdot 10^{-6}$	$(4 - 5) \cdot 10^{-6}$	90%-ная достоверность	Γ (эсп.), кэВ			
$\eta \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$	—	$\leq 5 \cdot 10^{-6}$						
$\eta' \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$	—	$\leq 6 \cdot 10^{-5}$						
$\eta' \rightarrow \eta \mu^+ \mu^-$	—	$\leq 1,5 \cdot 10^{-5}$						
$\eta \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^- \gamma$	—	$\leq 3 \cdot 10^{-6}$						
б) Распад	Число событий	BR (эсп.)						
$D/f_1(1285) \rightarrow \varphi \gamma$	19	$(0,9 \pm 0,2 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}$		$23 \pm 5 \pm 10$				
$D/f_1(1285) \rightarrow \rho \gamma$	—	$\leq 5 \cdot 10^{-2}$		≤ 1250	95%-ная достоверность			
$\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$	—	$\leq 4 \cdot 10^{-3}$		≤ 34				
$f_2'(1525) \rightarrow \varphi \gamma$	—	$\leq 4 \cdot 10^{-3}$		≤ 304				

1. В таблице, кроме экспериментальных данных, представлены предсказания для BR и переходных формфакторов в модели векторной доминантности (VDM). 2. Наклон формфактора $b = dF/dq^2|_{q^2=0} = 1/\Lambda^2$. 3. В опытах по исследованию формфакторов в реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta(\eta')$ с мечеными виртуальными фотонами (т.е. $\gamma\gamma^* \rightarrow M$) в пространственноподобной области получены значения наклонов формфакторов $b_\eta = 1,4 \pm 0,3$ ГэВ⁻² и $b_{\eta'} = 1,6 \pm 0,2$ ГэВ⁻² [53]. Эти данные в пределах ошибок опытов хорошо согласуются с результатами, полученными в экспериментах на установке "Лептон-Г" и с предсказаниями VDM. 4. В опытах на установке MARK III получено значение радиационной ширины $\Gamma[f_1(1285) \rightarrow \rho\gamma] = 1700 \pm 700$ кэВ и с предсказаниями BR($f_1(1285) \rightarrow \rho\gamma$) = $(6,8 \pm 2,8) \cdot 10^{-2}$ [52]. 5. В опытах на установке ASTERIX получен верхний предел BR($\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$) $< 3 \cdot 10^{-3}$ (95%-ная достоверность) [40]

В связи с ближайшими перспективами исследований радиационных и электромагнитных распадов легких мезонов в опытах на интенсивных адронных пучках низких энергий и на ϕ -фабриках с высокой светимостью, рассмотрим некоторые из существующих здесь проблем более подробно. В качестве отправной точки для обсуждения предполагаемых опытов при низких энергиях мы будем в основном использовать результаты исследований ряда электромагнитных процессов, полученные на установках "Лептон-Г" и "Лептон-Ф" на Серпуховском ускорителе при энергиях π^- -мезонов 25 — 32 ГэВ/с, представленные в табл. II и ниже на рис. 7, 8, 10 — 17 (см. [39, 51] и обзоры [14, 25], где содержатся ссылки на оригинальные работы). В этих и других экспериментах была, в частности, продемонстрирована возможность прямого изучения редких радиационных распадов мезонов, образующихся в адронных пучках, при значениях соответствующих брэнчингов $5 \cdot 10^{-3} \div 10^{-5}$ (в зависимости от фоновых условий опытов).

5.1. Распады векторных и псевдоскалярных мезонов.

Радиационные распады векторных и псевдоскалярных мезонов

$$V \rightarrow P + \gamma, \quad (23)$$

$$P \rightarrow V + \gamma \quad (24)$$

представляют собой простейшие электромагнитные процессы, обусловленные магнитными переходами, и в существенной степени определяются магнитными моментами кварков. Радиационные ширины для (23) и (24) имеют вид

$$\Gamma(V \rightarrow P\gamma) = (4/3)\mu_{VP}^2 K_\gamma^3, \quad (25)$$

$$\Gamma(P \rightarrow V\gamma) = 4\mu_{VP}^2 K_\gamma^3; \quad (26)$$

здесь K — энергия фотона ($K_\gamma = (M_V^2 - M_P^2)/2M_V$) для (23) или $K_\gamma = (M_P^2 - M_V^2)/2M_P$ для (24)), μ_{VP} — эффективный магнитный момент VP-перехода, определяемый магнитными моментами кварков, коэффициентами для суперпозиции различных пар $q\bar{q}$ в волновых функциях мезонов V и P и интегралом перекрытия I_{VP} . В табл. III представлены основные результаты исследований этих распадов (см. [1, 14, 41 — 44] и ссылки там) и их сопоставление с некоторыми теоретическими оценками [45]. Как видно из таблицы, эти теоретические оценки довольно сильно различаются между собой. Однако ожидается, что в ближайшие годы расчеты в КХД на решетках позволят существенно повысить точность теоретических предсказаний для распадов (23) и (24) и довести ее до $\sim 5\%$ [47]. Поэтому прецизионное изучение распадов (23) и (24) представляется очень своевременным и важным.

Перспективы исследования радиационных распадов некоторых нейтральных мезонов в экспериментах, в которых источниками этих мезонов служат реакции перезарядки $\pi^+ p \rightarrow M p$ при импульсах $P_\pi \approx 3 — 5$ ГэВ/с могут быть оценены из данных табл. I, где приводятся эффективные потоки мезонов, образующихся на мишени установки за 1000 часов измерений на ускорителе. Эти потоки составляют: $N_\omega = (1-3) \cdot 10^9 \omega$, $N_\eta = (0,5-0,9) \cdot 10^9 \eta$, $N_{\eta'} = (1,5-3) \cdot 10^8 \eta'$, $N_\phi = (0,6-3) \cdot 10^7 \phi$, $N_{f_1(1285)} = (3-6) \cdot 10^8 f_1(1285)$, $N_{a_2} = (2-5) \cdot 10^9 a_2$

Для того чтобы сравнить возможности опытов по поискам редких мезонных распадов в экспериментах на адронных пучках малых энергий с возможностями ϕ -фабрики со светимостью $10^{32} - 10^{33} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, оценим резонансные сечения образования векторных мезонов в прямом канале. Резонансные сечения имеют вид

$$\sigma_V = \sigma(e^+e^- \rightarrow V) = \frac{12\pi}{M_V^2} \Gamma_{ee} / \Gamma_{\text{полн}}.$$

Отсюда и из данных [1] следует, что $\sigma_\phi = 4,5 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$, $\sigma_\omega = 1,7 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$, $\sigma_\rho = 0,6 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$. За 1000 часов измерений на ϕ -фабрике эффективные потоки векторных мезонов будут составлять $N_\phi = 1,6(10^9 - 10^{10})\phi$, $N_\omega = 6(10^8 - 10^9)\omega$, $N_\rho = 2(10^8 - 10^9)\rho$. Распад $\phi \rightarrow \eta\gamma$ может служить для ϕ -фабрики источником меченых η -мезонов, причем $N_\eta = 1,3 \cdot 10^{-2} N_\phi = 2(10^7 - 10^8)\eta$.

Таким образом, в опытах на ϕ -фабрике следует ожидать значительных преимуществ при исследовании редких распадов ϕ -мезонов. Чувствительность опытов с ω -мезонами оказывается примерно такая же, а с η -мезонами — на порядок худшая по сравнению с опытами на адронных пучках. При планировании экспериментов по редким распадам (и особенно — по редким распадам ϕ -мезонов) следует иметь в виду, что опыты на ϕ -фабрике DAΦNE (Фраскати) могут начаться в 1995 г. (при светимости $L = 10^{32} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$).

Последние три колонки табл. III содержат информацию о возможной статистике для некоторых радиационных распадов типа (23) и (24), которая может быть получена в опытах на адронных ускорителях с малыми энергиями и на встречных e^+e^- -пучках. Эта статистика будет вполне достаточной для сильного увеличения точности измерений радиационных ширин соответствующих распадов, которая будет уже определяться систематическими погрешностями. Особый интерес представляют поиски еще не наблюдавшегося распада $\phi \rightarrow \eta'\gamma$.

5.2. Некоторые другие радиационные распады. Важную роль для выяснения природы известных скалярных состояний $\delta/a_0(980)$ и $S^*/a_0(975)$ могут сыграть исследования радиационных распадов $\phi \rightarrow \chi(\delta/a_0(980))$ и $\phi \rightarrow \chi(S^*/a_0(975))$. Вероятности этих процессов сильно зависят от того, являются ли скалярные мезоны обычными мезонами ($q\bar{q}$), 4 кварковыми состояниями типа $(u\bar{u} - d\bar{d})s\bar{s}/\sqrt{2}$ и $(u\bar{u} + d\bar{d})s\bar{s}/\sqrt{2}$ или $K\bar{K}$ -молекулами [48 — 50]. Некоторые оценки для имеющихся тут возможностей представлены в табл. IV.

Рассмотрим теперь радиационные распады аксиально-векторных мезонов и в частности распады

$$D/f_1(1285) \rightarrow \phi\gamma, \quad (27)$$

$$D/f_1(1285) \rightarrow \rho\gamma. \quad (28)$$

В опытах на установке "Лептон-Ф" при изучении реакций $\pi^- p \rightarrow \phi n$, $\phi \rightarrow K^+ K^-$ и $\pi^- p \rightarrow \rho n$; $p \rightarrow \pi^+ \pi^-$ был выделен процесс

$$\begin{aligned} \pi^- p &\rightarrow D/f_1(1285)n, \\ &\quad \downarrow \phi\gamma \rightarrow K^+ K^- \gamma \end{aligned} \quad (29)$$

Таблица III. Парциальные вероятности и ширины для радиационных распадов векторных и псевдоскалярных мезонов

Распад	$BR_{\text{эксп}}(\text{рад.})(1)$	$\Gamma_{\text{эксп}}(\text{рад.})(\text{кэВ})(1)$	Теоретические предсказания (2)		Перспективы новых опытов (3)		
			[45a]	[45b]	[45б]	ε	N в адронных пучках N на φ -фабрике
$\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$	$(8,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-2}$	717 ± 42	825	649	800		
$\omega \rightarrow \eta \gamma$	$(4,7^{+2,2}_{-1,3}) \cdot 10^{-4}$	$4,0^{+1,8}_{-1,6}$	8,3	5,2	$5,8(5,0)$	0,06	$(3-10) \cdot 10^4$
$\rho^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \gamma$	$(4,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}$	67 ± 7	58	68	84(73)		
$\rho^0 \rightarrow \pi^0 \gamma$	$(7,9 \pm 2,0) \cdot 10^{-4}$	118 ± 30					
$\rho^0 \rightarrow \eta \gamma$	$(3,8 \pm 0,7) \cdot 10^{-4}$	57 ± 10	54	40	52		
$\varphi \rightarrow \pi^0 \gamma$	$(1,31 \pm 0,13) \cdot 10^{-3}$	$5,8 \pm 0,6$	6,0	0	6,1	0,2	$(1,6-8) \cdot 10^3$
$\varphi \rightarrow \eta \gamma$	$(1,28 \pm 0,06) \cdot 10^{-2}$	56 ± 3	71	72	71(67)	0,05	$(4-20) \cdot 10^3$
$\varphi \rightarrow \eta' \gamma(4)$	$< 4,1 \cdot 10^{-4}$	$< 1,8$	0,86		$0,31(0,29)$	0,05	$20-100$
$\eta' \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma(5)$	$(30,0 \pm 1,5) \cdot 10^{-2}$	62 ± 7	78	87	103		$(4-40) \cdot 10^5$
$(\rho \gamma)$							$(1-10) \cdot 10^6$
$\eta' \rightarrow \omega \gamma$	$(3,00 \pm 0,31) \cdot 10^{-2}$	$6,2 \pm 0,9$	7,2	8	$10,9(9,6)$	0,10	$(5 \pm 10) \cdot 10^5$
$K^{*+} \rightarrow K^+ \gamma$	$(0,101 \pm 0,009) \cdot 10^{-2}$	$50 \pm 4,5$	33	78	80(83)		
$K^{*0} \rightarrow K^0 \gamma$	$(0,230 \pm 0,020) \cdot 10^{-2}$	115 ± 10	130	122	135(137)		

1) Усредненные экспериментальные данные для брешингов и ширин радиационных распадов типа $V \rightarrow P \gamma$ (23) и $P \rightarrow V \gamma$ (24); $BR_{\text{эксп}}(\text{рад.})$ и $\Gamma_{\text{эксп}}(\text{рад.})$ получены из [1] (PDG). 2) Теоретические оценки [45] основаны на различных вариантах кварковой модели. Они различаются между собой значениями ряда параметров модели (магнитные моменты кварков, углы смешивания в нонетах, $SU(3)$ -нарушение и т.д.). Кроме того, в них используются различные предположения при переходе от анализа на кварковом уровне к распадам реальных адронов. Подчеркнутое значение ширины использовалось в [45б] для абсолютной нормировки. 3) В таблице оценивается ожидаемая статистика для некоторых радиационных распадов (23) и (24), которая может быть получена в опытах на адронных пучках низких энергий (см. табл. 1) и на φ -фабрике типа DAΦNE (с ожидаемой светимостью $L = 10^{32} - 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$) за 10^3 часов измерений; ε — эффективность регистрации исследуемого распада (оценка, учитывающая брешинги для вторичных распадов, например $\varphi \rightarrow K^+ K^-$, $\eta \rightarrow \gamma \gamma$ и т.д.). 4) Пределы для $BR(\varphi \rightarrow \eta' \gamma)$ и $\Gamma(\varphi \rightarrow \eta' \gamma)$ приводятся с 90%-ной достоверностью. При оценке возможностей изучения этого процесса использовалось ожидаемое значение $BR(\varphi \rightarrow \eta' \gamma) \approx 1,7 \cdot 10^{-5}$ ($\Gamma(\varphi \rightarrow \eta' \gamma) \approx 0,3 \text{ кэВ}$). 5) Для распада $\eta' \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ вклад $\eta' \rightarrow \rho \gamma$ является доминирующим, однако экспериментальные данные не исключают и заметный нерезонансный вклад в этот процесс ($< 25\%$; см. [46]).

т. е. обнаружен распад (27) (рис. 8), измерена его относительная вероятность и установлено верхнее ограничение для брэнчинга распада (28) [39, 51, 52] (см. табл. IV). Последний распад зарегистрирован при исследовании спектра масс $p\gamma$ системы в $J/\psi \rightarrow \gamma(\gamma p)$ на установке MARK III [52]. Полученная в этом опыте вероятность (28) сильно превышает предсказания большинства теоретических моделей и требует дальнейших исследований. В опытах на адронных пучках низких энергий при изучении реакции (29) и аналогичных процессов для $p\gamma$ и $\omega\gamma$ системы можно будет существенно увеличить статистику радиационных распадов $D/f_1(1285)$ -мезонов, изучить структуру аксиального мезонного нонета и определить угол смешивания в этом нонете, который, по-видимому, заметно отличается от идеального (табл. IV). Очень интересной задачей являются поиски радиационных распадов $E(1420) \rightarrow \phi\gamma$ и $f_1'(1530) \rightarrow \phi\gamma$. Более подробное обсуждение этих вопросов проводится в [25, 51].

5.3. Электромагнитные лептонные распады и структура легких мезонов [14]. Для конверсионных распадов мезонов

$$A \rightarrow B + \gamma_V \rightarrow B l^+ l^- \quad (30)$$

примерами которых являются процессы $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$, $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$, $\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ и др., вероятность образования лептонной пары с определенным значением эффективной массы $m_{l^+ l^-}$ — пропорциональна вероятности испускания виртуального фотона с времениподобным 4-импульсом, для которого $q^2 = m_{l^+ l^-}^2$. Вероятность испускания такого фотона обусловлена динамической электромагнитной структурой, возникающей в вершине перехода $A \rightarrow B$. Эта электромагнитная структура, обусловленная облаком виртуальных состояний в области перехода, характеризуется своим специфическим формфактором, получившим название переходного формфактора. На рис. 9 приводятся диаграммы процессов, в которых определяются эти формфакторы.

Данные об электромагнитной структуре области перехода $A \rightarrow B$ можно получить, изучая зависимость вероятности распада $A \rightarrow B + (l^+ l^-)$ от величины квадрата эффективной массы лептонной пары $q^2 = m_{l^+ l^-}^2$, т.е. при анализе спектра масс лептонных пар^(6*).

Если бы частицы A и B являлись бесструктурными объектами, то можно было бы с большой точностью рассчитать спектр масс лептонных пар

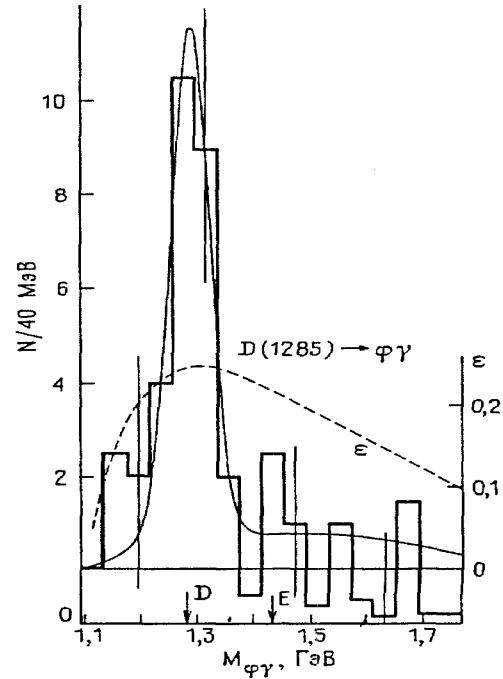


Рис. 8. Спектр эффективных масс $K^+K^- \gamma$ -системы в реакции $\pi^+ \rightarrow (\phi\gamma)n$ после всех необходимых отборов. Стрелками показаны табличные значения масс $D/f_1(1285)$ -мезона и $E(1420)$ -мезона. Штриховая кривая и шкала справа — акцептанс установки (данные "Лептон-Ф". см. [39])

Таблица IV. Возможные эксперименты по поискам радиационных распадов скалярных и аксиально-векторных мезонов

Распад	Кварковая структура a_0 и f_0	BR	Ожидаемая статистика в будущих опытах	
			ε	Адронные пучки (3 — 5 ГэВ/c) φ -фабрика ($L = 10^{32} - 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{с}^{-1}$)
$\varphi \rightarrow \delta/a_0(980) + \gamma$ $\rightarrow \eta\pi^0$	$(u\bar{u} - d\bar{d})\bar{s}s/\sqrt{2}$	$\sim 2 \cdot 10^{-4}$ (теор.)	0,05	$1,5 \cdot 10^4 - 1,5 \cdot 10^5$
$\varphi \rightarrow S^*/f_0(975) + \gamma$ $\rightarrow \pi^+\pi^-$	$(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$ $(u\bar{u} - d\bar{d})\bar{s}s/\sqrt{2}$ $(u\bar{u} - d\bar{d})$ $\bar{s}s$	$\sim 2 \cdot 10^{-5}$ (теор.) $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ $5 \cdot 10^{-5}$	0,15	$1,5 \cdot 10^3 - 1,5 \cdot 10^4$ $5 \cdot 10^4 - 5 \cdot 10^5$ $10^4 - 10^5$
$D/f_1(1285) \rightarrow \varphi\gamma$		$(0,9 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}$	0,05	$\sim 2 \cdot 10^4$
$D/f_1(1285) \rightarrow \rho\gamma$		$< 5 \cdot 10^{-2}$ [51] $(6,8 \pm 2,8) \cdot 10^{-2}$ [52] $> 10^{-2}$ (теор.)	0,1	$\sim 4 \cdot 10^5$
$D/f_1(1285) \rightarrow \omega\gamma$		$> 10^{-3}$ (теор.)	0,05	$\sim 2 \cdot 10^4$

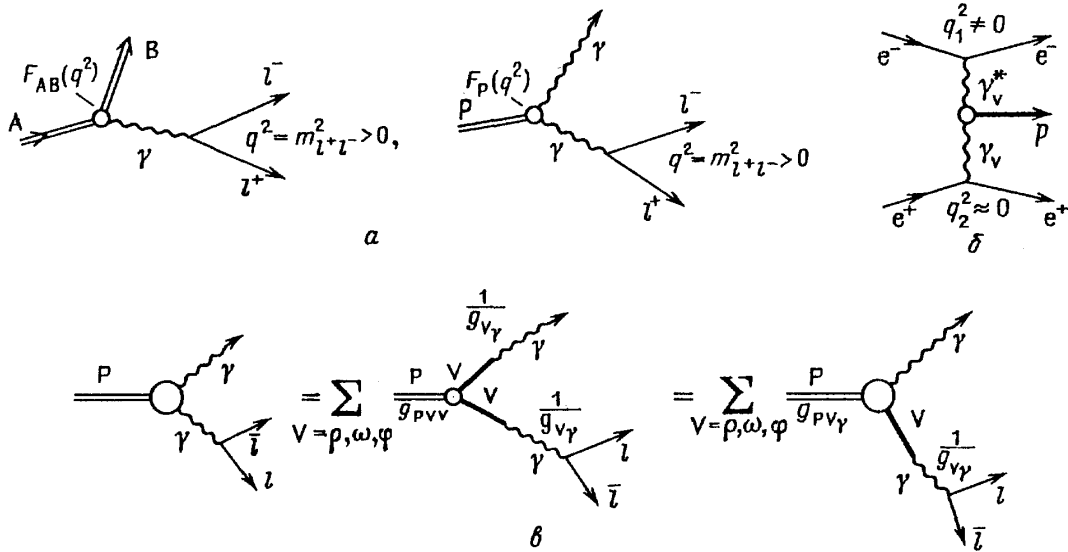


Рис. 9. Переходные формфакторы мезонов. а — Диаграммы распадов $A \rightarrow B l^+ l^-$ и $P \rightarrow l^+ l^- \gamma$. б — Диаграмма для процесса образования псевдоскалярного мезона в $\gamma\gamma^*$ -взаимодействиях с виртуальным меченым фотоном (т.е. в реакции $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \gamma\gamma^* \rightarrow e^+ e^- P$). в — Представление переходного формфактора в модели векторной доминантности (VDM)

$(d\Gamma/dq^2)_{\text{КЭД}}$ с помощью методов квантовой электродинамики. Сложная структура частиц меняет этот спектр, в который теперь вносит вклад переходный формфактор:

$$(d\Gamma/dq^2)_{\text{эксп.}} = (d\Gamma/dq^2)_{\text{КЭД}} |f_{AB}(q^2)|^2. \quad (31)$$

Сравнивая измеренный спектр лептонных пар в распадах (30) с расчетами по КЭД для точечных частиц, можно экспериментально определить квадрат переходного формфактора $|f_{AB}(q^2)|^2$ во времениподобной области переданных импульсов. Обычно используется нормированный формфактор

$$F_{AB}(q^2) = f_{AB}(q^2)/f_{AB}(0) \quad (32)$$

(где $F_{AB}(0) = 1$), определяемый при нормировке спектра лептонных пар в (30) на ширину соответствующего радиационного распада

$$\frac{d\Gamma(A \rightarrow B l^+ l^-)}{dq^2 \cdot \Gamma(A \rightarrow B + \gamma)} = \{\text{КЭД}\} |F_{AB}(q^2)|^2. \quad (33)$$

Исследования переходных формфакторов в распадах $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$, $\eta' \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ и $\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ проведены в экспериментах на установке "Лептон-Г" (см. обзор [14] и приведенные там ссылки на оригинальные работы). В этих работах источниками η , ω и η' -мезонов являлись реакции перезарядки $\pi^- p \rightarrow \eta(\eta'; \omega) n$ при импульсе 25 и 32 ГэВ. Полное число η -мезонов, образующихся в реакции перезарядки, составляло $2 \cdot 10^7$, а η' - и ω -мезонов $\sim 10^7$. Соответствующие результаты представлены в табл. II и на рис. 10 — 17. В экспериментах на установке "Лептон-Г" впервые было показано, что

Таблица V. Конверсионные распады легких мезонов $A \rightarrow B\ell^+\ell^-$

Распад	BR (эксп.)	BR (теор.)	Ожидаемое число событий в будущих исследованиях (1)			
			ε	Адронные пучки ($3 - 5$ ГэВ/с)	φ -фабрика	η -фабрика
$\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$	$(5,0 \pm 1,2) \cdot 10^{-3}$		0,1	$(2,5 - 5) \cdot 10^5$	$10^4 - 10^5$	
$\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$	$(3,1 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}$	$3,1 \cdot 10^{-4}$	0,1	$(1,5 - 3) \cdot 10^4$	$6 \cdot 10^2 - 6 \cdot 10^3$	
$\eta \rightarrow \mu^+\mu^-$	$(6,5 \pm 2,1) \cdot 10^{-6}$	$> 4,0 \cdot 10^{-6} (2)$	0,25	$< (1 - 2) \cdot 10^3$	30 — 300	$\sim 10^4$
$\eta \rightarrow \pi^0 e^+e^-$	$< 4 \cdot 10^{-5}$		0,05	$< (1 - 2) \cdot 10^3$	$< 50 - 500$	
$\eta \rightarrow \pi^0 \mu^+\mu^-$	$< 5 \cdot 10^{-6}$		0,05	$< (1 - 2) \cdot 10^2$	$< 5 - 50$	$< 10^2$
$\eta' \rightarrow e^+e^-\gamma$	—		0,1	—	—	—
$\eta' \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$	$(1,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-4}$	$(7,0 - 8,7) \cdot 10^{-5}$	0,1	$(1,5 - 3) \cdot 10^3$	—	—
$\eta' \rightarrow \pi^0 e^+e^-$	$< 1,3 \cdot 10^2$	—	0,05	—	—	—
$\eta' \rightarrow \pi^0 \mu^+\mu^-$	$< 6 \cdot 10^{-5}$	—	0,05	$< (5 - 10) \cdot 10^2$	—	—
$\eta' \rightarrow \eta e^+e^-$	$< 1,2 \cdot 10^{-2}$	—	0,02	—	—	—
$\eta' \rightarrow \eta \mu^+\mu^-$	$< 1,5 \cdot 10^{-5}$	—	0,02	$< 50 - 100$	—	—
$\omega \rightarrow \pi^0 e^+e^-$	$(5,9 \pm 1,9) \cdot 10^{-4}$	$7,6 \cdot 10^{-4}$	0,05	$4 \cdot 10^4 - 10^5$	$2 \cdot 10^4 - 10^5$	
$\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+\mu^-$	$(9,6 \pm 2,3) \cdot 10^{-5}$	$6,9 \cdot 10^{-5}$	0,05	$4 \cdot 10^3 - 10^4$	$2 \cdot 10^3 - 10^4$	
$\omega \rightarrow \eta e^+e^-$	—	$(3,4 \pm 1,4) \cdot 10^{-6}$	0,02	100 — 200	40 — 400	
$\omega \rightarrow \eta \mu^+\mu^-$	—	$(8,4 \pm 3,6) \cdot 10^{-10}$	0,02	—	—	
$\varphi \rightarrow \pi^0 e^+e^-$	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$1,3 \cdot 10^{-5}$	0,05	4 — 20	$10^3 - 10^4$	
$\varphi \rightarrow \pi^0 \mu^+\mu^-$	—	$1,9 \cdot 10^{-6}$	0,05	0,6 — 3	$1,5 \cdot 10^2 - 1,5 \cdot 10^3$	
$\varphi \rightarrow \eta e^+e^-$	$(1,3^{+0,8}_{-0,6}) \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-4}$	0,02	1,5 — 75	$3,5 \cdot 10^3 - 3,5 \cdot 10^4$	
$\varphi \rightarrow \eta \mu^+\mu^-$	—	$5,7 \cdot 10^{-6}$	0,02	1 — 5	$2 \cdot 10^2 - 2 \cdot 10^3$	
$a_2 \rightarrow \omega \mu^+\mu^-$	—	$2 \cdot 10^{-4} - 10^5$	0,05	$10^3 - 10^4$	—	

1) В таблице оценивается ожидаемая статистика для некоторых конверсионных распадов в опытах на адронных пучках низких энергий (см. табл. I), на φ -фабрике типа DAΦNE с ожидаемой светимостью $L = 10^{32} - 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и на “ η -фабрике” SATURNE (т.е. в реакции $p + d \rightarrow \eta + {}^3\text{He}$). Время измерений $\sim 10^3$ ч, ε — эффективность регистрации исследуемого распада (оценка, учитывающая брэнчнги для вторичных распадов). 2) Приводится унитарная нижняя граница вероятности $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-$

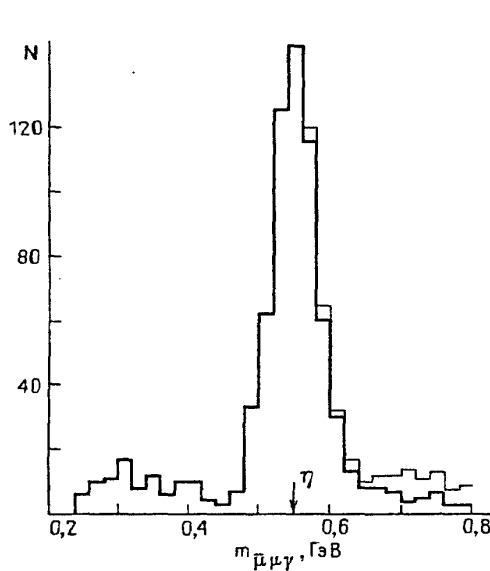


Рис. 10. Спектр масс $\mu^+\mu^-\gamma$ -системы в реакции $\pi^- p \rightarrow (\mu^+\mu^-\gamma)n$ при $E_\gamma > 1,5$ ГэВ. Пик соответствует распаду $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$. Стрелка — табличное значение массы η -мезона. Тонкая гистограмма — все события. Жирная гистограмма — события с $m_{\mu\mu}^2 < 0,24$ ГэВ², использованные для определения переходного формфактора η -мезона. N — число событий на массовый интервал 20 МэВ

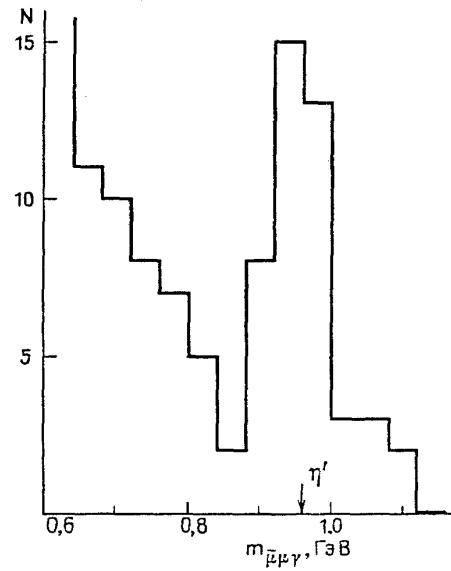


Рис. 11. Спектр масс $\mu^+\mu^-\gamma$ -системы в реакции $\pi^- p \rightarrow (\mu^+\mu^-\gamma)n$ в области выше m_η . Стрелкой указано табличное значение массы η' -мезона. N — число событий на массовый интервал 40 МэВ

наклон переходных формфакторов при $q^2 \rightarrow 0$ хорошо согласуется с предсказаниями модели векторной доминантности (см. рис. 14—17). Эти результаты были подтверждены данными, полученными на встречных e^+e^- пучках для процессов с мечеными виртуальными фотонами в области пространственно-подобных импульсов (см. диаграмму рис. 9) [53].

В опытах на ускорителе SATURNE (Сакле) начата широкая программа исследований редких лептонных распадов η -мезонов на так называемой " η -фабрике". В этих опытах в качестве источника меченых η -мезонов используется реакция



на жидкодейтериевой мишени вблизи порога, где сечение этого процесса оказалось достаточно велико, а фон мал [54]. Для выделения ядер отдачи ${}^3\text{He}$ и идентификации η -мезона с помощью прецизионного измерения недостающей массы в реакции $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + X^0$ используется фокусирующий магнитный спектрометр и измерение времени пролета. При использовании пучка протонов с интенсивностью 10^{12} р/с скорость счета η -мезонов должна составлять 10^5 с⁻¹, или $\sim 10^{10}$ η /сутки.

В настоящее время в опытах на " η -фабрике" проводится изучение распада $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-$, для идентификации которого используются два пробегных мюонных телескопа и измерение недостающей массы η в реакции (34). Апертура

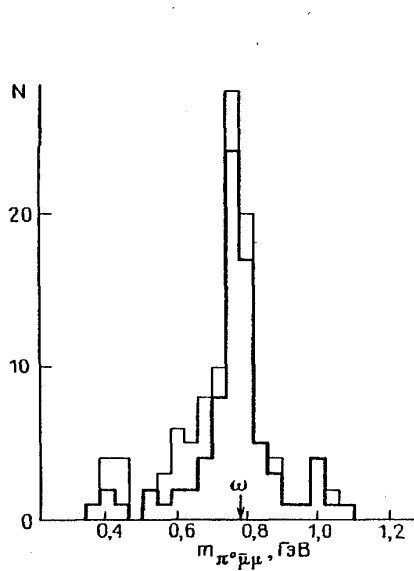


Рис. 12. Спектр масс $\mu^+ \mu^- \pi^0$ -системы в реакции $\pi^- p \rightarrow (\pi^0 \mu^+ \mu^-) n$ для событий с $m_{\mu\mu}^2 < 0,4 \text{ ГэВ}^2$ (использованных затем для измерения переходного формфактора). Пик соответствует распаду $\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$. Стрелкой показано табличное значение массы ω -мезона. N — число событий на массовый интервал 40 МэВ. Внешняя и внутренняя гистограмма соответствуют порогам по энергии γ -квантов, равным $(E_\gamma)_{\text{порог}} = 1 \text{ ГэВ}$ и $1,4 \text{ ГэВ}$ соответственно (с ростом $(E_\gamma)_{\text{порог}}$ улучшались фоновые условия опыта)

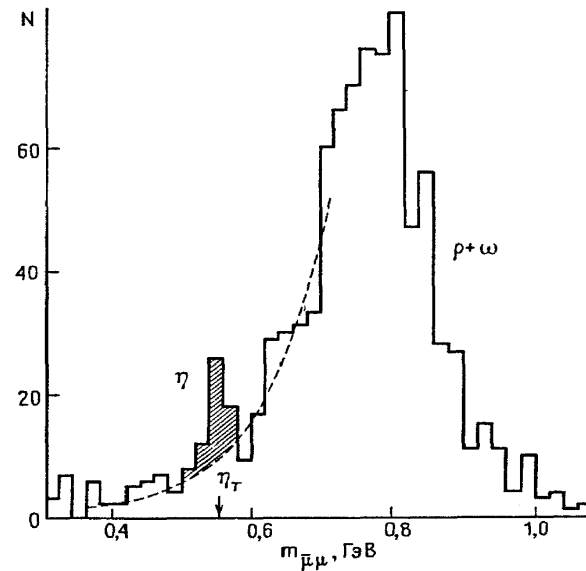


Рис. 13. Спектр масс $\mu^+ \mu^-$ -пар в реакции $\pi^- p \rightarrow (\mu^+ \mu^-) n$. Стрелкой указано табличное значение массы η -мезона. Штриховая кривая — результат фитирования фона. N — число событий на массовый интервал 20 МэВ. Заштрихованный пик соответствует $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$ распаду.

для регистрации распада $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$ составляет $\varepsilon \approx 3,8\%$, и скорость счета для этого распада будет составлять ~ 130 событий/сутки. В дальнейшем пробежные спектрометры для регистрации мюонов будут заменены двумя магнитными спектрометрами. Это даст возможность идентифицировать распады $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ и $\eta \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ методом двойной недостающей массы, выделяя для процесса $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- X^0$ события с $m(X^0) = 0$ (фотоны) и $m(X^0) \approx m_{\pi^0}$. Предполагается проведение прецизионных измерений переходного формфактора η -мезона в распаде $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ со статистикой, превышающей на два порядка статистику экспериментов на установке "Лептон-Г". Чувствительность поисков распада $\eta \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ будет составлять $\leq 5 \cdot 10^{-8}$. Более подробно программа дальнейших исследований редких распадов η -мезонов на " η -фабрике" ускорителя SATURNE обсуждается в [54].

В табл. V рассмотрены перспективы исследования конверсионных распадов типа $P \rightarrow 1^+ 1^- \gamma$ и $V \rightarrow P 1^+ 1^-$ для η , η' , ω , ϕ -мезонов и некоторых других редких электромагнитных распадов в опытах на адронных пучках малых энергий (см. данные табл. I), а также в опытах на ϕ -фабриках [55] и на η -фабрике

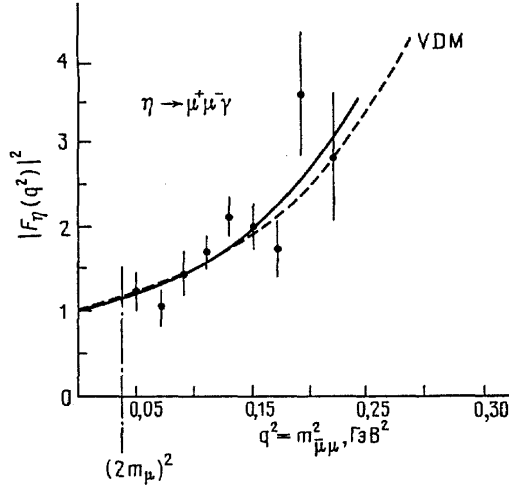


Рис. 14. Измерение электромагнитного переходного формфактора $F_\eta(q^2)$ η -мезона в распаде $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$. Точки — экспериментальные значения для $|F_\eta(q^2)|^2$. Сплошная кривая — результат фитирования экспериментальных данных полюсной зависимостью $K(1 - q^2 / \Lambda_\eta^2)^{-2}$, где $\Lambda_\eta = 0,72 \pm 0,09$ ГэВ, а коэффициент K учитывает погрешность в абсолютной нормировке результатов измерений $|F_\eta|^2$. Штриховая кривая — предсказание, основанное на модели векторной доминантности (VDM)

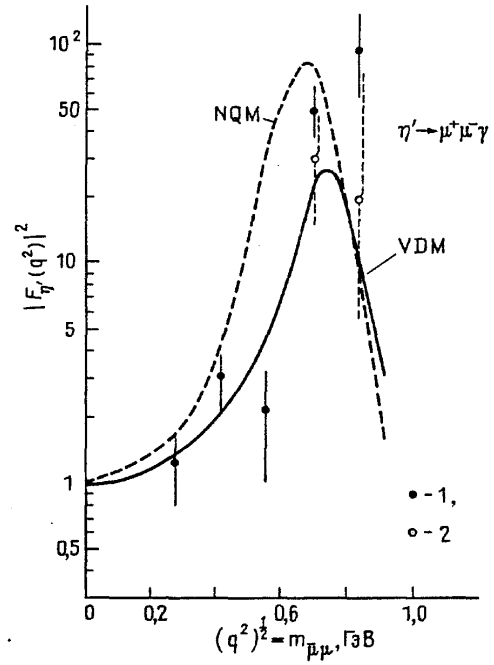


Рис. 15. Измерение электромагнитного переходного формфактора η' -мезона (в распаде $\eta' \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$). Точки: 1 — экспериментальные значения квадрата формфактора $|F_{\eta'}(q^2)|^2$, 2 — то же, но с максимальной поправкой на 20%-ный фон под пиком $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ на рис. 11 (в предположении, что весь фон лежит в области масс ρ -мезона). Сплошная кривая — предсказания модели векторной доминантности (VDM). Штриховая кривая — предсказания, основанные на нелокальной кварковой модели [60] (NQM)

Сакле. Хотя мюонные конверсионные распады обладают рядом преимуществ для изучения переходных формфакторов (см. обсуждение этого вопроса в [14]), в опытах при малых энергиях большой интерес могут представлять также соответствующие распады с электронами (например, $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$, $\eta \rightarrow e^+ e^- \gamma$ и т.д.). Несмотря на осложнения, связанные с необходимостью учета радиационных поправок, электронные конверсионные распады могут иметь преимущества по сравнению с мюонными конверсионными распадами из-за трудностей с идентификацией мягких мюонов.

Как показывают данные, приведенные в табл. V, во всех рассмотренных экспериментах, может быть получена большая статистика событий электромагнитных конверсионных распадов необходимая для тщательного изучения переходных формфакторов нейтральных мезонов. Эти опыты позволят существенно расширить исследования электромагнитной структуры мезонов, проводившиеся более 10 лет назад на установке "Лептон-Г" в ИФВЭ.

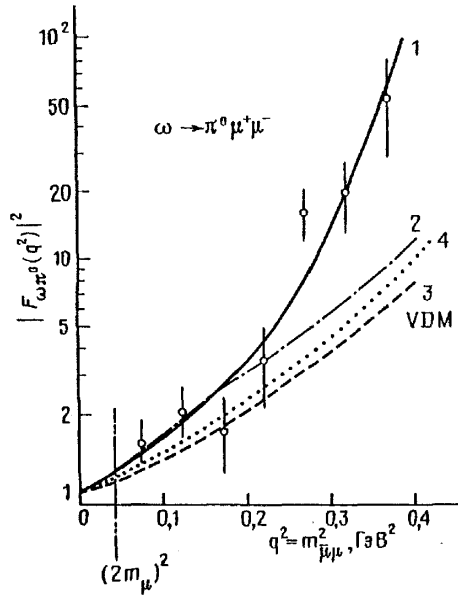


Рис. 16. Переходный формфактор для $\omega\pi^0$ -вершины. Точки — экспериментальные значения $|F_{\omega\pi^0}(q^2)|^2$. Кривая 1 — результат фитирования экспериментальных данных полюсной зависимостью

$$K[1 - (q^2 / \Lambda_\omega^2)]^{-2}.$$

Коэффициент K учитывает неопределенность в абсолютной нормировке экспериментальных величин; $\Lambda_\omega = 0,65 \pm 0,03$ ГэВ. Кривая 2 — предсказание модели с модифицированным р-пропагатором [61]. Кривая 3 вычислена по модели векторной доминантности (VDM). Кривая 4 — предсказание нелокальной кварковой модели [60]

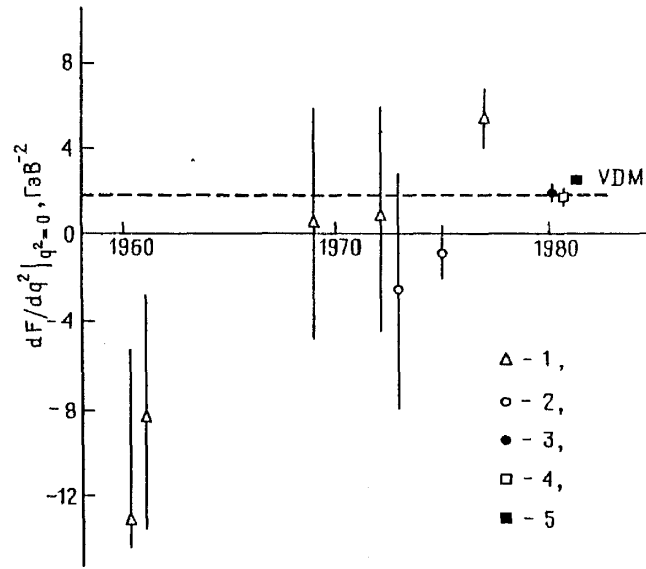


Рис. 17. Совокупность экспериментальных данных (по годам) по наклонам электромагнитных переходных формфакторов нейтральных мезонов $(dF/dq^2)_{q^2=0}$ (ГэВ $^{-2}$). Точки 1 —

распад $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$, 2 — распад $\eta \rightarrow e^+ e^- \gamma$, 3 — распад $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$, 4 — распад $\eta' \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$, 5 — распад $\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$. Ссылки на оригинальные работы см. в обзоре [14]. Штриховая линия — предсказание модели векторной доминантности для наклона формфактора η -мезона $(dF/dq^2)_{q^2=0} = 1,8$ ГэВ $^{-2}$ (VDM-предсказания для остальных наклонов близки; см. табл. II)

6. Поиски нарушений изотопической инвариантности

В опытах на ускорителе ИТЭФ возможны также исследования ряда явлений, связанных с нарушением изотопической инвариантности. Эти нарушения в первую очередь обусловлены сильными взаимодействиями и проявляются в различии токовых масс u - и d -кварков (m_u/m_d лежит в пределах 0,3 — 0,6). Некоторый вклад в нарушение изотопической инвариантности вносят также электромагнитные процессы. Хотя на кварковом уровне степень нарушения изотопической инвариантности определяется соотношением $(m_d - m_u)/m_d \sim O(1)$, в адронной физике эти нарушения сильно уменьшаются и становятся порядка $(m_d - m_u)/m$ (здесь m — конституентная масса u - или d -кварка). В некоторых случаях, однако, можно ожидать больших нарушений изотопической инвариантности, например, при смешивании близких по массе нейтральных изовекторного и изоскалярного состояний мезонного нонета [56].

В самом деле, если имеет место изотопическая инвариантность, то в мезонном нонете есть состояния $M_{I=1}^0 = (u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$ и $M_{I=0}^0 = (u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}^{(7*)}$. Равный вклад $u\bar{u}$ - и $d\bar{d}$ -пар в волновые функции $M_{I=0}^0$ и

$M_{I=1}^0$ приводят к тому, что матричные элементы распадов $M \rightarrow K^+ K^-$ и $M \rightarrow K^0 \bar{K}^0$ ($M = M_{I=1,0}^0$) оказываются одинаковыми (для ширин $\Gamma(M \rightarrow K^+ K^-)$ и $\Gamma(M \rightarrow K^0 \bar{K}^0)$ надо учесть небольшое различие в соответствующих фазовых объемах). При нарушении изотопической инвариантности происходит смешивание $M_{I=0}^0$ и $M_{I=1}^0$. При этом возникают два физических состояния M_H^0 и M_L^0 (более тяжелое и более легкое по массе) с кварковым составом M_H , $M_L = (au\bar{u} + b\bar{d}d)/\sqrt{2}$. Для состояния M_L имеет место увеличение доли более легких $u\bar{u}$ -кварков, а для состояния M_H — преобладание доли $d\bar{d}$ -кварков, т.е. для M_L $a > 1$ и $|b| < 1$, а для M_H $a < 1$, $|b| > 1$. Поэтому для $K\bar{K}$ -распадов этих мезонов имеют место соотношения

$$\Gamma(M_L \rightarrow K^+ K^-) > \Gamma(M_L \rightarrow K^0 \bar{K}^0), \quad (35)$$

$$\Gamma(M_H \rightarrow K^+ K^-) < \Gamma(M_H \rightarrow K^0 \bar{K}^0).$$

В частности, как показано в [56], для тензорного мезонного нонета имеет место значительное нарушение изотопической инвариантности в каонных распадах $f_2^0(1270)$ - и $a_2^0(1320)$ -мезонов

$$\Gamma(a_2^0(1320) \rightarrow K^+ K^-) = 0,86\Gamma(a_2^0(1320) \rightarrow K^0 \bar{K}^0), \quad (36)$$

$$\Gamma(f_2^0(1270) \rightarrow K^+ K^-) = 1,30\Gamma(f_2^0(1270) \rightarrow K^0 \bar{K}^0). \quad (37)$$

Если бы изотопический спин сохранялся, то численные множители в правой части соотношений (36), (37) составили бы 1,05 и 1,06, что обусловлено кинематическими факторами ($\Gamma \sim p^5$, где p — импульс распадных частиц). Таким образом, предсказываются значительные нарушения изотопической инвариантности в распадах a_2^0 и f_2^0 -мезонов (~20-25%) [56]. Это не противоречит экспериментальным данным, согласно которым $\Gamma(f_2^0 \rightarrow K^+ K^-)_{\text{эксп}} = (1,68 \pm 0,35)\Gamma(f_2^0 \rightarrow K^0 \bar{K}^0)_{\text{эксп}}$ (оценка [56] из данных [57]). Однако следует иметь в виду, что измерения для $f_2^0 \rightarrow K^+ K^-$ и $f_2^0 \rightarrow K^0 \bar{K}^0$ проводились в разных опытах и могут содержать дополнительные систематические ошибки. Поэтому очень важно выполнить такие измерения на одной установке, обратив особое внимание на систематические погрешности. Так как распады $M \rightarrow K^+ K^-$ и $M \rightarrow K_s^0 \bar{K}_s^0$, $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ имеют разную топологию для уменьшения систематики, было бы целесообразно провести одновременно измерения с $f_2^0(1270)$ - и $a_2^0(1320)$ -мезонами, для которых эффекты нарушения изотопической инвариантности имеют разные знаки. Тогда несохранение изоспина проявится в отличии отношения

$$R = \left(\frac{\text{BR}(a_2^0 \rightarrow K^0 \bar{K}^0)}{\text{BR}(a_2^0 \rightarrow K^+ K^-)} \right) \left(\frac{\text{BR}(f_2^0 \rightarrow K^0 \bar{K}^0)}{\text{BR}(f_2^0 \rightarrow K^+ K^-)} \right)^{-1}$$

от единицы (из (36) и (37) ожидаемое значение $R = 1,5^{(8*)}$)

Близость масс f_{2-}^0 и a_{2-}^0 -мезонов и малые значения вероятностей распада

f_2^0 и a_2^0 по К-мезонным каналам осложняют эти измерения. Для разделения вкладов f_2^0 и a_2^0 можно дополнительно использовать разные механизмы образования мезонов в реакциях,

$$\pi^- p \rightarrow f_2^0(1270)p, \quad (38)$$

$$\pi^- p \rightarrow a_2^0(1320)p. \quad (39)$$

Для процесса (38) доминирует однопионный обмен, приводящий к очень узкому t -распределению событий. Для реакции (39) ОРЕ-механизм запрещен, и t -распределение имеет более широкий характер. Поэтому, вводя отбор событий с $|t'| < 0,05$ (ГэВ/с)², можно сильно подавить вклад процесса (39) по отношению к (38). С другой стороны отбор событий с $|t'| > 0,25 - 0,40$ (ГэВ/с)² сильно подавляет вклад ОРЕ-процесса (38) и обогащает статистику вкладом (39). Очень большая статистика событий с f_2^0 и a_2^0 -мезонами, которая может быть получена при исследовании (38) и (39) (см. табл. I) делает такие измерения вполне возможными (при импульсе 5 ГэВ/с можно зарегистрировать $\sim 10^6$ распадов $f_2^0 \rightarrow K\bar{K}$ или $a_2^0 \rightarrow K\bar{K}$ за ~ 100 часов измерений)^(9*).

Можно проводить проверку соотношения (37) и в условиях, когда имеет место образование только частиц с $I=0$ (например, в реакции $dd \rightarrow {}^4\text{He} + f_2^0$). Однако такие опыты представляются гораздо более сложными.

Вызывают интерес также исследования изотопически-запрещенных распадов $\eta' \rightarrow 3\pi$. Распад $\eta' \rightarrow 3\pi^0$ был обнаружен ранее в опытах на установке ГАМЦ-2000 [58]. Его вероятность $\text{BR}(\eta' \rightarrow 3\pi^0) = (1,6 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}$. Распад $\eta' \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ до сих пор не наблюдался из-за большого фона рп событий в области масс η' -мезона. Установлен только верхний предел $\text{BR}(\eta' \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) < 5 \cdot 10^{-2}$ [1].

При выделении реакции $\pi^- p \rightarrow \eta'(938)p$ вблизи порога в опытах с прецизионным нейтронным спектрометром по времени пролета, позволяющим зарегистрировать η' -мезон методом недостающих масс, можно получить очень высокое разрешение по массе ($\sigma \sim 0,05$ МэВ; см. [59]). Такое разрешение позволит сильно уменьшить нерезонансный фон от рп или 3π , измерить одновременно $\text{BR}(\eta' \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)$ и $\text{BR}(\eta' \rightarrow 3\pi^0)$ и найти отношение этих распадных вероятностей, что представляет значительный интерес для изучения механизмов нарушения изотопической инвариантности и определения отношения токовых масс u - и d -кварков.

7. Заключение

В течение ближайших 5 — 10 лет прецизионные исследования в области адронной спектроскопии будут широко развиваться в различных лабораториях. Физики ИТЭФ и ОИЯИ могут внести важный вклад в эту область, если создадут хорошие установки для таких опытов и сделают это как можно скорей.

ПРИМЕЧАНИЯ

⁽¹⁾ Здесь и в дальнейшем используются следующие обозначения: q — легкие u -, d -, s -кварки (или u -, d -кварки, если s -кварки указываются специально), g — глюоны.

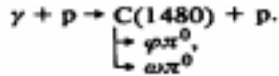
⁽²⁾ Здесь используются обычные спектроскопические обозначения для $q \bar{q}$ -системы: $(n^{(2S+1)}L_J)$; состояния с $L = 0$ обозначаются как S , с $L = 1$ — как P , с $L = 2$ — как D , и т.д.

⁽³⁾ Для gg -глюоболов среди перечисленных выше экзотических наборов может реализо-

ваться только $J^{PC}=1^{-+}$; для ggg-глюболов все эти состояния возможны.

⁽⁴⁾ Здесь указаны пределы для резонансных сечений на уровне 3σ от нерезонансного фона, определяемого из данных рис. 2.

⁽⁵⁾ Это приближение справедливо для $BR(C \rightarrow \omega\pi^0) < BR(C \rightarrow \phi\pi^0)$, как это и ожидается для 4-кваркового экзотического мезона. Экспериментальные данные привели к менее сильному ограничению $BR(C \rightarrow \omega\pi^0) < 2BR(C \rightarrow \phi\pi^0)$ [23]. Поэтому для полного анализа нужно, вообще говоря, провести одновременное изучение процессов



⁽⁶⁾ Для нейтральных мезонов A и B однофотонные переходы (30) возможны, если зарядовые четности A и B имеют противоположный знак.

⁽⁷⁾ Для простоты мы предполагаем, что имеет место идеальное смешивание. Однако, это предположение не является существенным: примесь $\bar{s}s$ -кварков в $M_{I=0}^0$ практически не меняет полученные ниже результаты.

⁽⁸⁾ Возможно также откалибровать установку для этих топологий по распадам $f_2'(1525) \rightarrow K^+K^-$, $K^0\bar{K}^0$, воспользовавшись реакцией $K^+p \rightarrow f_2'(1525)^+ \Lambda$ ($f_2'(1525) \approx \bar{s}s$ распадается с одинаковой вероятностью по каналам K^+K^- и $K^0\bar{K}^0$).

⁽⁹⁾ Анализ экспериментальных данных [57] показывает, что разделение вкладов f_2^0 и a_2^0 -мезонов в опытах в разных областях t может быть осуществлено по крайней мере при изучении распадов $f_2^0(1270)$ -мезонов (измерения в области малых t). Для $a_2^0(1320)$ -мезонов ситуация является не столь определенной из-за возможного вклада эффектов перерасеяния для (38) в области больших t . При выделении вклада f_2^0 (или a_2^0), конечно, должен использоваться фазовый анализ данных (см., например, [57]).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Hernandez J.J. et al. (PDG)//Phys. Lett. 1990. V. 239B. P. 1.
2. Fritzsche H., Gell-Mann M.//Proc. of the XVI Intern. Conference on High Energy Physics. — Chicago, Batavia, 1972. — V. 2. P. 135;
- Jaffe R.L., Johnson K.//Phys. Lett. 1976. V. 60B. P. 201.
3. а) Балицкий Я.Я. и др.//ЯФ. 1982. Т. 35. С. 130.
б) Barnes T., Close F.F.//Phys. Lett. 1982. V. 116B. P. 365.
- Chanowitz M.S. Preprint LBL-16653. — Berkeley, 1983.
- Chanowitz M.S., Sharpe S.R.//Phys. Lett. 1983. V. 132B. P. 413.
4. Proceedings of the Second International Conference on Hadron Spectroscopy. KEK, Tsukuba, April 16—18, 1987. — Japan. KEK. 1988. — Rept. 87 — 7.
5. Glueballs, Hybrids and Exotic Hadrons: Workshop. Upton, NY, August 29 — September 1, 1988. — New York, 1989.
6. Hadron-89 Conference. Ajaccio, Corsica: Proc. of Third Intern. Conference on Hadron Spectroscopy. — Paris: Ed. Frontieres, 1989.
7. Close F.E. Preprint RAL-87-072. — Chilton, 1987.
8. Chung S.U. Preprint BNL 40599. — Upton, 1987.
9. Kopke L., Wormes N.//Phys. Rept. 1989. V. 174. P. 67.
10. Palano A. Preprint CERN EP/87-92; Invited talk of the XXII Recontres de Moriond, March 1987.
- [11] Ландсберг Л.Г.//УФН. 1990. Т. 160, № 3. С. 1.
12. Poulet M. Preprint LAPP-EXP-90-10. — 1990.
13. Прокошкин Ю.Д.//Физ. ЭЧАЯ. 1987. Т. 18. С. 503.
14. Landsberg L.G.//Phys. Rept. 1985. v. 128, p. 301; УФН. 1985. Т. 146. С. 185.
15. Flaminio V. et al.// Preprint CERN-HERA 83-01. — Geneva, 1983.
16. Moyssides P.G. et al. //Nuovo Cimento. 1983. V. 75A. Pp. 122, 162.
17. Алиев А. Н. и др.//ЯФ. 1982. Т. 36. С. 1420; Zs. Phys. 1984. Bd. 25C. S. 205; Proc. of the Seminar "Quarks-86". Tbilisi, April 15 — 17, 1986. — M., 1987. — P. 255.
18. Amizadeh J. et al.//Phys. Lett. 1979. V. 89B. P. 12.
19. Rosner J.//Phys. Rev. Lett. 1968. V. 21. Pp. 950, 1468(E).
20. Jacob M., Weyers J.//Nuovo Cimento. 1970. V. 69B. P. 521.
- [21] Landsberg L.G. Preprint IHEP 90-24. — Serpukhov, 1990; ЯФ. 1990. Т. 52. С. 192.
22. Allaby J.V. et al.//Phys. Lett. 1969. V. 29B. P. 198.
23. Битюков С.И. и др.//ЯФ. 1983. Т. 38. С. 12055; 1987. Т. 46. С. 506; Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 42. С. 310; Phys. Lett. 1987. V. 188B. P. 383.
24. Кубаровский В.П. и др.//ЯФ. 1988. Т. 48. С. 1316.
25. Ландсберг Л.Г. Preprint IHEP 88-143. — Serpukhov, 1988; Физ. ЭЧАЯ. 1990. Т. 21. С. 1054.

26. Антипов Ю.М. и др. // Письма ЖЭТФ. 1983. Т. 38. С. 356.
27. Alde D. et al. // Phys. Lett. 1988. V. 205B. P. 397.
28. Alde D. et al. // Ibidem. 1989. V. 216B. P. 447.
Алди Д. и др. Препринт ИФВЭ 91-40. — Протвино, 1991.
29. Aldi D. et al. Phys. Lett. 1986. V. 182B. P. 105.
Алди Д. и др. Препринт ИФВЭ 91-41. — Протвино, 1991.
30. Achasov N.N. et al. // Zs. Phys. 1982. Bd. 16C. S. 55; 1985. Bd. 27C. S. 999.
- [31] Ачасов Н.Н. и др. // УФН. 1991. Т. 161, №6. С. 53.
32. Aleev A.N. et al. Preprint JINR D 1-08-368. — Dubna, 1988.
33. Binon F. et al. // Nuovo Cimento. 1983. V. 78A. P. 313.
Aide D. et al. // Nucl. Phys. 1986. V. 269B. P. 485.
34. Etkin A. et al. // Phys. Lett. 1985. V. 165B. P. 217; 1988. V. 201B. P. 568.
35. Achasov N.N., Kozhevnikov A.N. // Phys. Lett. 1988. V. 207B. P. 199; V. 209B. P. 373; Zs. Phys. 1990. Bd. 48C. S. 121.
36. Clegg A.B., Donnachie A. // Ibidem. 1988. Bd. 40C. S. 313.
37. Ландсберг Л.Г. Препринт ИФВЭ 91-44. — Протвино, 1991; // Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE. Frascati, Italy., April 9 — 12, 1991/Ed. G. Pancheri. — The Frascati ϕ -factory, 1991.—P. 427.
38. Atkinson M. et al. // Nucl. Phys. 1984. V. 231B. P. 1.
39. Битюков С.И. и др. // ЯФ. 1988. Т. 47. P. 1258.
40. Weidenauer P. et al. // Zs. Phys. 1990. Bd. 47C. S. 353.
- [41] Kolanoski H. // Springer Tracts Mod. Phys. 1984. V. 105.
42. Zielinski M. // Acta Phys. Pol. 1987. V. 18B. P. 455.
43. O'Donnel P.J. // Rev. Mod. Phys. 1981. V. 53. P. 673.
44. Долинский С.И. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР 89-404. — Новосибирск, 1989.
45. а) Филиппов А. Т. // Письма ЖЭТФ. 1980. Т. 32. С. 74.
б) Azimov Ya.I. Preprint LNPI N819. — Leningrad, 1982.
в) Ishida S. et al. // Prog. Theor. Phys. 1984. V. 71. P. 806.
46. Bitykov S.I. et al. // Zs. Phys. 1991. Bd. 50. P. 451.
47. Isgur N. // Production and decay of light mesons. — Workshop. — Laboratoire National Saturne, 3 — 4/III 1988. - P. 3.
48. Weistein J. // [5]. — P. 400.
49. Achasov N.N. Ivanchenko V.N. // Nucl. Phys. 1989. V. 315B. P. 465.
50. Close F.E. // Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE. Frascati, Italy. April 9 — 12, 1991 /Ed. G. Pancheri. — The Frascati ϕ -factory, 1991. — P. 309.
- [51] Bitykov S.I. et al. // Phys. Lett. 1988. V. 203B. P. 327.
Bitykov S.L. et al. Preprint IHEP 89-192. — Serpukhov, 1989.
52. Coffman D. et al. // Phys. Rev. 1990. V. 41D. P. 1410.
53. Behrend H.J. et al. // Zs. Phys. 1991. Bd. 49C. S. 401.
54. Berger J. et al. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. P. 919.
Mayer B. Preprint DPhN (Saclay) 90-63. — 1990 // Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE. Frascati, Italy. April 9—12, 1991/Ed. G. Pancheri. — The Frascati ϕ -factory, 1991. — P. 443.
55. Eidelman S.I. et al. Preprint PИТ-90-08. — Pittsburgh. 1990.
Эдельман С. И. // Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE. Frascati, Italy. April 9—12, 1991/Ed. G. Pancheri. - The Frascati ϕ -factory, 1991. — 451.
56. Isgur N. et al. // Phys. Lett. 1979. V. 89B. P. 79.
57. Wetzel W. et al. // Nucl. Phys. 1976. V. 115B. P. 208.
Pawlicki A. J. et al. // Phys. Rev. 1977. V. 15D. P. 3196.
Polychronakos V.A. et al. // Ibidem. 1979. V. 19D. P. 1317.
58. Binon F. et al. // Phys. Lett. 1984. V. 140B. P. 264.
59. Binnie D.M. et al. // Ibidem. 1979. V. 83B. P. 141.
60. Ефимов Г.В. и др. // Письма ЖЭТФ. 1980. Т. 32. С. 1.
Динейхан М. и др. // Труды международного семинара по проблемам высоких энергий и квантовой теории поля. — Протвино, 1981. — Т. 1. С. 240.
61. Kopp G. // Phys. Rev. 1974. V. 10D. P. 932.