

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Экзотические барионы

Л.Г. Ландсберг

Обзор современного состояния физики экзотических барионов. Обсуждаются модели для таких барионов, их распадные свойства, реакции образования и методы идентификации. Представлены результаты последних опытов в этой области, в которых проявляются некоторые необычные состояния — кандидаты в криптоэкзотические барионы со скрытой странностью. Рассмотрены перспективы дальнейших исследований.

PACS numbers: 71.20.C, 75.50.B

Содержание

1. Введение (1129).
 - 1.1. Адроны с открытой экзотикой (экзотика первого и второго рода). 1.2. Криптоэкзотические адроны (экзотика третьего рода).
2. Систематика qqq -барионов (1131).
3. Модели для экзотических барионов (1136).
4. Методы выделения экзотических адронов (1138).
 - 4.1. Распадные каналы для барионов со скрытой странностью.
 - 4.2. Реакции формирования (резонансы в s -канале). 4.3. Реакции образования.
5. Поиски аномально-узких барионов со скрытой странностью (1144).
 - 5.1. $\Sigma(3170)$ -барион. 5.2. $N_\phi(1960)$ -барион. 5.3. $R(3520)$ -барион.
6. Поиски экзотических барионов в реакциях дифракционного типа на установке СФИНКС (1147).
 - 6.1. Поиски тяжелых экзотических барионов со скрытой странностью в реакциях типа $p + N \rightarrow (K^+ K^- p) + N$. 6.2. Дальнейшие поиски $N_\phi(1960)$ -бариона. 6.3. Дальнейший анализ спектра эффективных масс для $[\Sigma(1385)^0 K^+]$ -системы и наблюдение барионной структуры $X(2050)$. 6.4. Исследование реакции $p + N \rightarrow (\Sigma^0 K^+) + N$ и наблюдение барионного состояния $X(2000)$. 6.5. Распадные каналы для $X(2050)$ - и $X(2000)$ -состояний. 6.6. Исследование реакции $p + N \rightarrow p\bar{p} + N$.
7. Результаты других экспериментов по поискам экзотических барионов (1157).
 - 7.1. Эксперименты по поискам экзотических барионов в процессах с барионным обменом. 7.2. Исследование реакций дифракционной диссоциации $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + (\pi^+ n)_{\text{dif.dis}}$ и $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + (\pi^0 p)_{\text{dif.dis}}$. 7.3. Поиски узких s -канальных резонансов с малыми ширинами в реакциях $\pi^- p$ -взаимодействия. 7.4. Некоторые другие исследования.

8. Экзотические состояния с тяжелыми кварками (1160).

- 8.1. О возможных поисках пентакварковых очарованных барионов. 8.2. Криптоэкзотические барионы со скрытым очарованием.

9. Заключение (1163).

Список литературы (1163).

1. Введение

Последнее десятилетие было отмечено значительным расширением исследований в области спектроскопии адронов, т.е. частиц, участвующих в сильных взаимодействиях. В настоящее время можно считать твердо установленным, что адроны не являются истинно элементарными частицами, а имеют составной характер. Подобно тому как атомные ядра состоят из нуклонов, адроны представляют собой связанные системы из фундаментальных частиц, получивших название кварков. Именно кварки являются теми структурными элементами, которые определяют многообразие адронной материи. Помимо дробных электрических зарядов, кварки обладают "сильновзаимодействующими зарядами", получившими название цвета.

Взаимодействие между кварками осуществляется благодаря обмену цветными безмассовыми виртуальными частицами — глюонами, так же как взаимодействие между электрическими зарядами определяется обменом виртуальными фотонами. Однако в отличие от нейтральных фотонов, не несущих никаких зарядов и не взаимодействующих непосредственно между собой, глюоны характеризуются цветовыми "зарядами" и могут взаимодействовать не только с цветными кварками, но и друг с другом, образуя даже связанные глюонные состояния — глюболы. Взаимодействия между цветными кварками и глюонами описываются квантовой хромодинамикой.

Цветные кварки и глюоны, по-видимому, не могут находиться в свободном состоянии. Экспериментальную основу для такой гипотезы составили многолетние безуспешные попытки обнаружить свободные кварки. Поэтому и возникло представление о конфайнменте ("плении" кварков), в соответствии с которым в

Л.Г. Ландсберг. Институт физики высоких энергий,
142284, Протвино, Московская обл., Россия
Факс (7-095) 230-23-37
E-mail: lgl@mx.decnet.ihep.su

Статья поступила 2 августа 1994 г.,
после доработки 30 сентября 1994 г.

свободном состоянии могут существовать только частицы, не обладающие цветовыми зарядами — "бесцветные" или "белые" адроны. По своему кварковому составу и квантовым числам адроны делятся на две большие группы: барионы и мезоны. Барионы состоят из трех кварков, антибарионы — из трех антикварков ($B = qqq$, $\bar{B} = \bar{q}\bar{q}\bar{q}$), мезоны — из кварка и антикварка ($M = q\bar{q}$).

Уточним, что при этом речь идет о так называемых валентных кварках, которые определяют природу адрона и его основные характеристики (квантовые числа). Согласно современным теоретическим представлениям, хорошо подтверждающимся многочисленными экспериментами, валентные кварки в адроне окружены "облаком" виртуальных кварк-антикварковых пар и глюонов, которые непрерывно испускаются и поглощаются валентными кварками. Это "облако" или, как теперь говорят, "море" кварк-антикварковых пар и глюонов, является физической реальностью, определяющей многие свойства адрона (например, пространственное распределение его электрического заряда и магнитного момента, внутреннее распределение кварковых и глюонных составляющих по импульсам и т.д.).

С учетом кварк-глюонного "моря" волновую функцию "обычного" бариона можно представить в виде

$$|B\rangle = (qqq)[\text{const} + \text{"море"} \text{ виртуальных } q\bar{q}\text{-пар и глюонов}].$$

Это означает, что часть своего времени жизни барион проводит в валентном состоянии (qqq), а часть — в состояниях, в которых к валентному составу добавляются различные "морские" компоненты. Аналогичная ситуация имеет место и для мезонов.

Возникает очень важный вопрос: могут ли существовать "бесцветные" адроны с более сложной внутренней валентной структурой — многокварковые мезоны ($M = qq\bar{q}\bar{q}$) и барионы ($B = qq\bar{q}\bar{q}\bar{q}$), дибарионы ($D = qq\bar{q}\bar{q}\bar{q}\bar{q}$), гибридные состояния ($M = q\bar{q}g$ и $B = qq\bar{q}g$), глюболы, т.е. мезоны, состоящие из одних глюонов ($M = gg$, ggg)? Конечно, в таких новых формах адронной материи, получивших название экзотических адронов, помимо валентных кварков и глюонов, также должны проявляться и эффекты кварк-глюонного "моря". Волновая функция экзотического многокваркового бариона, в отличие от "обычного" бариона, может быть представлена в виде

$$|B\rangle = (qq\bar{q}\bar{q}\bar{q})[\text{const} + \text{"море"} \text{ виртуальных } q\bar{q}\text{-пар и глюонов}].$$

Именно с широкомасштабными поисками экзотических адронов с использованием современной экспериментальной техники связано прежде всего то оживление в адронной спектроскопии, которое, как уже говорилось выше, наблюдается в последние годы. Теоретических запретов для существования экзотических адронов мы не знаем. Однако может оказаться, что эти частицы крайне неустойчивы, обладают очень большой распадной шириной и, таким образом, являются практически ненаблюдаемыми. На примере атомных ядер известно, что далеко не все нуклонные системы обладают достаточной стабильностью и реально существуют. Так, системы из двух или нескольких связанных протонов в

природе не наблюдаются. Поэтому вопрос о существовании экзотических адронов может быть решен только экспериментально.

Каким же образом можно отличить экзотические частицы от обычных, которые, как уже отмечалось, тоже часть своего времени жизни проводят в состояниях со многими кварками и глюонами? Здесь существуют две возможности.

1.1. Адроны с открытой экзотикой (экзотика первого и второго рода)

Благодаря более сложному валентному составу экзотические адроны могут характеризоваться такими значениями квантовых чисел, которые просто невозможны для обычных адронов. Этими явно-экзотическими квантовыми числами могут быть электрические заряды и ароматы адронов (странность, изоспин и т.д.). Для мезонов $|Q| = 2$, $I = 2$, $|S| = 2$, для барионов $|Q| = 3$, $I > 3/2$, $S = +1$. Частицы такого типа, конечно, легко можно будет отличить от обычных адронов. Они называются экзотическими состояниями первого рода.

Различия между экзотическими и обычными адронами могут быть и менее ярко выраженными, хотя тоже вполне определенными. Например, у экзотических мезонов гибридного типа $q\bar{q}g$ заряды и другие ароматы определяются свойствами $q\bar{q}$ -пары, входящей в состав этого мезона, т.е. являются такими же, как и у обычных мезонов. Однако гибридные мезоны могут характеризоваться необычными (экзотическими) сочетаниями спина J , четности P и зарядовой четности C , которых не может быть у $q\bar{q}$ -мезонов: $J^{PC} = 0^{+-}$, 0^{-+} , 1^{-+} , 2^{+-} , 3^{-+} и т.д. Такие экзотические наборы J , P и C могут быть и у других типов экзотических мезонов (многокварковых состояний или глюоболов). Состояния этого типа называются экзотическими состояниями второго рода.

1.2. Криптоэкзотические адроны (экзотика третьего рода)

Помимо состояний с открытой экзотикой, возможны также экзотические адроны, которые по своим квантовым числам не отличаются от обычных qqq -барионов или $q\bar{q}$ -мезонов. Их называют частицами со скрытой экзотикой или криптоэкзотическими адронами. Сложная цветовая структура адронов со скрытой экзотикой может приводить к существенным особенностям в их динамических свойствах, позволяющим установить их экзотическую природу. Такими особенностями могут являться аномально-малые вероятности распада этих адронов (малые адронные ширины), необычные соотношения между парциальными вероятностями их распадов по разным каналам или специальные механизмы образования исследуемых состояний. Несмотря на трудности с однозначной идентификацией криптоэкзотических состояний, почти все основные кандидаты в экзотические адроны, обнаруженные до настоящего времени, принадлежат к этой категории частиц. Они называются также экзотическими состояниями третьего рода.

Вопрос о возможном существовании экзотических адронов имеет принципиальное значение для основных представлений о природе адронной материи, для квантовой хромодинамики и концепции конфайнмента, для современных моделей строения адронов (моделей решеток, мешков и струн). Поэтому поиски экзотических адронов ведутся уже давно, но вопрос об их существова-

нии долгое время однозначно не был решен. В последние годы ситуация здесь значительно изменилась. Было обнаружено несколько мезонных состояний, свойства которых очень трудно объяснить в рамках обычных представлений наивной кварковой модели. Эти мезоны являются сильными кандидатами в экзотические состояния. Вместе с тем, систематические поиски экзотических барионов находятся пока в начальной стадии. Полученные результаты во многом являются противоречивыми и требуют дальнейшего изучения.

Развитие современной адронной спектроскопии и поиски экзотических мезонов обсуждаются в трудах ряда международных конференций, семинаров и рабочих совещаний [1–10], а также в обзорах [11–19]. В настоящем обзоре анализируются возможные свойства экзотических барионов и результаты поисков этих необычных состояний. Рассматриваются также перспективы дальнейших исследований в этом направлении. Основное содержание обзора связано со спектроскопией барионов из легких кварков ($q = u, d, s$; если странные кварки обозначены специально, то $q = u, d$). Кратко рассматриваются также экзотические состояния с тяжелыми (очарованными) кварками.

2. Систематика qqq -барионов

Напомним вкратце основные представления кварковой модели, связанные с описанием обычных qqq -барионов (см. [11, 20–25] и ссылки там). Полная волновая функция системы из трех кварков имеет вид

$$\underbrace{|q_1 q_2 q_3\rangle}_{\text{антисимметр.}} = \underbrace{|\text{коорд. в. ф.}\rangle}_{\text{симметр.}} \underbrace{|\text{спин. в. ф.}\rangle}_{\text{симметр.}} \underbrace{|\text{аромат. в. ф.}\rangle}_{\text{антисимметр.}} \underbrace{|\text{цвет. в. ф.}\rangle}_{\text{антисимметр.}} \quad (1)$$

Действительно, кварки подчиняются статистике Ферми–Дирака, и поэтому при их перестановках полная волновая функция $|q_1 q_2 q_3\rangle$ является антисимметричной. При этом цветовая часть волновой функции, представляющая собой синглет по $SU(3)_{\text{color}}$, является антисимметричной, а оставшаяся часть волновой функции — симметричной при кварковых перестановках:

$|q_1 q_2 q_3\rangle$ — антисимметричная функция;
 $|\text{цвет. в. ф.}\rangle$ — антисимметричная функция;
 $\{|\text{коорд. в. ф.}\rangle|\text{спин. в. ф.}\rangle|\text{аромат. в. ф.}\rangle\}$ — симметричная функция.

Координатная волновая функция системы из трех кварков описывается двумя переменными:

$$\rho = \frac{1}{\sqrt{2}} (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \quad \lambda = \frac{1}{\sqrt{6}} (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2 - 2\mathbf{r}_3). \quad (2)$$

Здесь $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3$ — радиус-векторы кварков q_1, q_2, q_3 , ρ описывает относительное движение q_1 и q_2 , а λ — движение q_3 по отношению к системе покоя q_1, q_2 .

Орбитальные моменты этих движений определяются квантовыми числами l_ρ и l_λ . При этом полный орбитальный момент для $q_1 q_2 q_3$ -системы

$$\mathbf{L} = \mathbf{l}_\rho + \mathbf{l}_\lambda. \quad (3)$$

Пространственная четность для координатной волновой функции определяется соотношением

$$P = (-1)^{l_\rho + l_\lambda}. \quad (4)$$

Полный угловой момент $q_1 q_2 q_3$ -системы

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}, \quad (5)$$

где \mathbf{S} — суммарный спин кварковой системы ($S = 3/2, 1/2$).

Спиновая и ароматическая части волновой функции $q_1 q_2 q_3$ -системы соответствуют симметрии $SU(2)$ и $SU(3)$, а их произведение — $SU(6)$ -симметрии.

Классификация барионных состояний может быть получена перемножением соответствующих представлений с помощью техники диаграмм Юнга (простые правила такого перемножения сформулированы, например, в [11, 24]).

В пространстве спина ($SU(2)$ -представление)¹

$$\begin{aligned} \square \otimes \square \otimes \square &= \square \otimes \left[\square \square + \square \right] = \\ [2] \quad [2] \quad [2] &= \underbrace{\square \square \square}_{[4]} + \underbrace{\square \square}_{[2]} + \underbrace{\square}_{[2]}. \end{aligned} \quad (6)$$

Таким образом, по кварковому спину барионы образуют один квартет частиц $\{4\}$ со спином $S = 3/2$ (т.е. симметричные состояния по спину) и два дублета со смешанной симметрией $\{2\}$, соответствующие спинам $S = 1/2$. Это можно переписать как

$$[2] \otimes [2] \otimes [2] = [4] + [2] + [2]. \quad (7)$$

В пространстве ароматической $SU(3)$ -симметрии

$$\begin{aligned} \square \otimes \square \otimes \square &= \square \otimes \left[\square \square + \square \right] = \\ [3] \quad [3] \quad [3] &= \underbrace{\square \square \square}_{[10]} + \underbrace{\square \square}_{[8]} + \underbrace{\square \square}_{[8]} + \underbrace{\square}_{[1]}, \end{aligned} \quad (8)$$

т.е. барионы образуют один симметричный $SU(3)$ -декуплет, два $SU(3)$ -октета со смешанной симметрией и один антисимметричный $SU(3)$ -синглет. Это можно также записать как

$$[3] \otimes [3] \otimes [3] = [10] + [8] + [8] + [1]. \quad (9)$$

В рамках предположения об $SU(6)$ -симметрии для спиново-ароматической части волновой функции бариона $|\text{спин. в. ф.}\rangle|\text{аромат. в. ф.}\rangle$ получим

$$\begin{aligned} \square \otimes \square \otimes \square &= \underbrace{\square \square \square}_{\{6\}} + \underbrace{\square \square}_{\{6\}} + \underbrace{\square \square}_{\{6\}} + \underbrace{\square}_{\{6\}}, \\ &\{6\} \quad \{6\} \quad \{6\} \quad \{56\} \quad \{70\} \quad \{70\} \quad \{20\} \end{aligned} \quad (10)$$

т.е. барионы могут принадлежать к одному симметричному $SU(6)$ -56-плету, одному антисимметричному $SU(6)$ -20-плету или к одному из двух $SU(6)$ -70-плетов со смешанной симметрией. Это можно также записать как

$$\{6\} \otimes \{6\} \otimes \{6\} = \{56\} + \{70\} + \{70\} + \{20\}. \quad (11)$$

¹ В настоящем обзоре, если специально не оговорено, используются следующие обозначения: $\{56\}$ или $56_{SU(6)}$ — $SU(6)$ -супермультиплет ($SU(6)$ -плет, $SU(6)$ -мультиплет) и т.п.; $[10]$ или $10_{SU(3)}$ — $SU(3)$ -супермультиплет ($SU(3)$ -плет); $[2]$ — $SU(2)$ -мультиплет и т.п. Однако в некоторых таблицах и рисунках, взятых из других работ, для супермультиплетов сохранены обозначения этих работ (см., например, рис. 1, табл. 4).

Структура $SU(6)$ -мультиплетов, как известно, определяется перемножением $SU(2)$ - и $SU(3)$ -представлений (табл. 1).

Таблица 1. Классификация барионов в $SU(6)$ -симметрии

Спин кварков	$SU(3)$ $SU(2)$	$[10]$ (S)	$[8], [8]$ (M) (M)	$[1]$ (A)
3/2	$[4]$ (S)	$^4[10]$ (S)	$^4[8], ^4[8]$ (M) (M)	$^4[1]$ (A)
1/2	$[2], [2]$ (M) (M)	$^2[10], ^2[10]$ (M) (M)	$^2[8], ^2[8], ^2[8], ^2[8]$ (S) (M) (M) (A)	$^2[1], ^2[1]$ (M) (M)

Примечание. $SU(6) = 56_{SU(6)} + 70_{SU(6)} + 70_{SU(6)} + 20_{SU(6)}$.
(S) (M) (M) (A)

При перемножении $SU(3)$ - и $SU(2)$ -представлений образуются $SU(6)$ -супермультиплеты со следующей структурой:

$56_{SU(6)} = ^4[10] + ^2[8]$ — симметричное представление;
(S) (S) (S)

$70_{SU(6)} = ^2[10] + ^4[8] + ^2[8] + ^2[1]$ — смешанное представление;
(M) (M) (M) (M) (M)

$20_{SU(6)} = ^2[8] + ^4[1]$ — антисимметричное представление.
(A) (A) (A)

Обозначения: $56_{SU(6)}$ или $\{56\}$ — $SU(6)$ -56-плет барионов; $^4[10]$ — $SU(3)$ -декуплет барионов со спином кварков 3/2 (квартет по кварковому спину) и т.д.; S — симметричное представление, M — смешанное представление, A — антисимметричное представление.

Обсудим теперь структуру всей координатно-спиновой-ароматической части волновой функции системы $|\text{коорд. в. ф.}\rangle|\text{спин. в. ф.}\rangle|\text{аромат. в. ф.}\rangle$, соответствующей произведению представлений $SU(6) \otimes O(3)$. Как видно из (1), для $q_1 q_2 q_3$ -барионов реализуются только симметричные состояния из $SU(6) \otimes O(3)$.

Рассмотрим последовательно классификацию низших барионных состояний.

а) $N = 0$ — основные барионные состояния.

Они соответствуют значениям $l_p = 0$, $l_z = 0$ (вводим обозначение $|1s\rangle_\rho |1s\rangle_z$). При этом полный орбитальный момент системы $L = 0$, четность $P = +1$ и пространственная часть волновой функции бариона является симметричной. Поэтому и $SU(6)$ -компонента также должна быть симметричной. Таким образом, состояния с $N = 0$ принадлежат симметричному $\{56\}_{SU(6)}$ -представлению.

Будем обозначать соответствующие барионные семейства как $|\{SU(6)\}; L^P\rangle_N$. Состояния с $N = 0$ образуют супермультиплет барионов с положительной четностью $|\{56\}; 0^+\rangle_{N=0}$, в состав которого входят хорошо известные $SU(3)$ -октет стабильных барионов со спином $J = 1/2$ ($^2[8]$) и $SU(3)$ -декуплет барионов со спином $J = 3/2$, включающий в себя Ω -гиперон ($^4[10]$):

$$|\{56\}; 0^+\rangle_{N=0} = ^2[8](J = 1/2) + ^4[10](J = 3/2). \quad (12)$$

б) $N = 1$ — первый возбужденный уровень.

Этот уровень соответствует орбитальным возбуждениям $q_1 q_2 q_3$ -системы с $l_p = 0$, $l_z = 1$ ($|1s\rangle_\rho |1p\rangle_z$) и с $l_p = 1$, $l_z = 0$ ($|1p\rangle_\rho |1s\rangle_z$). Для таких состояний со смешанной $O(3)$ -симметрией $L^P = 1^-$ и соответствующий $SU(6)$ -супермультиплет также должен обладать смешанной симметрией. Поэтому барионы с $N = 1$ принадлежат

супермультиплету $|\{70\}; 1^-\rangle_{N=1}$. Спины этих барионов в соответствии с соотношением (5) принимают значения $J = 1/2, 3/2, 5/2$:

$$|\{70\}; 1^-\rangle_{N=1} = ^2[10](J = 1/2, 3/2) + ^4[8](J = 1/2, 3/2, 5/2) + ^2[8](J = 1/2, 3/2) + ^2[1](J = 1/2, 3/2), \quad (13)$$

т.е. всего девять $SU(3)$ -семейств с различными спинами барионов.

в) Уровень возбуждения $N = 2$.

Возбужденные состояния с $N = 2$ имеют вид

$$|1s\rangle_\rho |1d\rangle_z, |1s\rangle_\rho |2s\rangle_z, |1p\rangle_\rho |1p\rangle_z, |2s\rangle_\rho |1s\rangle_z, |1d\rangle_\rho |1s\rangle_z.$$

(В модели с потенциалом гармонического осциллятора, используемой для описания $q_1 q_2 q_3$ -системы, все эти уровни с орбитальным и радиальным возбуждением оказываются вырожденными.) Отсюда возможны значения $L^P = 0^+, 1^+, 2^+$. Состояния с $L = 0^+, 2^+$ соответствуют симметричным и смешанным представлениям $O(3)$, а состояния с $L = 1^-$ — антисимметричным. Поэтому возможна следующая структура барионных супермультиплетов с $N = 2$:

$|\{56\}; 2^+\rangle_{N=2}$, $|\{56\}; 0^+\rangle_{N=2}$ — симметричные $SU(6)$ -представления;

$|\{70\}; 2^+\rangle_{N=2}$, $|\{70\}; 0^+\rangle_{N=2}$ — смешанные $SU(6)$ -представления;

$|\{20\}; 1^+\rangle_{N=2}$ — антисимметричное $SU(6)$ -представление.

При этом возникает весьма сложная система барионных $SU(3)$ -мультиплетов с разными спинами барионов ($J = 1/2, 3/2, 5/2, 7/2$).

Структура супермультиплетов $SU(6)$, соответствующих возбуждениям $N = 0, 1, 2, 3$, представлена на рис. 1а. В приближении, в котором выключены все взаимодействия, нарушающие $SU(6)$, барионные семейства с $N = 0, 1, 2$ представлены на рис. 1б. Расщепление уровней (нарушения $SU(6)$) определяются спин-спиновыми взаимодействиями **SS**, унитарно-спиновыми взаимодействиями **FF** и спин-орбитальными взаимодействиями **SL**. Происходит также смешивание состояний с $S = 3/2, 1/2$ из разных $SU(3)$ -мультиплетов с одними и теми же квантовыми числами J^P . Все это, а также учет радиальных возбуждений и состояний, соответствующих $N = 3, 4$, приводит к очень сложной систематике для обычных qqq -барионов.

Рассматривалась, однако, некоторая возможность упрощения этой систематики. Если кварки q_1 и q_2 образуют "невозбуждаемый" дикварк ($l_p = 0$) и все возбуждения новых уровней соответствуют только одной орбитальной степени свободы l_z , то структура $SU(6)$ -мультиплетов несколько упрощается. В этом случае N -му возбуждению по l_z соответствуют симметричные $O(3)$ - и $SU(6)$ -представления для четных значений N ($|\{56\}; 0^+\rangle_{N=0}$, $|\{56\}; 2^+\rangle_{N=2}$, $|\{56\}; 4^+\rangle_{N=4}$ и т.д.) и представления со смешанной симметрией для нечетных значений N ($|\{70\}; 1^-\rangle_{N=1}$, $|\{70\}; 3^-\rangle_{N=3}$ и т.д.).

В табл. 2 и 3 приведены данные о барионах, наблюдавшихся в экспериментах, и о некоторых распадных каналах нестранных N^* - и Δ^* -изобар [11]. В табл. 4 представлены попытки классификации барионных состояний, соответствующих возбуждениям с $N \leq 2$, по $SU(6) \otimes O(3)$ -представлениям [25].

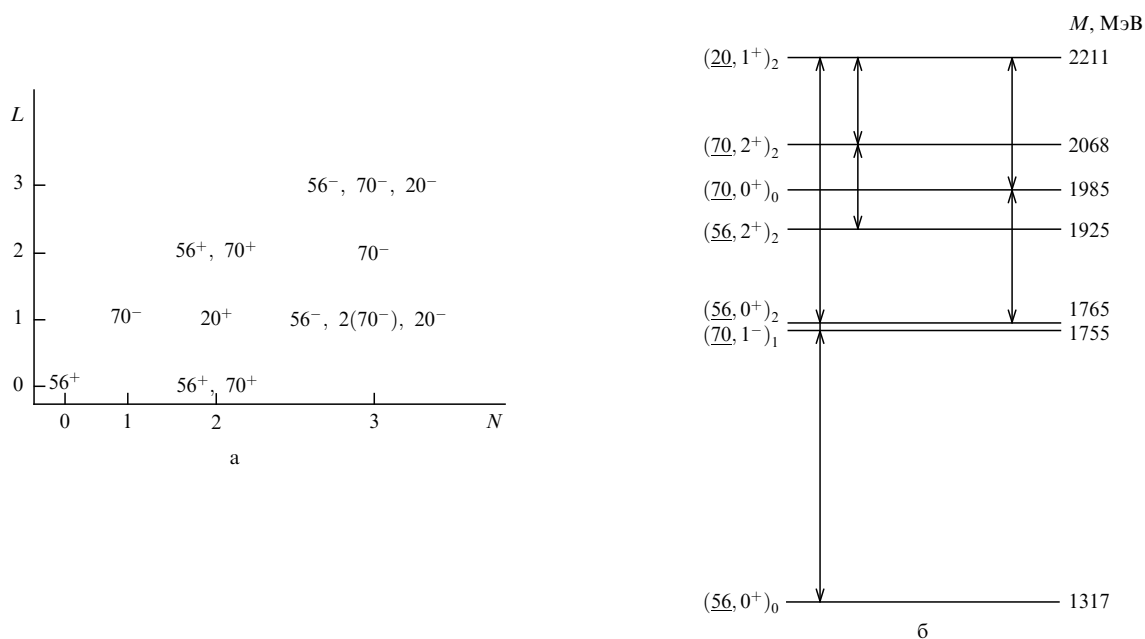


Рис. 1. (а) Схема барионных $SU(6)$ -супермультиплетов в зависимости от орбитального момента L и номера возбуждения N . (б). Система уровней барионных $SU(6)$ -супермультиплетов для $N = 0, 1, 2$ в приближении ненарушенной $SU(6)$ -симметрии [20]. Обозначение супермультиплетов: $(SU(6), L^P)_N$

Таблица 2. Данные об известных барионных резонансах (обозначения, $L_{2I, 2J}$, статус) [11]

p	P_{11}	****	$\Delta(1232)$	P_{33}	****	Λ	P_{01}	****	Σ^+	P_{11}	****	Ξ^0	P_{11}	****
n	P_{11}	****	$\Delta(1600)$	P_{33}	***	$\Lambda(1405)$	S_{01}	****	Σ^0	P_{11}	****	Ξ^-	P_{11}	****
$N(1440)$	P_{11}	****	$\Delta(1620)$	S_{31}	****	$\Lambda(1520)$	D_{03}	****	Σ^-	P_{11}	****	$\Xi(1530)$	P_{13}	****
$N(1520)$	D_{13}	****	$\Delta(1700)$	D_{33}	****	$\Lambda(1600)$	P_{01}	***	$\Sigma(1385)$	P_{13}	****	$\Xi(1620)$		*
$N(1535)$	S_{11}	****	$\Delta(1750)$	P_{31}	*	$\Lambda(1670)$	S_{01}	****	$\Sigma(1480)$		*	$\Xi(1690)$		***
$N(1650)$	S_{11}	****	$\Delta(1900)$	S_{31}	***	$\Lambda(1690)$	D_{03}	****	$\Sigma(1560)$		**	$\Xi(1820)$	D_{13}	***
$N(1675)$	D_{15}	****	$\Delta(1905)$	F_{35}	****	$\Lambda(1800)$	S_{01}	***	$\Sigma(1580)$	D_{13}	**	$\Xi(1950)$		***
$N(1680)$	F_{15}	****	$\Delta(1910)$	P_{31}	****	$\Lambda(1810)$	P_{01}	***	$\Sigma(1620)$	S_{11}	**	$\Xi(2030)$		***
$N(1700)$	D_{13}	***	$\Delta(1920)$	P_{33}	***	$\Lambda(1820)$	F_{05}	****	$\Sigma(1660)$	P_{11}	***	$\Xi(2120)$		*
$N(1710)$	P_{11}	***	$\Delta(1930)$	D_{35}	***	$\Lambda(1830)$	D_{05}	****	$\Sigma(1670)$	D_{13}	****	$\Xi(2250)$		**
$N(1720)$	P_{13}	****	$\Delta(1940)$	D_{33}	*	$\Lambda(1890)$	P_{03}	****	$\Sigma(1690)$		**	$\Xi(2370)$		**
$N(1900)$	P_{13}	*	$\Delta(1950)$	F_{37}	****	$\Lambda(2000)$		*	$\Sigma(1750)$	S_{11}	***	$\Xi(2500)$		*
$N(1990)$	F_{17}	**	$\Delta(2000)$	F_{35}	*	$\Lambda(2020)$	F_{07}	*	$\Sigma(1770)$	P_{11}	*			
$N(2000)$	F_{15}	**	$\Delta(2150)$	S_{31}	*	$\Lambda(2100)$	G_{07}	****	$\Sigma(1775)$	D_{15}	****	Ω^-		****
$N(2080)$	D_{13}	**	$\Delta(2200)$	G_{37}	*	$\Lambda(2110)$	F_{05}	***	$\Sigma(1840)$	P_{13}	*	$\Omega(2250)^-$		***
$N(2090)$	S_{11}	*	$\Delta(2300)$	H_{39}	**	$\Lambda(2325)$	D_{03}	*	$\Sigma(1880)$	P_{11}	**	$\Omega(2380)^-$		**
$N(2100)$	P_{11}	*	$\Delta(2350)$	D_{35}	*	$\Lambda(2350)$	H_{09}	***	$\Sigma(1915)$	F_{15}	****	$\Omega(2470)^-$		**
$N(2190)$	G_{17}	****	$\Delta(2390)$	F_{37}	*	$\Lambda(2585)$		**	$\Sigma(1940)$	D_{13}	***			
$N(2200)$	D_{15}	**	$\Delta(2400)$	G_{39}	**				$\Sigma(2000)$	S_{11}	*	Λ_c^+		****
$N(2220)$	H_{19}	****	$\Delta(2420)$	$H_{3,11}$	****				$\Sigma(2030)$	F_{17}	****	$\Sigma_c(2455)$		****
$N(2250)$	G_{19}	****	$\Delta(2750)$	$I_{3,13}$	**				$\Sigma(2070)$	F_{15}	*	Ξ_c^+		***
$N(2600)$	$I_{1,11}$	***	$\Delta(2950)$	$K_{3,15}$	**				$\Sigma(2080)$	P_{13}	**	Ξ_c^0		***
$N(2700)$	$K_{1,13}$	**							$\Sigma(2100)$	G_{17}	*	Ω_c^0		*
									$\Sigma(2250)$		***			
									$\Sigma(2455)$		**	Λ_b^0		***
									$\Sigma(2620)$		**			
									$\Sigma(3000)$		*			
									$\Sigma(3170)$		*			

Примечание. Для стабильных и квазистабильных состояний масса в обозначении бариона не указывается. Статус барионов: **** — существование не вызывает сомнений; свойства изучены достаточно хорошо; *** — существование установлено по крайней мере с большой вероятностью, однако желательны дальнейшие его подтверждения; квантовые числа, вероятности распадов и т.д. определены недостаточно хорошо; ** — данные о существовании только вероятные; * — данные о существовании ненадежные.

Таблица 3. Статус N^* - и Δ^* -резонансов (те из них, которые имеют статус *** или ****, включены в основную барионную таблицу в [11])

Частица	$L_{2I,2I}$	Общий статус	Статус распадов по каналам							
			$N\pi$	$N\eta$	ΛK	ΣK	$\Delta\pi$	$N\rho$	$N\gamma$	
$N(939)$	P_{11}	****								
$N(1440)$	P_{11}	****	****	*				***	*	***
$N(1520)$	D_{13}	****	****	*				****	****	****
$N(1535)$	S_{11}	****	****	****				*	**	**
$N(1650)$	S_{11}	****	****	*	***		**	***	**	***
$N(1675)$	D_{15}	****	****	*	*			****	*	**
$N(1680)$	F_{15}	****	****					****	****	****
$N(1700)$	D_{13}	***	***	*		**	*	**	*	**
$N(1710)$	P_{11}	***	***	**		**	*	**	*	**
$N(1720)$	P_{13}	****	****	*		**	*	*	**	*
$N(1900)$	P_{13}	*	*						*	
$N(1990)$	F_{17}	**	**	*		*	*			*
$N(2000)$	F_{15}	**	**	*		*	*	*	**	
$N(2080)$	D_{13}	**	**	*		*				*
$N(2090)$	S_{11}	*	*							
$N(2100)$	P_{11}	*	*							
$N(2190)$	G_{17}	****	****	*		*	*		*	*
$N(2200)$	D_{15}	**	**	*		*				
$N(2220)$	H_{19}	****	****	*						
$N(2250)$	G_{19}	****	****	*						
$N(2600)$	$I_{1,11}$	***	***							
$N(2700)$	$K_{1,13}$	**	**							
Запрещены по изоспину										
$\Delta(1232)$	P_{33}	****	****							****
$\Delta(1600)$	P_{33}	***	***					***	*	**
$\Delta(1620)$	S_{31}	****	****					****	****	***
$\Delta(1700)$	D_{33}	****	****				*	***	**	**
$\Delta(1900)$	S_{31}	***	***				*	*	**	*
$\Delta(1905)$	F_{35}	****	****				*	**	**	***
$\Delta(1910)$	P_{31}	****	****				*	*	*	*
$\Delta(1920)$	P_{33}	***	***				*	**		*
$\Delta(1930)$	D_{35}	**	**				*			*
$\Delta(1940)$	D_{33}	*	*							
$\Delta(1950)$	F_{37}	****	****				*	****	*	***
$\Delta(2000)$	F_{35}	**							**	
$\Delta(2150)$	S_{31}	*	*							
$\Delta(2200)$	G_{37}	*	*							
$\Delta(2300)$	H_{39}	**	**							
$\Delta(2350)$	D_{35}	*	*							
$\Delta(2390)$	F_{37}	*	*							
$\Delta(2400)$	G_{39}	**	**							
$\Delta(2420)$	$H_{3,11}$	****	****							*
$\Delta(2750)$	$I_{3,13}$	**	**							
$\Delta(2950)$	$K_{3,15}$	**	**							

Сформулируем некоторые проблемы, которые должны быть решены при дальнейшем изучении qqq -барионов (см. [21, 24]).

1. Уточнение значений масс и распадных ширин барионов и брэнчингов для различных каналов их распада. Все эти параметры известны до сих пор с большими погрешностями и требуют новых измерений. Ряд барионных резонансов (особенно с тяжелыми массами) имеют достаточно неопределенный статус (например, изобары N^* и Δ^* , отмеченные одной или двумя звездочками в табл. 2 и 3). Для окончательного установления их существования нужны дальнейшие независимые исследования.

2. Поиски новых барионных состояний, предсказываемых кварковой моделью, но не наблюдавшихся пока в экспериментах. В частности, большой интерес представляют возможности обнаружения барионных состояний, принадлежащих $SU(6)$ -супермультиплетам $\{|20\rangle; 1^-\}_{N=2}$, $\{|70\rangle; 0^+\}_{N=2}$, $\{|70\rangle; 2^+\}_{N=2}$ и обсуждавшихся выше при рассмотрении возбужденных состояний для уровня

$N = 2$. Большинство нестранных барионов (N^* - и Δ^* -изобар) были обнаружены в результате парциально-волнового анализа (PWA) совокупности данных по упругому πN -рассеянию. Соответствующие эксперименты и PWA-решения обладают невысокой чувствительностью к барионам, слабо связанным с упругим πN -каналом. Прецизионные исследования реакций $\pi N \rightarrow \pi\pi N$, ΛK , ΣK , ηN , а также данные по фоторождению этих состояний, которые пока находятся еще в начальной стадии, открывают новые возможности поисков как обычных барионных резонансов qqq -типа, так и криптоэкзотических состояний $|qqqq\bar{q}\rangle$ и $|qqqg\rangle$ (см. раздел 4.2).

3. Выяснение природы кластеризации спектра масс барионных резонансов. В некоторых областях масс наблюдается скопление нестранных барионных изобар. Так, в диапазоне $1620 < M < 1720$ МэВ зарегистрировано шесть N^* - и две Δ^* -изобары, а в диапазоне $1900 < M < 2000$ МэВ проявляются восемь Δ^* - и три N^* -изобары (см. табл. 2). Является ли эта кластеризация

Таблица 4. Систематика известных состояний с легкими кварками (u, d, s) для $SU(6) \otimes O(3)$ -представления и $N \leq 2$ [25]

N	$SU(6)_L^P$	$^{2J+1}(F, 2S+1)$	Барионы				
0	56_0^+	$^2(8, 2)$ $^4(10, 4)$	$N(939)$ $\Delta(1232)$	$\Lambda(1116)$	$\Sigma(1193)$ $\Sigma(1385)$	$\Xi(1318)$ $\Xi(1530)$	$\Omega(1672)$
1	70_1^-	$\begin{bmatrix} ^2(1, 2) \\ ^4(1, 2) \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} ^2(8, 2) \\ ^4(8, 2) \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} ^2(8, 4) \\ ^4(8, 4) \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} ^6(8, 4) \\ ^2(10, 2) \\ ^4(10, 2) \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} \\ \end{bmatrix}$ $N(1535)$ $N(1520)$ $N(1650)$ $N(1700)$ $N(1675)$ $\Delta(1620)$ $\Delta(1700)$	$\begin{bmatrix} \Lambda(1405) \\ \Lambda(1520) \end{bmatrix}$ $\Lambda(1670)$ $\Lambda(1690)$ $\Lambda(1800)$	$\begin{bmatrix} \\ \end{bmatrix}$ $\Sigma(1620)$ $\Sigma(1690)$ $\Sigma(1750)$ $\Sigma(1670)$ $\Sigma(1775)$	$\begin{bmatrix} \\ \end{bmatrix}$ $\Xi(1690)$ $\Xi(1820)$	
2	56_2^+	$^4(8, 2)$ $^6(8, 2)$ $\begin{bmatrix} ^2(10, 4) \\ ^4(10, 4) \\ ^6(10, 4) \\ ^8(10, 4) \end{bmatrix}$	$N(1720)$ $N(1680)$ $\Delta(1910)$ $\Delta(1920)$ $\Delta(1905)$ $\Delta(1950)$	$\Lambda(1890)$ $\Lambda(1820)$	$\Sigma(1840)$ $\Sigma(1915)$ $\Sigma(2080)$ $\Sigma(2070)$ $\Sigma(2030)$	$\Xi(2030)$	$\begin{bmatrix} \Omega(2250) \\ \Omega(2380) \\ \Omega(2470) \end{bmatrix}$
	70_2^-	$\begin{bmatrix} ^4(1, 2) \\ ^6(1, 2) \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} ^4(8, 2) \\ ^6(8, 2) \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} ^2(8, 4) \\ ^4(8, 4) \\ ^6(8, 4) \\ ^8(8, 4) \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} ^4(10, 2) \\ ^6(10, 2) \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} \\ \end{bmatrix}$ $N(2100)$ $N(1900)$ $N(2000)$ $N(1990)$ $\Delta(2000)$	$\begin{bmatrix} \\ \end{bmatrix}$ $\Lambda(2100)$ $\Lambda(2020)$	$\begin{bmatrix} \\ \end{bmatrix}$		
	20_1^+	$\begin{bmatrix} ^2(8, 2) \\ ^4(8, 2) \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} ^2(1, 4) \\ ^4(1, 4) \\ ^6(1, 4) \end{bmatrix}$					
	$\begin{bmatrix} 56_0^+ \\ 70_0^+ \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} ^2(8, 2) \\ ^4(10, 4) \\ ^2(1, 2) \\ ^2(8, 2) \\ ^4(8, 4) \\ ^2(10, 2) \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} N(1440) \\ \Delta(1660) \\ \\ N(1710) \\ \Delta(1750) \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} \Lambda(1660) \\ \Lambda(1810) \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} \Sigma(1660) \\ \\ \Sigma(1770) \\ \Sigma(1880) \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} \\ \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} \\ \end{bmatrix}$

Примечание. Обозначения: F — $SU(3)$ -представление, S — суммарный спин кварков, J — спин бариона, P и L — его четность и орбитальное квантовое число. Классификация состояний в таблице не является однозначной. Следует иметь в виду, что наблюдаемые барионы с данными значениями J^P являются, вообще говоря, смешанными состояниями (из разных мультиплетов по $SU(3)$ и кварковым спинам). Экспериментальные данные, по-видимому, свидетельствуют в пользу приближенного сохранения квантовых чисел L и S .

случайной или здесь имеют место определенные закономерности?

4. Исследование внутренней структуры барионных резонансов в процессах электро- и фоторождения.

Обширные программы таких работ на уже запущенных и сооружаемых сейчас сильноточных электронных ускорителях (ELSY, CEBAF) обещают принести много новых важных результатов для барионной физики.

3. Модели для экзотических барионов

Вопросы, связанные с возможными проявлениями экзотических адронных состояний, обсуждаются очень давно. Разрабатывалось, в частности, много динамических моделей, предсказывающих существование экзотических барионов как со скрытой, так и с открытой экзотикой (нестранные барионы с $I \geq 5/2$, странные гипероны с $S > 0$, $S = -1$ и $I > 1$, $S = -2$ и $I > 1/2$, $S = -3$ и $I > 0$). Подобные предсказания делались при рассмотрении механизма бутстрапа, в моделях мешков и хромодинамических струн с соединениями (junctions), в солитонных моделях, при анализе амплитуд рассеяния реджеонов на барионах с помощью свёрхсходящихся правил сумм (SSR) и в других моделях. Краткий обзор этих теоретических возможностей содержится в [26], где можно найти и соответствующую библиографию.

Свойства экзотических адронов, предсказываемые различными моделями, отличаются большим разнообразием. Высказывались соображения о том, что экзотические частицы как бы уже состоят из "готовых белых адронов" и распадаются на бесцветные компоненты без образования из вакуума дополнительных $q\bar{q}$ -пар (так называемые сверхразрешенные переходы) [27]. Распады такого типа, если нет кинематического подавления, могут иметь очень большую вероятность. Соответствующие частицы поэтому являются практически ненаблюдаемыми. Согласно [28] они могут проявляться лишь как особенности в P -матрице.

В [29, 30] были сделаны предсказания о возможном существовании целой серии экзотических барионов с возрастающими значениями спина J и изоспина I , для которых имеет место соотношение $I = J$. Эти предсказания основаны на анализе рассеяния реджеонов α_i с изоспинами $I_i = 1$ на нуклонах и изобарах с помощью формализма SSR. Показано, что введение соответствующих экзотических барионов, насыщающих правила сумм, необходимо для получения самосогласованных решений. Для рассматриваемых в этой модели экзотических барионов должны преобладать каскадные распады типа $|I, J\rangle \rightarrow |I-1, J-1\rangle + \pi$ и т.д. Самый легкий экзотический барион имеет квантовые числа $J = I = 5/2$ и обозначается как E_{55} .

В модели SSR предсказываются возможные значения массы этого бариона: $1,4 < M(E_{55}) < 1,7$ ГэВ. Для E_{55} -барионов с $M < 1,5$ ГэВ предсказывается довольно узкая распадная ширина $\Gamma(E_{55} \rightarrow \Delta + \pi) < 100$ МэВ. Однако с ростом массы распадные ширины таких барионов быстро растут [29–31]. В этой модели должны также существовать странные экзотические гипероны [26], например Σ_E^* с $S = -1$, $I = 2$, Ξ_E с $S = -2$ и $I = 3/2$, Ω_E с $S = -3$ и $I = 1$. Из-за больших распадных ширин состояния подобного типа становятся практически ненаблюдаемыми, если их массы на 250–300 МэВ превышают распадные пороги.

Однако высказывались и соображения, согласно которым возможности существования сравнительно узких экзотических состояний заложены в сложной внутренней структуре этих объектов и в особенностях динамики цвета [32–35]. Если экзотический адрон состоит из двух цветных частей, пространственно разделенных между собой (например, благодаря центробежному барьеру), то его распад с образованием синглетных по цвету конечных состояний будет подавлен. Такие

экзотические частицы могут характеризоваться нормальными или даже аномально-узкими распадными ширинами в зависимости от степени подавления, связанной с механизмом обесцвечивания распадных состояний.

Рассмотрим модель с цветными кластерами в применении к пятикварковым барионам [34, 35]. Эти барионы с валентным кварковым составом $|qqqq\bar{q}\rangle$ являются цветовыми синглетами, как и все наблюдаемые адроны. Они имеют внутреннюю структуру, состоящую из двух цветных кластеров, разделенных между собой центробежным барьером. Для самых легких экзотических барионов цветные кластеры находятся в состояниях с нулевым внутренним орбитальным моментом, а между кластерами имеет место орбитальный момент L .

Возможны следующие представления кластеров по цвету (группа $SU(3)_{color}$, или $SU(3)_c$):

$$|qqqq\bar{q}\rangle_{1c} = |(qqq)_{8c} \otimes (q\bar{q})_{8c}\rangle \quad (14)$$

(система с цветовой октетной связью),

$$|qqqq\bar{q}\rangle_{1c} = |(qq\bar{q})_{\bar{6}c} \otimes (qq)_{6c}\rangle \quad (15)$$

(система с цветовой секстетной связью),

$$|qqqq\bar{q}\rangle_{1c} = |(qq\bar{q})_{3c} \otimes (qq)_{\bar{3}c}\rangle \quad (16)$$

(система с цветовой триплетной связью).

В самом деле, используя технику перемножения диаграмм Юнга, легко показать, что соответствующие кварковые кластеры характеризуются следующими представлениями по группе $SU(3)_c$:

$$qqq\{[3]_c \otimes [3]_c \otimes [3]_c = [10]_c + [8]_c + [8]_c + [1]_c,$$

$$q\bar{q}\{[3]_c \otimes [\bar{3}]_c = [8]_c + [1]_c,$$

$$qq\bar{q}\{[3]_c \otimes [3]_c \otimes [\bar{3}]_c = [15]_c + [\bar{6}]_c + [3]_c + [3]_c,$$

$$qq\{[3]_c \times [3]_c = [6]_c + [\bar{3}]_c.$$

Поэтому синглетные по цвету экзотические пятикварковые барионы действительно могут иметь структуру, приведенную в выражениях (14)–(16).

Возможен, конечно, и барион $(qqq)_{1c} \otimes (q\bar{q})_{1c}$, но для него будет иметь место сверхразрешенный распад на барион и мезон. Такой экзотический барион характеризуется очень большой распадной шириной и практически ненаблюдаем². Система $|(qq\bar{q})_{3c} \otimes (qq)_{\bar{3}c}\rangle$ также является достаточно нестабильной и легко диссоциирует на барионы и мезоны:

$$\begin{aligned} |(qq\bar{q})_{3c} \otimes (qq)_{\bar{3}c}\rangle &\rightarrow |q\bar{q}\rangle_{1c} + |q_{3c} \otimes (qq)_{\bar{3}c}\rangle \rightarrow \\ &\rightarrow |q\bar{q}\rangle_{1c} + |qqq\rangle_{1c}. \end{aligned} \quad (17)$$

Здесь опять будет происходить сверхразрешенный распад, имеющий большую ширину.

С другой стороны, распады барионов с цветовой октетной или секстетной связью будут подавлены из-за влияния механизма обесцвечивания цветных кластеров. Поэтому есть основания ожидать, что могут существовать сравнительно узкие или даже аномально-узкие экзотические барионные состояния типа систем $|(qqq)_{8c} \otimes (q\bar{q})_{8c}\rangle$ и $|(qq\bar{q})_{\bar{6}c} \otimes (qq)_{6c}\rangle$.

Рассмотрим модель барионов с цветовой октетной и секстетной связью несколько подробнее. Введем для цветных кластеров обозначения [34, 35]

² Если только этот распад не подавлен очень сильно из-за кинематики (т.е. распад вблизи порога или даже связанное состояние).

Таблица 5. Классификация экзотических барионных состояний в модели цветных кластеров с октетной и секстетной связью [35, 36]

$(qqq)_{8c}$	$(q\bar{q})_{8c}$	$ (qqq)_{8c} \otimes (q\bar{q})_{8c}\rangle$	Свойства $ (qqq)_{8c} \otimes (q\bar{q})_{8c}\rangle$ -барионов		
			Множественность по ароматам	Суммарный кварковый спин	"Дефект массы", обусловленный H'
$\theta^1(8; 2)$	$D^9(8; 3)$	$\theta^1(8; 2) \cdot D^9(8; 3)$	{9}	3/2, 1/2	$-(44/3)\bar{C}$
$\theta^1(8; 2)$	$D^9(8; 1)$	$\theta^1(8; 2) \cdot D^9(8; 1)$	{9}	1/2	$-12\bar{C}$
$\theta^{10}(8; 2)$	$D^9(8; 3)$	$\theta^{10}(8; 2) \cdot D^9(8; 3)$	{90}	3/2, 1/2	$-(28/3)\bar{C}$
$\theta^{10}(8; 2)$	$D^9(8; 1)$	$\theta^{10}(8; 2) \cdot D^9(8; 1)$	{90}	1/2	$12\bar{C}$
$\theta^8(8; 4)$	$D^9(8; 3)$	$\theta^8(8; 4) \cdot D^9(8; 3)$	{72}	5/2, 3/2, 1/2	$-(4/3)\bar{C}$
$\theta^8(8; 4)$	$D^9(8; 1)$	$\theta^8(8; 4) \cdot D^9(8; 1)$	{72}	3/2	$4\bar{C}$
$\theta^8(8; 2)$	$D^9(8; 3)$	$\theta^8(8; 2) \cdot D^9(8; 3)$	{72}	3/2, 1/2	$-(8/3)\bar{C}$
$\theta^8(8; 2)$	$D^9(8; 1)$	$\theta^8(8; 2) \cdot D^9(8; 1)$	{72}	1/2	0
<i>Примечание.</i> Обозначения: $\theta^F(c; 2s+1)$ — волновая функция $(qqq)_c$, $D^F(c; 2s+1)$ — волновая функция $(q\bar{q})_c$; здесь c — представление по цвету, F — множественность мультиплета по ароматам, s — суммарный спин кварков. Значение $\bar{C} \approx 15$ МэВ.					
$(qq\bar{q})_{\bar{6}c}$	$(qq)_{6c}$	$ (qq\bar{q})_{\bar{6}c} \otimes (qq)_{6c}\rangle$	Свойства $ (qq\bar{q})_{\bar{6}c} \otimes (qq)_{6c}\rangle$ -барионов		
			Множественность по ароматам	Суммарный кварковый спин	"Дефект массы", обусловленный H'
$A(\bar{6}; 2)$	$D^3(6; 3)$	$A(\bar{6}; 2) \cdot D^3(6; 3)$	{27}	3/2, 1/2	$-(28/3)\bar{C}$
$S(\bar{6}; 4)$	$D^3(6; 3)$	$A(\bar{6}; 4) \cdot D^3(6; 3)$	{54}	5/2, 3/2, 1/2	0
$S(\bar{6}; 2)$	$D^3(6; 3)$	$S(\bar{6}; 2) \cdot D^3(6; 3)$	{54}	3/2, 1/2	$4\bar{C}$
$A(\bar{6}; 2)$	$D^6(6; 1)$	$A(\bar{6}; 2) \cdot D^6(6; 1)$	{54}	1/2	$-4\bar{C}$
$S(\bar{6}; 4)$	$D^6(6; 1)$	$S(\bar{6}; 4) \cdot D^6(6; 1)$	{108}	3/2	$(16/3)\bar{C}$
$S(\bar{6}; 2)$	$D^6(6; 1)$	$S(\bar{6}; 2) \cdot D^6(6; 1)$	{108}	1/2	$(28/3)\bar{C}$
<i>Примечание.</i> Обозначения: $A(c; 2s+1)$ — антисимметричная функция (по qq) для $(qq\bar{q})_{\bar{6}c}$ -кластера, $S(c; 2s+1)$ — симметричная функция (по qq) для $(qq\bar{q})_{\bar{6}c}$ -кластера; $D^F(c; 2s+1)$ — волновая функция для $(qq)_{6c}$ -кластера. Мультиплетная структура состояний $A(\bar{6}; 2)$ и $(\bar{6}; 4$ или $2)$ по ароматам имеет вид $(3 + \bar{6})$ и $(3 + 15)$ соответственно. Значение $\bar{C} \approx 15$ МэВ.					

$$(qqq)_{8c} = \theta^F(c; 2s+1), \quad (q\bar{q})_{8c} = D^F(c; 2s+1),$$

$$(qq\bar{q})_{\bar{6}c} = \begin{cases} A(c; 2s+1), & \text{если } qq \text{ находятся} \\ & \text{в антисимметричном по ароматам} \\ & \text{состоянии,} \\ S(c; 2s+1), & \text{если } qq \text{ находятся} \\ & \text{в симметричном по ароматам состоянии,} \end{cases}$$

$$(qq)_{6c} = D^F(c; 2s+1).$$

Здесь c — представление по $SU(3)_c$, s — суммарный кварковый спин кластера, F — множественность по ароматам. Используя принцип Паули, можно получить характеристики кварковых кластеров и барионных состояний с октетной и секстетной связью, представленные в табл. 5.

Оценка масс для экзотических барионов в модели цветных кластеров в настоящее время не может быть сколько-нибудь надежно проведена из теоретических соображений. В [34, 35] рассмотрены редже-траектории для этих барионов, имеющие вид $L = \alpha_0 + \alpha'_c M^2$ (L — орбитальный момент между цветными кластерами, M — масса бариона). Наклоны траекторий α'_c зависят от представления по цвету. В модели мешков они оцениваются с помощью квадратичных операторов Казимира как $\alpha'_8 = (2/3)\alpha'_3$, $\alpha'_6 = (2/5)\alpha'_3$.

Наклон траектории α'_3 известен из данных по адронной спектроскопии: он составляет $\alpha'_3 \approx 0,9$ ГэВ⁻². С учетом этого $\alpha'_8 \approx 0,6$ ГэВ⁻² и $\alpha'_6 \approx 0,57$ ГэВ⁻². Для определения параметра α_0 предлагается использовать экспериментальные данные о первых обнаруженных многокварковых состояниях и их квантовых числах³.

³ Данные, использованные в [34, 35] для оценки α_0 , в дальнейшем не подтвердились.

После этого массы всех барионов могут быть оценены в первом приближении на основании феноменологического соотношения $M_L = [(L - \alpha_0)/\alpha'_c]^{1/2}$, учитывающего орбитальное возбуждение.

Далее необходимо учесть поправки, связанные с кварк-кварковым взаимодействием в кластерах, вызывающим расщепления масс. Эти поправки могут быть довольно надежно определены при учете короткодействующих цветомагнитных спин-спиновых взаимодействий внутри кластеров (в одноглюонном приближении), описываемых гамильтонианом

$$H' = - \sum_{i>j} C_{ij} \lambda_i^z \sigma_i \lambda_j^z \sigma_j, \quad (18)$$

где σ_i — спинные матрицы Паули, λ_i^z — $SU(3)$ -матрицы Гелл-Манна, суммирование производится по всем кваркам в кластере. Для коэффициентов C_{ij} используется усредненное значение $C_{ij} = \bar{C} = 15$ МэВ. Значения H' для разных состояний представлены в табл. 5.

В дополнение к L -возбуждению и расщеплению масс из-за цветомагнитных взаимодействий (18) необходимо учесть утяжеление массы странного кварка по отношению к конституентной массе u - и d -кварков. Оно составляет $\Delta m \approx 175$ МэВ на каждый странный кварк в барионе.

Рассмотрим некоторые следствия модели цветных октетных и секстетных кластеров, обсуждающиеся в [32–35]. Как видно из табл. 5, простейшим семейством пятикварковых барионов являются нонеты по ароматам с суммарными кварковыми спинами $S = s_1 + s_2 = 3/2, 1/2$, которые обозначаются как $[9; 3/2]$ и $[9; 1/2]$. Они соответствуют кластерным структурам с октетной связью $\theta^1(8; 2) \cdot D^9(8; 3)$ и $\theta^1(8; 2) \cdot D^9(8; 1)$. Соответствующие пятикварковые барионы принадлежат семействам со

спинами $J = L + 3/2$ и $J = L + 1/2$. Так как $\theta^1(8; 2)$ является синглетом по ароматической $SU(3)$ -симметрии, то кварковая структура этого кластера имеет вид uds . Поэтому все пятикварковые барионы, принадлежащие таким ароматическим нонетам, содержат странные кварки (состояния с открытой и скрытой странностью). В эти нонеты не входят барионы с явной экзотикой ($S > 0$, $I > 3/2$, $Q > 2$).

Модель с октетной связью предсказывает существование пар барионов, отличающихся по массе на 40–50 МэВ из-за разности "дефектов масс" H' для кластеров $D^9(8; 3)$ и $D^9(8; 1)$ (см. табл. 5). Любопытной чертой модели является "инверсия масс" для цветных октетов: $M[D^9(8; 3)] < M[D^9(8; 1)]$. Как известно, для бесцветных мезонов имеет место обратная ситуация: векторные мезоны превышают по массам псевдоскалярные (в принятых здесь обозначениях $M[D^9(1; 3)] > M[D^9(1; 1)]$).

Ароматические 90- и 72-плеты пятикварковых барионов в модели с цветовой октетной связью (см. табл. 5) имеют гораздо более сложную структуру и включают в себя как состояния со странными кварками, так и с одними u - и d -кварками. В состав этих семейств входят и барионы с явно-экзотическими квантовыми числами. Следует подчеркнуть, что далеко не все пятикварковые барионы могут быть достаточно узкими (из-за механизма обесцвечивания цветных кластеров при распадах), так как возможны каскадные распады более тяжелых экзотических барионов на более легкие с испусканием дополнительных пионов.

Рассматривалась также возможность распадов пятикварковых барионов на гибридные адроны благодаря разрыву цветной "струны" между θ - и D -кластерами с образованием глюонной пары в "месте разрыва": $|\theta D\rangle \rightarrow |qqqG\rangle + |q\bar{q}G\rangle$. Как показал анализ, проведенный в [35], наиболее узкие пятикварковые барионы с цветовой октетной связью, по-видимому, должны принадлежать семействам $[9; 3/2]$ и $[72; 5/2]$.

Семейства барионов с цветовой секстетной связью (см. табл. 5) также имеют довольно сложную структуру. Некоторые свойства этих барионов обсуждаются в [34–36]. В частности, для экзотических секстетных состояний, не содержащих странные кварки, предсказаны распады с очень яркой сигнатурой — на барион и M -барионий, в свою очередь распадающийся на барион-антибарионную пару, например

$$|(qq\bar{q})_{6c} \otimes (qq)_{6c}\rangle \rightarrow |qq\bar{q}\bar{q}\rangle + |qqq\rangle \rightarrow p\bar{p}p.$$

В заключение этого раздела следует подчеркнуть, что, хотя модели адронов с цветными кластерами позволяют качественно объяснить существование узких и даже anomalously-узких массивных барионов и мезонов, она, тем не менее, не дает четких априорных предсказаний в этой области (см., например, [37]). Вопрос о возможном существовании таких необычных частиц может быть решен только экспериментально, и их поиски в области масс 1,5–4 ГэВ являются очень интересными.

4. Методы выделения экзотических адронов

Поиски экзотических состояний занимают особое место в работах по нанобарной адронной спектроскопии последних лет. Наиболее трудной задачей предста-

вляется здесь идентификация криптоэкзотических адронов, так как о сложном внутреннем строении 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. Для надежного выделения сигнала над фоном исследуемый процесс должен иметь возможно более яркую сигнатуру.

Успех соответствующих опытов во многом связан с удачным выбором эксклюзивных и квазиэксклюзивных процессов с адронными системами, для которых из качественных соображений можно ожидать более четкого проявления экзотических состояний. Некоторые примеры подобного подхода будут приведены в разделах 4.1–4.3. Несмотря на сложности поисков криптоэкзотических частиц, о которых говорилось выше, именно здесь был достигнут заметный прогресс и появилось несколько серьезных претендентов на роль экзотических мезонов.

Если поиски экзотических мезонов привели за последние несколько лет к значительным успехам, то ситуация с экзотическими барионами выглядит менее обнадеживающей. Поиски барионов с явной экзотикой (с аномальными значениями изоспина, странности и т.д.) пока не принесли определенных результатов, хотя и появился ряд работ, в которых были получены некоторые указания на наблюдение подобных объектов. Однако все они не обладают достаточной статистической обеспеченностью. Теоретические соображения, связанные с поисками таких экзотических барионов, содержатся в [29–30], а некоторые экспериментальные результаты будут обсуждаться ниже (см. раздел 7).

Поиски криптоэкзотических барионов также встречаются с рядом трудностей, которые могут быть проиллюстрированы ниже на примере барионов со скрытой странностью $B_\phi = |qqqs\bar{s}\rangle$. Обозначение B_ϕ введено по аналогии с мезонами (ϕ -мезон — это состояние со скрытой странностью $s\bar{s}$).

Возможности идентификации криптоэкзотических барионов в существенной степени связаны с использованием особенностей их распадных свойств:

- а) с необычными брэнчингами некоторых распадных каналов;
- б) с существованием массивных барионов с аномально-малыми ширинами.

Рассмотрим прежде всего характерные каналы распада для криптоэкзотических барионов.

4.1. Распадные каналы для барионов со скрытой странностью

Можно ожидать, что основными каналами распада многокварковых барионных состояний с изоспинами $I = 1/2$ или $3/2$ и со скрытой странностью $B_\phi = |qqqs\bar{s}\rangle$ должны являться процессы

$$B_\phi \rightarrow \begin{cases} KY, & (19) \\ K^+ K^- N; K^+ K^- \Delta, & (20) \\ \phi N; \phi \Delta, & (21) \\ \eta N; \eta \Delta, & (22) \\ \eta' N; \eta' \Delta. & (23) \end{cases}$$

(Конечно, во всех этих распадах возможно испускание дополнительных пионов.) Здесь $Y = A$; Σ ; $\Sigma^*(1385)$ и другие гиперонные состояния.

Распады (19)–(23) представляются естественными каналами для вылета странных кварков, входящих в валентный состав экзотических барионов B_ϕ (ϕ -мезон — это почти чистое $s\bar{s}$ -состояние, а волновые функции η - и η' -мезонов из-за сильного смешивания в псевдоскалярном мезонном нонете содержат большие примеси $s\bar{s}$ -компоненты). Распады B_ϕ , в которых странные кварки не проявляются в образующихся в конечном состоянии частицах, подавлены правилом сохранения непрерывных кварковых линий (правилом отбора OZI) и имеют малые вероятности.

Распады типа (19)–(23) могут характеризоваться значительной вероятностью и для экзотических барионов гибридного типа $B_G = |qqqg\rangle$. Как известно из данных по радиационным распадам $J/\psi \rightarrow \gamma\eta$; $\gamma\eta'$, η - и η' -мезоны оказываются сильно связанными с двухглюонными промежуточными состояниями (см., например, обзор [17]). Отсюда был сделан вывод о сравнительно большой вероятности процессов с испусканием η - и η' -мезонов для глоболов или адронов, обогащенных глюонной компонентой (о механизме глюонного обесцвечивания см. в [38]).

Далее, так как глюоны характеризуются связью с кварк-антикварковой парой, не зависящей от кварковых ароматов, можно ожидать, что для гибридов распады с испусканием странных частиц или частиц, обогащенных $s\bar{s}$ -компонентой, будут обладать увеличенной вероятностью по сравнению с такими же распадами обычных qqq -барионов. Заметим, что из-за сильного нарушения идеального смешивания в псевдоскалярном мезонном нонете, η - и η' -мезоны как раз и являются такими адронами, обогащенными валентной $s\bar{s}$ -компонентой.

Рассмотрим экспериментальные данные о распадах известных N^* - и Δ^* -изобар, представленные в [11] (см. также табл. 3). Как видно из этих данных, для большинства нестранных барионов распады по каналам ηN ; AK ; ΣK имеют очень малую вероятность. Только для нескольких состояний такие распады надежно зарегистрированы. Вероятности подобных распадов, как правило, не превышают нескольких процентов. Однако имеются два состояния (см. [11]) с аномально-большими распадными брэнчингами $BR(N^* \rightarrow N\eta)$:

$$N(1535) = S_{11}(1535), J^P = 1/2^-, \\ BR[N(1535) \rightarrow \eta N] \approx 30 - 50\%; \quad (24)$$

$$N(1710) = P_{11}(1710), J^P = 1/2^+, \\ BR[N(1710) \rightarrow \eta N] = 20 - 40\% \quad (25)$$

(подробнее см. [14]).

Отметим, что состояние $N(1710)$ характеризуется также и относительно большой вероятностью распада с испусканием странных частиц:

$$BR[N(1710) \rightarrow KA] \approx 15\%, \\ BR[N(1710) \rightarrow \Sigma K] \approx 2 - 10\%.$$

Что является причиной подобной аномалии в распадах и нельзя ли предположить, что изобары $N(1535)$ и $N(1710)$ на самом деле являются гибридными барионами? Чтобы ответить на этот вопрос, рассмотрим возможную систе-

матику самых легких гибридных барионов⁴ и их квантовые числа [15, 39, 40].

Как было показано в разделе 2, для обычных бесцветных барионов $(qqq)_{1c}$ основные состояния принадлежат к $SU(6)$ -представлению

$$|\{56\}; 0^+\rangle = {}^2[8] (J^P = 1/2) + {}^4[10] (J^P = 3/2^+),$$

а следующие орбитально-возбужденные изобары — к 70-плету

$$|\{70\}; 1^-\rangle = {}^2[1] (J^P = 1/2^-) + {}^2[8] (J^P = 1/2) + \\ + {}^4[8] (J^P = 3/2^-) + {}^2[10] (J^P = 1/2^-).$$

Но для гибридных барионов $[(qqq)_{8c} \cdot g_{8c}]$ из принципа Паули следует, что цветные кварковые составляющие волновых функций для основных состояний принадлежат супермультиплету $\{70\}^+$. Самые легкие гибридные барионы (орбитальный момент между $(qqq)_{8c}$ и g_{8c} равен $L_g = 0$) имеют тогда следующую структуру:

$$|\{70\}^+ \otimes g_{TE}(1^+)\rangle = \\ = ([1], 1/2^+ \text{ или } 3/2^+) + ([8], 1/2^+ \text{ или } 3/2^+) + \\ + ([8], 1/2^+ \text{ или } 3/2^+, \text{ или } 5/2^+) + \\ + ([10], 1/2^+ \text{ или } 3/2^+). \quad (26)$$

Состояние $N(1535)$ имеет квантовые числа $J^P = 1/2^-$ и не является членом такого семейства. Возможно, что оно может быть интерпретировано как $N\eta$ -молекула (масса этого состояния лежит вблизи порога для распада $N^* \rightarrow N\eta$). С другой стороны, $N(1710)$ — это $1/2^+$ -барион, который может принадлежать к супермультиплету $|\{70\}^+ \otimes g_{TE}\rangle$.

В литературе обсуждалась возможная гибридная интерпретация и других изобар, например изобар $[N(1470); 1/2^+]$ (роперовский резонанс), $[N(1600); 3/2^+]$, $[N(1720); 3/2^+]$ (см. [15, 39]). Мы рассмотрим эти возможности ниже (см. раздел 4.3.5).

Резюмируя результаты настоящего раздела, следует отметить, что, хотя среди известных N^* - и Δ^* -изобар (см. табл. 3) и могут находиться некоторые не очень достоверные кандидаты в гибридные барионы, среди них нет сколько-нибудь серьезных кандидатов в пятикварковые барионы со скрытой странностью (особенно в узкие барионные состояния). Означает ли это, что мы уже знаем все барионные резонансы и что такие экзотические пентакварковые состояния не существуют вообще? Конечно, нет! Чтобы в этом убедиться, следует рассмотреть процессы, в которых были зарегистрированы все известные N^* - и Δ^* -изобары. Как известно, все такие процессы могут быть разделены на два класса:

а) реакции формирования с прямой регистрацией резонанса в s -канале для соответствующего процесса;

б) реакции образования адронов при высоких энергиях.

⁴ Как известно из модели мешков, энергия глюонного возбуждения должна лежать в области 550–700 МэВ и ожидаемые значения масс самых легких гибридных барионов могут быть достаточно низкими: около 1500 МэВ. В некоторых других моделях эти массы превышают 2000–2200 МэВ.

4.2. Реакции формирования (резонансы в s -канале)

Практически все известные изобары были обнаружены в процессах формирования, как s -канальные резонансы (рис. 2а) при детальном парциально-волновом анализе данных по упругому πN -рассеянию и перезарядке пионов. Этот парциально-волновой анализ проводился рядом независимых групп. Использовались также ограниченные данные о реакциях $\pi N \rightarrow \eta N$, $\pi N \rightarrow \Lambda K$, $\pi N \rightarrow \Sigma K$, $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ и о фоторождении пионов. Однако результаты, полученные при исследовании упругих процессов $\pi N \rightarrow \pi N$, являются определяющими.

Таким образом, отличительной особенностью известных N^* - и Δ^* -изобар является их сильная связь с упругим каналом ($\text{BR}(N^*, \Delta^* \rightarrow N\pi) \gtrsim 5 - 10\%$), приводящая к большим значениям резонансных сечений в прямом πN -канале. Действительно, брейт-вигнеровское резонансное сечение в s -канале имеет вид

$$\sigma_{\text{res}} = \frac{2J+1}{(2S_1+1)(2S_2+1)} \frac{4\pi}{K^2} \cdot \text{BR}_{\text{in}} \cdot \text{BR}_{\text{out}}. \quad (27)$$

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. Резонансные сечения для всех известных барионов, проявляющихся в упругом рассеянии, оцениваются как

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

Если существуют состояния, слабо связанные с упругим каналом, то их обнаружение при анализе упругих процессов становится невозможным из-за высокого уровня фона. Так, для криптоэкзотических барионов со скрытой странностью $B_\phi = qqqs\bar{s}$ распад $B_\phi \rightarrow \pi N$ подавлен правилом отбора OZI и оценивается как $\text{BR}(B_\phi \rightarrow \pi N) \sim 10^{-3}$. Для таких барионов в упругом πN -рассеянии $\sigma_{\text{res}} \sim 10^{-31} - 10^{-32} \text{ см}^2$ и они не могут наблюдаться в этом процессе.

С другой стороны, определенные перспективы (см. [41]) для поисков резонансного образования криптоэкзотических барионов со скрытой странностью могут

открываться при прецизионном сканировании по энергии сечений ряда эксклюзивных процессов (рис. 2б):

$$\pi^- + p \rightarrow B_\phi (I = 1/2) \rightarrow \phi + n, \quad (29)$$

$$\quad \quad \quad \searrow K^+ K^-$$

$$\pi^- + p \rightarrow B_\phi (I = 3/2) \rightarrow \phi + \Delta(1232)^0, \quad (30)$$

$$\quad \quad \quad \searrow K^+ K^- \quad \searrow p\pi^-$$

$$\pi^+ + p \rightarrow B_\phi (I = 3/2) \rightarrow \phi + \Delta(1232)^{++}, \quad (31)$$

$$\quad \quad \quad \searrow K^+ K^- \quad \searrow p\pi^+$$

$$\pi^- + p \rightarrow B_\phi (I = 1/2) \rightarrow \Lambda + K^0, \quad (32)$$

$$\quad \quad \quad \searrow p\pi^- \quad \searrow \pi^+\pi^-$$

$$\pi^- + p \rightarrow B_\phi (I = 3/2, 1/2) \rightarrow \Sigma^0 + K^0, \quad (33)$$

$$\quad \quad \quad \searrow \Lambda\gamma \quad \searrow \pi^+\pi^-$$

$$\quad \quad \quad \searrow p\pi^-$$

$$\pi^- + p \rightarrow B_\phi (I = 3/2, 1/2) \rightarrow \Sigma^- + K^+, \quad (34)$$

$$\quad \quad \quad \searrow n\pi^-$$

$$\pi^+ + p \rightarrow B_\phi (I = 3/2) \rightarrow \Sigma^+ + K^+, \quad (35)$$

$$\quad \quad \quad \searrow p\pi^0$$

$$\pi^- + p \rightarrow B_\phi (I = 3/2, 1/2) \rightarrow \Sigma(1385)^- + K^+, \quad (36)$$

$$\quad \quad \quad \searrow \Lambda\pi^-$$

$$\pi^+ + p \rightarrow B_\phi (I = 3/2) \rightarrow \Sigma(1385)^+ + K^+, \quad (37)$$

$$\quad \quad \quad \searrow \Lambda\pi^+$$

$$\pi^- + p \rightarrow B_\phi (I = 1/2) \rightarrow \Lambda(1520) + K^0. \quad (38)$$

$$\quad \quad \quad \searrow pK^-$$

Особый интерес представляют для этой цели реакции (29)–(31), 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 (29)–(31) могут оказаться значительно более благоприятными, чем для обычных реакций с большими сечениями. Для барионов со скрытой странностью ожидается значение соответствующей вероятности распада $\text{BR}(B_\phi \rightarrow \phi N) > 0,05 - 0,1$. Отсюда с учетом соотношения (27) резонансное сечение в реакции (29) должно составлять $\sigma_{\text{res}}(B_\phi) \gtrsim 10^{-29} - 10^{-30} \text{ см}^2$.

Существующие данные для реакций (29)–(38) (см., например, [42]) являются довольно скудными (они получены в разных экспериментах, т.е. с дополнительными нормировочными и другими систематическими неопределенностями). Даже для сравнительно хорошо изученных процессов (32)–(35) достигнутая точность оказывается совершенно недостаточной. Эти данные не позво-

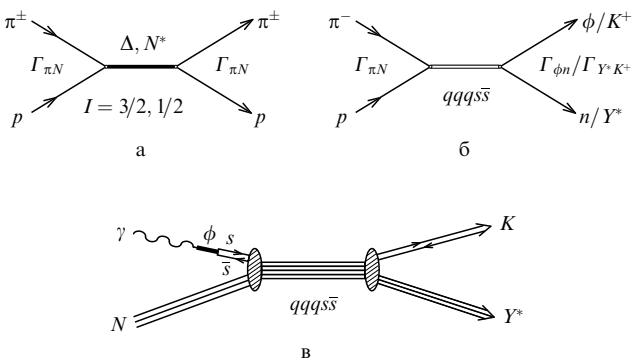


Рис. 2. Диаграммы для процессов образования барионных резонансов в s -канале: (а) барионы $|qqq\rangle$ в упругом πN -рассеянии; (б) экзотические барионы со скрытой странностью $B_\phi = |qqqs\rangle$ в реакциях $\pi^- + p \rightarrow B_\phi \rightarrow \phi n, Y^* K$; (в) экзотические барионы B_ϕ в реакции фоторождения $\gamma + N \rightarrow B_\phi \rightarrow Y^* K$

ляют провести систематические поиски резонансов B_ϕ в прямом канале (особенно узких резонансов).

Поэтому очевидно, что здесь нужны новые светосильные эксперименты на адронных пучках с промежуточными энергиями ($P_\pi = 1,25-6,0$ ГэВ, т.е. $1,8 \leq \sqrt{s} \leq 3,5$ ГэВ), которые позволили бы провести тщательное энергетическое сканирование полных сечений и угловых распределений для реакций (29)–(38) (с шагом порядка $\Delta(\sqrt{s}) \approx 25-30$ МэВ), уменьшить статистические и систематические погрешности до 2–3 % и осуществить парциально-волновой анализ этих процессов.

Отметим, что важную роль в таком анализе может сыграть исследование угловых корреляций в каскадных распадах вторичных частиц (например, $\phi \rightarrow K^+K^-$ или $\Sigma(1385) \rightarrow \Lambda\pi$, $\Lambda \rightarrow p\pi^-$). Представляется желательным одновременное проведение таких измерений для ряда реакций на одной установке (с целью уменьшения дополнительных систематических погрешностей).

Помимо процессов (29)–(38), представляет интерес сканирование сечений реакций

$$\pi^- + p \rightarrow \begin{cases} \omega + n, \\ \quad \quad \quad \searrow \pi^+\pi^-\pi^0; \pi^0\gamma \\ \eta' + n, \\ \quad \quad \quad \searrow \pi^+\pi^-\gamma; \pi^+\pi^-\eta \end{cases} \quad (39)$$

соответствующих процессов с $\Delta(1232)$ -изобарой, а также ряда других реакций. Исследование (39) совместно с (29) существенно для интерпретации результатов измерения сечений этого процесса с точки зрения правила отбора OZI. Данные (40) могут быть использованы для поисков гибридных барионов $B_G = qqgq$, распадающихся по каналу $B_G \rightarrow \eta'n$, который может иметь в этом случае аномально-большой брэнчинг.

В связи с сооружением сильноточного электронного ускорителя непрерывного действия CEBAF с энергией $E_e = 4$ ГэВ (а также некоторых других ускорителей с меньшей энергией и интенсивностью) следует иметь в виду, что в области энергий $\sqrt{s} \lesssim 2,75$ ГэВ через несколько лет станет возможным изучать барионные резонансы в прямом канале при детальном энергетическом сканировании реакций фоторождения $\gamma p \rightarrow \phi p$; $\phi\Delta^+$; ΛK^+ ; $\Sigma(1385)^0 K^+$ и т.д., аналогичных (29)–(40).

Процессы формирования в фотонных пучках (рис. 2в) могут быть более благоприятными для поисков криптоэкзотических барионов со скрытой странностью, чем πN -реакции, так как в резонансных сечениях для последних присутствует множитель, обусловленный "упругой" распадной шириной $\Gamma(B_\phi \rightarrow \pi N)$ для входного канала. Малая "упругая" ширина для экзотических состояний затрудняет их выделение над фоном, обусловленным нерезонансными адронными процессами и вкладом обычных изобар. С другой стороны, как видно из рис. 2в, модель векторной доминантности, в которой фотон характеризуется значительной связью с ϕ -мезоном, может представлять собой естественный механизм для эффективного s -канального образования криптоэкзотических барионов со скрытой странностью.

4.3. Реакции образования

Как мы видели выше, изучение реакций формирования и исследование барионных резонансов в s -канале пока не позволили провести эффективные поиски криптоэкзотических барионов.

Другой метод выделения экзотических состояний связан с детальным изучением спектров эффективных масс ϕp , $\Lambda(1520)K^+$, $\Sigma(1385)^0 K^+$ и других барионных систем, обогащенных $s\bar{s}$ -кварками, при исследовании соответствующих реакций их образования (например, в дифракционных процессах или в эксклюзивных и полуклассических реакциях). За последнее десятилетие был проведен ряд экспериментов подобного типа, некоторые результаты которых будут обсуждаться ниже (см. раздел 5).

Первые данные, полученные в новом, очень чувствительном эксперименте по дифракционному образованию барионных состояний на установке СФИНКС, работавшей на протонном пучке с энергией $E_p = 70$ ГэВ, также будут представлены ниже (см. раздел 6). Однако прежде чем перейти к изложению результатов исследований реакций барионного образования, рассмотрим вкратце некоторые общие свойства наиболее перспективных процессов этого типа.

4.3.1. Дифракционные и когерентные процессы

Как отмечалось в ряде работ (см. [33, 34, 12–14, 43–46]), процессы дифракционного образования с померонным обменом открывают новые возможности для поисков экзотических адронов. Такие соображения высказывались довольно давно и обсуждались первоначально в связи с возможной экзотической компонентой померона. На этом основании оценивались даже сечения образования адронов в дифракционных реакциях, которые предсказывались на уровне микробарнов [34]. Согласно современным теоретическим представлениям померон является мультиглюонной системой. Поэтому при померонном обмене могут реализоваться некоторые специальные механизмы образования экзотических состояний (см. диаграммы, представленные на рис. 3).

Конечно, в дифракционных процессах могут рождаться только состояния с такими же зарядами и ароматами, как и у первичной частицы. Кроме того, в

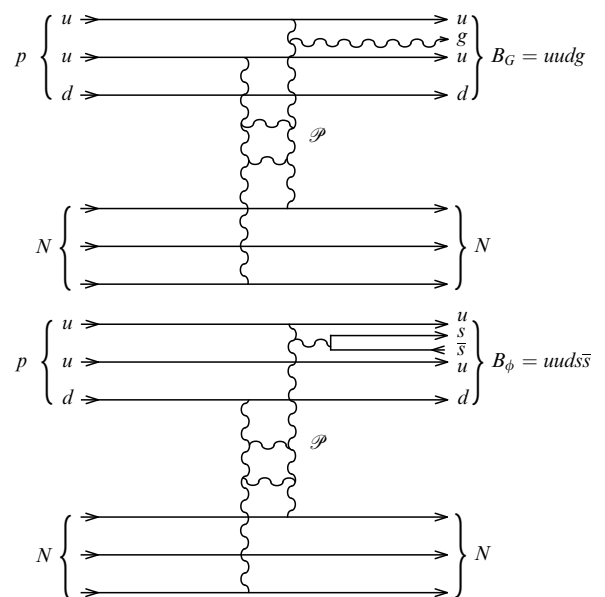


Рис. 3. Диаграммы для образования экзотических барионов в процессах дифракционного рождения с померонным обменом. Померон \mathcal{P} представляет собой мультиглюонную систему

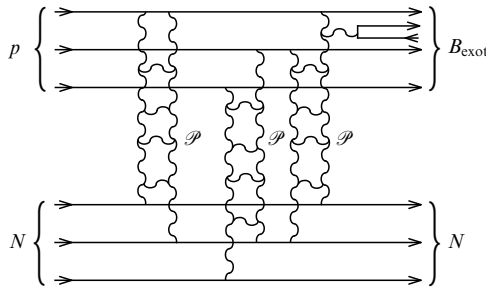


Рис. 4. Диаграммы для образования экзотических адронов в процессах перерасеяния с мультипомеронным обменом в протонных реакциях дифракционного типа ($P_T^2 > 0,2-0,3 \text{ ГэВ}^2$)

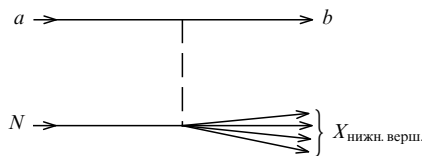


Рис. 5. Диаграмма для реакции в области глубокой фрагментации ($x_F > 0,85-0,9$) — инклюзив по нижней вершине $a + N \rightarrow b + X_{\text{нижн. верш.}}$

подобных процессах имеют место дополнительные ограничения для спина и четности образующихся адронов, обусловленные правилом отбора Грибова–Моррисона. Это правило связывает изменения четности ΔP и спина ΔJ между конечным и исходным состояниями: $\Delta P = (-1)^{\Delta J}$. Так, в случае первичного протона ($J^P = 1/2^+$) может происходить дифракционное рождение барионной системы с натуральным набором квантовых чисел: $1/2^+$, $3/2^-$, $5/2^+$, $7/2^-$ и т.д. Правило Грибова–Моррисона не является строгим законом и носит приближенный характер.

Механизм померонного обмена в реакциях дифракционного образования частиц может приводить к когерентным процессам на ядре-мишени, в которых ядро действует как целое. Такие процессы легко идентифицируются при изучении распределений событий по поперечному импульсу системы вторичных частиц. Они проявляются в виде дифракционных пиков с большим наклоном конуса, определяемым радиусом ядра-мишени: $dN/dP_T^2 \approx \text{const} \cdot \exp(-bP_T^2)$, $b \sim (8-10) \cdot A^{2/3} \text{ ГэВ}^{-2}$.

Когерентные процессы могут служить весьма эффективным инструментом для выделения резонансов по отношению к многочастичному нерезонансному фону (см., например, [47]), что обусловлено различным поглощением в ядрах одночастичных и многочастичных объектов.

Для поисков состояний A с ароматами, отличными от аромата первичной частицы, могут быть использованы дифракционные процессы парного образования исследуемых адронных систем: $h + N \rightarrow [AB] + N$ [48, 49]. Отметим, что сечение дифракционной реакции с инклюзивом по нижней вершине оказывается только на 10 % больше "упругой" части этого процесса, так как отношение этих сечений

$$\frac{\sigma[h + N \rightarrow [AB] + X_{\text{нижн. верш.}}]}{\sigma[h + N \rightarrow [AB] + N]} \approx \frac{\sigma_D + \sigma_{DD}}{\sigma_D} \approx 1,1. \quad (41)$$

Здесь σ_D и σ_{DD} — полные сечения одиночной и двойной дифракционной диссоциации ($\sigma_{DD}/\sigma_D \approx 0,1$) [50].

Поэтому в дальнейшем мы будем рассматривать для реакций дифракционного образования частиц только "упругие" процессы по нижней вершине (более подробно об этом см. в [49]).

Процессы с померонным обменом представляют особый интерес в экспериментах при высокой энергии, так как сечения таких эксклюзивных реакций не уменьшаются с ростом энергии.

4.3.2. Реакции непериферического типа и эффекты перерасеяния с мультипомеронным обменом

Использование когерентных дифракционных реакций образования частиц (т.е. процессов с очень малыми P_T^2) является перспективным, но далеко не единственным методом поисков тяжелых резонансных состояний в области высоких энергий. Для некоторых состояний (особенно для тех, которые образуются на малых расстояниях) фон от периферических процессов может быть настолько значительным, что затрудняет их наблюдение.

Для снижения фона от периферических процессов может быть использована область промежуточных поперечных импульсов. Например, при изучении зарядово-обменных реакций $\pi^+ + p \rightarrow (\eta\eta) + \Delta^0$ и $\pi^- + p \rightarrow (\eta\eta') + n$ после выделения событий с $P_T^2 > 0,2-0,3 \text{ ГэВ}^2$ наблюдались anomalously узкие мезонные состояния $X(1740) \rightarrow \eta\eta$ [51] и $X(1910) \rightarrow \eta\eta'$ [52], являющиеся кандидатами в криптоэкзотические мезоны. Образование экзотических мезонных состояний может происходить при этом посредством механизма перерасеяния с мультипомеронным обменом [53] (т.е. опять оно обусловлено глюонно-обогащенным процессом).

Для области очень высоких первичных энергий, соответствующей, например, поискам экзотических состояний с тяжелыми кварками, вместо зарядово-обменных процессов с перерасеянием могут быть использованы реакции дифракционного образования с перерасеянием (см. диаграмму, представленную на рис. 4). Сечения этих дифракционных процессов также не уменьшаются с ростом энергии.

4.3.3. Инклюзивные процессы в области фрагментации

Хорошо известно, что комбинаторный фон в инклюзивных процессах, сильно затрудняющий поиски резонансных состояний, существенно уменьшается в области фрагментации ($x_F > 0,5-0,6$). Это иллюстрируется данными по образованию $\pi^+\pi^-$ -системы в реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^+\pi^- + X$ при $P_\pi = 360 \text{ ГэВ}$, полученными в опытах на EGS [54]. Для этой реакции в центральной области для $\pi^+\pi^-$ -системы ($x_F \gtrsim 0$) даже хорошо известный ρ -мезон наблюдается с большим трудом (из-за высокого уровня фона). В то же время в области фрагментации ($x_F > 0,6$) комбинаторный фон резко уменьшается и пик от $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-$ выделяется очень отчетливо. Поэтому можно ожидать, что в области фрагментации будут реализованы сравнительно благоприятные условия для поиска новых резонансных состояний, в том числе экзотических адронов.

Представляется, что особенно благоприятные возможности могут быть реализованы в области глубокой фрагментации ($x_F > 0,85-0,9$), например в квазиэксклюзивных реакциях, т.е. в процессах с инклюзивом по нижней вершине (рис. 5):

$$a + N \rightarrow b + X_{\text{нижн. верш.}} \quad (42)$$

Здесь суммируются все состояния в нижней вершине. Сечения таких реакций с реджеонным обменом сильно

увеличиваются по сравнению с процессами типа $a + N \rightarrow b + N$ и могут более слабо зависеть от первичной энергии E_a . При достаточно большом значении энергии E_a вторичные частицы из нижней и верхней вершин для диаграммы, изображенной на рис. 5, будут хорошо разделяться по быстротам.

Таким образом, инклюзивный характер реакции по нижней вершине не создает нежелательного комбинаторного фона при исследовании резонансов, образующихся в верхней вершине.

4.3.4. Реакции "обратного рассеяния" с барионным обменом

В связи с исследованиями резонансных состояний уже не раз высказывались соображения о том, что возбуждения внутренних цветовых степеней свободы, при которых формируются экзотические кварковые или 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, работы [12–14, 55–58], в которых обсуждаются поиски экзотических мезонов, и [29, 30], в которых рассматриваются процессы с экзотическими барионами).

Ожидается, что в подобных процессах образование экзотических состояний может характеризоваться сечениями, сравнимыми с сечениями рождения обычных частиц. В качестве примера можно рассмотреть несколько реакций с барионным обменом:

$$p + N \rightarrow [M_{\text{exot}}]_f + pN, \quad (43)$$

$$\pi^+ + p \rightarrow [B_{\text{exot}}^{+++}]_f + \pi^-, \quad (44)$$

$$K^- + p \rightarrow [Y_{\text{exot}}^+]_f + \pi^-. \quad (45)$$

В таких реакциях образующийся экзотический адрон летит вперед (это обозначается как h_f). Эти процессы удобны для изучения в опытах с магнитными спектрометрами, в которых могут быть зарегистрированы продукты распада M_{exot} или B_{exot} (подробнее об этом см. в [58]).

При регистрации реакций (43)–(45) опыты следует проводить при не очень больших первичных энергиях, так как сечения реакций с барионным обменом быстро убывают с ростом энергии. Область 10–15 ГэВ является, по-видимому, оптимальной (как результат некоторого компромисса между падением сечений и ростом эффективности регистрации распадов M_{exot} и B_{exot} с увеличением энергии).

Поиски экзотических адронов в процессах с барионным обменом можно осуществить и при более высоких энергиях (что в ряде случаев представляет значительный интерес, так как позволяет повысить эффективность регистрации и провести более четкую идентификацию вторичных частиц). Для этого следует использовать квазиэксклюзивные процессы типа (42) с инклюзивом по нижней вершине. Исследование подобных возможностей для реакций типа

$$p + N \rightarrow M_f + X_{\text{нижн. верш.}} \quad (46)$$

с барионным обменом проведено в [58, 59].

Использование механизма рассеяния назад для возбуждения экзотических барионов с $J = I \geq 5/2$ в πN -реакциях рассматривалось, в частности, в работах [29–

31], в которых предсказывалось существование экзотических барионов с $J = I \geq 5/2$ с помощью SSR (см. раздел 3). Экспериментальный поиск таких процессов с барионным обменом будет рассмотрен в разделе 7. Однако, как уже говорилось выше, полученные в этих опытах результаты не отличаются достаточной статистической обеспеченностью и надежностью.

4.3.5. Реакции фоторождения и электророждения

Процессы фото- и электророждения барионных резонансов открывают новые возможности для исследования структуры барионов и, в частности, для поисков и идентификации гибридных барионов. Из-за различий во внутренней структуре гибридных барионов, обычных барионов, радиально-возбужденных состояний (в пространственной области, для спина и аромата, в цветовой структуре) исследование фоторождения изобар и, особенно, их электророждения может дать информацию о природе этих состояний. Например, данные по Q^2 -зависимости для переходных формфакторов изобар могут быть использованы для выяснения того, является ли возбуждаемая изобара обычным барионом или гибридным адроном [60, 61].

Как известно, в процессах электророждения барионных резонансов $\gamma_v NN^*$ -вершина описывается тремя спиральными переходными формфакторами: $A_{\lambda=3/2}(Q^2)$, $A_{\lambda=1/2}(Q^2)$ и $S_{\lambda=1/2}(Q^2)$. Здесь A — поперечные формфакторы, S — продольный (скалярный) формфактор. Для состояний с $J = 1/2$ есть только два формфактора со спиральностью $\lambda = 1/2$. Как показали расчеты, проведенные в кварковой модели, если, например, изобары $N(1440)$ и $N(1710)$ являются гибридами, их поперечные переходные формфакторы $A(Q^2)_{3/2}$ и $A(Q^2)_{1/2}$ должны убывать с ростом Q^2 быстрее, чем у обычных барионов. У гибридных барионов продольный формфактор $S(Q^2)_{1/2}$ должен полностью исчезать, в то время как у обычных барионов при малых Q^2 он может быть довольно большим. Таким образом, зависимость переходных формфакторов в процессах электророждения барионных резонансов от переданных импульсов может оказаться фильтром, позволяющим выделять экзотические гибридные состояния.

Для процессов электророждения было сформулировано также правило отбора Барнса–Клоуза, согласно которому (см. [62]) при образовании гибридных барионов на протонной мишени $A_{\lambda=1/2}^{(p)}(Q^2) = 0$ (для нейтронов $A_{\lambda=1/2}^{(n)}(Q^2) \neq 0$).

С другой стороны, данные по фоторождению барионных состояний могут быть использованы для выделения гибридных барионов. Ожидается, что в процессах фоторождения с барионами обычного qqq -типа амплитуда фоторождения должна находиться в хорошем согласии с предсказаниями кварковой модели Конъюк–Изгура [63]. В то же время для неправильно идентифицированного гибридного бариона можно ожидать значительного расхождения экспериментальных данных с предсказаниями модели [63], сделанными для обычных барионов.

Анализ экспериментальных данных показал, что такие значительные расхождения с теоретическими предсказаниями имеют место для амплитуд фоторождения четырех барионов: $N(1535)$, $N(1440)$, $N(1710)$, $N(1720)$ [15, 39]. Последние три состояния имеют массы, лежащие вблизи предсказанных значений для гибридных барионов. Конечно, приведенные выше данные являются только некоторым указанием на возможную гибридную

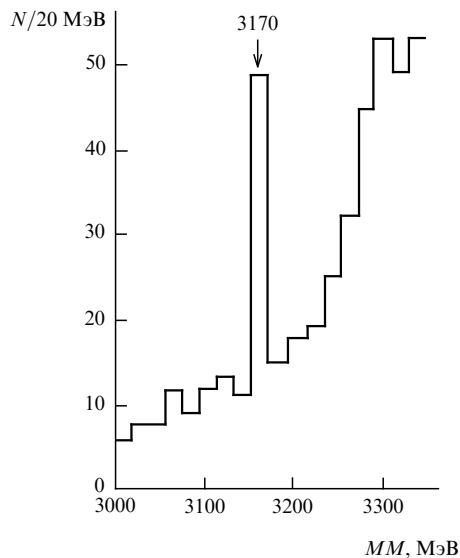


Рис. 6. Спектр недостающих масс для Y^{*+} -системы в реакции $K^- + p \rightarrow Y^{*+} + \pi^-$ (для событий типа (47)). В этом спектре суммированы данные, полученные на жидководородных пузырьковых камерах CERN и Argonne при $P_{K^-} = 8,25$ ГэВ и $P_{K^-} = 6,5$ ГэВ соответственно

интерпретацию соответствующих барионов. Экспериментальная и теоретическая ситуация здесь должна быть существенно улучшена, прежде чем можно будет обсуждать эти указания сколько-нибудь серьезно.

Широкая программа прецизионных исследований процессов фото- и электророжения изобар в экспериментах на CEBAF и на других сильноточных электронных ускорителях много раз подробно обсуждалась (см., например, [64–67]). Можно надеяться, что в ближайшем будущем с помощью этих опытов удастся выяснить природу большого числа барионных резонансов.

5. Поиски аномально-узких барионов со скрытой странностью

Поиски массивных барионов с аномально-малыми распадными ширинами в случае их успеха позволят получить наиболее убедительные доказательства существования криптоэкзотических барионных состояний. До сих пор эти поиски, в основном, были нацелены на обнаружение многокварковых барионов со скрытой странностью типа $B_\phi = |qqqs\bar{s}\rangle$ (здесь q есть u - или d -кварки). Теоретические возможности, связанные с существованием таких состояний, являются довольно неопределенными. Если, например, масса бариона со скрытой странностью лежит ниже $M(\Lambda) + M(K) < 1,6$ ГэВ, то он может распадаться только за счет процессов, подавленных правилом отбора OZI и такое состояние будет очень узким.

Возможные каналы распада соответствуют процессам

$$B_\phi^+ \rightarrow p\pi^0; \quad p\pi^+\pi^-.$$

Их наблюдение затруднено из-за фона от распадов многочисленных барионных изобар. Кроме того, из-за довольно большого значения конstituентной массы s -кварков значения массы B_ϕ -бариона, меньшие, чем $1,6 - 1,7$ ГэВ, представляются маловероятными.

Для более тяжелых барионов возможны распады типа $B_\phi \rightarrow YK^+; p\phi$. Если такой барион со сложной цветовой структурой состоит из двух цветных частей, пространственно разделенных между собой (например, благодаря центробежному барьеру), то его распад с образованием синглетных по цвету конечных состояний может быть подавлен. Более подробно это обсуждалось в разделе 3.

В зависимости от механизма обесцвечивания распадающихся состояний вероятность распада может быть достаточно малой. Поэтому такие тяжелые состояния, в принципе, могут иметь аномально-узкие распадные ширины (порядка нескольких десятков МэВ). Теоретические предсказания здесь очень произвольные, и вопрос о существовании узких экзотических резонансов может быть решен только экспериментально. Ранее наблюдались некоторые кандидаты в экзотические мезонные состояния с аномально-малыми ширинами: $X(1740)$ [51], $X(1910)$ [52], $U(3100)$ [67–69], $M_\phi(3250)$ [68, 69]. В связи с этим тщательное изучение малоизвестной области масс для тяжелых барионов ($M \approx 1,5 - 4$ ГэВ) представляется очень интересным.

В этом разделе мы рассмотрим данные нескольких экспериментов, в которых получены указания на возможное существование аномально-узких тяжелых барионов.

5.1. $\Sigma(3170)$ -барион

В опытах на жидководородных пузырьковых камерах CERN (2 м) и Argonne (15 футов) в пучках K^- -мезонов с импульсами 8,25 и 6,5 ГэВ, характеризующихся сравнительно большой чувствительностью, проводились систематические исследования квазидвухчастичных процессов с π^- -мезоном, вылетающим назад, и барионной системой Y^{*+} , летящей вперед, т.е. образующейся посредством механизма Δ^{++} -обмена (см. (45)):

$$K^- + p \rightarrow Y^{*+} + \pi^-.$$

Процессы подобного типа обсуждались в разделе 4.3.4. Полная статистика двух экспозиций в камерах составляла около 145 событий/мкб [70]. При обработке данных выделялись события (45), соответствующие распадам Y^{*+} по каналам с более чем одной странной частицей в конечном состоянии:

$$Y^{*+} \rightarrow \begin{cases} \Sigma K\bar{K} + \geq 2\pi, \\ \Lambda K\bar{K} + \geq 2\pi, \\ \Xi K + \geq 3\pi. \end{cases} \quad (47)$$

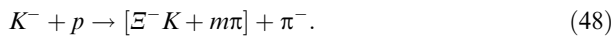
Спектры недостающих (MM) масс Y^{*+} -системы для событий типа (47) определялись по π^- -мезону отдачи в реакции (45). Суммарный спектр для двух независимых экспериментов в пузырьковых камерах представлен на рис. 6. В этом спектре выделяется узкий пик с массой $M = 3170 \pm 5$ МэВ и шириной $\Gamma < 20$ МэВ, соответствующий образованию состояния $\Sigma(3170)^+$. Статистическая значимость структуры, наблюдаемой в суммарном спектре (см. рис. 6), составляет более чем 6,5 стандартных отклонений. Сечения образования $\Sigma(3170)$ (с распадами по каналам (47)) при двух значениях импульса P_{K^-} составляют

$$\sigma[\Sigma(3170)^+; 6,5 \text{ ГэВ}] \cdot \text{BR}(47) = 1,0 \pm 0,3 \text{ мкб},$$

$$\sigma[\Sigma(3170)^+; 8,25 \text{ ГэВ}] \cdot \text{BR}(47) = (0,7 \pm 0,2) \text{ мкб} \text{ соответственно [70].}$$

Распады $\Sigma(3170)^+$ с тремя странными частицами следует сравнить с возможными распадами по каналам с одной странной частицей в конечном состоянии. Для обычных Σ^* -гиперонов распадные каналы с одной странной частицей доминируют. Однако в опытах [70] в массовых спектрах для событий с одной странной частицей структура с массой 3170 МэВ не наблюдается. Верхние пределы для вероятностей подобных распадов $\Sigma(3170)$ -бариона не превышают соответствующих вероятностей для распадов типа (47) с несколькими странными частицами. Это (вместе с аномально-узкой распадной шириной для массивной структуры $\Sigma(3170)^+$) делает ее возможным кандидатом в экзотический пяти-кварковый барион типа $|uusss\rangle$. Если такой барион действительно существует, то можно предсказать также существование подобного нестранного экзотического бариона $B_\phi = |qqqs\bar{s}\rangle$ с массой около 3 ГэВ.

Поиски $\Sigma(3170)$ -бариона были проведены и в эксперименте на спектрометре LASS [71] при импульсе $P_{K^-} = 11$ ГэВ в реакции



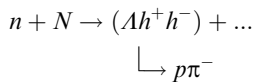
При анализе спектра недостающих масс в реакции (48) по отношению к π^- -мезону был получен верхний предел для сечения образования $\Sigma(3170)^+$ в этом процессе на уровне 0,07 мкб (достоверность 95 %).

Из данных предшествовавшего эксперимента [70] (для распадного канала $\Sigma(3170)^+ \rightarrow \Xi^- K + m\pi$) при экстраполяции к импульсу $P_{K^-} = 11$ ГэВ предсказано значение этого сечения около 0,05–0,10 мкб, не противоречащее верхнему пределу LASS.

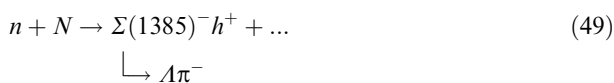
Таким образом, результаты эксперимента LASS не позволяют ни подтвердить, ни опровергнуть данные о существовании узкого тяжелого $\Sigma(3170)$ -бариона, наблюдавшегося в [70].

5.2. $N_\phi(1960)$ -барион

В опытах на установке БИС-2 (ОИЯИ), работавшей на нейтронном пучке ускорителя ИФВЭ со средней энергией $\langle E_n \rangle = 40$ ГэВ, исследовались реакции с образованием Λ -гиперонов и двух дополнительных заряженных частиц в конечном состоянии, зарегистрированных в магнитном спектрометре установки [44]:



В измерениях на БИС-2 не проводилась прямая идентификация заряженных адронов h^+ и h^- . Для определения их природы использовались кинематические методы. В предположении $h^- \equiv \pi^-$ исследовался спектр эффективных масс $\Lambda\pi^-$ -системы (рис. 7). В этом спектре проявляется пик, соответствующий образованию $\Sigma(1385)$ -гиперона, т.е. реакции



в области фрагментации нейтрона, выделяемой установкой. Однако идентификация этой реакции производилась в тяжелых фоновых условиях: фон в области пика на рис. 7 почти в два раза превышал резонансный эффект, обусловленный $\Sigma(1385)^-$ -гипероном.

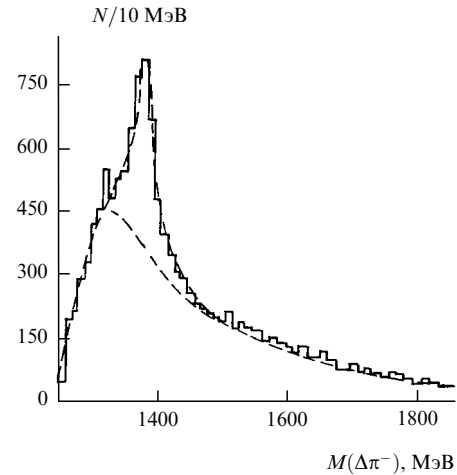


Рис. 7. Спектр эффективных масс $\Lambda\pi^-$ -системы, образующейся в реакции $n + N \rightarrow (\Lambda\pi^- h^+) + \dots$ в эксперименте на БИС-2. В этом спектре отчетливо проявляется рождение $\Sigma(1385)$ -гиперона, однако фон под $\Sigma(1385)$ -пиком более чем в два раза превышает резонансный сигнал

Далее, в предположении $h^+ \equiv K^+$ были получены данные о реакции



Показано, что в спектре масс $\Sigma(1385)^- K^+$ проявляется узкий пик, который более отчетливо наблюдается в области малых поперечных импульсов: $P_T^2 < 0,24$ ГэВ² (рис. 8). Определены параметры наблюдаемой резонансной структуры: $M = (1956_{-6}^{+8})$ и $\Gamma = 27 \pm 15$ МэВ (здесь введена поправка на аппаратное разрешение по массе). Это состояние интерпретируется в [44] как кандидат в экзотические барионы со скрытой странностью $|qqqs\bar{s}\rangle$ и обозначается как $N_\phi(1960)$.

Сечение реакции образования $N_\phi(1960)$ имеет вид

$$\sigma[n + (C) \rightarrow N_\phi(1960)^0 + \dots] \times \\ \times \text{BR}[N_\phi(1960)^0 \rightarrow \Sigma(1385)^- K^+] = \\ = 1150 \pm 190 \text{ нб/ядро } C \quad (51)$$

(или $\sigma \cdot \text{BR} \approx 220 \pm 40$ нб/нуклон для $\sigma \propto A^{2/3}$)⁵. Из этих данных и из изотопических соотношений можно найти также сечение

$$\sigma[n + (C) \rightarrow N_\phi(1960)^0 + \dots] \times \\ \times \text{BR}[N_\phi(1960)^0 \rightarrow \Sigma(1385)K] = \\ = 1725 \pm 285 \text{ нб/ядро } C \quad (52)$$

(если изоспин $N_\phi(1960)$ равен $I = 1/2$).

Распределение по P_T^2 для реакции образования $N_\phi(1960)$ -бариона имеет вид $\exp(-bP_T^2)$ с параметром наклона $b = 9,9 \pm 3,0$ ГэВ⁻². Исследование угловых

⁵ Символ (C) означает, что в этой реакции не происходит когерентного образования частиц на ядре углерода как целом. Реакция (51) с ограниченной зарядовой множественностью не является настоящим инклюзивным процессом. Однако в ней возможно образование дополнительных нейтральных частиц в конечном состоянии вместе с $N_\phi(1960)$. Назовем (51) процессом с ограниченной инклюзивностью. Сечения (51), (52) в [44] определены, по-видимому, не вполне корректно и должны быть увеличены в 1,7–2 раза.

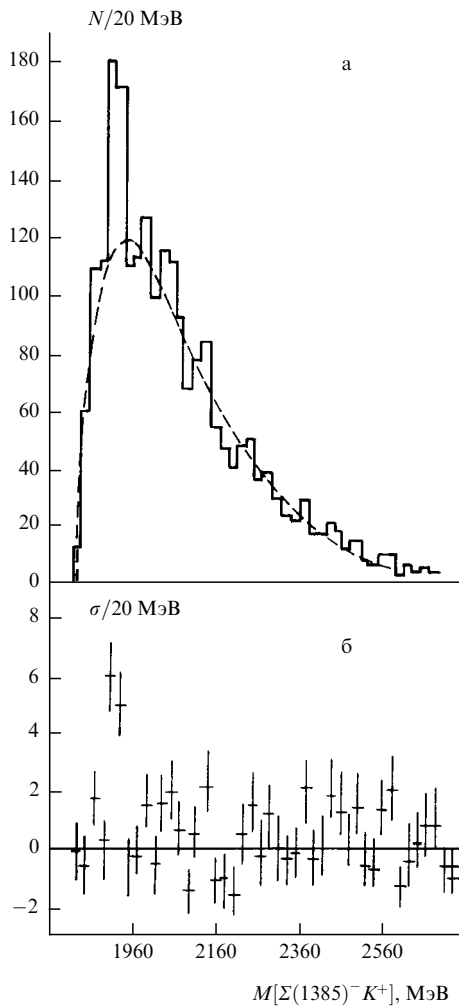


Рис. 8. (а) Спектр эффективных масс $\Sigma(1385)^- K^+$ -системы в реакции $n + N \rightarrow \Sigma(1385)^- K^+ + \dots$ в области фрагментации первичного пучка после обрезания $P_T^2 < 0,24 \text{ ГэВ}^2$ (гистограмма) и результаты фитирования спектра гладкой фоновой кривой. (б) Число стандартных отклонений экспериментального спектра от фоновой кривой

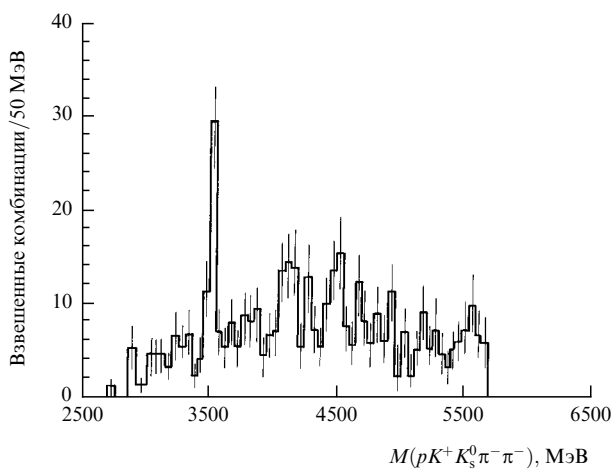


Рис. 9. Спектры эффективных масс $pK^+ K_s^0 \pi^- \pi^-$ -системы для событий с $0,7 < M(K_s^0 \pi^-) < 1,05 \text{ ГэВ}$ и быстрой $0,18 < y < 0,38$ (т.е. для событий центрального рождения с $K^*(890)$ -мезоном в конечном состоянии) и с дополнительными кинематическими отборами для дальнейшего подавления комбинаторного фона

распределений в каскадных распадах

$$N_\phi(1960)^0 \rightarrow \Sigma(1385)^- K^+, \Sigma(1385)^- \rightarrow \Lambda \pi^-$$

приводит к возможным значениям квантовых чисел $N_\phi(1960)$ -бариона $J^P = 5/2^+, 7/2^-, \dots$

В [44] высказывалось соображение о том, что образование $N_\phi(1960)$ -бариона в нейтронных взаимодействиях носит дифракционный характер. Однако этот вывод представляется сомнительным. Его нельзя подтвердить энергетическими соображениями, так как энергия первичного нейтрона неизвестна. Если бы действительно доминировал процесс дифракционной генерации $N_\phi(1960)$ -барионов, он должен был бы проявляться как когерентный процесс на ядрах С с наклоном в P_T^2 -распределении $b \gtrsim 30\text{--}40 \text{ ГэВ}^{-2}$, который значительно отличается от наблюдаемого $b = 9,9 \pm 3,0 \text{ ГэВ}^{-2}$.

5.3. $R(3520)$ -барион

При обработке данных по образованию нейтральных странных частиц в $\pi^- p$ -взаимодействиях при импульсе $P_\pi = 16 \text{ ГэВ}$, полученных в жидководородной двухметровой пузырьковой камере CERN, выделялись процессы с образованием хорошо идентифицированного K_s^0 -мезона и четырех заряженных частиц в конечном состоянии:

$$\pi^- p \rightarrow (K_s^0 h^+ h^+ h^- h^-) + X^0. \quad (53)$$

Идентифицировано 1684 события этого типа [72]. Заряженным частицам приписывались массы известных частиц (π , K , p), и вычислялись эффективные массы всех допустимых конечных состояний. Отсюда определялись спектры эффективных масс для комбинаций $pK^- K_s^0 \pi^+ \pi^-$ и $pK^+ K_s^0 \pi^- \pi^-$.

Для уменьшения комбинаторного фона от ложных комбинаций учитывались данные по идентификации вторичных частиц с помощью ионизационных измерений, а также ограничения, накладываемые кинематическим фитированием. Это позволило уменьшить число взвешенных комбинаций до 2183 для событий, согласующихся с гипотезой $pK^- K_s^0 \pi^+ \pi^-$, и до 1057 для событий, согласующихся с гипотезой $pK^+ K_s^0 \pi^- \pi^-$. Массовые спектры для этих систем имеют близкую форму всюду за исключением узкой области эффективных масс вблизи $M = 3,5 \text{ ГэВ}$, где для $pK^+ K_s^0 \pi^- \pi^-$ -системы наблюдается острый пик со статистической значимостью более пяти стандартных отклонений над фоном, в то время как для $pK^- K_s^0 \pi^+ \pi^-$ -спектра такая структура не видна.

Дальнейший анализ показал, что этот пик проявляется особенно отчетливо в области центральных быстрой $0,18 < y < 0,38$ и для событий, в которых одна из комбинаций $K_s^0 \pi^-$ лежит в области масс $K^*(890)$ -мезона. Следует отметить, что введение этих и других дополнительных кинематических критериев отбора практически не меняет числа событий в пике, но значительно подавляет уровень фона.

В результирующем спектре (рис. 9) выделяется узкая структура с массой $M = 3520 \pm 3 \text{ МэВ}$ и шириной $\Gamma = 20 \pm 16 \text{ МэВ}$ (с учетом аппаратного разрешения $\Gamma = 7_{-7}^{+20} \text{ МэВ}$). Статистическая значимость наблюдаемого пика составляет 8,9 стандартных отклонений. Эта структура обозначается как $R(3520)$. Она характеризуется нулевой странностью. Определено сечение образования этого состояния: $\sigma \cdot \text{BR} = 14 \pm 3 \text{ мкб}$.

Анализ спектра недостающих масс X^0 в реакции (53) для системы $pK^+ K_s^0 \pi^- \pi^-$ показал, что событиям в обла-

сти $R(3520)$ -пика соответствует группирование масс $M(X^0)$ в довольно узком диапазоне значений 1,4–2,1 ГэВ, так что, возможно, имеет место квазидвухчастичная реакция

$$\pi^- + p \rightarrow R(3520) + \text{мезон} \quad (1,4 < M < 2,1 \text{ ГэВ}). \quad (54)$$

Так как сечение образования $R(3520)$ -бариона в π^-p -взаимодействиях при импульсе 16 ГэВ весьма велико, попытка интерпретации этого бариона как пентаваркового состояния со скрытым чармом ($uddc\bar{c}$) (см. [72]) представляется совершенно несостоятельной. Следует напомнить, что сечение инклюзивного процесса образования мезона со скрытым чармом при импульсе π^- -мезонов 27 ГэВ составляет $\sigma(\pi^- N \rightarrow J/\psi + X) \approx 6 \text{ нб}$ [73], т.е. лежит на три порядка ниже сечения образования $R(3520)$ -бариона. Даже полное сечение парного образования очарованных частиц в π^-p -реакциях (т.е. сечение процесса, разрешенного правилом OZI) при $P_\pi = 16 \text{ ГэВ}$ лежит много ниже 1 мкб. По-видимому состояние $R(3520)$, если оно действительно существует, может рассматриваться как кандидат в экзотический барион со скрытой странностью $|udds\bar{s}\rangle$.

6. Поиски экзотических барионов в реакциях дифракционного типа на установке СФИНКС

В экспериментах сотрудничества СФИНКС (ИФВЭ–ИТЭФ) проводится широкая программа изучения процессов дифракционного образования адронов протонами с энергией $E_p = 70 \text{ ГэВ}$ и поисков экзотических барионов в таких процессах. Эта программа подробно обсуждалась в работах [14,46].

В настоящее время получены экспериментальные данные для целого ряда дифракционных реакций:

$$p + N \rightarrow \begin{cases} (K^+ K^- p) + N, & (55) \\ (\phi p) + N, & (56) \\ \quad \hookrightarrow K^+ K^- \\ [A(1520)K^+] + N, & (57) \\ \quad \hookrightarrow K^- p \\ (AK^+) + N, & (58) \\ \quad \hookrightarrow p\pi^- \\ (\Sigma^0 K^+) + N, & (59) \\ \quad \hookrightarrow \Lambda + \gamma \\ [\Sigma(1385)^0 K^+] + N, & (60) \\ \quad \hookrightarrow \Lambda\pi^0 \\ [\Sigma(1385)^+ K^0] + N, & (61) \\ \quad \hookrightarrow \Lambda\pi^+ \hookrightarrow \pi^+\pi^- \\ [A(1405)K^+] + N, & (62) \\ \quad \hookrightarrow \Sigma^+\pi^-; \Sigma^0\pi^0 \\ (\pi^+\pi^- p + m\gamma) + N \quad (m = 0-4), & (63) \\ (\omega p) + N, & (64) \\ \quad \hookrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 \\ (\eta p) + N, & (65) \\ \quad \hookrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 \end{cases}$$

$$p + N \rightarrow \begin{cases} (\eta' p) + N, & (66) \\ \quad \hookrightarrow \pi^+\pi^-\eta \\ (p\bar{p}p) + N, & (67) \\ (\Delta^{++}\pi^-) + N & (68) \end{cases}$$

и некоторых других процессов. Здесь N обозначает нуклон или легкое ядро (C, Be).

Исследовались также и частично-инклюзивные неупругие процессы с дополнительными нейтральными частицами, например реакции

$$p + N \rightarrow \begin{cases} [\Sigma(1385)^0 K^+] + N + \text{нейтральные частицы}, & (69) \\ \quad \hookrightarrow \Lambda\pi^0 \\ (pK^+ K^-) + N + \text{нейтральные частицы}, & (70) \end{cases}$$

а также процесс

$$p + N \rightarrow (\Sigma^+ K^+) + \pi^- + N. \quad (71) \\ \quad \hookrightarrow p\pi^0$$

Следует отметить, что исследование таких процессов с дополнительными пионами (парное дифракционное рождение) позволяет проводить поиски резонансных структур в спектрах масс $\Sigma(1385)^0 K^+$, $pK^+ K^-$, $\Sigma^+ K^+$, соответствующих возможному значению изоспина $I = 3/2$. Такие структуры не могут рождаться в дифракционных реакциях типа (55)–(68), где в силу померонного механизма образования изоспин барионной системы в конечном состоянии должен равняться изоспину протона: $I = 1/2$.

Установка СФИНКС [46], которая использовалась в измерениях на протонном пучке, включала в себя широкоапертурный магнитный спектрометр со сцинтилляционными годоскопами, пропорциональными и дрейфовыми камерами и многоканальный γ -спектрометр с черенковскими счетчиками полного поглощения из свинцового стекла. Для идентификации вторичных заряженных частиц использовался дифференциальный детектор типа RICH с регистрацией колец черенковского излучения для нескольких вторичных частиц одновременно и два многоканальных пороговых газовых черенковских счетчика. Подробности, связанные с описанием установки, измерениями на ускорителе и обработкой экспериментальных данных содержатся в работах [46, 74].

В настоящее время на установке СФИНКС набрана значительная статистика, которая сейчас находится в стадии обработки. Практически все реакции (55)–(71) и некоторые другие процессы в этих опытах хорошо выделяются. Ниже приводятся первые результаты этих исследований, связанные прежде всего с поисками массивных барионов со скрытой странностью в реакциях (55)–(57), (59), (60) и (67)–(69) (см. [46, 74–79]).

6.1. Поиски тяжелых экзотических барионов со скрытой странностью в реакциях

типа $p + N \rightarrow (K^+ K^- p) + N$

Реакции (55)–(57) представляются весьма перспективными для поисков криптоэкзотических барионов со скрытой странностью типа $|qqqs\bar{s}\rangle$, особенно реакция (56), подавленная правилом отбора OZI. Как отмечалось ранее, нерезонансные процессы такого типа могут быть более сильно подавлены этим правилом отбора,

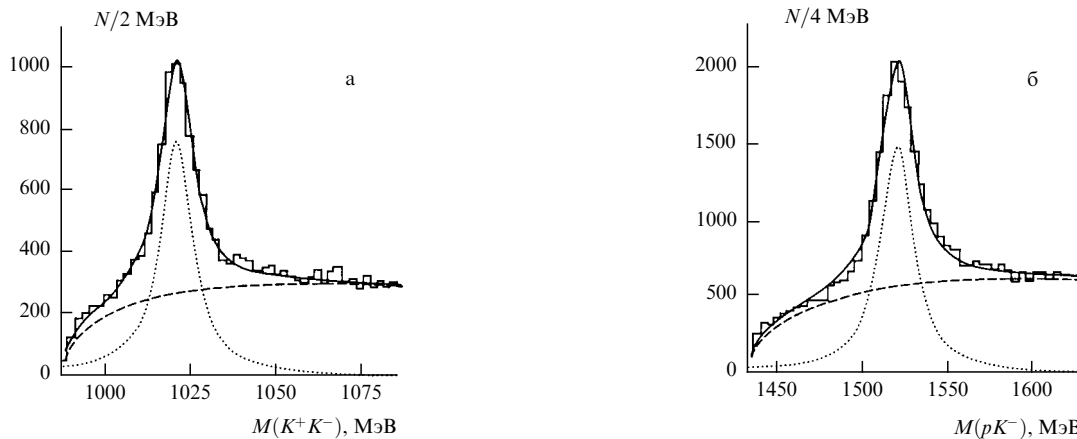


Рис. 10. Спектры эффективных масс вторичных частиц в реакции $p + N \rightarrow (K^+ K^- p) + N$ при $E_p = 70$ ГэВ: (а) $K^+ K^-$ -система; в спектре хорошо проявляется пик ϕ -мезона с $M = 1020,0 \pm 0,2$ МэВ; (б) $K^- p$ -система; в спектре четко наблюдается пик $\Lambda(1520)$ -гиперона с параметрами $M = 1520,0 \pm 0,3$ МэВ и $\Gamma = 22,0 \pm 0,8$ МэВ (погрешности статистические). Параметры ϕ и $\Lambda(1520)$ согласуются с табличными значениями (с учетом аппаратного разрешения)

чем процессы образования многокварковых барионов типа $B_\phi = |qqqs\bar{s}\rangle$ со сложной внутренней цветовой структурой. Поэтому фоновые условия для выделения экзотических B_ϕ -барионов в реакции (56) могли бы быть более благоприятными, чем в других процессах, где нет такого подавления.

Исследования реакций (55)–(57) проводились ранее только в эксперименте ANL [80] при импульсе протонов 11,75 ГэВ. При этом экспериментальная установка имела малый аксептанс и совсем не обладала чувствительностью в области масс барионов, больших 2,6–2,8 ГэВ. В [80] не найдено никаких указаний на существование резонансных состояний в массовом спектре ϕp - и $\Lambda(1520)K^+$ -состояний. Соответствующие верхние пределы приведены в табл. 6.

Таблица 6. Верхние пределы для образования резонансных состояний с шириной $\Gamma = 10$ МэВ в реакциях $p + p \rightarrow (\phi p) + p$, $p + p \rightarrow [\Lambda(1520)K^+] + p$ и $p + p \rightarrow (K^+ K^- p) + p$ при импульсе протонов 11,75 ГэВ [80]

Масса, ГэВ	Пределы для сечений образования барионных резонансов, нб		
	ϕp	$\Lambda(1520)K^+$	$K^+ K^- p$
2,0	14	—	10
2,2	19	41	50
2,4	18	50	75
2,6	19	47	78
2,8	—	50	89

Примечание. Пределы соответствуют пяти стандартным отклонениям. С ростом ширины резонанса пределы растут, как $\sqrt{\Gamma}$.

В экспериментах сотрудничества СФИНКС получены данные для реакции $p + N \rightarrow (K^+ K^- p) + N$ при $E_p = 70$ ГэВ. В процессе эксперимента через мишень установки СФИНКС ($0,48 \cdot 10^{24}$ $\text{CH}_2/\text{см}^2$) был пропущен интегральный поток протонов $N_p = 1,12 \cdot 10^{11}$. Установка запускалась триггерными сигналами, соответствующими регистрации трех заряженных частиц в магнитном спектрометре. По крайней мере две (одна) из этих частиц не должны были давать сигналы в пороговом черенковском счетчике, т.е. они являлись кандидатами в протоны с $P_p < 40$ ГэВ или каоны с $P_K < 21$ ГэВ.

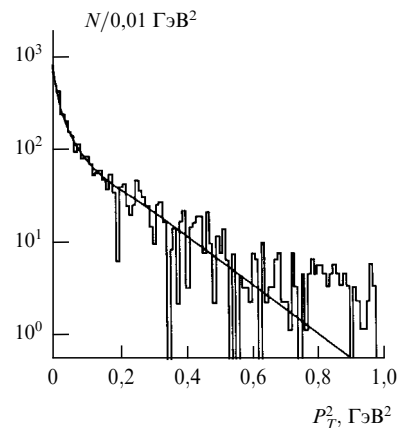


Рис. 11. Распределение событий реакции дифракционного образования $p + N \rightarrow (\phi p) + N$ по квадрату поперечного импульса ϕp -системы. Распределение событий фитировалось в виде $dN/dP_T^2 = C_1 \exp(-b_1 P_T^2) + C_2 \exp(-b_2 P_T^2)$ с наклонами $b_1 = 48,0 \pm 0,6$ ГэВ $^{-2}$ и $b_2 = 6,2 \pm 0,2$ ГэВ $^{-2}$. Большое значение b_1 соответствует когерентному процессу (56) на ядре углерода

Окончательная идентификация частиц проводилась при off-line-анализе с помощью детектора RICH (см. [46]).

В спектрах инвариантных масс $K^+ K^-$ - и $K^- p$ -систем в реакции (55) наблюдаются очень четкие пики, соответствующие образованию ϕ -мезонов и $\Lambda(1520)$ -барионов (рис. 10), что позволяет выделить реакции (56) и (57) [46]. Как следует из анализа распределений событий (55)–(57) по квадрату поперечного импульса dN/dP_T^2 (рис. 11), в этих реакциях имеет место существенный вклад когерентных дифракционных процессов образования $K^+ K^- p$ -, ϕp - и $\Lambda(1520)K^+$ -систем на ядрах углерода. Когерентные процессы характеризуются большими значениями наклонов дифракционного конуса: $b \approx 30\text{--}40$ ГэВ $^{-2}$. Это иллюстрируется dN/dP_T^2 -распределением для реакции (56), представленном на рис. 11. Аналогичный вид имеют dN/dP_T^2 -распределения для реакций (55), (57), (59), (60) и ряда других дифракционных процессов.

В спектрах эффективных масс ϕp -системы в (56) и $\Lambda(1520)K^+$ -системы в (57) в когерентной области ($P_T^2 < 0,075$ ГэВ 2) наблюдается структура с массой

$M \approx 2170$ МэВ и шириной $\Gamma \approx 110$ МэВ (рис. 12а и 12б). Оба спектра имеют близкую форму и могут быть суммированы для более детального изучения этой структуры. Суммарный массовый спектр $M[\phi p + \Lambda(1520)K^+]$ представлен на рис. 12в. Следует отметить, что природа состояния " $X(2170)$ " сейчас не ясна и требует дальнейшего изучения. Кавычки в обозначении этой структуры используются для того, чтобы подчеркнуть это обстоятельство.

Значительный аксептанс установки СФИНКС в области больших масс барионных состояний позволил провести очень чувствительные поиски тяжелых барионов с $M < 4,5$ ГэВ и прежде всего барионных резонансов с аномально-малыми ширинами, которые могли бы быть кандидатами в экзотические пентакварковые барионы со скрытой странностью.

На рис. 13 представлены результаты поисков для K^+K^-p -, ϕp - и $\Lambda(1520)K^+$ -систем в реакциях (55)–(57) в области $M > 2,75$ ГэВ. Ни в одном из исследованных массовых спектров не найдено статистически значимых резонансных структур. Верхние пределы для сечений образования тяжелых барионов, полученные в этих опытах, приведены на рис. 14. Как следует из рисунка, в измерениях на установке СФИНКС не подтверждено существование узкого резонанса $R(3520)$, наблюдавшегося при $P_{\pi^-} = 16$ ГэВ в реакции

$$\pi^- + p \rightarrow [pK^+K^*(890)^-\pi^-] + X^0 \quad (72)$$

с сечением $\sigma \cdot \text{BR} = 14$ мкб [72] (см. раздел 5.3).

Соответствующие верхние пределы для сечений образования $R(3520)$ в реакциях (55)–(57) в опытах на СФИНКС составляют

$$\sigma[R(3520)^+]_{\text{нуклон}} \cdot \text{BR}[R^+ \rightarrow K^+K^-p] < 2,6 \text{ нб/нуклон}, \quad (73)$$

$$\sigma[R(3520)^+]_{\text{нуклон}} \cdot \text{BR}[R^+ \rightarrow \phi p] < 0,27 \text{ нб/нуклон}, \quad (74)$$

$$\sigma[R(3520)^+]_{\text{нуклон}} \cdot \text{BR}[R^+ \rightarrow \Lambda(1520)K^+] < 3,4 \text{ нб/нуклон} \quad (75)$$

(достоверность 95 %), т.е. лежат на четыре-пять порядков величины ниже сечения образования $R(3520)^0$ в реакции (72), приводимого в [72].

Существующая чувствительность оказывается пока недостаточной для получения статистически-значимых данных о возможном существовании нестранного аналога $\Sigma(3170)$ -бариона с массой около 3 ГэВ (рис. 13 и 14).

6.2. Дальнейшие поиски $N_\phi(1960)$ -бариона

Как отмечалось выше (см. раздел 5.2), в опытах на установке БИС-2 была исследована реакция

$$n + N \rightarrow \Sigma(1385)^- K^+ + \dots \quad (76)$$

$$\quad \quad \quad \hookrightarrow \Lambda \pi^-$$

при средней энергии нейтронов $\langle E_n \rangle \approx 40$ ГэВ [44]. В этих опытах в спектре эффективных масс $\Sigma(1385)^- K^+$ -системы наблюдалась узкая структура $N_\phi(1960)$ с массой $M = 1956_{-6}^{+8}$ МэВ и аномально-малой шириной

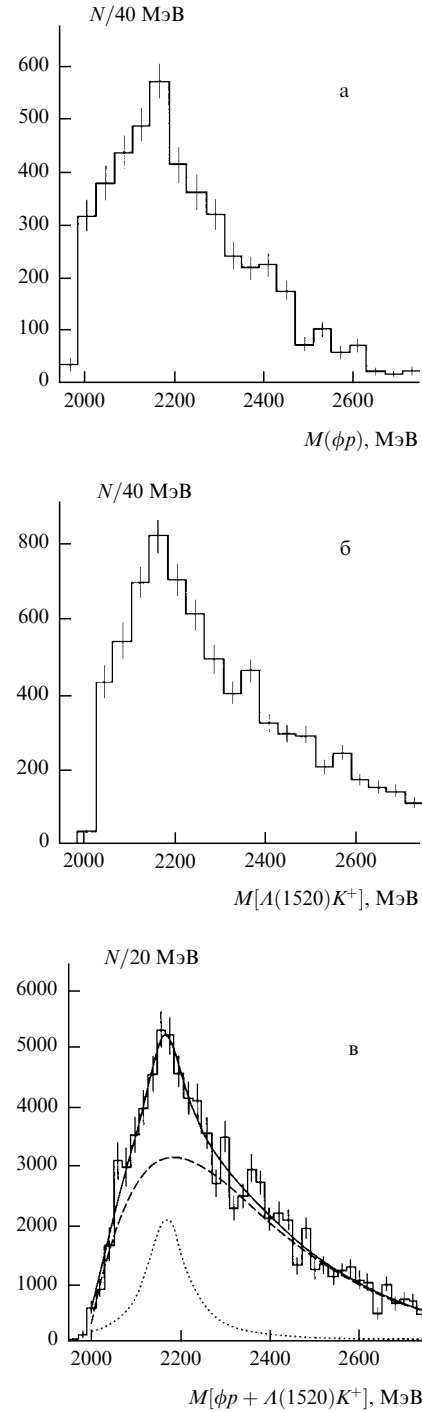


Рис. 12. Спектры эффективных масс ϕp - и $\Lambda(1520)K^+$ -систем для когерентных дифракционных процессов (56) и (57) ($P_T^2 < 0,075$ ГэВ²): (а) массовый спектр $M(\phi p)$ в реакции (56); (б) массовый спектр $M[\Lambda(1520)K^+]$ в реакции (57); (в) суммарный спектр эффективных масс $M[\phi p + \Lambda(1520)K^+]$ в реакциях (56) и (57). Спектры масс для ϕp и $\Lambda(1520)K^+$ взвешены с эффективностью установки и с брэнчингами распадов $\text{BR}(\phi \rightarrow K^+K^-) = 0,49$ и $\text{BR}[\Lambda(1520) \rightarrow K^-p] = 0,225$. Суммарный спектр фитуруется брейт-вигнеровским пиком с $M \approx 2170$ МэВ и $\Gamma \approx 110$ МэВ (пунктирная кривая) и гладким полиномиальным фоном (штриховая кривая)

$\Gamma = 27 \pm 15$ МэВ, которая интерпретировалась как кандидат в криптоэкзотический барион со скрытой странностью $N_\phi = |udds\bar{s}\rangle$. Данные о сечениях образования $N_\phi(1960)$ в опытах на БИС-2 представлены в разделе 5.2 и табл. 7.

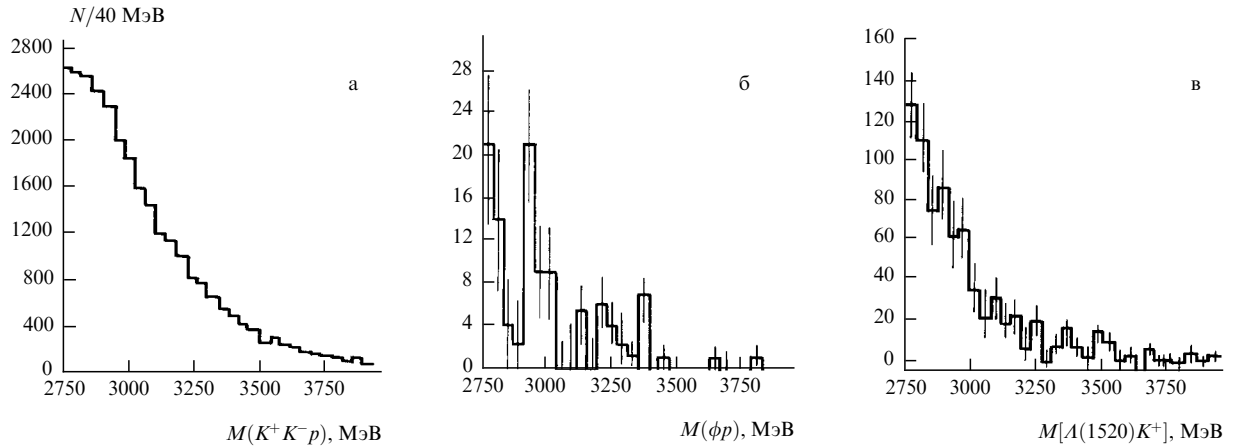


Рис. 13. Поиски узких тяжелых экзотических барионных резонансов со скрытой странностью $B_\phi = |qqqs\bar{s}\rangle$ (в области $M > 2,75$ ГэВ), рождающихся в дифракционном процессе $p + N \rightarrow B_\phi + N$ (для всей области P_T^2) и распадающихся по каналам: (а) $B_\phi \rightarrow K^+ K^- p$; (б) $B_\phi \rightarrow \phi p$; (в) $B_\phi \rightarrow \Lambda(1520) K^+$

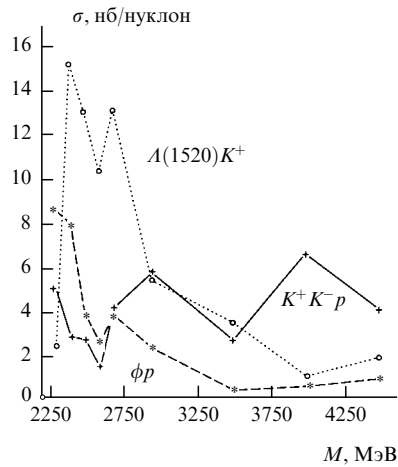


Рис. 14. Верхние пределы (достоверность 95 %) для сечений дифракционного образования тяжелых барионных резонансов с ширинами $\Gamma \leq 50$ МэВ, распадающихся по каналам $B_\phi \rightarrow K^+ K^- p$, $B_\phi \rightarrow \phi p$ и $B_\phi \rightarrow \Lambda(1520) K^+$ (с учетом $\text{BR}[\phi \rightarrow K^+ K^-]$ и $\text{BR}[\Lambda(1520) \rightarrow K^- p]$)

Ввиду важности вопроса о возможном существовании криптоэкзотического бариона $N_\phi(1960)$ сотрудничеством СФИНКС были проведены новые поиски этого состояния в реакциях (60) и (69) [74, 75]. Выделение этих процессов проводилось при анализе тех же триггерных запусков установки СФИНКС с тремя заряженными частицами в конечном состоянии, которые рассматривались в разделе 6.1. Обработанная статистика соответствует потоку протонов, прошедших через мишень установки, $N_p = 0,9 \cdot 10^{11} p$.

Для выделения реакции (60) предварительно отбирались события с тремя заряженными частицами, идентифицированными в черенковских счетчиках установки СФИНКС как $p\pi^- K^+$, и с 2γ -кластерами в фотонном детекторе, удовлетворяющими условию идентификации π^0 -мезона: $0,10 < M(\gamma_1 \gamma_2) < 0,17$ ГэВ (подробнее см. [74, 75]).

Для событий с образованием $p\pi^- \pi^0 K^+$ -состояний масса π^0 -мезона фиксировалась табличным значением и проводилось переопределение энергий и координат

Таблица 7. Оценки сечений образования N_ϕ -барионов

Данные БИС-2	Данные СФИНКС (верхние пределы для сечений с вероятностью 95 %)	
Реакция с ограниченной инклюзивностью $n + N \rightarrow N_\phi(1960)^+ \dots$	"Упругая" реакция $p + N \rightarrow N_\phi(1960) + N$	Частично-инклюзивная реакция $p + N \rightarrow N_\phi(1960) + N + \text{нейтральные частицы}$
$\sigma[N_\phi(1960)]_C \cdot \text{BR} = 1725 \pm 285$ нб/ядро С или с учетом фактора 1,7 $3 \cdot 10^3$ нб/ядро С	Когерентный процесс ($P_T^2 < 0,075$ ГэВ ²): $\sigma[N_\phi(1960)]_C \cdot \text{BR} < 660$ нб/ядро С	Когерентный процесс ($P_T^2 < 0,075$ ГэВ ²): $\sigma[N_\phi(1960)]_C \cdot \text{BR} < 820$ нб/ядро С
$\sigma[N_\phi(1960)]_{\text{нуклон}} \cdot \text{BR} = 330 \pm 60$ нб/нуклон или с учетом фактора 1,7 550 нб/нуклон ($\sigma \propto A^{2/3}$)	$\sigma[N_\phi(1960)]_{\text{нуклон}} \cdot \text{BR} < \begin{cases} 55 \text{ нб/нуклон } (\sigma \propto A), \\ 125 \text{ нб/нуклон } (\sigma \propto A^{2/3}) \end{cases}$ Для всех значений P_T^2 $\sigma[N_\phi(1960)]_{\text{нуклон}} \cdot \text{BR} < 120$ нб/нуклон ($\sigma \propto A^{2/3}$)	$\sigma[N_\phi(1960)]_{\text{нуклон}} \cdot \text{BR} < \begin{cases} 70 \text{ нб/нуклон } (\sigma \propto A), \\ 150 \text{ нб/нуклон } (\sigma \propto A^{2/3}) \end{cases}$ Для всех значений P_T^2 $\sigma[N_\phi(1960)]_{\text{нуклон}} \cdot \text{BR} < 230$ нб/нуклон ($\sigma \propto A^{2/3}$)

Примечание. Обозначения: $\sigma[N_\phi(1960)]_C$ — сечения соответствующих реакций, отнесенные к ядру углерода С; $\sigma[N_\phi(1960)]_{\text{нуклон}}$ — те же сечения, отнесенные к нуклону; $\text{BR} = \text{BR}[N_\phi(1960) \rightarrow \Sigma(1385) K]$ для всех изотопических состояний (если $I = 1/2$). Для когерентной реакции на ядре с атомным номером A возможна зависимость сечения от A типа $\sigma \propto A$ или даже более сильная, хотя "наивные ожидания" $\sigma \propto A^2$, по-видимому, не проходят из-за эффектов экранирования померона при взаимодействии с ядром. Следует иметь в виду, что сечения реакций в эксперименте на БИС-2 определены несколько некорректно. При фитировании данных этого эксперимента таким же методом, что и данных СФИНКС показано, что в этом случае число событий в N_ϕ -пике и соответствующее сечение БИС-2 должно быть увеличено в 1,7–2 раза (по сравнению с опубликованными результатами БИС-2).

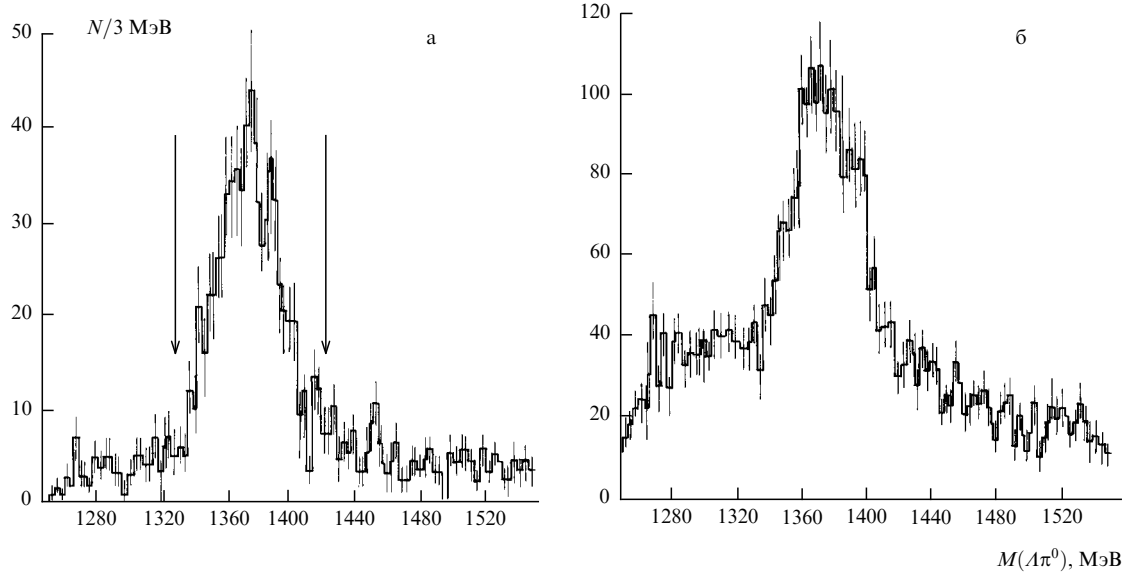


Рис. 15. Спектры инвариантных масс $\Lambda\pi^0$ -системы: (а) в "упругой" реакции дифракционного образования (79); (б) в частично-инклюзивной неупругой реакции (81). Параметры $\Sigma(1385)^0$ -пика согласуются с табличными данными (с учетом аппаратного разрешения по массе $\sigma = \pm 9$ МэВ и систематических погрешностей). Стрелками показана область полосы $\Sigma(1385)^0$ ($1330 \leq M(\Lambda\pi^0) \leq 1424$ МэВ)

фотонов с учетом разрешения γ -спектрометра (переопределение по массе m_{π^0}).

В результате проведенного анализа окончательно выделялся процесс

$$p + N \rightarrow (p\pi^- \pi^0 K^+) + N, \quad (77)$$

удовлетворяющий условию "упругости" по энергии

$$65 < E_p + E_{\pi^-} + E_{\pi^0} + E_{K^+} < 75 \text{ ГэВ} \quad (78)$$

(было отобрано 6000 "упругих" событий (77)). Как показал анализ двумерного распределения по эффективным массам $M(p\pi^-)$ и $M(p\pi^0)$ [74], для этого процесса доминирующую роль играют события с распадами $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ и $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$. Распадная база для Λ -гиперонов в опытах на СФИНКС была ограничена триггерными условиями и составляла около 30 см. Регистрация распада $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$ происходила практически во всей распадной области для Σ^+ -гиперонов.

Таким образом, при анализе реакции (77) выделялись процессы с Λ - и Σ^+ -гиперонами:

$$p + N \rightarrow (\Lambda\pi^0 K^+) + N, \quad \Lambda \rightarrow p\pi^-, \quad (79)$$

$$p + N \rightarrow (\Sigma^+ \pi^- K^+) + N, \quad \Sigma^+ \rightarrow p\pi^0. \quad (80)$$

При анализе экспериментальных данных, полученных на установке СФИНКС, помимо "упругого" процесса (79), изучалась также неупругая частично-инклюзивная реакция с рождением дополнительных нейтральных частиц:

$$p + N \rightarrow (\Lambda\pi^0 K^+) + N + \text{нейтральные частицы}. \quad (81)$$

С этой целью анализировались события с ΛK^+ и с двумя и более γ -кластерами, зарегистрированными в фотонном спектрометре установки СФИНКС. Среди них выделялись события, для которых эффективная масса хотя бы одной фотонной пары лежала в области π^0 -мезона: $0, 10 < M(\gamma\gamma_i) < 0, 17$ ГэВ. Если такому требованию для $M(\gamma\gamma_i)$ удовлетворяла более чем одна $\gamma\gamma_i$ -пара, то брались все комбинации $\Lambda\pi_{(1)}^0 K^+$, $\Lambda\pi_{(2)}^0 K^+$ и т.д. с соот-

ветствующими весами. Требование "упругости" по энергии (78), конечно, более не вводилось.

Число зарегистрированных событий (81) составляло 2855 и более чем в четыре раза превышало число "упругих" событий (79). На рис. 15 представлены спектры эффективных масс $\Lambda\pi^0$ -системы в реакциях (79) и (81). Для "упругой" реакции (79) доминирует пик, соответствующий процессу $\Sigma(1385)^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$, причем фон под этим пиком очень мал.

Для частично-инклюзивной реакции (81) $\Sigma(1385)^0$ -пик также виден очень хорошо. Хотя уровень фона под резонансным пиком в этом случае лежит существенно выше, чем для "упругого" процесса, он все же оказывается значительно ниже, чем в измерениях на БИС-2 для реакции (50), где фон более чем в два раза превышал число событий в $\Sigma(1385)^-$ -пике (см. рис. 7). Таким образом, реакции (60) и (69) были хорошо идентифицированы в опытах на установке СФИНКС.

Исследование dN/dP_T^2 -распределений для реакций (60) и (69) показывает, что в них также хорошо проявляются процессы дифракционного когерентного образования на ядре углерода (с наклоном дифракционного конуса $b \gtrsim 30$ ГэВ $^{-2}$).

При исследовании массовых спектров $M[\Sigma(1385)^0 K^+]$ в реакциях (60) и (69) не наблюдались структуры, соответствующие образованию $N_\phi(1960)$ -бариона ни в суммарных спектрах масс (для всех значений P_T^2), ни в спектрах масс для когерентных процессов, т.е. для $P_T^2 < 0,075$ ГэВ 2 (см., например, рис. 16).

Верхние пределы для сечений реакций

$$p + N \rightarrow N_\phi(1960)^+ + N, \quad (82)$$

$$\hookrightarrow \Sigma(1385)K$$

$$p + N \rightarrow N_\phi(1960)^+ + N + \text{нейтральные частицы}, \quad (83)$$

$$\hookrightarrow \Sigma(1385)K$$

полученные в опытах на СФИНКС, представлены в табл. 7. Эти пределы оказываются значительно более

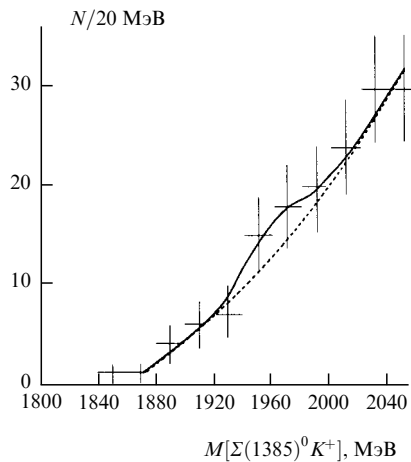
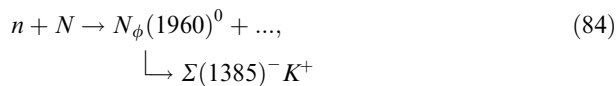


Рис. 16. Поиски $N_\phi(1960)$ -бариона в спектрах масс $M[\Sigma(1385)^0 K^+]$ в опытах на установке СФИНКС для "упругой" реакции (60) (для $P_T^2 < 0,075 \text{ ГэВ}^2$). Спектр фитировался суммой (сплошная кривая) полиномиального фона (штриховая кривая) и пика $N_\phi(1960)$ с параметрами из данных на БИС-2 [44]

низкими, чем значения сечений образования $N_\phi(1960)$ в частично-инклюзивном процессе



полученные в опытах на БИС-2 (см. раздел 5.2 и табл. 7).

Строго говоря, нельзя говорить о прямых противоречиях между данными БИС-2 и СФИНКС, так как они относятся к несколько разным процессам⁶. Однако

большое расхождение между оценками сечений, а также очень тяжелые фоновые условия для выделения $N_\phi(1960)$ в опытах на БИС-2 дают основание для сомнений в реальности существования anomalно-узких $N_\phi(1960)$ -барионов. (Более подробное обсуждение этого вопроса см. в [74, 75].)

6.3. Дальнейший анализ спектра эффективных масс для $[\Sigma(1385)^0 K^+]$ -системы и наблюдение барионной структуры $X(2050)$

Перейдем к дальнейшему анализу спектра эффективных масс $M[\Sigma(1385)^0 K^+]$ в реакции (60). На рис. 17а этот спектр приведен для когерентных событий (с $P_T^2 < 0,075 \text{ ГэВ}^2$). В спектре наблюдается структура с массой $M \approx 2060 \text{ МэВ}$ и шириной $\Gamma \approx 120 \text{ МэВ}$. Выяснение природы этой " $X(2060)$ "-структуры требует дальнейших исследований. Возможно, она обусловлена какими-то резонансными состояниями, но нельзя исключить и ее интерпретацию в рамках дифракционного нерезонансного механизма с учетом дек-эффекта. Поэтому необходимо определить квантовые числа " $X(2060)$ "-состояния и тщательно изучить динамику реакции (60). В качестве первого шага в этом направлении исследовалось влияние отбора по P_T^2 на выделение когерентного дифракционного процесса образования частиц на ядрах углерода.

На основании анализа dN/dP_T^2 -распределения для выделения когерентных реакций и подавления некогерентного фона до сих пор использовался отбор событий с $P_T^2 < 0,075 \text{ ГэВ}^2$. Это очень мягкий критерий, который оставляет более 30 % некогерентных фоновых событий в массовом спектре, приведенном на рис. 17а. Кроме

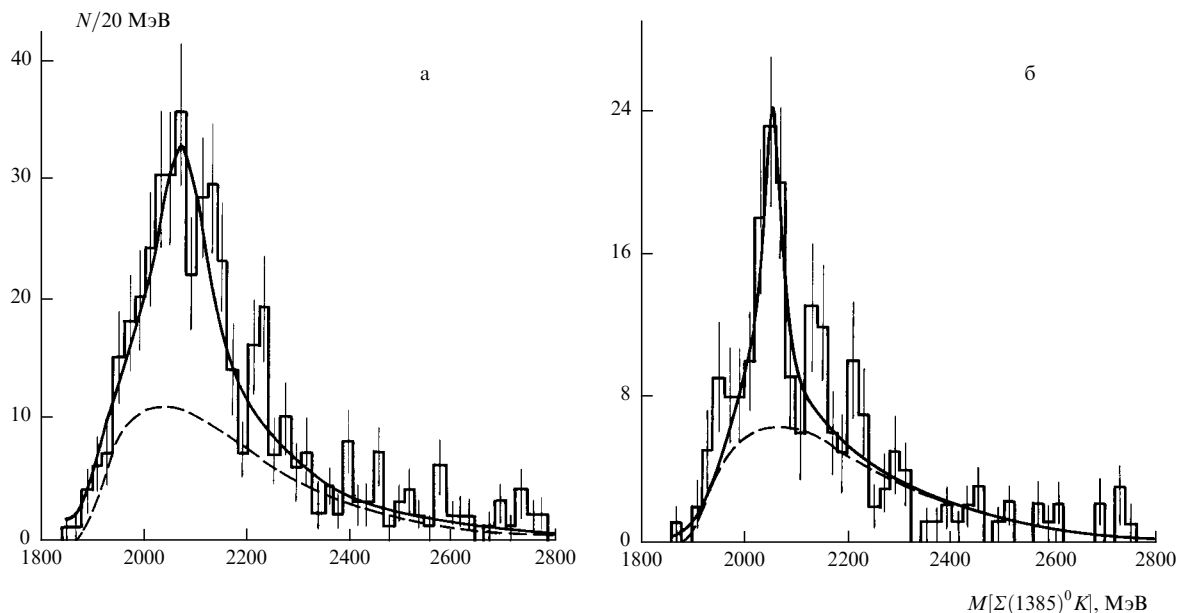


Рис. 17. (а) Спектр эффективных масс $\Sigma(1385)^0 K^+$ в эксперименте СФИНКС для когерентного процесса образования на ядре углерода (т.е. в области $P_T^2 < 0,075 \text{ ГэВ}^2$). Спектр фитировался суммой брейт-вигнеровского пика с $M = 2065 \pm 11 \text{ МэВ}$ и $\Gamma = 118 \pm 19 \text{ МэВ}$ и полиномиального фона. При использованном мягком отборе по P_T^2 в спектре содержится значительный фон некогерентных событий, превышающий 30 % (см. текст). (б) Тот же спектр, но при более жестком обрезании по $P_T^2 < 0,02 \text{ ГэВ}^2$ для более надежного отбора когерентных событий. Спектр фитировался суммой брейт-вигнеровского пика с $M = 2050 \pm 6 \text{ МэВ}$ и $\Gamma = 50 \pm 20 \text{ МэВ}$ и полиномиального фона

⁶ Можно только однозначно заключить, что утверждение о дифракционном характере образования $N_\phi(1960)$ в опытах на БИС-2 [44] является неправильным (об этом уже говорилось в разделе 5.2).

того, измеренное значение наклона дифракционного конуса для ядра углерода $b \approx 30 \text{ ГэВ}^{-2}$, по-видимому, несколько занижено из-за аппаратного разрешения. Если в действительности наклон b близок к ожидаемому

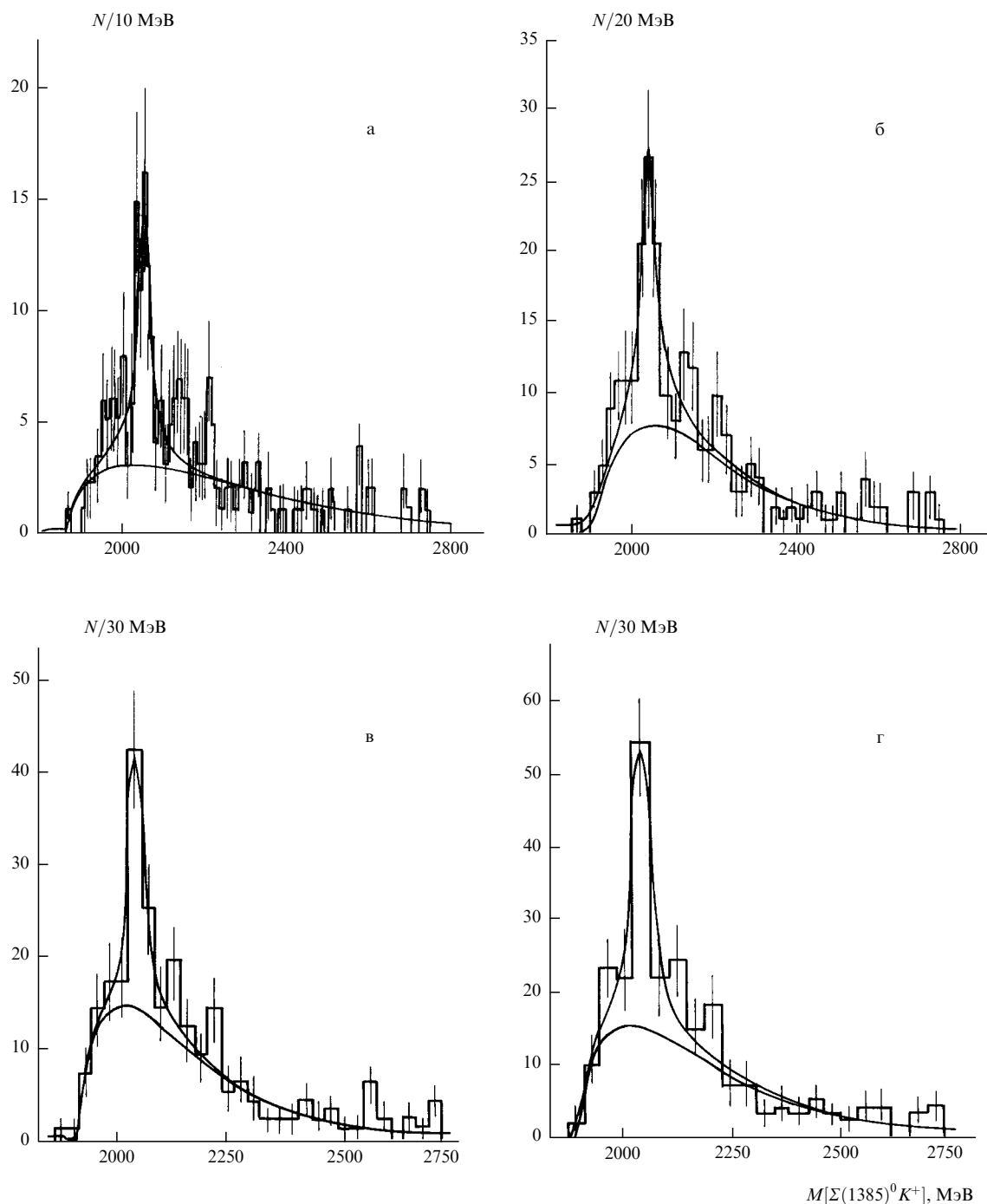


Рис. 18. Детальное изучение спектра эффективных масс $M[\Sigma(1385)^0 K^+]$ в когерентной реакции $p + C \rightarrow [\Sigma(1385)^0 K^+] + C$ ($P_T^2 < 0,02 \text{ ГэВ}^2$) при разных бинах ΔM по эффективной массе: (а) $\Delta M = 10 \text{ МэВ}$; (б) $\Delta M = 20 \text{ МэВ}$; (в) $\Delta M = 30 \text{ МэВ}$; (г) $\Delta M = 40 \text{ МэВ}$. Для оценки статистической значимости наблюдаемого пика использовался уровень фона, оцениваемый по соседним с пиком интервалам (а не по фитированным кривым)

значению для ядра углерода ($b \approx 50 \text{ ГэВ}^{-2}$), то может иметь место дополнительное увеличение некогерентного фона в массовом спектре (рис. 17а), полученном при мягком обрезании по P_T^2 .

В целях уменьшения некогерентного фона и получения массового спектра $\Sigma(1385)^0 K^+$ -системы для "чистого" процесса когерентного образования на ядрах был использован жесткий отбор событий с $P_T^2 < 0,02 \text{ ГэВ}^2$ (рис. 17б). Как видно из сопоставления спектров эффективных масс на рис. 17а и 17б, этот жесткий отбор привел к тому, что в спектре четко проявился узкий пик $X(2050)$ с массой около 2050 МэВ.

На рис. 18 представлены результаты более детального изучения массового спектра $M[\Sigma(1385)^0 K^+]$ в когерентной реакции на ядре углерода



для области $P_T^2 < 0,02 \text{ ГэВ}^2$ на основании несколько увеличенной статистики, с разным разбиением по массовым бинам. Как видно из рис. 18, во всех этих спектрах узкая структура $X(2050)$ проявляется очень отчетливо. Результаты изучения этих спектров и оценки возможной статистической достоверности пика $X(2050)$ предста-

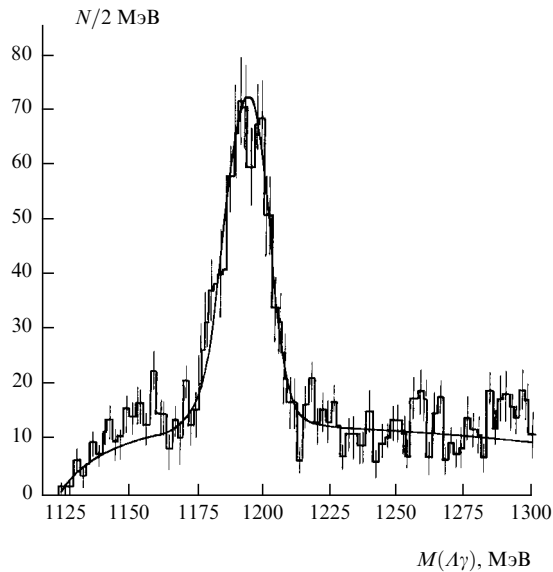


Рис. 19. Спектр эффективных масс $\Lambda\gamma$ -системы в реакции $p + N \rightarrow (\Lambda\gamma K^+) + N$ после введения специальных критериев отбора одиночных фотонов и требований для выделения "упругого" процесса (88)

влени в табл. 8 (при оценке статистической достоверности уровень фона всюду определялся по нескольким соседним каналам вокруг пика и может быть завышен из-за крыльев резонансной линии).

Таблица 8. Исследование структуры $X(2050)$ в массовом спектре $M[\Sigma(1385)^0 K^+]$ в реакции (85)

Бин ΔM , МэВ	Параметры $X(2050)$ -пика			
	M , МэВ	Γ , МэВ	Число событий в пике	Число стандартных отклонений
10	2053 ± 4	40 ± 15	74 ± 23	$> 8\sigma$
20	2049 ± 6	49 ± 20	75 ± 29	$> 6\sigma$
30	2053 ± 5	35 ± 16	59 ± 19	$> 7\sigma$
40	2052 ± 7	50 ± 24	75 ± 42	$> 6,5\sigma$
Примечание. Аппаратурная ширина в области пика составляет $\Gamma_{\text{апп}} = 25$ МэВ.				

Таким образом, в когерентной реакции (85) наблюдался узкий пик $X(2050)$ с параметрами (с учетом аппаратной ширины)

$$M = 2052 \pm 6 \text{ МэВ}, \quad \Gamma = 35^{+22}_{-35} \text{ МэВ} \quad (86)$$

и со статистической достоверностью, превышающей шесть-восемь стандартных отклонений. Эта аномально узкая структура уже никак не может быть объяснена с помощью дифракционных нерезонансных механизмов типа Дека и обусловлена, по-видимому, образованием нового экзотического бариона со скрытой странностью. Этот вывод является, однако, предварительным и должен быть подтвержден в дальнейших измерениях с увеличенной статистикой.

В опытах на СФИНКС исследовался также массовый спектр $M[\Sigma(1385)^0 K^+]$ в реакции (60) в области $M > 2750$ МэВ. В этом спектре не наблюдается статистически значимых резонансных структур. Верхние пределы для соответствующих сечений лежат в области

15–25 нб/нуклон. В частности, для $R(3520)$ -бариона получен верхний предел сечения

$$\sigma[R(3520)^+]_{\text{нуклон}} \cdot \text{BR}[R^+ \rightarrow \Sigma(1385)^0 K^+] \leq 16 \text{ нб/нуклон} \quad (87)$$

(достоверность 95 %).

6.4. Исследование реакции $p + N \rightarrow (\Sigma^0 K^+) + N$ и наблюдение барионного состояния $X(2000)$

При анализе реакций с Λ -гиперонами и K^+ -мезонами отбирались события, удовлетворяющие стандартным критериям для выделения процесса

$$p + N \rightarrow (\Lambda\gamma K^+) + N. \quad (88)$$

Как показал анализ этих событий, фон при выделении процесса (88) обусловлен, в основном, имитацией одиночных фотонов в γ -спектрометре установки СФИНКС оставшимися адронными ливнями. Процедура отбора одиночных фотонов оказалась более сложной по сравнению с регистрацией распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, где есть переопределение по массе π^0 -мезона. Поэтому для выделения одиночных фотонов были введены более строгие критерии отбора, позволившие существенно подавить адронный фон (увеличение пороговой энергии для регистрации одиночных фотонов с $E_\gamma > 0,65$ ГэВ до $E_\gamma > 1,2$ ГэВ, увеличение минимального расстояния от фотонного ливня до ближайшего адронного трека в детекторе, отбор по поперечным размерам ливня).

На рис. 19 представлен окончательный спектр масс $\Lambda\gamma$ -системы в (88), полученный после введения этих жестких критериев. Как видно из рисунка, в массовом спектре очень хорошо выделяется сигнал, соответствующий $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ -распаду в реакции $p + N \rightarrow (\Sigma^0 K^+) + N$. Благоприятные фоновые условия позволили изучить спектр эффективных масс $M(\Sigma^0 K^+)$ в процессе (59).

На рис. 20 приведен спектр масс для когерентного процесса дифракционного образования $\Sigma^0 K^+$ на ядре углерода (в области малых поперечных импульсов: $P_T^2 < 0,1$ ГэВ²). В спектре $M(\Sigma^0 K^+)$, помимо некоторой небольшой структуры с $M \approx 1800$ ГэВ в околороговой области, хорошо выделяется пик $X(2000)$ с параметрами

$$M = 1999 \pm 7 \text{ МэВ}, \quad \Gamma = 91 \pm 17 \text{ МэВ} \quad (89)$$

(статистическая достоверность более десяти стандартных отклонений).

Подобный характер спектра эффективных масс (с дополнительной околороговой структурой) показывает, что пик $X(2000)$ не может быть объяснен пороговыми особенностями типа Дека в дифракционных процессах. По-видимому, этот пик носит резонансный характер.

Проведены исследования влияния более сильных обрезаний по поперечному импульсу ($P_T^2 < 0,075; 0,050; 0,040; 0,020$ ГэВ²) на форму массового спектра $M(\Sigma^0 K^+)$ в когерентной реакции $p + C \rightarrow (\Sigma^0 K^+) + C$ на ядре углерода. Такие обрезания, вообще говоря, позволяют снизить фон от некогерентных процессов и более четко выделить когерентную реакцию образования $X(2000)$ -состояния (как это имело место для состояния $X(2050) \rightarrow \Sigma(1385)^0 K^+$; см. раздел 6.3). Однако, как показали результаты анализа, эти обрезания не меняют

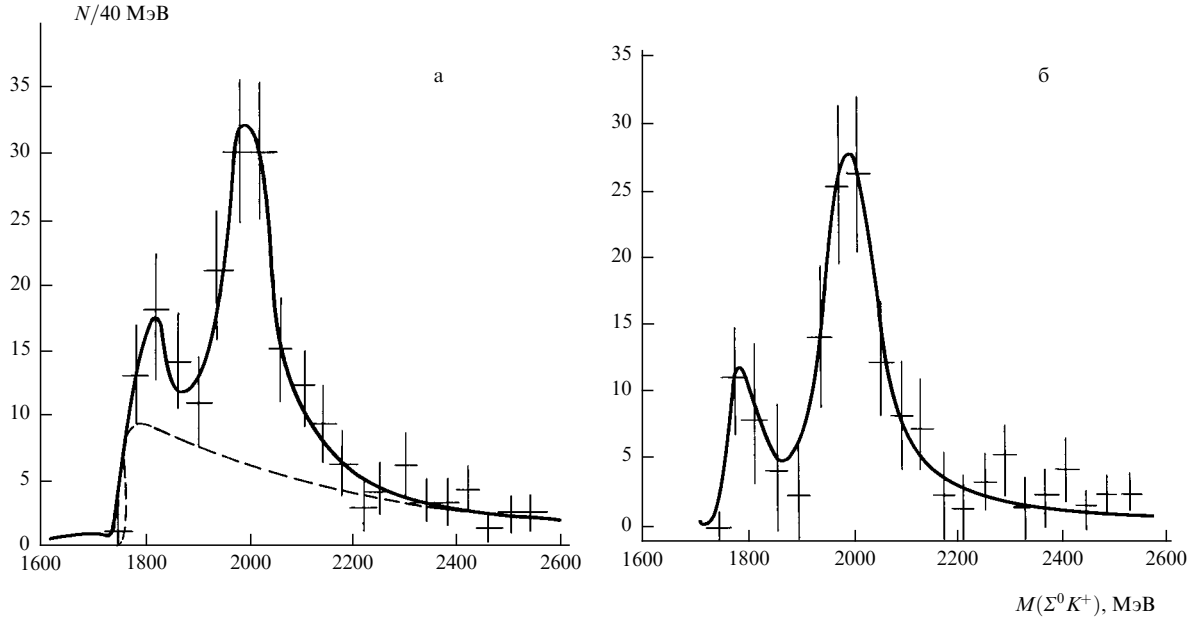


Рис. 20. Спектр эффективных масс $M(\Sigma^0 K^+)$ для когерентной дифракционной реакции $p + C \rightarrow \Sigma^0 K^+ + C$ ($P_T^2 < 0,1 \text{ ГэВ}^2$): (а) для всех событий в "полосе Σ^0 " на рис. 19; (б) после вычитания фона под пиком Σ^0 (по соседним полосам в спектре $M(A\gamma)$ на рис. 19). В массовом спектре выделяются структура в околопороговой области с $M = 1802 \pm 3 \text{ МэВ}$ и четкий пик с $M = 1999 \pm 7 \text{ МэВ}$ и $\Gamma = 91 \pm 17 \text{ МэВ}$. Штриховой линией показан гладкий полиномиальный фон

форму массового спектра, а только уменьшают статистику событий.

6.5. Распадные каналы для $X(2050)$ - и $X(2000)$ -состояний

Первые данные о распадных каналах $X(2000)$ - и $X(2050)$ -состояний были получены при изучении когерентных реакций $p + C \rightarrow \Sigma^0 K + C$ или $p + C \rightarrow \Sigma(1385)^0 K^+ + C$ совместно с $p + C \rightarrow p\pi^+\pi^- + C$ и $p + C \rightarrow \Delta^{++}\pi^- + C$ в одинаковых кинематических условиях. При анализе спектров эффективных масс $M(p\pi^+\pi^-)$ и $M(\Delta^{++}\pi^-)$ получены верхние пределы для вероятностей распадов $X(2000)$ и $X(2050)$ по этим каналам.

Так как барионы $X(2000)$ и $X(2050)$ образуются в дифракционных когерентных процессах, их изотопические спины должны быть такими же, как и у нуклонов, т.е. $I = 1/2$. В этом случае с учетом изотопических соотношений для распадных каналов могут быть получены нижние границы для отношений вероятностей распадов (достоверность 95 %):

$$R_1 = \frac{\text{BR}[X(2050)^+ \rightarrow (\Sigma(1385)K)^+]}{\text{BR}[X(2050)^+ \rightarrow (\Delta\pi)^+]} > 1,7 \quad (90)$$

$$R_2 = \frac{\text{BR}[X(2050)^+ \rightarrow (\Sigma(1385)K)^+]}{\text{BR}[X(2050)^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-]} > 2,6, \quad (91)$$

$$R_3 = \frac{\text{BR}[X(2000)^+ \rightarrow (\Sigma K)^+]}{\text{BR}[X(2000)^+ \rightarrow (\Delta\pi)^+]} > 0,73, \quad (92)$$

$$R_4 = \frac{\text{BR}[X(2000)^+ \rightarrow (\Sigma K)^+]}{\text{BR}[X(2000)^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-]} > 7,8. \quad (93)$$

Сравнение пределов для $R_1 - R_4$ с соответствующими данными для изобар $N^* = |qqq\rangle$ с близкими массами (см. данные [11] и табл. 9) показывает, что эти отношения лежат значительно выше, чем для обычных изобар. Как мы видели выше, большие значения вероятностей распада по каналам с образованием странных частиц

являются характерным свойством криптоэкзотических барионов со скрытой странностью.

Таким образом, сравнительно малые распадные ширины $X(2050)$ и $X(2000)$ (см. (86) и (89)) и большие значения отношений $R_1 - R_4$ являются серьезными основаниями для интерпретации $X(2050)$ и $X(2000)$ как сильных кандидатов в экзотические барионы $|qqqs\bar{s}\rangle$. Исследование возможной связи между этими двумя состояниями и их дальнейшее детальное изучение должны быть проведены в новых опытах со значительно увеличенной статистикой.

В опытах на установке СФИНКС исследовались также периферические процессы (59) и (60) в области $P_T^2 > 0,3 \text{ ГэВ}^2$. Хотя там наблюдаются некоторые интересные эффекты, однако существующая сейчас статистика недостаточна для получения окончательных выводов и эти измерения должны быть продолжены.

6.6. Исследование реакции $p + N \rightarrow pp\bar{p} + N$

Как отмечалось в разделе 3, в модели кварковых кластеров с цветовой секстетной связью предсказывался распад пятикварковых барионов на M -барионий и барион. В свою очередь массивный M -барионий, имеющий кварковую структуру $|(qq)_{6c} \otimes (\bar{q}\bar{q})_{\bar{6}c}\rangle$, может распадаться на барион-антибарионную пару. В этом случае может иметь место распад массивного экзотического бариона, не содержащего странные кварки, по каналу с очень яркой сигнатурой:

$$\begin{aligned} |(qq\bar{q})_{\bar{6}c} \otimes (qq)_{6c}\rangle &\rightarrow \\ &\rightarrow |(\bar{q}\bar{q})_{\bar{6}c} \otimes (qq)_{6c}\rangle + |qqq\rangle \rightarrow p\bar{p} + p. \end{aligned} \quad (94)$$

Поиски таких барионов проводились на установке СФИНКС при исследовании реакции (67):

$$p + N \rightarrow pp\bar{p} + N$$

Таблица 9. Свойства массивных изобар $N^* = |qqq\rangle$ ($q = u, d$ — кварки)

N^* J^P (статус)	Γ , МэВ	Отношение вероятностей для различных распадных каналов					
		$\frac{N^* \rightarrow N\pi}{N^* \rightarrow \text{tot}}$	$\frac{N^* \rightarrow \Delta\pi}{N^* \rightarrow \text{tot}}$	$\frac{N^* \rightarrow N\pi\pi}{N^* \rightarrow \text{tot}}$	$\frac{N^* \rightarrow \Sigma K}{N^* \rightarrow \text{tot}}$	$\frac{N^* \rightarrow \Sigma K}{N^* \rightarrow \Delta\pi}$	$\frac{N^* \rightarrow \Sigma K}{N^* \rightarrow \Delta\pi}$
$N(1900)$ $3/2^+ (*)$	498 ± 78	0,26	0,4		—	—	—
$N(1990)$ $7/2^+ (*)$	200–500	0,06	0,3–0,9		$(2-60) \cdot 10^{-3}$	< 0,1	
$N(2000)$... $5/2^+ (**)$	490 ± 310 ... $170(\Sigma K)$ 95 ± 20	0,06	0,15–0,20	0,6–0,7	$(1-4) \cdot 10^{-2}$	$(6-25) \cdot 10^{-2}$	$(1-3) \cdot 10^{-2}$
$N(2080)$ $3/2^- (**)$	200–600	0,13–0,16	0,25–0,30	0,5–0,6	$(1,5-40) \cdot 10^{-3}$	$(6-40) \cdot 10^{-3}$	$(3-20) \cdot 10^{-3}$
$N(2090)$ $1/2^- (*)$	414 ± 185 350 ± 100 95 ± 30	0,10–0,15	—	—	—	—	—
$N(2100)$ $1/2^+ (*)$	113 ± 40 260 ± 10 200 ± 30	0,10–0,15	0,4	—	—	—	—
$N(2190)$ $7/2^- (***)$	450 ± 100	0,1–0,2	$\gtrsim 0,4$		$(1,5-3) \cdot 10^{-3}$	$(3-6) \cdot 10^{-3}$	

Примечание. Для хорошо определенных массивных изобар N^* и Δ^* (со статусом **** и ***; см. табл. 2, 3 и [11]) с $M > 1900$ МэВ распадные ширины $\Gamma > 200$ –300 МэВ. Для не очень достоверных состояний (со статусом ** и *) данные по ширинам и другим свойствам определены довольно плохо. Поэтому в графе Γ часто приводится несколько значений ширин, определенных в разных исследованиях. Так, для $N(2000)$ значение $\Gamma \approx 170$ МэВ найдено при фазовом анализе реакции $\pi^- + p \rightarrow \Sigma + K$, а значение $\Gamma = 95 \pm 20$ МэВ — при анализе реакции $\pi N \rightarrow \pi N$ (в этом опыте $M = 1882 \pm 10$ МэВ).

(см. [79]). Эта реакция выделялась при анализе тех же триггерных событий с тремя заряженными частицами в конечном состоянии, которые обрабатывались ранее при исследовании реакций

$$\begin{aligned}
 p + N &\rightarrow (K^+ K^- p) + N, \\
 p + N &\rightarrow [\Sigma(1385)^0 K^+] + N, \\
 p + N &\rightarrow (\Sigma^0 K^+) + N
 \end{aligned}$$

(см. разделы 6.1–6.5).

Для отбора событий (67) использовались следующие критерии:

1. События с тремя заряженными частицами в конечном состоянии должны удовлетворять критерию упругости по энергии:

$$65 < E_p + E_{\bar{p}} + E_p < 75 \text{ ГэВ}.$$

2. При идентификации вторичных частиц в детекторе RICH методом максимального правдоподобия требовалось, чтобы однозначно были идентифицированы протон и антипротон. Третья частица считалась протоном (из-за сохранения барионного числа), даже если вероятность $pp\bar{p}$ -гипотезы отличалась от наилучшей незначительно.

В результате использования этих критериев было отобрано 7100 событий типа (67). Для проверки правильности идентификации событий были построены спектры эффективных масс в предположении, что в конечном состоянии образуются pK^+K^- - или $p\pi^+\pi^-$ -системы. В соответствующих спектрах отсутствуют пики $\Lambda(1520)$, $\phi(1020)$ или $\Delta(1232)$, характерные для процессов образования этих систем.

Исследование распределения событий (67) по P_T^2 показывает, что в области малых поперечных импульсов ($P_T^2 < 0,075 \text{ ГэВ}^2$) основной вклад в образование $pp\bar{p}$ -системы вносят когерентные процессы дифракционного рождения на ядре углерода, отвечающие значению параметра наклона $b \gtrsim 30 \text{ ГэВ}^{-2}$. В связи с поисками распадов экзотических барионов по каналу с испусканием бариония, сильно связанного с $p\bar{p}$ -каналом (см. (94)), следует отметить, что вообще данные о возможном существовании таких бариониев носят противоречивый характер (см., например, обзоры [81, 82]). В экспериментах [83–88] сообщалось о наблюдении узких бариониевых резонансов с массами 1,93, 2,02 и 2,20 ГэВ. В то же время в работах [89–92] не обнаружено статистически значимых особенностей в спектрах эффективных масс $p\bar{p}$ -системы.

Данные по реакции (67) использовались для дальнейшего исследования проблемы возможного существования бариониев и других экзотических адронов. Исследовались спектры инвариантных масс систем $p\bar{p}$, pp и $pp\bar{p}$ в реакции (67) для когерентной области и для всех событий. Распределения фитировались гладкими функциями и не содержали четко выраженных структур на уровне, превышавшем два стандартных отклонения.

Полученные данные использовались для оценки верхних границ сечений образования аномально-узких тяжелых мезонных и барионных резонансных состояний в дифракционном процессе (67). Соответствующие оценки приведены на рис. 21. Сравнение с данными некоторых других работ проводится в [79] и в табл. 10.

Таблица 10. Сечения рождения $p\bar{p}$ -состояний (нб/нуклон)

Реакция	Литература	Масса $M_{p\bar{p}}$, ГэВ		
		1,93	2,02	2,20
$ep \rightarrow epp\bar{p}$	[87]	—	$6,6 \pm 2,2$	$5,0 \pm 2,5$
$\gamma p \rightarrow p\bar{p}$	[92]	$< 0,5$	$< 0,77$	$< 0,72$
$\pi^- p \rightarrow p\bar{p}\pi$	[86]	16 ± 7	48 ± 13	17 ± 5
$\pi^+ p \rightarrow p\bar{p}\pi$	[88]	—	23 ± 4	< 12
$pp \rightarrow p\bar{p}p$	[90]	< 10	< 15	< 19
$pN \rightarrow p\bar{p}N$ (сотрудничество СФИНКС)	[79]	$< 1,1$	< 7	$< 2,5$

В опытах на установке СФИНКС исследовалась также дифракционная реакция

$$p + N \rightarrow (p\bar{p}\pi^0) + N. \quad (95)$$

Зарегистрировано 195 событий (95). Однако ввиду малости этой статистики исследования спектров масс вторичных частиц в (95) не дают в настоящее время статистически значимых результатов.

7. Результаты других экспериментов по поискам экзотических барионов

Если в разделах 5 и 6 обсуждались, главным образом, опыты по поискам криптоэкзотических барионов со скрытой странностью, то в этом разделе мы кратко рассмотрим данные некоторых других исследований по поискам разных типов экзотических барионов.

7.1. Эксперименты по поискам экзотических барионов в процессах с барионным обменом

Как отмечалось в разделе 4, в [29, 30] рассматривалась модель с экзотическими барионами с квантовыми числами $I = J = 5/2$ (E_{55} -барионы) и $I = J > 5/2$, основанная на анализе свержсходящихся правил сумм для рассеяния реджеонов на барионах. Предлагалось искать такие барионы в процессах с барионным обменом типа

$$\pi^+ + p \rightarrow (E_{55}^{+++})_f + \pi_b^- \quad (96)$$

(индексы "f" и "b" означают частицы, вылетающие вперед и назад в лабораторной системе). Предполагается, что основными каналами распада подобных экзотических барионов являются процессы типа $(I, J) \rightarrow (I-1, J-1) + \pi$, например

$$E_{55} \rightarrow \Delta + \pi. \quad (97)$$

Поиски E_{55} -барионов проводились в нескольких экспериментах по обратному рассеянию и в других реакциях (см. обзор данных в [31], а также [93–95]). В качестве примера рассмотрим результаты, полученные на ускорителе ИТЭФ в измерениях на искровом магнитном спектрометре ТИСС-3, в которых исследовались реакции

$$\pi^+ p \rightarrow (p\pi^+\pi^+)_f + \pi_b^-, \quad (98)$$

$$\pi^+ p \rightarrow (p\pi^+\pi^+)_f + \pi^0 + \pi_b^- \quad (99)$$

при импульсе $P_{\pi^+} = 3,94$ ГэВ [93].

Суммарные результаты исследования спектра эффективных масс $p\pi^+\pi^+$ -системы в реакциях (98) и (99) представлены на рис. 22. Авторы [93] делают вывод, что

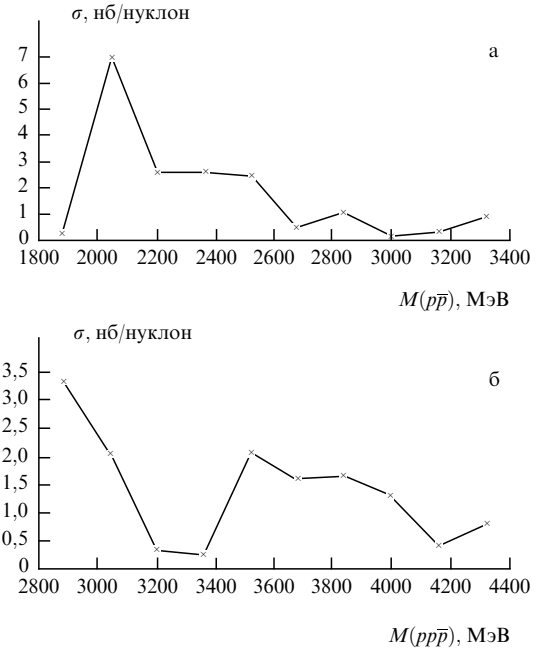


Рис. 21. (а) Верхние пределы для сечений дифракционного образования тяжелых узких мезонных резонансов ($\Gamma \leq 50$ МэВ), распадающихся по каналу $M \rightarrow p\bar{p}$ в реакции $p + N \rightarrow Mp + N$. (б) Верхние пределы для сечений дифракционного образования тяжелых узких барионных резонансов B ($B \rightarrow p\bar{p}\pi$) в реакции $p + N \rightarrow B + N$

результаты их исследований не противоречат существованию трех экзотических состояний с изоспином $I = 5/2$ с параметрами

$$M_1 = 1,39 \pm 0,01 \text{ ГэВ}, \quad \Gamma_1 = 40 \pm 20 \text{ МэВ}; \quad (100)$$

$$M_2 = 1,48 \pm 0,01 \text{ ГэВ}, \quad \Gamma_2 = 60 \pm 30 \text{ МэВ}; \quad (101)$$

$$M_3 = 1,62 \pm 0,01 \text{ ГэВ}, \quad \Gamma_3 = 80 \pm 50 \text{ МэВ}. \quad (102)$$

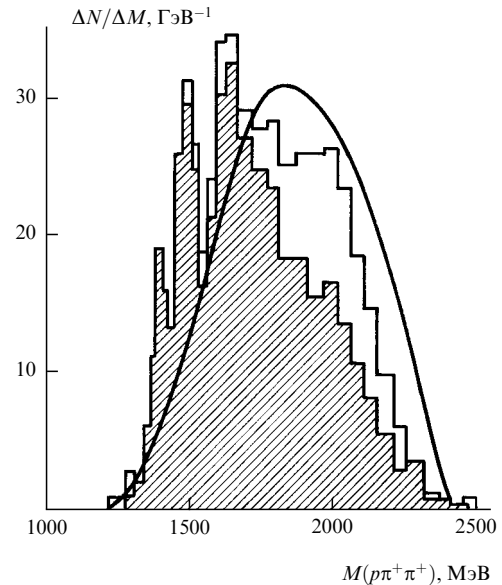


Рис. 22. Суммарный спектр эффективных масс $p\pi^+\pi^+$ -систем в реакциях (98) и (99) [93]. Заштрихованная гистограмма соответствует событиям, согласующимся с образованием $\Delta(1232)^{++}\pi^+$ -системы. Кривая описывает сумму кривых фазовых объемов для описания спектра $p\pi^+\pi^+$ в реакциях (98) и (99)

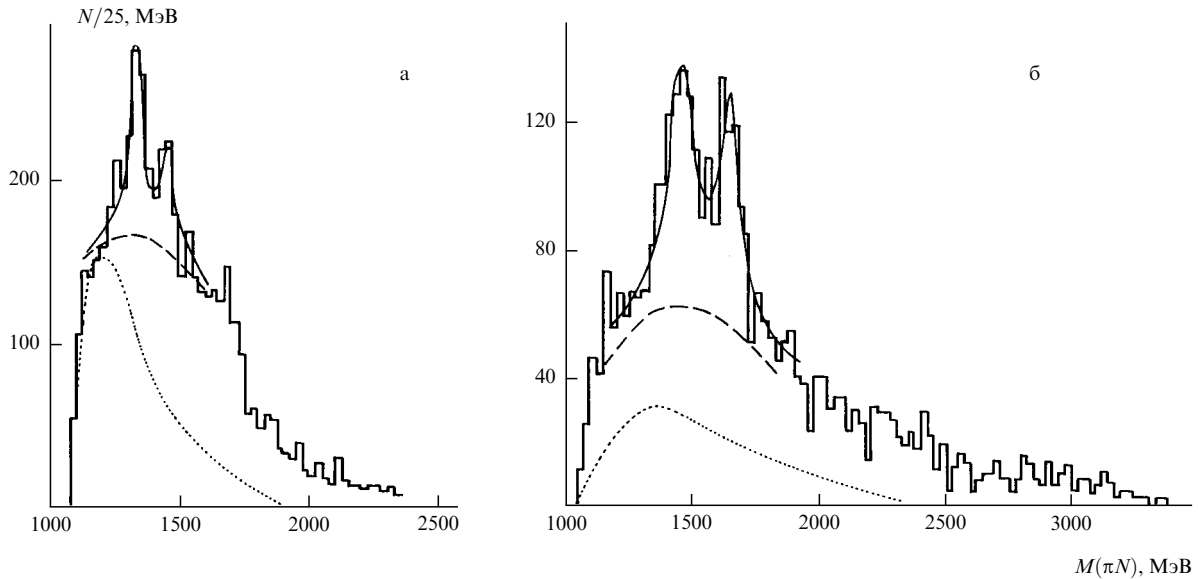
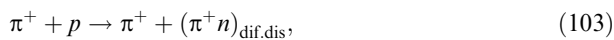


Рис. 23. Суммарные спектры эффективных масс πN -системы в реакциях дифракционной диссоциации (103) и (104): (а) в области $|t'| < 0,1 \text{ ГэВ}^2$; (б) в области $|t'| > 0,2 \text{ ГэВ}^2$. Сплошные и штриховые линии показывают результаты фитирования спектров брейт-вигнеровскими кривыми (с параметрами табл. 11) и гладким фоном. Вклад порогового механизма типа Дека показан пунктирными линиями. Узкий пик с массой $1344 \pm 5 \text{ МэВ}$ и шириной $66 \pm 14 \text{ МэВ}$ на рис. 23а имеет статистическую значимость, превышающую пять стандартных отклонений

Следует, однако, отметить, что статистическая значимость этих данных очень зависит от метода проведения фоновой кривой и является недостаточной.

Данные, полученные в опытах с пузырьковыми камерами (см. [31, 94]), отличаются еще худшей статистической обеспеченностью. Результаты различных опытов не очень согласуются между собой. Поэтому вопрос о возможном существовании E_{55} -барионов остается пока открытым.

7.2. Исследование реакций дифракционной диссоциации $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + (\pi^+ n)_{\text{dif.dis}}$ и $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + (\pi^0 p)_{\text{dif.dis}}$
В экспериментах с жидководородной двухметровой пузырьковой камерой CERN в пучке π^+ -мезонов с импульсом 16 ГэВ выделялись реакции дифракционной πN -диссоциации протонов мишени [43]



Для выделения этих процессов дифракционной диссоциации и отделения их от других реакций ($\pi^+ p \rightarrow \rho^+ p$, $\pi\Delta$ и т.д.) использовался специальный метод фильтрации событий (так называемый РРА-анализ; см. [96]).

Получены суммарные спектры эффективных масс πN -системы в дифракционных реакциях (103) и (104) в области малых переданных импульсов: $|t'| < 0,1 \text{ ГэВ}^2$ (рис. 23а) и промежуточных переданных импульсов: $|t'| > 0,2 \text{ ГэВ}^2$ (рис. 23б). В этих спектрах проявляются три барионные структуры, основные параметры которых представлены в табл. 11. На рис. 23 показан также вклад пороговых эффектов типа Дека в континуум этих массовых спектров. Оставшаяся часть этого континуума может быть обусловлена суммарным вкладом ряда известных изобар, наблюдавшихся ранее в πN -реакциях формирования.

Таблица 11. Данные о структуре в суммарных спектрах эффективных масс $[(\pi^+ n) + (\pi^0 p)]_{\text{dif.dis}}$ для дифракционных реакций (103) и (104) [43]

Масса, МэВ	Ширина, МэВ	Сечение дифракционного образования, мкб	Наклон b , ГэВ^{-2} (для t' -распределения $d\sigma/d t' = A \exp bt'$)
1344 ± 5	66 ± 14	26 ± 6	$9,0 \pm 0,2$
1451 ± 7	132 ± 22	48 ± 11	$3,8 \pm 0,2$
1639 ± 7	96 ± 20	29 ± 8	$3,4 \pm 0,2$

В [43] проведен также анализ ряда других данных, полученных в дифракционных процессах с образованием πN - и $\pi\pi N$ -систем. Показано, в частности, что при изучении $\pi\pi N$ -системы наблюдаются барионные состояния с усредненными значениями параметров

$$\begin{aligned} M &= 1450 \pm 3 \text{ МэВ}, \quad \Gamma = 98 \pm 7 \text{ МэВ}; \\ M &= 1705 \pm 3 \text{ МэВ}, \quad \Gamma = 84 \pm 4 \text{ МэВ}. \end{aligned} \quad (105)$$

На рис. 24 сопоставлены данные о массах возможных барионных структур с изотопическими спинами $I = 1/2$, полученные в опытах по дифракционному образованию и в реакциях формирования, т.е. в резонансных процессах в s -канале (см. раздел 4.2 и табл. 3).

Обсуждались возможные различия между барионными состояниями, полученными в этих двух совершенно разных классах реакций. Сделан вывод, что по крайней мере состояние $X(1344)$ (рис. 23а) существенно отличается по своим свойствам (по массе и ширине) от N^* -изобар, наблюдаемых в реакциях формирования. В частности, $X(1344)$ -состояние характеризуется сравнительно малой шириной. Все попытки объяснить эту структуру как результат интерференции между P -волновой амплитудой пороговой нерезонансной особенности типа Дека и известной изобарой $P_{11}(1470)$ оказались несостоятельными. Поэтому в [43] высказывается предположение, что $X(1344)$ -состояние, не укладывающееся в

схему барионных изобар обычного qqq -типа, возможно, является криптоэкзотическим пятикварковым барионом $|qqqq\bar{q}\rangle$, состоящим из u - и d -кварков.

7.3. Поиски узких s -канальных резонансов с малыми ширинами в реакциях π^-p -взаимодействия

Поиски узких барионных нестранных резонансов, образующихся в реакциях формирования в π^-p -взаимодействиях, проводились в двух экспериментах [97, 98] на ускорителе PS CERN в пучке пионов, в котором импульс P_{π^-} мог измеряться с погрешностью $\Delta P/P \approx 5 \cdot 10^{-4}$. В этих опытах осуществлялось прецизионное сканирование сечений соответствующих процессов по первичному импульсу.

В опыте [97] измерялось сечение упругого π^-p -рассеяния в области углов в с.ц.м., близких к 90° . Энергетическое сканирование сечений упругого рассеяния проводилось в области импульсов P_{π^-} от 5,75 до 13,02 ГэВ ($3,42 < M(\pi^-p) < 5,03$ ГэВ) в 22 интервалах, каждый из которых при измерениях P_{π^-} разбивался на миниинтервалы $\Delta P/P = 5 \cdot 10^{-4}$ (всего 1700 точек по энергии со статистикой в каждой точке, соответствующей светимости 0,4 события/нб).

Чувствительность измерений [97] к барионным s -канальным резонансам определялась произведением ΓX^2 , где Γ — ширина резонанса, X — степень его упругости (т.е. $X = \Gamma(\pi^-p)/\Gamma$). В [97] могли быть обнаружены нестранные барионные резонансы с шириной $\Gamma > 0,1$ МэВ и упругостью X , большей нескольких процентов. В пределах этой чувствительности никаких резонансных особенностей не было найдено. Верхние пределы для ΓX^2 (на уровне шести стандартных отклонений) для разных масс возможных резонансов лежат в пределах $\Gamma X^2 < (0,2-2) \cdot 10^{-4}$ МэВ.

В эксперименте [98] той же группы осуществлялось энергетическое сканирование полных сечений π^-p -взаимодействий в диапазоне первичных импульсов P_{π^-} от 2 до 14 ГэВ ($2,16 < M(\pi^-p) < 5,21$ ГэВ). Полные сечения определены для 4500 миниинтервалов по импульсу со статистической погрешностью в каждом таком бине $\Delta\sigma/\sigma = \pm 0,3\%$. В отличие от опытов по сканированию сечений упругого рассеяния, измерения полных сечений обладают чувствительностью к барионным резонансам, определяемой произведением ΓX (т.е. на них не так сильно влияет упругость барионного резонанса X). Однако уровень нерезонансного фона под возможными пиками на несколько порядков превышает уровень фона в процессах упругого рассеяния. Поэтому при измерениях сечений становится важным учет возможных нестатистических флуктуаций.

В опытах [98] также не было найдено статистически значимых резонансных структур. Чувствительность измерений на уровне шести стандартных отклонений зависит от ширины и степени упругости резонанса как $X\sqrt{\Gamma}(J+1/2)/(I+1/2) = A$, где J — спин, I — изотопический спин, Γ — в МэВ, X — в процентах. Величина A зависит от первичного импульса и меняется от $A \approx 7$ для $P_{\pi^-} = 2$ ГэВ до $A \approx 100$ для $P_{\pi^-} = 14$ ГэВ. В этих опытах исключено существование тяжелых нестранных барионов с распадными ширинами, большими нескольких МэВ, и со степенью упругости больше нескольких процентов.

Заметим, однако, что для квазиэксклюзивных пятикварковых барионов со скрытой странностью $|qqqs\bar{s}\rangle$ из-за правила отбора OZI степень упругости X может быть

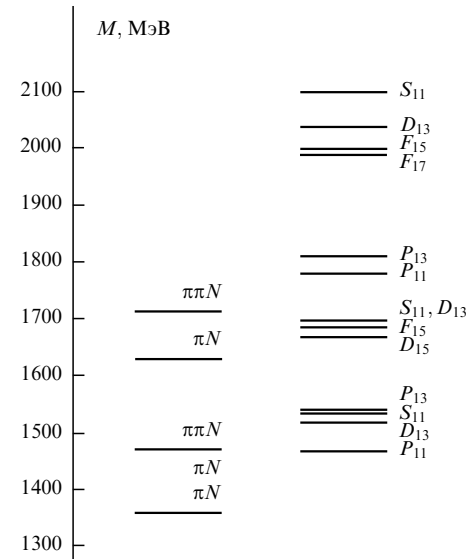


Рис. 24. Массы барионных πN - и $\pi\pi N$ -структур, наблюдаемых в процессе дифракционного образования (слева) и в реакциях формирования (справа)

очень малой (вплоть до 10^{-3}). Поэтому результаты экспериментов [97, 98] могут быть недостаточно чувствительными для регистрации таких криптоэкзотических состояний.

Детальное энергетическое сканирование сечений упругого π^-p -рассеяния в области значений P_{π^-} от 1,34 до 1,49 ГэВ, в которой лежит порог реакции $\pi^- + p \rightarrow \eta' + n$ ($P_{\pi^-}(\eta')_{\text{thres}} = 1431,7 \pm 0,6$ МэВ), было проведено в [99]. Одновременно этой же группой исследовалось поведение сечения реакции $\pi^- + p \rightarrow \eta' + n$ вблизи порога [100]. При сканировании сечений упругого π^-p -рассеяния (в 81 точке изучаемого импульсного интервала) проявляется некоторая узкая структура с массой $M(\pi^-p) = 1876$ МэВ ($P_{\pi^-} = 1389$ МэВ) и шириной $\Gamma \approx 4$ МэВ (с достоверностью на уровне пяти стандартных отклонений). Эта структура лежит ниже порога образования η' -мезона. Возможно, что имеет место также структура с массой 1899 МэВ и шириной 5 МэВ, лежащая несколько выше этого порога. Однако ее достоверность составляет только три стандартных отклонения.

С другой стороны, околороговая зависимость сечения $\sigma(\pi^-p \rightarrow \eta'n)$ от импульса p^* в с.ц.м. носит необычный характер: она падает с ростом p^* . Это может быть объяснено предположением, что в реакции образования η' -мезона проявляется узкий "подпороговый" резонансный пик с массой 1890 МэВ и шириной 2–10 МэВ. Все эти результаты требуют дальнейших подтверждений, так как их статистическая значимость явно недостаточна.

7.4. Некоторые другие исследования

В конце 70-х годов сообщалось о наблюдении некоторых других узких барионных структур с массами, большими 2 ГэВ (в спектрах масс $\Lambda\pi\pi$, $\Lambda\pi\pi\pi$ и $\Sigma\omega$; см., например, данные, приведенные в [34, 35]). Такие состояния также могли бы рассматриваться как возможные кандидаты в криптоэкзотические барионы. Однако эти данные, по-видимому, сообщались только в материалах конференций и с тех пор не были опубликованы. Поэтому мы не

будем их здесь рассматривать. Приводились и другие результаты, которые требуют дополнительных исследований (см., например, [101]).

В течение длительного времени в опытах по K^+p -рассеянию проводился поиск барионных резонансов с экзотическим значением странности $S = +1$ ($qqqq\bar{s}$) — так называемые Z -барионы). Результаты этих опытов суммированы в таблице PDG [11], где приведена также соответствующая библиография. Отмечается, что исследования Z -барионов, проводившиеся уже более двадцати лет, не привели к сколько-нибудь однозначным результатам. Их дальнейшие перспективы выглядят не слишком обнадеживающими.

8. Экзотические состояния с тяжелыми кварками

Рассмотрим возможные экзотические состояния с тяжелыми c - и b -кварками. В [102–105] было показано, что такие состояния могут обладать очень специфическими свойствами. В частности, можно ожидать, что среди самых легких многокварковых адронов этого типа со странностью и чармом, или со странностью и прелестью, или с прелестью и чармом реализуются адроны с открытой экзотикой, т.е. с явно экзотическими значениями электрического заряда и аромата (странности, изоспина, очарования и т.д.).

Более того, оказывается вполне возможным, что такие тяжелые экзотические адроны не только существуют, но будут даже квазистабильными и могут распадаться только благодаря слабому или электромагнитному взаимодействиям.

Все эти новые свойства адронов, в состав которых входят кварки с четырьмя различными ароматами (например, c, s, u, d), вытекают из общего принципа "максимальной ароматной антисимметрии", сформулированного Липкиным [102]. Согласно этому принципу (или, скорее, гипотезе) при прочих равных условиях наиболее сильно связанными оказываются кварковые системы, характеризующиеся максимальной возможной антисимметрией кварковых ароматов (как для кварков, так и для антикварков). Например, система $u\bar{u}d\bar{s}$ будет более связанной, чем $u\bar{u}d\bar{s}$ и т.д. Это означает также, что для шестикварковых конфигураций из легких кварков наиболее связанной является система $H = udsuds$, для которой не более двух кварков находятся в состояниях с одинаковыми ароматами.

Рассмотрим в качестве примера четырехкварковые мезоны $qq\bar{q}\bar{q}$. Если в их состав входят только u - и d - и s -кварки, то для наиболее связанных систем одна кварк-антикварковая пара (например, $u\bar{u}$ для системы $u\bar{u}d\bar{s}$, рассмотренной ранее) будет характеризоваться противоположными значениями одного и того же аромата, т.е. соответствовать нулевому суммарному значению аромата. В этом случае квантовые числа адрона определяются оставшейся $q\bar{q}$ -парой (в нашем случае $d\bar{s}$), т.е. адрон имеет криптоэкзотические квантовые числа.

Итак, из ароматной антисимметрии следует, что наиболее легкие и сильно связанные (узкие) $qq\bar{q}\bar{q}$ -адроны из u -, d - и s -кварков являются криптоэкзотическими. Слабосвязанные системы с явной экзотикой (типа $u\bar{u}d\bar{s}$) могут иметь очень большие распадные ширины и оказываются тогда практически ненаблюдаемыми.

Если в состав $qq\bar{q}\bar{q}$ -мезонов входят кварки с четырьмя различными ароматами, то ситуация меняется. Теперь уже принцип "ароматной антисимметрии" позволяет среди самых легких очарованных мезонов этого типа иметь состояния с явно-экзотическими значениями квантовых чисел, например мезоны $\tilde{F}_S = c\bar{s}u\bar{d}$ с "неправильным" (т.е. экзотическим) значением странности или $\tilde{F}_I = c\bar{s}(q\bar{q})_{I=1}$ с "неправильным" изоспином. Свойства таких мезонов обсуждаются в [102–105].

Возможно также существование пятикварковых явно-экзотических барионов ("пентакварков") типа $P^0 = \bar{c}s\bar{u}ud$ или аналогичных антипрелестных барионов [106]. В [102–106] приведены аргументы в пользу квазистабильного характера $\tilde{F}_S, \tilde{F}_I, P^0$, что обусловлено свойствами хромоматного взаимодействия между кварками. Свойства ряда экзотических состояний с тяжелыми c - и b -кварками представлены в табл. 12.

Для поисков адронов с тяжелыми кварками в экспериментах на пучках частиц высоких энергий необходим тщательный выбор процессов их возможного образования, которые, с одной стороны, должны характеризоваться достаточно большими сечениями (не менее чем несколько нб или даже десятки нб), а с другой стороны, — благоприятными фоновыми условиями и прежде всего незначительным комбинаторным фоном. Эти два требования часто бывает нелегко совместить. В частности, для большинства эксклюзивных реакций с очень малым комбинаторным фоном, с успехом используемых для поисков экзотических состояний с легкими кварками в области промежуточных энергий, при высоких энергиях сечения становятся слишком малы. Конечно, если тяжелый адрон является квазистабильным, как это можно ожидать для некоторых типов частиц, представленных в табл. 12 (P -барионы, \tilde{F}_S -мезоны и др.), и имеет время жизни порядка 10^{-13} с (слабые распады), он может быть непосредственно зарегистрирован в прецизионном вершинном детекторе. Это устраняет комбинаторный фон и позволяет использовать инклюзивные реакции для поисков таких частиц в широкой кинематической области.

Для более тяжелых экзотических адронов с массивными кварками, распадающимися благодаря сильным взаимодействиям, для снижения комбинаторного фона могут быть использованы инклюзивные процессы образования в области фрагментации (см. раздел 4.3.3).

8.1. О возможных поисках пентакварковых очарованных барионов

Рассмотрим перспективы поисков тяжелых экзотических барионов P^0, P^- и мезонов \tilde{F}_S^0 с очарованными и странными кварками, о которых говорилось в предыдущем разделе, в опытах при высоких энергиях (несколько сот ГэВ и выше). Первые попытки поисков P^0 -барионов имели место в эксперименте E791 (Fermilab) в π^-N -взаимодействиях при $E_\pi \approx 500$ ГэВ [108].

Однако, как следует из кваркового состава тяжелых экзотических адронов, особенно перспективными представляются поиски этих состояний в интенсивных пучках частиц со странными кварками и прежде всего в пучках отрицательно заряженных частиц с большими продольными импульсами ($x_F > 0,75-0,8$), которые в силу кинематических и динамических условий своего образования обогащены гиперонами (Σ^- -гипероны составляют более 50 % частиц в таком первичном пучке).

Таблица 12. Некоторые типа экзотических адронов с тяжелыми кварками

Тип экзотических частиц	Обозначение	Кварковый состав	Квантовые числа	Схемы распада
Странно-очарованные мезоны с явно-экзотическим набором квантовых чисел I, S, C и криптоэкзотические мезоны этого типа [102, 103]	\tilde{F}_S^0	$c\bar{s}u\bar{d}$	$(I, S, C) = (0, -1, +1)$	$\tilde{F}_S^0 \rightarrow D^+ K^- \rightarrow K^- K^- \pi^+ \pi^+$. Если масса мезона лежит ниже порога DK , то имеет место слабый распад $\tilde{F}_S^0 \rightarrow K^- K^- \pi^+ \pi^+$
	$\left. \begin{matrix} \tilde{F}_I^{++} \\ \tilde{F}_I^+ \\ \tilde{F}_I^0 \end{matrix} \right\} c\bar{s}(q\bar{q})_{I=1}$	$c\bar{s}(u\bar{d})$ $c\bar{s}(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$ $c\bar{s}(d\bar{u})$	$(I, S, C) = (1, 1, 1)$	$\tilde{F}_I^{++} \rightarrow D^+ K^+; D_s^+ \pi^+$ $\tilde{F}_I^+ \rightarrow D_s^+ \pi^0; D^+ K_s^0$ $\tilde{F}_I^0 \rightarrow D_s^+ \pi^-; D^0 K_s^0$
	F_x^+	$c\bar{s}(q\bar{q})_{I=0}$	$(I, S, C) = (0, 1, 1)$	Электромагнитные распады: $F_x^+ \rightarrow D_s^+ + 2\gamma$ (переход $0^+ \rightarrow 0^+$); $D_s^+ \pi^0; D_s^+ \pi^0 \gamma$, если $M(F_x) < M(D) + M(K)$
Прелестно-прелестные, прелестно-очарованные и т.д. мезоны с двумя тяжелыми кварками [104]		$QQ\bar{q}\bar{q}$ и т.д.	$B = 2$ или $B = 1, C = 1$ и т.д.	КХД-анализ показал, что самые легкие состояния типа $b\bar{b}u\bar{d}, b\bar{c}u\bar{d}$, по-видимому, должны быть стабильными относительно сильных и электромагнитных взаимодействий
Странно-антиочарованные барионы с экзотическими квантовыми числами [106]	P^0 P^-	$\bar{c}s u u d$ $\bar{c}s u d d$	$(I, S, C) = (1/2, -1, -1)$	$P^0 \rightarrow p \phi \pi^-; p \eta \pi^-; AK^+ \pi^-$ (слабые распады). С большой вероятностью эти состояния стабильны относительно сильных и электромагнитных взаимодействий
	$P_{I=0}'^-$	$\bar{c}s s u d$	$(I, S, C) = (0, -2, -1)$	$P'^- \rightarrow \Sigma^- \phi; AK^- K^0$ (слабые распады). Эти состояния могут быть стабильны относительно сильных и электромагнитных взаимодействий
	$P_{I=1}'^{0,-,-}$	$\bar{c}s s(q\bar{q})_{I=1}$	$(I, S, C) = (1, -2, -1)$	
Аналогичные состояния с b -кварками		$\bar{b}s q q q$ $\bar{b}s s q q$		
Криптоэкзотические мезоны со скрытым очарованием (четыре-кварковые мезоны и гибриды)	$M_\psi^{(1)}$ M_ψ^0 $M_{\psi\phi}$ H_ψ	$c\bar{c}(q\bar{q})_{I=1}$ $c\bar{c}(q\bar{q})_{I=0}$ $c\bar{c}s\bar{s}$ $c\bar{c}g$	$(I, S, C) = (1, 0, 0)$ $(I, S, C) = (0, 0, 0)$	$M_\psi^{(1)} \rightarrow \psi \pi; \psi \rho$ $M_\psi^{(0)} \rightarrow \psi \eta; \psi \eta'; \psi \omega$ $M_{\psi\phi} \rightarrow \psi \phi; \psi K\bar{K}$ $H_\psi \rightarrow \psi \eta; \psi \eta'$
Аналогичные состояния со скрытой прелестью	$M_Y^{(1)}$ и т.д.	$b\bar{b}(q\bar{q})_{I=1}$ и т.д.		$M_Y^{(1)} \rightarrow Y \pi$
Криптоэкзотические барионы со скрытым очарованием	B_ψ Y_ψ	$c\bar{c} q q q$ $c\bar{c} s q q$	$I = 3/2$ и $I = 1/2$ $I = 0$ и $I = 1$	$B_\psi \rightarrow \psi N; A_c^+ \bar{D}$ $Y_\psi \rightarrow \psi Y; A_c^+ D_s^-$
Аналогичные барионы со скрытой прелестью	B_Y и т.д.	$b\bar{b} q q q$	$I = 3/2$ и $I = 1/2$ и т.д.	$B_Y \rightarrow Y N$
Примечание. Различные распадные каналы для странно-очарованных мезонов, часть из которых приведена в таблице, определяются значениями масс этих частиц: $M(\tilde{F}) > M(DK)$, $M(DK) > M(\tilde{F}) > M(D_s \pi)$, $M(D_s \pi) > M(\tilde{F})$. Так, для \tilde{F}_I -мезонов с $M(\tilde{F}_I) < M(D_s \pi)$ возможны лишь электромагнитные и слабые распады, а для \tilde{F}_S^0 -мезонов с $M(\tilde{F}_S^0) < M(DK)$ — только слабые распады. Обозначения для мезонов с явной экзотикой: \tilde{F}_S — частицы с "неправильной" странностью, \tilde{F}_I — частицы с "неправильным" изоспином. Таблица не претендует на полноту. Рассматривались и другие экзотические состояния с прелестными и очарованными кварками (см., например, [107]).				

Таблица 13. Данные для сечений образования очарованных барионов $P^0 = |\bar{c}suud\rangle$, $P^- = |\bar{c}sddu\rangle$ и $\Xi_c^+ = |csu\rangle$ в $\Sigma^- N$ -взаимодействиях

$\Xi_c^+ = csu\rangle \rightarrow \Lambda K^- \pi^+ \pi^+$ (слабый распад)	$P^0 = \bar{c}suud\rangle \rightarrow \phi p \pi^-; \Lambda K^+ \pi^-$ $P^- = \bar{c}sddu\rangle \rightarrow \phi p \pi^- \pi^-; \Lambda K^+ \pi^- \pi^-$
$\Sigma^- + N \rightarrow \Xi_c^+ + X$ $\quad \quad \quad \hookrightarrow \Lambda K^- \pi^+ \pi^+$	$\Sigma^- + N \rightarrow P^0 + X$ $\quad \quad \quad \hookrightarrow \phi p \pi^-$ $\quad \quad \quad \hookrightarrow \Lambda K^+ \pi^-$
$P_{\Sigma^-} = 135 \text{ ГэВ}$, $\sigma_{x_F > 0,6} \cdot \text{BR} \approx 0,5 \text{ мкб/нуклон}$. Экстраполяция на область $x_F > 0$ для $\frac{d\sigma}{dx_F} x(1-x_F)^3$ дает $\sigma_{x_F > 0} \cdot \text{BR} = 10-20 \text{ мкб/нуклон}$. Если $\text{BR}(\Xi_c^+ \rightarrow \Lambda K^- \pi^+ \pi^+) \approx 0,1$, то $\sigma_{x_F > 0,6} \approx 5 \text{ мкб/нуклон}$, $\sigma_{x_F > 0} \approx 100-200 \text{ мкб/нуклон}$, т.е. очень большие значения сечений, возникшие, возможно, из-за погрешностей в экстраполяции или в BR. Переход от $P_{\Sigma^-} = 135 \text{ ГэВ}$ к $P_{\Sigma^-} \approx 600 \text{ ГэВ}$ должен увеличить сечение примерно в пять раз, однако мы не будем учитывать этот фактор	$\Sigma^- + N \rightarrow P^- + X$ $\quad \quad \quad \hookrightarrow \Lambda K^+ \pi^- \pi^-$ $\quad \quad \quad \hookrightarrow \phi p \pi^- \pi^-$
Вместо трехкварковой системы Ξ_c в пентабарионах образуется пятикварковая система, т.е. происходит слияние с дополнительной ud -парой. Оценка фактора R , уменьшающего при этом сечение образования P -барионов по сравнению с сечением образования Ξ_c -барионов, из данных по образованию антидейтронов дает $R > 10^{-2}$: $\left. \begin{aligned} \sigma(P^0) \\ \sigma(P^-) \end{aligned} \right\} \approx R \cdot \sigma(\Xi_c) > 10^{-2} \sigma(\Xi_c)$ или $\sigma(P)_{x_F > 0,6} > 50 \text{ нб/нуклон}$, $\sigma(P)_{x_F > 0} > 1-2 \text{ мкб/нуклон}$	
<i>Примечание.</i> При оценке фактора $R \gtrsim 10^{-2}$ для сечения образования экзотического бариона (слияние с дополнительной ud -парой) можно (аналогично [108]) использовать данные для выходов антидейтронов $\bar{d}/\bar{p} \sim 10^{-3}$ (слияние с дополнительными тремя кварками). Оценка $R \sim 10^{-2}$ представляется заниженной, так как антидейтрон \bar{d} — это слабосвязанная система, что дополнительно уменьшает соответствующие выходы; в реакции образования P^0 происходит передача двух кварков из первичного Σ -гиперона (sd) в P^0 , а при образовании P^- — даже трех кварков sdd . Хорошо известно, что для случая таких "общих кварков" сечения соответствующих процессов растут.	

В гиперонных пучках могут происходить следующие реакции [109–110]:

$$\Sigma^- + N \rightarrow |\bar{c}suud\rangle^0 + X \quad (106)$$

$$\quad \quad \quad \hookrightarrow p \phi \pi^-, \Lambda K^+ \pi^-$$

для P^0 -барионов,

$$\Sigma^- + N \rightarrow |\bar{c}sudd\rangle^- + X \quad (107)$$

$$\quad \quad \quad \hookrightarrow \Lambda K^+ \pi^- \pi^-$$

для P^- -барионов,

$$\Sigma^- + N \rightarrow |cs\bar{u}\bar{d}\rangle^0 + X \quad (108)$$

$$\quad \quad \quad \hookrightarrow K^- K^- \pi^+ \pi^+$$

для \tilde{F}_S -мезонов.

При этом предполагается, что P^0 , P^- и \tilde{F}_S^0 являются квазистабильными частицами. Их слабые распады могут быть зарегистрированы в вершинных детекторах установок аналогично распадам других очарованных частиц. Фоновые условия для подобных опытов будут достаточно хорошими, так как регистрация слабого распада частиц в вершинном детекторе устраняет комбинаторный фон.

Если же гипотеза о квазистабильном характере частиц P^0 , P^- и \tilde{F}_S не оправдается (т.е. их масса будет слишком велика) и будут происходить сильные распады этих адронов, то фоновая ситуация станет существенно более тяжелой. Тогда для их обнаружения могут быть использованы инклюзивные реакции (106)–(108) в области фрагментации, т.е. $x_F > 0,6$ (см. раздел 4.3.3).

В качестве иллюстрации в табл. 13 приведены оценки сечения образования пентакварковых P -барионов в

условиях эксперимента E781 на гиперонном пучке ускорителя Tevatron (Fermilab). (Этот эксперимент сейчас находится в стадии подготовки.) Эти оценки основаны на экспериментальных данных для сечений образования странно-очарованных барионов в $\Sigma^- N$ -взаимодействиях [111].

Расчеты показывают, что, если даже оценка сечений образования пентакварковых очарованных барионов P в табл. 13 завышена на порядок, ожидаемая чувствительность опытов на гиперонном пучке ускорителя Tevatron (Fermilab) окажется достаточной для обнаружения этих частиц, если они существуют и являются квазистабильными или характеризуются не слишком большой распад-ной шириной: $\Gamma \lesssim 100-150 \text{ МэВ}$ (подробнее об этом см. в [49, 112]).

8.2. Криптоэкзотические барионы со скрытым очарованием

Рассмотрим вкратце криптоэкзотические барионы со скрытым чармом, для которых мы введем обозначение $B_\psi = |qqq\bar{c}\bar{c}\rangle$. Если масса этих барионов удовлетворяет условиям

$$M(B_\psi) < \left\{ \begin{aligned} M(P) + M(J/\psi) \\ M(P) + M(\eta_c) \end{aligned} \right\} \approx 3,9-4 \text{ ГэВ}, \quad (109)$$

то B_ψ -распады могут происходить только по каналам, запрещенным правилом отбора OZI. Соответствующие состояния должны иметь очень малые распад-ные ширины (меньше 1 МэВ). Такие барионы в какой-то степени напоминают мезоны со скрытым чармом (J/ψ -и ψ' -частицы).

В зависимости от квантовых чисел, которыми характеризуется $c\bar{c}$ -система в B_ψ -барионах, могут иметь место

следующие распадные каналы для этих частиц:

1. Распады через виртуальные орточармониевые состояния:

$$B_\psi \rightarrow p + (J/\psi)_{\text{virt}} \rightarrow p + (l^+ l^-). \quad (110)$$

Так как $\text{BR}(J/\psi \rightarrow l^+ l^-) \approx 0,12$, то можно ожидать для распада (110) с образованием лептонных пар относительную вероятность $\text{BR}[B_\psi \rightarrow p + (l^+ l^-)] \approx 0,1$. В спектре масс дилептонной системы в (110) следует ожидать преобладание области больших эффективных масс. Распадный канал (110) является достаточно удобным и перспективным для поисков B_ψ -барионов.

2. Распады через виртуальные парачармониевые состояния:

$$B_\psi \rightarrow p + (\eta_c)_{\text{virt}} \rightarrow p + (K^+ K^- \pi^+ \pi^-; 2\pi^+ 2\pi^-; K\bar{K}\pi; \eta\pi\pi). \quad (111)$$

Если рассматривать только полностью реконструируемые схемы распада, то из данных по распадам η_c -мезона можно ожидать суммарную вероятность для легко детектируемых распадов (111):

$$\text{BR}[B_\psi \rightarrow p + (\eta_c)_{\text{virt}} \rightarrow p + (K^+ K^- \pi^+ \pi^- \text{ и т. д.})] \approx 0,05. \quad (112)$$

Если масса B_ψ -бариона превышает 4,2 ГэВ, то будут происходить распады этого состояния, разрешенные правилом отбора OZI,

$$B_\psi^+ \rightarrow \begin{cases} p + J/\psi, \\ p + \eta_c, \\ \Lambda_c^+ + D^0 \end{cases} \quad (113)$$

и т.д. Хотя для $M(B_\psi) > 4,2$ ГэВ уже нельзя с полной определенностью предсказать существование узких барионных резонансов со скрытым чармом, сложная внутренняя структура этих частиц и влияние механизмов обесцвечивания при распадах и здесь могут привести к сравнительно малым ширинам для некоторых экзотических барионов. Поэтому их поиски при анализе распадных каналов (113) кажутся вполне оправданными.

Рассмотрим теперь возможные направления поисков B_ψ -барионов в опытах при высоких энергиях. Так как сечение образования чармованных кварк-антикварковых пар продолжает быстро расти в области до 1 ТэВ, эти опыты желательно проводить при энергиях, превышающих 400–600 ГэВ. В этой области энергий следует прежде всего рассмотреть процессы дифракционного образования криптоэкзотических барионов (см. раздел 4.3.1)

$$p + N \rightarrow |qqqc\bar{c}\rangle + N. \quad (114)$$

Как показал анализ, проведенный в [113] при использовании данных о дифракционном рождении барионов со скрытой странностью, можно ожидать, что сечение образования B_ψ -барионов в реакции (114) составляет 5–25 нб/нуклон. Такие барионы имеют шансы быть обнаруженными в специально поставленных опытах с высокой чувствительностью [113].

9. Заключение

Поиски экзотических барионов прошли сейчас только через самую начальную стадию, в которой, однако, получены интересные результаты, требующие дальней-

ших интенсивных исследований. Новые данные о кандидатах в экзотические барионы со скрытой странностью, о которых говорилось в разделах 5 и 6, должны быть получены в дальнейших опытах по образованию УК-состояний в дифракционных процессах в протонных пучках, в непериферических процессах в области значений $P_T^2 \gtrsim 0,3-0,5$ ГэВ², а также, может быть, при прецизионном энергетическом сканировании сечений в некоторых реакциях формирования.

Большой интерес могут представлять реакции фоторождения на сильноточных электронных ускорителях (Бонн, CIBAF). Следует провести поиски гиперонных состояний с дополнительной скрытой странностью в экспериментах в гиперонных пучках. И наконец, впереди нас ждут поиски очарованных экзотических пентакварковых P^0 -барионов и барионов со скрытым чармом в гиперонных опытах и в реакциях в протонных пучках высоких энергий.

Список литературы

1. *Proc. of the Second Int. Conf. on Hadron Spectroscopy* (KEK, Tsukuba, Japan, April 16–18, 1987), KEK Report 87-7 (1987)
2. *Glueballs, Hybrids and Exotic Hadrons: Workshop* (Upton, N.Y., August 29–September 1, 1988) (Ed. S-U Chung) (N. Y., 1989)
3. *Hadron-89 Proc. of the Third Int. Conf. on Hadron Spectroscopy* (Aiaccio, Corsica, September 23–27, 1989) (Ed. F Binon et al.) (Paris, 1989)
4. *Proc. of the First Biennial Conf. on Low Energy Antiproton Phys.* (Stockholm, July 2–6, 1990)
5. *Proc. of the Workshop on Science at the Kaon Factory, TRIUMF* (July 23–28, 1990) (Ed. D R Gill)
6. *Proc. of the Rheinfels Workshop on the Hadron Mass Spectrum* (St. Goar, Germany, September 3–6, 1990) (Eds E Klempt, K Peters); *Nucl. Phys. B* (Proc. Suppl.) **211** (1991)
7. *Proc. of the Workshop on Phys. and Detectors for DAΦNE, INFN* (Frascati, April 9–12, 1991) (Ed. G Pancheri)
8. *NAN-91 Proc. of the Workshop on Nucleon-Antinucleon Interactions* (Moscow, ITEP, July 8–11, 1991) (Ed. Yu S Kalashnikova et al.); *Yad. Fiz.* **55** № 5, 6 (1992)
9. *Hadron-91 Proc. of the Fourth Intern. Conf. on Hadron Spectroscopy* (College Park, August 12–16, 1991) (Ed. D Peaslee)
10. *LEAP-92 Proc. of the Second Biennial Conf. on Low Energy Antiproton, Phys. Courmayeur* (Aosta Valley, Italy, September 14–19, 1992) (Ed. C Guaraldo et al.)
11. Hikasa K et al. (PDG) *Phys. Rev. D* **45** 1 (1992)
12. Ландсберг Л Г *УФН* **160** 1 (1990)
13. Landsberg L G *Surveys in High Energy Phys.* **6** 257 (1992)
14. Ландсберг Л Г *ЯФ* **57** 47 (1994)
15. Close F E Preprint RAL-87-072 (Chilton, 1987)
16. Chung S-U Preprint BNL 40599 (Upton, 1987); Chung S-U *Nucl. Phys. A* **473** 511 (1988); Chung S-U *Z. Phys. C* **46** 111 (1990)
17. Kopke L, Wermes N *Phys. Rep.* **174** 67 (1989)
18. Palano A *Invited Talk on the XXII Recontres de Moriond* (March 1987); Preprint CERN EP/87-92 (Geneva, 1987)
19. Peters K, See [10] p.93
20. Dalitz R, in *Proc. of Conf. "Baryon Resonances-73"* (Purdue University, 1973) p.393
21. Hey A J G, Kelly R L *Phys. Rep.* **95** 71 (1983)
22. Close F E *An Introduction to quarks and partons* (N.Y.: Academic Press, 1979) [Перевод: Клоуз Ф *Кварки и партоны* (М.: Мир, 1982)]
23. Isgur N, Karl G *Phys. Lett. B* **72** 109 (1977); **74** 353 (1978); *Phys. Rev. D* **18** 4187 (1978); **19** 2653 (1979); **20** 1191 (1979); **21** 3175 (1980)
24. Burkert V D, See [6] p.232
25. Ishida S et al., Preprint Nihon University NUP-A-93-21 (Tokyo, 1993)
26. Ferrer A et al. *Z. Phys. C* **56** 215 (1992)
27. Jaffe R L *Phys. Rev. D* **15** 267, 281 (1977); **17** 1444 (1979)
28. Jaffe R L, Low F E *Phys. Rev. D* **17** 2105 (1979)
29. Григорян А А, Кайданов А Б *Письма в ЖЭТФ* **28** 318 (1978)

30. Григорян А А, Кайдалов А Б *ЯФ* **32** 540 (1980)
31. Смолянкин В Т и др., Препринт ИТЭФ 89-189 (М., 1989)
32. Chan Hong-Mo, Högaasen H *Phys. Lett. B* **72** 121 (1977); Chan Hong-Mo et al. *Phys. Lett. B* **76** 634 (1978)
33. Fukugita M *Invited Talk at the 1979 INS Symposium on Particle Physics in GeV region* (Tokio, November 21–23, 1979); Preprint КЕК-ТН 9 (Tokio, 1980)
34. Högaasen H, Sorba P *Nucl. Phys. B* **145** 119 (1978); *Invited Talk on Conf. on Hadron Interactions at High Energy* (Marseiler, June 1978)
35. De Crombrugghe M et al. *Nucl. Phys. B* **156** 347 (1979)
36. Fukugita M et al. *Phys. Lett. B* **74** 261 (1978)
37. Pietrzyk B *Talk, given at the Fifth European Symposium on Nucleon Interactions* (Bressanone, June 23–28, 1980); Preprint CERN-EP/80-116 (Geneva, 1980)
38. Gershtein S S et al. *Z. Phys. C* **24** 305 (1984)
39. Barnes T *Invited Talk on 1984 Bonn ELSA Meeting* (Bad Honnef, October 29–31, 1984); Preprint RAL-85-005 (Chilton, 1985); Barnes T, Close F E, Preprint RAL-82-110 (Chilton, 1982)
40. Golowich W et al. *Phys. Rev. D* **28** 160 (1983); Barnes T, Close F E *Phys. Lett. B* **123** 89 (1983)
41. Ландсберг ЛГ *ЯФ* **53** 1048 (1991)
42. Flamino V et al., Preprint CERN-HERA 83-01 (Geneva, 1983)
43. Hirose T et al. *Nuovo Cimento A* **50** 120 (1979); Fukunaga C et al. *Nuovo Cimento A* **58** 199 (1980)
44. Aleev A N et al. *Z. Phys. C* **25** 205 (1984)
45. Bitukov S I et al. *Phys. Lett. B* **72** 269 (1977)
46. Вавилов Д В и др. *ЯФ* **57** 241 (1994); Balatz M Ya et al. *Z. Phys. C* **61** 223 (1994)
47. Bellini G et al. *Nuovo Cimento A* **79** 282 (1984)
48. Moinester M A et al. *Phys. Rev. C* **46** 1082 (1992)
49. Landsberg L G et al., Preprint IHEP 94-19 (Protvino, 1994)
50. Baksay L et al. *Phys. Lett. B* **55** 491 (1975)
51. Алди Д и др. *Письма в ЖЭТФ* **44** 441 (1986); Alde D et al. *Phys. Lett. B* **182** 105 (1986); Алди Д и др. *ЯФ* **54** 745 (1991)
52. Alde D et al. *Phys. Lett. B* **216** 447 (1989); Алди Д и др. *ЯФ* **54** 751 (1991)
53. Gershtein S S, See [3] p.175
54. Фисьяк Ю В *Характеристики инклюзивного образования адронов в π^- - p -взаимодействиях при 360 ГэВ/с и pp -взаимодействиях при 400 ГэВ/с.*, автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук (М.: НИИЯФ МГУ, 1991)
55. Балицкий Я Я и др. *ЯФ* **35** 130 (1982)
56. Rosner J *Phys. Rev. Lett.* **21** 950; 1468(E) (1968)
57. Jacob M, Weyers J *Nuovo Cimento B* **69** 521 (1970)
58. Ландсберг Л Г *ЯФ* **52** 192 (1990); Landsberg L G, See [6] p.179
59. Балац М Я и др., Препринт ИТЭФ 85-92 (М., 1992)
60. Burkert V D, See [6] p.287
61. Z.Li et al. *Phys. Rev. D* **46** 70 (1992)
62. Barnes T, Close F E *Phys. Lett. B* **128** 277 (1983)
63. Konjuk R, Isgur N *Phys. Rev. D* **21** 1868 (1980)
64. Burkert V D *Invited Talk on Baryon-92* (June 1–5, 1992); Preprint CEBAF-PR-92-021 (New Haven, 1992)
65. Dytman S A, See [9] p.155
66. Papanicolas C N, See [9] p.145
67. Borquin M et al. *Phys. Lett. B* **172** 113 (1986)
68. Aleev A N et al. *Z. Phys. C* **47** 533 (1990)
69. Tatishvili G T, See [8] p.1512; [9] p.733
70. Amirzadeh J et al. *Phys. Lett. B* **89** 205 (1979)
71. Aston D et al. *Phys. Rev. D* **32** 2270 (1985)
72. Karnakov V M et al. *Phys. Lett. B* **281** 148 (1992)
73. Bushnin Yu B et al. *Phys. Lett. B* **72** 269 (1977)
74. Вавилов Д В и др. *ЯФ* **57** 253 (1994)
75. Balatz M Ya et al. *Z. Phys. C* **61** 399 (1994)
76. Вавилов Д В и др. *ЯФ* [в печати]
77. Landsberg L G, Preprint IHEP 93-100 (Protvino, 1993); *Nuovo Cimento* [in press]
78. Kurshetsov V F, Landsberg L G, Preprint IHEP 94-07 (Protvino, 1994); *ЯФ* [в печати]
79. Вавилов Д В и др., Препринт ИФВЭ 93-138 (Протвино, 1993); *ЯФ* [в печати]
80. Arenton M W et al. *Phys. Rev. D* **25** 2241 (1982)
81. Montanet L et al. *Phys. Rep.* **63** 149 (1980)
82. Shapiro I S *Phys. Rep.* **35** 129 (1978)
83. Carrol A S et al. *Phys. Rev. Lett.* **32** 247 (1974)
84. Chaloupkat V et al. *Phys. Lett. B* **61** 487 (1976)
85. Brückner W et al. *Phys. Lett. B* **67** 222 (1977)
86. Benkheiri P et al. *Phys. Lett. B* **68** 483 (1977)
87. Gibbard B G et al. *Phys. Rev.* **42** 1593 (1979)
88. Ferrer A et al., See [10] p.191
89. Barber D P et al. *Phys. Lett. B* **90** 470 (1980)
90. Koosjman S et al. *Phys. Rev. Lett.* **45** 316 (1980)
91. Armstrong T A et al., Preprint CERN/EP 87-32 (Geneva, 1987)
92. Busenitz J et al. *Phys. Rev. D* **40** 1 (1989)
93. Арефьев А В и др. *ЯФ* **51** 414 (1990)
94. Бровкин Л Ю и др. *ЯФ* **55** 986 (1992)
95. Абрамов Б М и др. *ЯФ* **53** 179 (1991)
96. Deutschmann M et al. *Nucl. Phys. B* **86** 227 (1975)
97. Baillon P et al. *Phys. Lett. B* **94** 533 (1980)
98. Barrelet E et al. *Phys. Lett. B* **94** 541 (1980)
99. Moyssides P G et al. *Nuovo Cimento* **75** 122 (1983)
100. Moyssides P G et al. *Nuovo Cimento* **75** 162 (1983)
101. Shahbazian B A et al. *Z. Phys. C* **39** 151 (1988)
102. Lipkin H J *Phys. Lett. B* **70** 113 (1977)
103. Isgur N, Lipkin H J *Phys. Lett. B* **99** 151 (1981)
104. Cignoux C et al. *Phys. Lett. B* **193** 323 (1987)
105. Richard J et al., See [6] p.254
106. Lipkin H J *Phys. Lett. B* **195** 484 (1987); Lipkin H J, See [6] p. 258
107. Высоцкий М И и др., в кн. *Труды рабочего совещания по экспериментальной программе УНК ИФВЭ* (Протвино, 14–17 декабря, 1983) (Серпухов, 1983) с.94
108. Lichtenstadt J, See [6] p.264; Ashery D *Invited Talk* (Lake Louise Winter Institute, 1991)
109. Landsberg L G, See [6] p.306; Garkusha V I et al., Preprint IHEP 90-81 (Protvino, 1990)
110. Sibert H W, See [6] p.270
111. Biagi S F et al. *Phys. Lett. B* **122** 455 (1983); **150** 230 (1985)
112. Moinester M A et al. *Invited Talk on the Charm 2000 Workshop* (Fermilab, June 1994)
113. Landsberg L G, Preprint IHEP 93-149 (Protvino, 1993)

EXOTIC BARYONS

L G Landsberg

Institute for High Energy Physics, Protvino, 142284, Moscow Region, Russia

Fax (7-095) 230-2337

E-mail:lgf@mx.decnet.ihep.su

A review of the present status of the physics of exotic baryons is given. The models for these baryons are discussed as well as their production and decay processes, and methods of their identification. The results of recent experiments in this field are presented in which some unusual states are observed. These states are candidates for cryptoexotic baryons with hidden strangeness. Prospects for further studies of these processes are discussed.

PACS numbers: 71.20.C, 75.50.B

Bibliography — 113 references

Received 2 August 1994, revised 30 September 1994