

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ –
ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ

На правах рукописи

ЛИТВИНЦЕВ

Дмитрий Олегович

ОБНАРУЖЕНИЕ $\Lambda_c^{*+}(2627)$ БАРИОНА

Специальность 01.04.16 – физика ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
член корреспондент РАН М.В.Данилов

МОСКВА 1997

Оглавление

Введение	4
1 Теоретическое вступление	8
1.1 Стандартная Модель	8
1.2 Кварковая Модель	13
1.3 Введение с-кварка	17
2 Спектроскопия очарованных барионов	22
2.1 Потенциальные модели	22
2.1.1 Модель Де Рухулы, Джорджи и Глэшоу	22
2.1.2 Модель Изгура и Карла	24
2.2 Другие подходы в спектроскопии барионов	27
3 Теоретические аспекты физики очарованных частиц	30
3.1 Эффективная теория тяжелого кварка – HQET	30
3.2 Переходы между состояниями	39
4 Фрагментация тяжелых кварков	45
5 Экспериментальная установка	49
5.1 Электрон-позитронное накопительное кольцо DORIS II	49
5.2 Установка ARGUS	50
5.2.1 Магнитная система	54
5.2.2 Вершинная дрейфовая камера	54
5.2.3 Дрейфовая камера	57
5.2.4 Временипролетная система	60

5.2.5	Электромагнитный калориметр	62
5.2.6	Мюонные камеры	63
5.3	Триггерная система детектора ARGUS	64
5.3.1	Быстрый триггер первого уровня	64
5.3.2	Триггер второго уровня	66
5.4	Считывание и обработка информации	67
5.5	Мониторинг светимости	67
5.6	Анализ накопленных данных	68
5.7	Идентификация частиц на установке ARGUS	69
5.8	Моделирование детектора методом эонте-барло	71
6	Анализ экспериментальных данных	73
6.1	Анализ распадов очарованного бариона Λ_c^+	73
6.1.1	Анализ распада $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$	74
6.1.2	Анализ распада $\Lambda_c^+ \rightarrow p\bar{K}^0$	75
6.1.3	Анализ распада $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0\pi^+\pi^+\pi^-$	77
6.1.4	Анализ распада $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0\pi^+$	78
6.2	Открытие $\Lambda_c^{*+}(2627)$ в канале $\Lambda_c^+\pi^+\pi^-$	79
6.2.1	Исследование спектра масс $\Lambda_c^+\pi^+\pi^-$	82
6.2.2	Измерение параметров $\Lambda_c^{*+}(2627)$	85
6.2.3	Исследование резонансной структуры распада $\Lambda_c^{*+} \rightarrow \Lambda_c^+\pi^+\pi^-$	88
6.2.4	Измерение спектра фрагментации $\Lambda_c^{*+}(2627)$	91
6.2.5	Выход $\Lambda_c^{*+}(2627)$ в e^+e^- -аннигиляции	92
6.2.6	Разницы масс	93
7	Обсуждение полученных результатов	94
	Заключение	98
A	Список сотрудников коллаборации ARGUS	2

Список иллюстраций

1.1	Примеры фундаментальных представлений	18
1.2	$SU(4)$ мультиплеты барионов составленных из u , d , s и c кварков	19
3.1	Волновые функции прелестного и очарованного барионов в покое	32
3.2	Спектр Λ_c и Σ_c S- волновых и P-волновых очарованных барионных состояний	33
3.3	Орбитальные моменты в системе тяжелого бариона	39
3.4	Схема пионных и фотонных переходов между тяжелыми барионами	41
4.1	Диаграмма аннигиляции $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$	46
4.2	Фрагментация тяжелого кварка Q в барион $B(Qqq)$	46
4.3	Функции фрагментации Петерсона для b -, c - и s -кварков.	47
5.1	Схема ускорительного комплекса DORIS II.	51
5.2	Схема детектора ARGUS.	55
5.3	60° сектор вершинной камеры детектора ARGUS.	56
5.4	Пространственное разрешение вершинной камеры детектора ARGUS для $Bhabha$ -событий.	57
5.5	Внешний вид большой дрейфовой камеры детектора ARGUS.	58
5.6	Измеренные удельные потери заряженных частиц в большой дрейфовой камере детектора ARGUS.	70
5.7	Распределение квадрата массы в зависимости от импульса по результатам измерений временипролетной системы ToF.	70
6.1	Инвариантная масса $pK^-\pi^+$, pK_S^0 , $\Lambda^0\pi^+\pi^+\pi^-$ и $\Lambda^0\pi^+$ комбинаций	76
6.2	Инвариантная масса $\Lambda_c^+\pi^+\pi^-$ комбинаций	81
6.3	Спектр масс неправильных зарядовых комбинаций.	84
6.4	Функция правдоподобия фита в зависимости от значения собственной ширины $\Gamma \Lambda_c^{*+}(2627)$	87

6.5	Сигнатура распадов $\Lambda_c^{*+} \rightarrow \Sigma_c \pi^\pm$	88
6.6	Ожидаемая форма сигнала от распадов $\Lambda_c^{*+} \rightarrow \Sigma_c^{++} \pi^-$ (пунктирная линия), $\Lambda_c^{*+} \rightarrow \Sigma_c^0 \pi^+$ (штрихованная линия).	90
6.7	Спектр масс $M(\Lambda_c^+ \pi^+)$	90
6.8	Спектр масс $M(\Lambda_c^+ \pi^-)$	90
6.9	Спектр масс $M(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)$	90
6.10	Функция фрагментации $\Lambda_c^{*+}(2627)$	91
7.1	Основные состояния и легчайшие Р-возбуждения Λ и Λ_c -систем.	97

Список таблиц

1.1	Цветовые волновые функции глюонов.	9
2.1	Массы низколежащих нестранных очарованных барионов в модели Изгура и Карла.	26
2.2	Предсказания масс очарованных барионов в различных моделях	29
6.1	Сводка результатов по распадам Λ_c^+	79
6.2	Результаты фита спектра $M(\Lambda_c^+\pi^+\pi^-)$	82
6.3	Результаты фита спектра $M(\Lambda_c^+\pi^+\pi^-)$	86
7.1	Параметры Р-волнового спинового дублета.	95

Введение

Открытие в ноябре 1974 года векторных мезонов J/ψ [1, 2] с массой $3.095 \text{ GeV}/c^2$ и ψ' с массой $3.685 \text{ GeV}/c^2$ послужило началом новой эры в физике элементарных частиц. Оказалось, что обе частицы обладают всеми свойствами $c\bar{c}$ -системы, т.е. связанного состояния очарованных кварков, существование которых было предсказано в рамках кварковой модели за несколько лет до этого. Вскоре после обнаружения частиц с так называемым "скрытым" чармом последовали наблюдения очарованных адронов с "открытым" чармом, т.е. частиц, состоящих из очарованного кварка и легких кварков(антикварков). Первые кандидаты в очарованные барионные состояния были зарегистрированы в нейтринных взаимодействиях [3]. Позднее в e^+e^- -аннигиляции были найдены псевдоскалярные $J^P = 0^-$ D-мезоны [4, 5]. Открытие в 1977 году семейства Υ -резонансов [6] явилось первым указанием на существование кварка пятого аромата – прелестного кварка с массой около $5 \text{ GeV}/c^2$.

Эти поистине революционные события возродили на новом уровне интерес как к концепции кварков, которые из математической абстракции, называемой "фундаментальным представлением группы симметрии", превратились в реальные физические объекты Природы, так и к теории поля. Создание калибровочной теории электрослабого взаимодействия и предсказание существования очарованного кварка были отмечены присуждением Вайнбергу, Глэшоу и Саламу Нобелевской премией по физике за 1979 год.

Эксперименты по исследованию систем, содержащих очарованные кварки, а также прогресс в теории, существенно продвинули понимание физики очарованных мезонов, их спектроскопии и распадов. Качество экспериментального материала по очарованным барионам, накопленного за последнее время в различных экспериментах, позволяет проверить применимость теории, развитой для мезонов, для барионных состояний. Существующие и еще планируемые эксперименты имеют обширную программу по исследованию очарованных мезонов и барионов, их масс, времен жизни и распадов.

Измерение масс новых состояний и сверхтонких расщеплений внутри мультиплетов

– одна из основных задач спектроскопии. В нерелятивистском варианте обмен глюоном между кварками внутри бариона приводит к спин-спиновому взаимодействию в виде:

$$H_{ss} = \sum_{i < j} \frac{16\pi\alpha_s}{9m_i m_j} \vec{s}_i \cdot \vec{s}_j \delta^3(\vec{r}_i - \vec{r}_j),$$

где \vec{r}_i , m_i , \vec{s}_i – радиус-вектор, масса и спин i -го кварка соответственно, α_s – константа сильного взаимодействия. Начиная с первой работы Де Рухулы, Джорджи и Глэшоу [39], авторы множества работ подчеркивали, что сверхтонкое расщепление, вызванное $\vec{S} \cdot \vec{S}$ -взаимодействием, играет решающее значение для понимания массовой иерархии как легких, так и тяжелых адронов. Во многих моделях, когда при построении гамильтониана трехкварковой системы учитывалось спин-спиновое взаимодействие, Всегда удавалось воспроизвести наблюдаемый спектр барионов.

Барионы и мезоны, содержащие тяжелый кварк, сильно отличаются по своим свойствам от легких адронов. Это и не удивительно, т.к. большая масса тяжелого кварка задает энергетическую шкалу гораздо большую, чем шкала конфайнмента $\Lambda \approx 400$ MeV, определяющая физику легких адронов. В то же время оказывается, что тяжелые адроны, содержащие разные тяжелые кварки и имеющие сильно различающиеся массы, похожи по своим свойствам. Это наблюдение получило строгое количественное описание в так называемой Эффективной Теории Тяжелого Кварка – HQET (от Heavy Quark Effective Theory). В рамках HQET производится систематическое разложение Квантовой Хромодинамики, описывающей сильные взаимодействия между кварками, по обратным степеням массы тяжелого кварка. В случае нулевого приближения, т.е. иными словами, когда масса тяжелого кварка устремляется в бесконечность, возникает новая симметрия – симметрия по спину и аромату тяжелого кварка. В результате вычисление многих процессов в рамках HQET существенно упрощается. Очарованные барионы, будучи легчайшими тяжелыми барионами, может быть и не являются лучшими кандидатами для тестов предсказаний HQET, полученных для бесконечно тяжелого кварка, но очарованные адроны есть и будут в ближайшее время лучше всего исследованы в эксперименте. Также очарованные частицы являются идеальной ”лабораторией” для исследования асимптотических $1/m$ эффектов к пределу HQET.

Основные состояния барионов (не содержащих b-кварк) в рамках кварковой модели укладываются в два SU(4)-мультиплета: 20-плет барионов с $J^P = \frac{1}{2}^+$ и 20-плет барионов с $J^P = \frac{3}{2}^+$ ¹. Эти мультиплеты изображены в виде весовых диаграмм на рисунке (1.2).

¹подробно об этом написано в разделе 1.2

Очарованные барионы с $C = 1$ занимают "вторые этажи" этих диаграмм. Почти все эти состояния наблюдались в эксперименте, и существуют точные измерения их масс [53, 61]. В тоже время, на момент выполнения работы, изложению которой посвящена предлагаемая вниманию читателя диссертация, ни одного возбужденного барионного состояния не было зарегистрировано.

Предметом данного исследования является поиск возможных возбужденных состояний udc базиса, имеющих $\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-$ в конечном состоянии.

Исследование проведено на основе данных, полученных на установке ARGUS, в создании и эксплуатации которого принимали активнейшее участие ученые Института Теоретической и Экспериментальной Физики. Детектор ARGUS работал на e^+e^- -накопительном кольце DORIS II (г.Гамбург Германия) и обладал превосходными возможностями для изучения рождения очарованных частиц в континууме, в частности очарованных барионов.

Основные результаты диссертации опубликованы в работе [7].

Материалы, представленные в диссертации, докладывались автором на семинаре ИТЭФ, совещаниях сотрудничества ARGUS, сессии ОЯФ РАН, международной двухгодичной конференции по нуклон-антинуклонным взаимодействиям NAN'93 [9]. Результаты работы также представлялись на семинарах научного центра DESY и на международных конференциях в Морионде [11], Ля Туиле [10] и Марселе [12].

Диссертация состоит из Введения, семи глав и Заключения.

Во Введении сформулирован предмет исследования, дано описание разделов диссертации. В первой главе в краткой форме приведены основные понятия, на которые опирается анализ. Во второй главе кратко описаны основные подходы в спектроскопии адронов. Особое внимание уделено потенциальным моделям, приводятся таблицы с теоретическими предсказаниями масс очарованных барионных состояний. Третья глава содержит изложение основных понятий Эффективной Теории Тяжелого Кварка и даются предсказания по ширинам переходов между легчайшими возбужденными состояниями очарованных барионов. В четвертой главе обсуждается механизм рождения очарованных частиц в e^+e^- -аннигиляции, описывается простейшая модель фрагментации c -кварка. Глава пятая содержит описание экспериментальной установки – детектора ARGUS и основных программ обработки экспериментальной информации. В шестой главе описана процедура поиска возбужденного состояния Λ_c^{*+} и измерения параметров этого резонанса. Подробно описаны критерии отбора событий и результаты всевозможных проверок того, что найденный резонанс не явился артефактом, полученным в результате неосторожного применения кинематических ограничений. Также приводятся обновленные данные по слабым распадам Λ_c^+ . Приводятся

значения измеренной массы резонанса, верхнего предела на его естественную ширину и результаты поиска промежуточных резонансных структур. Все эти результаты вошли в "Обзор свойств элементарных частиц", выпускаемый Particle Data Group [53]. В седьмой главе представлено обсуждение полученных результатов, а также проводится их сравнение с данными, полученными другими экспериментальными группами.

В Заключении подводятся итоги проделанной работы, кратко перечисляются основные результаты.

Глава 1

Теоретическое вступление

В этой главе приводятся основные понятия физики частиц, которые используются в диссертации. Подробное изложение и библиографию можно найти в [13, 14, 15, 16]

1.1 Стандартная Модель

В настоящее время Стандартная Модель (СМ) успешно описывает все экспериментальные данные в области физики элементарных частиц, т.е., иными словами, взаимодействия материи на расстояниях порядка $\propto 10^{-18}$ и энергиях вплоть до 200 GeV . СМ суть квантовая теория поля, описывающая взаимодействия точечных объектов, фермионов, имеющих спин $\frac{1}{2}$. Взаимодействия между фермионами в рамках СМ осуществляются посредством обмена векторными калибровочными бозонами. Существование бозонов есть следствие локальной калибровочной инвариантности теории и является проявлением свойств группы симметрии, которая в случае СМ есть не что иное, как $SU_c(3) \otimes SU_w(2) \otimes U(1)_Y$. Фундаментальные фермионы – это лептоны и кварки. Три поколения фермионов идентичны во всем, кроме масс. Происхождение этой структуры и механизм нарушения симметрии внутри поколений, т.н. флейворной симметрии, остаются загадками. Итак, существуют три лептона, имеющих электрический заряд -1, электрон (e), мюон (μ) и тау (τ) и три электрически нейтральных лептона, называемых нейтрино (ν_e, ν_μ, ν_τ) (1.1). Аналогично существуют три кварка, имеющих электрический заряд $+\frac{2}{3}$, верхний или ”ап” (u), очарованный (c), высший или ”топ” (t), и три кварка с электрическим зарядом $-\frac{1}{3}$, нижний ”даун” (d), странный (s) и прелестный (b) (1.1). Смешивание между поколениями кварков в рамках СМ параметризуется с помощью

унитарной 3×3 матрицы Кабиббо Кобаяши Маскава (СКМ) [17], но не имеет объяснения.

$$\begin{pmatrix} \nu_e & \nu_\mu & \nu_\tau \\ e & \mu & \tau \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} u & c & t \\ d' & s' & b' \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

Левые фермионные поля, $\psi_i = \begin{pmatrix} \nu_i \\ \ell_i^- \end{pmatrix}$ и $\begin{pmatrix} u_i \\ d'_i \end{pmatrix}$, образуют $SU(2)$ дублеты. Правые поля являются $SU(2)$ синглетами. d'_i связаны с массовыми собственными состояниями d_i через матрицу СКМ

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \quad (1.2)$$

Кварки есть триплеты калибровочной группы $SU(3)$, $q = \begin{pmatrix} q_r \\ q_b \\ q_g \end{pmatrix}$, т.е. имеют дополнительную

степень свободы, или дополнительный ”заряд”, называемый цветом (r – красный, b – синий, g – зеленый). Цвет отвечает за сильные взаимодействия между кварками (описываемые т.н. Квантовой Хромодинамикой - КХД). Восемь векторных глюонов¹ (См. Таблицу 1.1, где представлены все восемь цветовых комбинаций) являются ”переносчиками”

$b\bar{g}$
$b\bar{r}$
$r\bar{g}$
$r\bar{b}$
$g\bar{r}$
$g\bar{b}$
$\frac{1}{\sqrt{2}}(b\bar{b} - g\bar{g})$
$\frac{1}{\sqrt{6}}(b\bar{b} + g\bar{g} - 2r\bar{r})$

Таблица 1.1: Цветовые волновые функции глюонов.

сильного взаимодействия. Вследствие неабелевости КХД глюоны являются цветными объектами и сильно взаимодействуют друг с другом. Из существования взаимодействия между глюонами вытекает очень важное свойство КХД – антиэкранировка цветового

¹от английского слова glue – клей

заряда, в противоположность экранировке электрического заряда в КЭД. Иными словами, цветовой заряд уменьшается по мере проникновения внутрь глюонной шубы, окружающей кварк. Асимптотически, т.е. на очень малых расстояниях, кварки взаимодействуют посредством цветowych полей уменьшенной интенсивности и стремятся к состоянию, в котором они ведут себя как практически свободные, невзаимодействующие частицы. Этот эффект получил название асимптотической свободы. Из этого следует, что константа сильного взаимодействия, α_s КХД, мала при больших переданных импульсах, но возрастает для “мягких” процессов:

$$\alpha_s(q^2) = \frac{12\pi}{(11n_c - 2n_f) \cdot \ln(q^2/\Lambda_{QCD}^2)}, \quad (1.3)$$

где n_c – количество цветов ($n_c = 3$) и n_f – число кварковых ароматов с $m < q$, $\Lambda_{QCD} \sim 400 \text{ MeV}$ – характерная шкала процессов КХД. Малость α_s в жестких процессах позволяет применять теорию возмущений. На малых расстояниях обмен глюоном между кварками приводит к межкварковому потенциалу кулоновского типа

$$V(r)_{QCD}^S = \frac{2}{3} \frac{\alpha_s(r)}{r}.$$

Обратная сторона асимптотической свободы – рост цветowych зарядов по мере увеличения расстояния между кварками. На расстояниях $r \sim \frac{1}{\Lambda_{QCD}} \simeq 10^{-13}$ с цветовой взаимодействие начинает соответствовать своему названию – становится по настоящему сильным. Хотя теория возмущений в этом случае не применима, качественно можно ожидать, что увеличение взаимодействия с увеличением расстояния действительно приводит к конфайнменту, удержанию, кварков внутри бесцветных адронов с, например, линейным эффективным межкварковым потенциалом

$$V(r)_{QCD}^L = k \cdot r,$$

где $k \simeq (0.7 - 0.9) \text{ GeV/}$ для расстояний $r \gg \frac{1}{\Lambda_{QCD}}$. Попытка освободить, вытащить кварк приводит к образованию струи адронов за счет рождения кварк–антикварк пар и испускания глюонов.

В СМ симметрия группы $SU(2) \otimes U(1)$, описывающей Электрослабые взаимодействия, спонтанно нарушается за счет введения Хиггсовского поля $\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$, нейтральная компонента которого приобретает ненулевое вакуумное среднее. Это нарушение приводит к появлению масс у векторных бозонов, W^\pm и Z , в то время как фотон остается безмассовой частицей. Постулирование Хиггсовского механизма образования масс приводит

к появлению нейтрального скалярного бозона H^0 , открытие которого представляет на данный момент наиважнейшую задачу в физике элементарных частиц.

Основы СМ были заложены в 60-х и 70-х годах. Огромное количество экспериментальных данных, подтверждающих правильность теории, было накоплено за последние 25 лет. Наиболее важные из них:

- эксперименты по глубоко неупругому рассеянию на ускорителе SLAC, указавшие существование точечных объектов внутри нуклонов, позднее идентифицированных как кварки
- открытие с- и b-кварков
- открытие слабых нейтральных токов (обмен Z -бозоном)
- исследована структура струй и найдены трехструйные события (глюонные струи) в e^+e^- и адрон-адронных столкновениях
- прямое наблюдение W - и Z -бозонов на SPS коллайдере в CERN.

После этих открытий последние 10 лет исследований в области физики экспериментальных частиц были посвящены прецизионным измерениям параметров СМ, проводимым на ускорителях LEP и SLC, так что параметры взаимодействия лептонов и кварков измерены с точностью вплоть до уровня петлевых радиационных поправок – $\mathcal{O}(10^{-3})$. В 1995 г. топ кварк с большой массой – $175 \text{ GeV}/c^2$ – был обнаружен на ускорителе Tevatron в Фермилабе. Только две частицы, прямое наблюдение которых подняло бы СМ на окончательную вершину триумфа, остаются не открытыми на сегодняшний день. Это ν_τ , чье существование прямо вытекает из исследований распадов Z -бозонов, и Хиггсовский бозон H^0 , важность открытия которого неоспорима, т.к., как уже было замечено, он является ключевым ингредиентом теории. Отсутствие этой частицы привело бы к краху механизма образования масс элементарных частиц за счет спонтанного нарушения локальной калибровочной симметрии.

Всего СМ в простейшей интерпретации содержит целых 18 параметров:

- 3 константы связи
- 9 масс кварков и лептонов
- масса Z -бозона

- 4 СКМ параметра смешивания (три угла плюс 1 фаза, ответственная за СР нарушение в сильных взаимодействиях)
- масса Хиггсовского бозона.

Поиск Хиггсовского бозона представляет собой настоящий вызов для экспериментальной физики, т.к. установка, предназначенная для его поиска, должна иметь громадный динамический диапазон – от 90 GeV до 1 TeV, обладая при этом уникальными физическими показателями. Для этой цели усилиями всего мирового физического сообщества создается поистине циклопический по своим масштабам эксперимент – LHC.

На этом фоне эксперимент, проводимый на e^+e^- -коллайдере при энергии в системе центра масс $\sqrt{s} \approx 10.4$ GeV, вполне может называться низкоэнергетичным. Тем не менее, богатство экспериментального материала, полученного в таких экспериментах как ARGUS, неоспоримо продвинуло понимание физики элементарных частиц. Прежде всего это физика В-мезонов, где был установлен целый ряд замечательных открытий, среди которых.

- Открытие $B^0 - \bar{B}^0$ смешивания в 1987 году. Неожиданно большая вероятность переходов $B^0 \rightarrow \bar{B}^0$ дала первое указание на то, что t -кварк гораздо тяжелее, чем ожидалось в то время, а также на возможность измерения СР-нарушения в системе нейтральных В-мезонов.
- Впервые измерен инклюзивный распад $b \rightarrow u\ell X$.
- Впервые В-мезоны были восстановлены в эксклюзивных адронных и полулептонных модах. Также достойно упоминания полностью реконструированное уникальное событие, содержащее $B^0 - \bar{B}^0$ смешивание и $b \rightarrow u$ переход. Это $\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0$, $B \rightarrow \bar{B}^0$, с последующим распадом $\bar{B}^0 \rightarrow \pi^+ \mu^- \bar{\nu}$ и распадом $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \rho^-$. Впервые было полностью восстановлено событие, содержащее ”пингвинный” распад $B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$.

Исследования распадов В-мезонов позволили измерить с высокой точностью элементы СКМ матрицы – $|V_{cb}|$, $|V_{ub}|$, $|V_{td}|$.

В области физики очарованных частиц были также получены весьма интересные результаты как в спектроскопии, так и в исследовании слабых распадов. Среди последних, пожалуй, наиболее цитируемым является обнаружение распада $D^0 \rightarrow \phi \bar{K}^0$, сильно подавленного в спектаторной модели, но измеренного тем не менее на уровне 1%. Опять же:

- Впервые был обнаружен D_s^* -мезон.
- Открытие P-волнового очарованного мезона $D_1(2420)$. Позднее, пользуясь угловыми корреляциями продуктов распада ($D^{*+}\pi^-$, $D^0\pi^+$), удалось выделить состояние $D_2^*(2460)$. Вслед за этим последовала регистрация изоспиновых партнеров обоих резонансов, и измерены изоспиновые расщепления внутри мультиплетов.
- Открытие первого P-возбуждения $c\bar{s}$ системы – D_{1s}^+ .
- Впервые в e^+e^- -аннигиляции были обнаружены Σ_c^{++} , и Σ_c^0 . Получено первое точное измерение масс и расщеплений между состояниями.
- Получено указание на рождение Ω_c -бариона – css состояния.
- Наконец впервые был обнаружен возбужденный очарованный барион $\Lambda_c^{*+}(2627)$.

Чрезвычайно важными для тестов СМ явились результаты, полученные в τ -физике. Самыми яркими из них, по мнению автора, были – измерение массы τ -лептона, верхний предел на массу ν_τ , очень долго не ”побитый” другими экспериментами, а также первое измерение нарушения четности в распадах τ .

Это далеко не полный и отрывочный перечень великолепных результатов, полученных за время работы эксперимента ARGUS (1982-1992). Автором не упомянуты также исследования системы боттомония и $\gamma\gamma$ -физики. Заинтересованный читатель может найти более или менее полную компиляцию работ группы ARGUS в публикации [8], там же содержится обширная библиография.

Данная диссертация посвящена поиску возбужденных состояний очарованных барионов и исследованию свойств открытого в результате этих поисков возбужденного бариона. Поэтому в этой главе будут рассмотрены вопросы, тесно связанные с предметом настоящего исследования. В следующих двух главах будут рассмотрены некоторые потенциальные модели спектроскопии барионов, а также Эффективная Теория Тяжелого Кварка и ее приложения в случае очарованных барионов.

1.2 Кварковая Модель

В начале 60-х годов Гелл-Манн [32] и Цвейг [33] дали современную формулировку Кварковой модели, основанной на унитарной $SU(3)_{\text{flavour}}$ -симметрии. Фундаментальным

представлением $SU(3)_{\text{flavour}}$ -группы является триплет кварков $\begin{pmatrix} u \\ d \\ s \end{pmatrix}$ (См. рисунок 1.1

б)). Кварки образуют связанные состояния, $q\bar{q}$ – мезоны и qqq – барионы, объединяемые в представления $SU(3)$ более высоких размерностей – мультиплеты. Три кварка (qqq) образуют следующие представления:

$$\begin{array}{ccccccc} \square & \otimes & \square & \otimes & \square & = & \square\square\square \oplus \begin{array}{|c|c|} \hline \square & \square \\ \hline \square & \square \\ \hline \end{array} \oplus \begin{array}{|c|c|} \hline \square & \square \\ \hline \square & \square \\ \hline \end{array} \oplus \begin{array}{|c|} \hline \square \\ \hline \square \\ \hline \square \\ \hline \end{array} \\ & & & & & & \text{S} \qquad \text{M} \qquad \text{M} \qquad \text{A} \end{array} \quad (1.4)$$

$$SU(3) : \mathbf{3} \otimes \mathbf{3} \otimes \mathbf{3} = \mathbf{10}_S \oplus \mathbf{8}_M \oplus \mathbf{8}_M \oplus \mathbf{1}_A. \quad (1.5)$$

где индексы S,M,A указывают на свойства симметрии представлений по отношению к перестановкам кварков, т.н. перестановочной симметрии: S – полностью симметричное представление по отношению к перестановкам любой пары кварков, M – представление со смешанной симметрией и A – полностью антисимметричное представление. С учетом спина, т.е. когда кварки со спином $\frac{1}{2}$ образуют фундаментальное представление спин-ароматной группы $SU(6)_{\text{flavour} \times \text{spin}}$ $u\uparrow, d\uparrow, s\uparrow, u\downarrow, d\downarrow, s\downarrow$, где индексы \uparrow и \downarrow обозначают проекции спина кварка $\pm\frac{1}{2}$ на ось квантования, имеем:

$$SU(6) : \mathbf{6} \otimes \mathbf{6} \otimes \mathbf{6} = \mathbf{56}_S \oplus \mathbf{70}_M \oplus \mathbf{70}_M \oplus \mathbf{20}_A. \quad (1.6)$$

Использование группы $SU(6)_{\text{flavour} \times \text{spin}}$ -симметрии вместо $SU(3)$ было впервые предложено Радикати [34] и Сакитой [35]. Напомним, как выглядит фундаментальное представление $SU(2)$ системы трех частиц со спином $\frac{1}{2}$:

$$SU(2) : \mathbf{2} \otimes \mathbf{2} \otimes \mathbf{2} = \mathbf{4}_S \oplus \mathbf{2}_M \oplus \mathbf{2}_M \quad (1.7)$$

Произведения пар неприводимых представлений имеют следующий вид:

$$\begin{array}{lcl}
\begin{array}{c} \square\square\square \\ \text{S} \end{array} \otimes \begin{array}{c} \square\square\square \\ \text{S} \end{array} = \begin{array}{c} \square\square\square \\ \text{S} \end{array} & \begin{array}{c} \square\square \\ \square \\ \text{M} \end{array} \otimes \begin{array}{c} \square\square \\ \square \\ \text{M} \end{array} = \begin{array}{c} \square\square\square \\ \text{S} \end{array} \oplus \begin{array}{c} \square\square \\ \square \\ \text{M} \end{array} \oplus \begin{array}{c} \square \\ \square \\ \square \\ \text{A} \end{array} \\
\begin{array}{c} \square\square\square \\ \text{S} \end{array} \otimes \begin{array}{c} \square\square \\ \square \\ \text{M} \end{array} = \begin{array}{c} \square\square \\ \square \\ \text{M} \end{array} & \begin{array}{c} \square\square \\ \square \\ \text{M} \end{array} \otimes \begin{array}{c} \square \\ \square \\ \square \\ \text{A} \end{array} = \begin{array}{c} \square\square \\ \square \\ \text{M} \end{array} \\
\begin{array}{c} \square\square\square \\ \text{S} \end{array} \otimes \begin{array}{c} \square \\ \square \\ \square \\ \text{A} \end{array} = \begin{array}{c} \square \\ \square \\ \square \\ \text{A} \end{array} & \begin{array}{c} \square \\ \square \\ \square \\ \text{A} \end{array} \otimes \begin{array}{c} \square \\ \square \\ \square \\ \text{A} \end{array} = \begin{array}{c} \square\square\square \\ \text{S} \end{array}
\end{array} \tag{1.8}$$

Эти схемы позволяют очень просто разложить представления группы $SU(6)$ (1.6) как произведения представлений $SU(3)$ и $SU(2)$. Собирая вместе состояния с одинаковыми перестановочными симметриями, имеем

$$\begin{aligned}
\mathbf{56}_S &= \mathbf{10}_S \times \mathbf{4}_S \oplus \mathbf{8}_M \times \mathbf{2}_M \\
\mathbf{70}_M &= \mathbf{10}_S \times \mathbf{2}_M \oplus \mathbf{8}_M \times \mathbf{4}_S \oplus \mathbf{8}_M \times \mathbf{2}_M \oplus \mathbf{1}_A \times \mathbf{2}_M \\
\mathbf{20}_A &= \mathbf{1}_A \times \mathbf{4}_S \oplus \mathbf{8}_M \times \mathbf{2}_M.
\end{aligned}$$

В спектроскопических обозначениях ^{2S+1}N , где S – суммарный спин кварков, а N – размерность мультиплета, эти формулы принимают вид

$$\begin{aligned}
\mathbf{56}_S &= {}^4\mathbf{10} \oplus {}^2\mathbf{8} \\
\mathbf{70}_M &= {}^2\mathbf{10} \oplus {}^4\mathbf{8} \oplus {}^2\mathbf{8} \oplus {}^2\mathbf{1} \\
\mathbf{20}_A &= {}^4\mathbf{1} \oplus {}^2\mathbf{8}.
\end{aligned} \tag{1.9}$$

Основные ($L=0$) состояния барионов принадлежат $\mathbf{56}_S$ и укладываются в симметричный декуплет ${}^4\mathbf{10}$ со спином $J^P = \frac{3}{2}^+$ и октет ${}^2\mathbf{8}$ с $J^P = \frac{1}{2}^+$. Эти мультиплеты представляют собой первые этажи весовых диаграмм, приведенных на рисунке (1.2).

Симметрия основных состояний барионов обнажает следующую проблему – частица, имеющая $J_3 = \frac{3}{2}$ и состоящая из идентичных кварков, например резонанс Δ^{++} , описывается полностью симметричной волновой функцией $u \uparrow u \uparrow u \uparrow$, что противоречит принципу Паули. Противоречие снимается введением нового квантового числа, по которому волновая функция антисимметрична. Таким квантовым числом является цвет, о котором уже

было упомянуто выше. Цвет принимает три возможных значения – красный, зеленый и синий; кварки образуют фундаментальные триплеты цветовой $SU(3)_{colour}$ -симметрии, которая, в отличие от симметрии ароматов, является точной. Постулируется, что все адроны являются бесцветными объектами, т.е. являются синглетными представлениями цветовой группы $SU(3)$:

$$\begin{aligned} |\rangle &= \sqrt{\frac{1}{3}} \sum_{i,j,k} \delta_{ij} q_i \bar{q}_j \\ |\rangle &= \sqrt{\frac{1}{6}} \sum_{i,j,k} \epsilon_{i,j,k} q_i q_j q_k, \end{aligned}$$

где сумма берется по всем цветовым индексам. Полная волновая функция бариона становится антисимметричной:

$$\underbrace{|\rangle} = \underbrace{|\rangle \times |\rangle \times |\rangle}_{\text{antisymmetric}} \times \underbrace{|\rangle}_{\text{symmetric}}. \quad (1.10)$$

Цветовая часть волновой функции одинакова для всех барионов и может быть опущена. При конструировании волновой функции конкретного бариона нужно однако помнить, что выбирать следует полностью симметричные представления по произведению $\times \times$.

Для барионов, принадлежащих супермультиплетам $\mathbf{70}_M$ и $\mathbf{20}_A$, требуется наличие возбуждения пространственной части волновой функции для того, чтобы сделать полную волновую функцию симметричной. В игру вступает орбитальный момент L . Сохранение орбитального момента есть проявление инвариантности относительно вращений в трехмерном пространстве. Соответствующая группа симметрии – $O(3)$. Поэтому полной группой симметрии барионных состояний является группа $SU(6) \otimes O(3)$.

Три кварка в $(1s)$ состоянии потенциала гармонического осциллятора соответствуют основному состоянию бариона. $O(3)$ состояние такой системы $L^P = 0^+$ симметрично. Согласно (1.10) $SU(6) \otimes O(3)$ состояние симметрично. Следовательно, пользуясь правилами перемножения симметрий, представленными схемами (1.8), $SU(6)$ состояние тоже является симметричным. Таким представлением является $\mathbf{56}_S$ (1.6).

Если теперь перевести один из кварков на уровень $(1p)$, то $O(3)$ состояние принимает вид $(1s)(1s)(1p) = (1s)^2(1p)$, $L^P = 1^-$. Так как теперь состояние одного из кварков отличается от остальных двух, то могут быть образованы как симметричные $O(3)$ состояния, так и $O(3)$ состояния, обладающие смешанной симметрией ($\begin{smallmatrix} \square & \square \\ \square & \square \end{smallmatrix}$). Пусть $\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3)$ – состояние $(1s)(1s)(1s)$, полностью симметричное по кварковым координатам. Тогда состояние $(1s)^2(1p)$ может быть описано волновыми функциями $\vec{r}_1\psi, \vec{r}_2\psi, \vec{r}_3\psi$ в зависимости от того, какой

из кварков возбужден. Состояниями со смешанной симметрией будут тогда

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)\psi, \\ & \frac{1}{\sqrt{6}}(\vec{r}_1 + \vec{r}_2 - 2\vec{r}_3)\psi, \end{aligned}$$

а симметричными состояниями

$$\frac{1}{\sqrt{3}}(\vec{r}_1 + \vec{r}_2 + \vec{r}_3)\psi.$$

Если выбрать за начало координат центр масс системы, то $\vec{r}_1 + \vec{r}_2 + \vec{r}_3 = 0$ (напомним, что массы кварков равны), то симметричное состояние исчезает, и на первом возбужденном уровне существуют только состояния со смешанной $O(3)$ симметрией.

Согласно (1.10), если $O(3)$ обладает смешанной симметрией, то и $SU(6)$ состояние должно обладать смешанной симметрией для того, чтобы полное $SU(6) \otimes O(3)$ состояние было симметричным. Следовательно, состояния с $L^P = 1^-$ принадлежат супермультиплету 70_M (См. 1.6). Спин кварков, складываясь с орбитальным моментом $L = 1$, дает следующие возможные значения полного момента в 70-плете:

$$\begin{aligned} {}^2\mathbf{10} & : \frac{1}{2} \otimes 1 \rightarrow J^P = \frac{1}{2}^-, \frac{3}{2}^- \\ {}^2\mathbf{8} & : \frac{1}{2} \otimes 1 \rightarrow J^P = \frac{1}{2}^-, \frac{3}{2}^- \\ {}^4\mathbf{8} & : \frac{3}{2} \otimes 1 \rightarrow J^P = \frac{1}{2}^-, \frac{3}{2}^-, \frac{5}{2}^- \\ {}^2\mathbf{1} & : \frac{1}{2} \otimes 1 \rightarrow J^P = \frac{1}{2}^-, \frac{3}{2}^-. \end{aligned}$$

Синглетными состояниями супермультиплета являются наинизшие по массе P-волновые возбуждения Λ : $\Lambda(1405)\frac{1}{2}^-$ и $\Lambda(1520)\frac{3}{2}^-$.

1.3 Введение с-кварка

В 1970 году три автора, Глэшоу, Иллиополус и Майани, предложили модель, в которой малая ширина переходов $K^0 - \bar{K}^0$ и сильное подавление нейтральных токов, меняющих странность, элегантно объяснялись введением в теорию помимо u, d, s кварков еще одного, тяжелого кварка с массой около $1.4 \text{ GeV}/c^2$ [36].

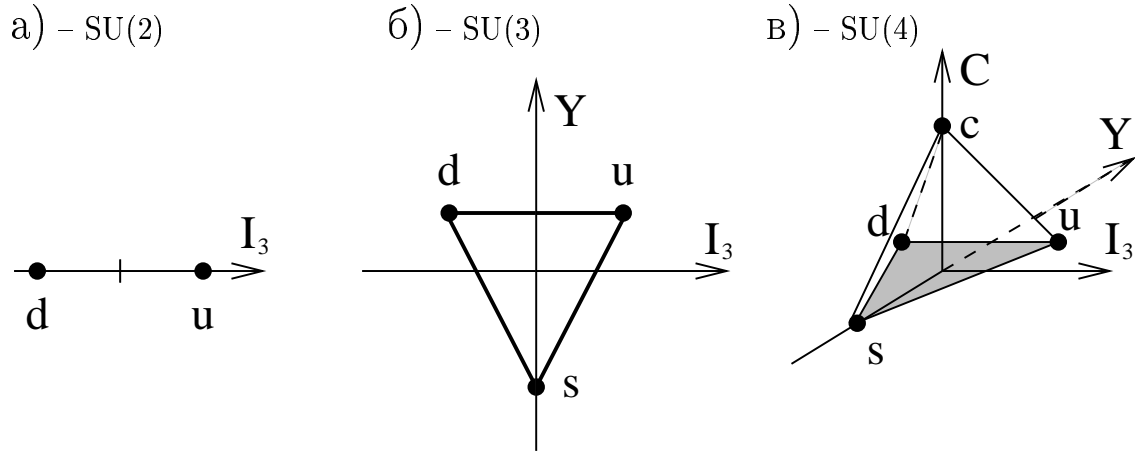


Рис. 1.1: Примеры фундаментальных представлений: а) – дублет группы $SU(2)$, группы изоспина; б) – триплет группы $SU(3)$, группы ароматов u, d, s ; в) – квартет группы $SU(4)$, группы ароматов u, d, s, c .

На опыте было измерено достаточно маленькое значение $m_{K_L} - m_{K_S} = (0.5351 \pm 0.0024) \cdot 10^{10} c^{-1}$ [53]. Если для простоты предположить, что $K_S^0 = (K^0 + \bar{K}^0)/\sqrt{2}$, $K_L^0 = (K^0 - \bar{K}^0)/\sqrt{2}$, то

$$\begin{aligned}
 m_{K_L} - m_{K_S} &= \left\langle \frac{K^0 - \bar{K}^0}{\sqrt{2}} | H | \frac{K^0 - \bar{K}^0}{\sqrt{2}} \right\rangle - \left\langle \frac{K^0 + \bar{K}^0}{\sqrt{2}} | H | \frac{K^0 + \bar{K}^0}{\sqrt{2}} \right\rangle = \\
 &= \frac{1}{2} \left[\langle K^0 | H | K^0 \rangle + \langle \bar{K}^0 | H | \bar{K}^0 \rangle - \langle K^0 | H | \bar{K}^0 \rangle - \langle \bar{K}^0 | H | K^0 \rangle \right] - \\
 &- \frac{1}{2} \left[\langle K^0 | H | K^0 \rangle + \langle \bar{K}^0 | H | \bar{K}^0 \rangle + \langle K^0 | H | \bar{K}^0 \rangle + \langle \bar{K}^0 | H | K^0 \rangle \right] = \\
 &= - \left[\langle K^0 | H | \bar{K}^0 \rangle + \langle \bar{K}^0 | H | K^0 \rangle \right],
 \end{aligned}$$

то есть разность масс обусловлена переходами, осуществляемыми гамильтонианом H , меняющими странность на две единицы. Такие переходы возникают во втором порядке за счет обмена двумя W -бозонами ("ящичная" диаграмма).

В присутствие только трех кварков в петле бежит только u -кварк. Если линию W стянуть в точку, а пропагатор W заменить на константу, $\sim \frac{1}{m_W^2}$ (эффективное четырех-фермионное взаимодействие с константой G_F , когда импульс $W \ll m_W$), то такая диаграмма будет расходиться квадратично как $G_F^2 \Lambda^2$, где Λ – предел обрезания. Очевидно, что обрезание происходит при массе W . Поскольку m_W велика, то посчитанное таким образом значение также очень велико и существенно больше измеренного числа.

Включение четвертого кварка приводит к тому, что в петле наравне с u -кварком начинает участвовать и s -кварк. В результате вместо одной "ящичной" диаграммы

нужно рассматривать уже четыре. При этом вклады всех диаграмм пропорциональны $\sin^2 \theta \cos^2 \theta$, причем диаграммы, содержащие $u\bar{u}$ и $c\bar{c}$ входят со знаком плюс а \bar{u} и \bar{c} – со знаком минус. В результате в области больших импульсов диаграммы взаимно компенсируются а ненулевой вклад получается в области малых импульсов из-за разницы масс u - и c -кварков.

Этот механизм компенсации вкладов больших импульсов получил название механизма ГИМ (Глэшоу - Илиопулоса - Майани).

Из сравнения предсказанной величины разницы масс со значением, измеренным в эксперименте, была получена оценка массы c -кварка в $1.4 \text{ GeV}/c^2$.

Вернемся теперь к Кварковой модели. Группа симметрии $SU(3)$ расширяется до $SU(4)$. Фундаментальным представлением группы $SU(4)$ является квартет кварков $\begin{pmatrix} c \\ u \\ d \\ s \end{pmatrix}$

(См. рисунок 1.1 в)). Из-за громадной разницы масс u - и c - кварков эта симметрия конечно сильно нарушена, что приводит к большому разбросу масс внутри мультиплетов барионов. Тем не менее $SU(4)$ остается полезной схемой для проведения некоторых вычислений. Три кварка образуют следующие $SU(4)$ -мультиплеты

$$SU(4) : 4 \otimes 4 \otimes 4 = 20_S \oplus 20_M \oplus 20_M \oplus 4_A \quad (1.11)$$

С учетом спинов имеем по аналогии с группой $SU(6)$ группу спинов и ароматов $SU(8)_{\text{flavour} \times \text{spin}}$ с представлением:

$$SU(8) : 8 \otimes 8 \otimes 8 = 120_S \oplus 168_M \oplus 168_M \oplus 56_A. \quad (1.12)$$

$SU(4) \times SU(2)$ разложения этих мультиплетов имеют вид:

$$\begin{aligned} 120_S &= {}^4 20 \oplus {}^2 20 \\ 168_M &= {}^2 20 \oplus {}^4 20 \oplus {}^2 20 \oplus {}^2 4 \\ 56_A &= {}^4 4 \oplus {}^2 20. \end{aligned}$$

Итак, основные состояния барионов, составленных из четырех кварков u, d, s, c образуют симметричный 20-плет $J^P = \frac{3}{2}^+$ и 20-плет $J^P = \frac{1}{2}^+$ (См. рисунок 1.2).

Сравнивая (1.11) и (1.5), легко заметить, что к октету добавилось двенадцать новых состояний, а к симметричному декуплету – десять, и вместо одной антисимметричной

комбинации в $SU(3)$ стало четыре. Рассмотрим барионы, содержащие один s -кварк и два легких кварка u, d или s . Два легких кварка, объединенных в дикварк, образуют следующее $SU(3)$ представление:

$$\square \otimes \square = \square \square \oplus \begin{array}{|c|} \hline \square \\ \hline \square \\ \hline \end{array}$$

S A

$$SU(3) : \mathbf{3} \otimes \mathbf{3} = \mathbf{6}_S \oplus \bar{\mathbf{3}}_A. \quad (1.13)$$

Учтем теперь спины легких кварков. Напомним, что для двух частиц со спином $\frac{1}{2}$:

$$SU(2) : \mathbf{2} \otimes \mathbf{2} = \mathbf{3}_S \oplus \mathbf{1}_A. \quad (1.14)$$

Представляя дикварки в виде $SU(3) \times SU(2)$ и пользуясь правилами перемножения мультиплетов (1.8), получим:

$$\begin{aligned} \mathbf{21}_S &= \mathbf{6}_S \times \mathbf{3}_S \oplus \bar{\mathbf{3}}_A \times \mathbf{1}_A \\ \mathbf{15}_A &= \mathbf{6}_S \times \mathbf{1}_A \oplus \bar{\mathbf{3}}_A \times \mathbf{3}_S. \end{aligned} \quad (1.15)$$

Т.е. два кварка в основном состоянии образуют симметричные комбинации со спином 1, формируя $SU(3)$ секстет, и антисимметричные комбинации со спином 0 $SU(3)$ антитриплета. Прибавляя s -кварк, получаем шесть $J^P = \frac{3}{2}^+$ и девять $J^P = \frac{1}{2}^+$ S-волновых очарованных бариона. Теперь рассмотрим барионы с двумя s -кварками, очевидно имеем три возможных состояния с полным спином $\frac{3}{2}$ и три состояния с полным спином $\frac{1}{2}$. Наконец, есть одно состояние с тремя s -кварками. Таким образом, $SU(3)$ разложение симметричного 20-плета группы $SU(4)$ имеет вид:

$$\mathbf{20}_S = \mathbf{10} \oplus \mathbf{6} \oplus \mathbf{3} \oplus \mathbf{1}. \quad (1.16)$$

20-плет со смешанной симметрией имеет $SU(3)$ разложение:

$$\mathbf{20}_M = \mathbf{8} \oplus \mathbf{6} \oplus \bar{\mathbf{3}} \oplus \mathbf{3}. \quad (1.17)$$

$J^P = \frac{1}{2}^+$ и $J^P = \frac{3}{2}^+$ 20-плеты барионов представлены в виде весовых диаграмм на рисунках 1.2 а) и 1.2 б) соответственно.

Наконец, три состояния с одним s -кварком, у которых все три кварка разные, плюс состояние uds образуют четыре абсолютно антисимметричных состояния (См. правую часть уравнения 1.11).

Теперь мы познакомим читателя с некоторыми теоретическими подходами в спектроскопии адронов.

Глава 2

Спектроскопия очарованных барионов

2.1 Потенциальные модели

Расщепление по массам между адронами в основном состоянии может быть объяснено в рамках нерелятивистской кварковой модели за счет $\vec{S} \cdot \vec{S}$ -взаимодействия между кварками. К числу первых работ по оценкам масс очарованных барионов в рамках этого подхода следует отнести работы А.Д.Сахарова и Я.Б.Зельдовича [37, 38].

2.1.1 Модель Де Рухулы, Джорджи и Глэшоу

Следующий шаг был сделан в фундаментальной работе ”Массы адронов в калибровочной теории”, появившейся через год после открытия очарованного кварка, предложенной тремя авторами – Де Рухулой, Джорджи и Глэшоу [39]. В этой работе была сделана первая попытка интерпретировать нерелятивистскую модель кварков в терминах кварковой динамики, описываемой КХД. Подход основан на следующих предположениях:

- нерелятивистская $SU(6)$ ($SU(8)$ в случае c -кварка) кварковая модель
- длиннодействующий, не зависящий от ароматов и спинов кварков потенциал конфайнмента
- $SU(8)$ -симметрия нарушена только за счет разности масс кварков
- асимптотическая свобода предполагается при описании кварк–глюонных взаимодействий. Точечное взаимодействие между кварками, зависящее от их спинов и масс, обусловлено одноглюонным обменом и имеет вид двухчастичного взаимодействия Ферми-Брейта.

Гамильтониан системы трех кварков записывается как:

$$H = L(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) + \sum_i^3 \left(m_i + \frac{\vec{p}_i^2}{2m_i} + \dots \right) + \sum_{i>j} (\alpha Q_i Q_j - \frac{2}{3} \alpha_s) S_{ij}, \quad (2.1)$$

где L – универсальное взаимодействие, связывающее кварки (потенциал конфайнмента); $\vec{r}_i, \vec{p}_i, m_i$ и Q_i – координата, импульс, масса и заряд i -го кварка. S_{ij} – двухчастичное взаимодействие кулоновского типа между кварками:

$$\begin{aligned} S_{ij} = & \frac{1}{|\vec{r}|} - \underbrace{\frac{1}{2m_i m_j} \left(\frac{\vec{p}_i \cdot \vec{p}_j}{|\vec{r}|} + \frac{\vec{r} \cdot (\vec{r} \cdot \vec{p}_i) \vec{p}_j}{|\vec{r}|^3} \right)}_{-} \\ & - \frac{\pi}{2} \delta^3(\vec{r}) \left(\frac{1}{m_i^2} + \frac{1}{m_j^2} \right) \\ & - \underbrace{\frac{1}{m_i m_j} \left(\frac{8\pi}{3} \vec{s}_i \cdot \vec{s}_j \delta^3(\vec{r}) + \frac{1}{|\vec{r}|^3} \left[\frac{3(\vec{s}_i \cdot \vec{r})(\vec{s}_j \cdot \vec{r})}{|\vec{r}|^2} - \vec{s}_i \cdot \vec{s}_j \right] \right)}_{-} \\ & - \underbrace{\frac{1}{2|\vec{r}|^3} \left(\frac{1}{m_i^2} \vec{r} \times \vec{p}_i \cdot \vec{s}_i - \frac{1}{m_j^2} \vec{r} \times \vec{p}_j \cdot \vec{s}_j + \frac{1}{m_i m_j} [2\vec{r} \times \vec{p}_i \cdot \vec{s}_j - 2\vec{r} \times \vec{p}_j \cdot \vec{s}_i] \right)}_{-} \\ & + \dots, \end{aligned} \quad (2.2)$$

здесь $\vec{r} = \vec{r}_i - \vec{r}_j$ а \vec{s}_i есть спин i -го кварка. Многоточие означает пренебрежение релятивистскими поправками. Авторы [39] находят собственные значения этого гамильтониана в первом порядке теории возмущений в обкладках $SU(6)$ ($SU(8)$ в случае c -кварка) симметричных волновых функций $\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3)$. Заметим, что для S -волновых барионов взаимодействие $\vec{L} \cdot \vec{S}$ (последний член гамильтониана) отсутствует. После усреднения для основных состояний барионов получается:

$$\begin{aligned} M = & M_0 + \sum_i^3 \left[\Delta m_i + a \left(\frac{1}{m_i} - \frac{1}{m_u} \right) \right] \\ & + \sum_{i>j} (\alpha Q_i Q_j - \frac{2}{3} \alpha_s) \left[b - \frac{c}{m_i m_j} - d \left(\frac{1}{m_i^2} + \frac{1}{m_j^2} + \frac{16 \vec{s}_i \cdot \vec{s}_j}{3 m_i m_j} \right) \right], \end{aligned} \quad (2.3)$$

где $\Delta m = m_i - m_u$, $H_0 |\psi\rangle = M_0 |\psi\rangle$, где $H_0 = L(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) + \sum_i \left(m_u + \frac{\vec{p}_i^2}{2m_u} \right)$; a – среднее значение оператора кинетической энергии; b – кулоновского взаимодействия; c – среднее значение оператора Дарвина-Брейта (второй член в 2.2); d – среднее значение контактного взаимодействия (члены содержащие $\delta^3(\vec{r})$).

2.1.2 Модель Изгура и Карла

Нерелятивистский вариант Модель Изгура и Карла основана на той же идеологии, что и модель Де Рухулы, Джорджи и Глэшоу, т.е. расщепления по массам вызваны одноглюонным обменом между кварками. В этой модели [40] гамильтониан гармонического осциллятора варьируется произвольным ангармоническим возмущением U и ”сверхтонкой” поправкой H_{hyp} .

$$H = H_0 + U + H_{hyp},$$

где

$$H_0 = \sum_i \frac{\vec{p}_i^2}{2m_i} + \frac{1}{2}K \sum_{i>j} r_{ij}^2, \quad (2.4)$$

и $U = \sum_{i>j} U(\vec{r}_{ij})$, в отличие от [39], где потенциал конфайнмента не фиксировался (его среднее значение входило в массовую формулу как параметр M_0). Также в отличие от [39] Изгур и Карл опускают спин-орбитальное взаимодействие, но в спин-спиновом взаимодействии, помимо контактного члена, рассматривают и длиннодействующую часть:

$$H_{hyp}^{ij} = \frac{2\alpha_s}{3m_i m_j} \left\{ \underbrace{\frac{8\pi}{3} \vec{s}_i \cdot \vec{s}_j \delta^3(\vec{r})}_{\text{Ферми}} + \underbrace{\frac{1}{|\vec{r}|^3} \left[\frac{3(\vec{s}_i \cdot \vec{r})(\vec{s}_j \cdot \vec{r})}{|\vec{r}|^2} - \vec{s}_i \cdot \vec{s}_j \right]}_{\text{спин-тензорное}} \right\}.$$

Первое слагаемое в гамильтониане есть контактное взаимодействие Ферми, ненулевое, если кварковая пара имеет нулевой относительный угловой момент, а второй член – спин-тензорное взаимодействие, неравное нулю, если пара кварков имеет ненулевой угловой момент.

Рассмотрим эту модель чуть более подробно. Введя ортогональный базис:

$$\begin{aligned} \vec{R} &= \frac{1}{3}(\vec{r}_1 + \vec{r}_2 + \vec{r}_3) \\ \vec{\rho} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \\ \vec{\lambda} &= \frac{1}{\sqrt{6}}(\vec{r}_1 + \vec{r}_2 - 2\vec{r}_3), \end{aligned} \quad (2.5)$$

имеем

$$\begin{aligned} \vec{r}_1 &= \vec{R} + \frac{1}{\sqrt{2}}\vec{\rho} + \frac{1}{\sqrt{6}}\vec{\lambda} \\ \vec{r}_2 &= \vec{R} - \frac{1}{\sqrt{2}}\vec{\rho} + \frac{1}{\sqrt{6}}\vec{\lambda} \\ \vec{r}_3 &= \vec{R} - \frac{2}{\sqrt{6}}\vec{\lambda}. \end{aligned} \quad (2.6)$$

В результате, сделав замену переменных в (2.4) и считая массы трех кварков равными, получим:

$$H_0 = H_{CM} + \frac{\vec{p}_\rho^2}{2m} + \frac{\vec{p}_\lambda^2}{2m} + \frac{3}{2}K \left(\vec{\rho}^2 + \vec{\lambda}^2 \right), \quad (2.7)$$

где H_{CM} – кинетическая энергия движения центра масс системы трех кварков. В случае Р-волновых барионов этот член соответствует низшему состоянию системы трех кварков, движущемуся с единичным моментом как целое вокруг наблюдателя. Следовательно, это есть возбуждение центра масс, или ”фигтивное” состояние, не настоящее физическое состояние в спектре масс, не являющееся внутренним возбуждением трехкварковой системы. Этот член исчезает, если выбрать за начало координат центр масс системы. Спектр массовых уровней барионов есть спектр уровней двух 3-мерных гармонических осцилляторов с одинаковой частотой $\omega_\rho = \omega_\lambda$. В случае очарованных барионов, где $m_3 = m_c \gg m_1 = m_u \simeq m_d$, Изгур и Карл предложили опустить требование антисимметрии полной волновой функции, потребовав антисимметризацию только по кваркам равной массы (кварков 1 и 2). В этом случае пространственные волновые функции смешанной симметрии, ассоциируемые с переменными ρ и λ ,

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)\psi, \\ & \frac{1}{\sqrt{6}}(\vec{r}_1 + \vec{r}_2 - 2\vec{r}_3)\psi, \end{aligned}$$

до этого энергетически вырожденные, теперь соответствуют разным энергиям. Возбуждения $\vec{\lambda}$ соответствуют колебаниям очарованного, в нашем случае 3-го кварка, а возбуждения $\vec{\rho}$ – колебаниям дикварка, образованного легкими кварками 1 и 2. Переменным $\vec{\lambda}$ и $\vec{\rho}$ соответствуют приведенные массы:

$$\begin{aligned} m_\rho &= m_1 = m_2 = m \\ m_\lambda &= \frac{3mm_3}{2m + m_3}. \end{aligned}$$

Гамильтониан гармонического осциллятора (2.7) принимает вид:

$$H_0 = \frac{\vec{p}_\rho^2}{2m_\rho} + \frac{\vec{p}_\lambda^2}{2m_\lambda} + \frac{3}{2}K \left(\vec{\rho}^2 + \vec{\lambda}^2 \right). \quad (2.8)$$

Частотный сдвиг двух осцилляторов:

$$\frac{\omega_\rho - \omega_\lambda}{\omega_\rho} = 1 - \sqrt{\frac{1}{3}(1 + 2x)},$$

где $x = m/m_3$. В случае странных барионов $x \simeq 0.6$, частотный сдвиг составляет 15%, а в случае очарованных барионов $x \simeq 0.2$, уже 30%. Частотный сдвиг в этом

подходе качественно объясняет, почему $\Sigma(1670)\frac{5}{2}^-$ легче, чем $\Lambda(1830)\frac{5}{2}^-$. Нестранные кварки в случае Σ образуют симметричную комбинацию, соответственно это более легкое симметричное $\vec{\lambda}$ – возбуждение волновой функции; в случае же Λ два легких кварка находятся в антисимметричной комбинации, которой соответствует более тяжелая $\vec{\rho}$ -мода.

Усредняя гамильтониан в обкладках волновых функций гармонического осциллятора, авторы получают спектр барионных состояний udc базиса. Модель использует пять параметров, которые, кроме массы c - кварка, фиксируются из экспериментальных данных по очарованным барионам.

В таблице 2.1 приведены результаты вычислений для основных и низколежащих Р-волновых udc барионов. Как непосредственно видно из приведенного спектра, наилегчайшее

Λ	Масса (GeV/c ²)	Σ	Масса (GeV/c ²)
$\Lambda_c \frac{1}{2}^+$	2.26	$\Sigma_c \frac{1}{2}^+$	2.44
		$\Sigma_c \frac{3}{2}^+$	2.51
$\Lambda_c \frac{1}{2}^-$	2.51	$\Sigma_c \frac{1}{2}^-$	2.76
$\Lambda_c \frac{3}{2}^-$	2.59	$\Sigma_c \frac{3}{2}^-$	2.77
$\Lambda_c \frac{5}{2}^-$	2.90	$\Sigma_c \frac{5}{2}^-$	2.80

Таблица 2.1: Массы низколежащих нестранных очарованных барионов в модели Изгура и Карла.

Р-волновое возбуждение $\Lambda_c \frac{1}{2}^-$ отстоит от основного состояния $\Lambda_c \frac{1}{2}^+$ всего на 250 MeV/c². Из этого следует, что сильные распады:

$$\begin{aligned}\Lambda_c \frac{1}{2}^- &\rightarrow \Sigma_c + \pi \\ \Lambda_c \frac{1}{2}^- &\rightarrow \Lambda_c + \pi^+ \pi^- \\ \Lambda_c \frac{1}{2}^- &\rightarrow \Lambda_c + \pi^0\end{aligned}$$

запрещены. Первые два из-за нехватки фазового объема, третий – из-за сохранения изоспина в сильных взаимодействиях. Ширина разрешенного электромагнитного распада $\Lambda_c \frac{1}{2}^- \rightarrow \Lambda_c + \gamma$ оценена в 0.6 keV, а относительная вероятность $\Lambda_c \frac{1}{2}^- \rightarrow \Sigma_c + \gamma$ пренебрежимо мала [40]. Для следующего, более тяжелого состояния $\Lambda_c \frac{3}{2}^-$ уже возможны сильные распады:

$$\begin{aligned}\Lambda_c \frac{3}{2}^- &\rightarrow \Sigma_c + \pi \\ \Lambda_c \frac{3}{2}^- &\rightarrow \Lambda_c + \pi\pi.\end{aligned}$$

Ширины этих распадов, ввиду малости фазового объема, достаточно малы и составляют $\approx 10\text{-}20\text{ keV}$.

Релятивистский вариант Нерелятивистские потенциальные модели имеют целый ряд существенных недостатков и ограничений.

- Нерелятивистская кинематика кварков, хотя, как массы, так и импульсы кварков-конституэнтов должны быть порядка Λ_{QCD} , т.е. $\frac{p}{m} \sim 1$. Нерелятивистское описание здесь очевидно мало применимо.
- Нерелятивистская кварковая динамика, проявляющаяся в массовых коэффициентах в потенциале Ферми-Брейта.
- Отсутствие глюонной динамики
- Отсутствие скейлинговых зависимостей в определении кварковых масс и константы КХД.

В 1986 году Изгур и Капстик [41] предложили теорию адронной спектроскопии, основанной на релятивистской кварковой модели в рамках КХД, где они попытались устранить перечисленные недостатки.

Уравнение Шредингера решается методом теории возмущений, где в качестве нулевого приближения используется базис волновых функций гармонического осциллятора. Межкварковый потенциал содержит, помимо кулоновского и $\vec{S}\vec{S}$ -членов, трехчастичный потенциал струны Y-формы. Вводится "бегущая" константа КХД (См. ур-ние 1.3).

Предсказания масс для P-волновых очарованных барионов приведены в таблице 2.2.

2.2 Другие подходы в спектроскопии барионов

Помимо потенциальных моделей, довольно успешно описывающих экспериментальный спектр S-волновых уровней очарованных барионов, конечно существуют и другие подходы в спектроскопии трехкварковых систем, такие как модель кварковых мешков и вычисления, основанные на правилах сумм КХД. Точность предсказаний масс в правилах сумм КХД значительно хуже чем в потенциальных моделях, зато результаты восходят к первым принципам КХД и являются надежными в пределах указанных неопределенностей. К сожалению автору не известны предсказания спектров P-волновых очарованных барионных состояний в этих подходах.

К числу одной из наиболее ярких моделей барионов следует отнести модель барионов как топологических солитонов, предложенную и развитую английским физиком Т.Х.Р.Скирмом (1922–1987) в 60-х годах. Подход, опирающийся на топологические идеи, в то время не смог получить достаточного внимания со стороны физиков и первые двадцать лет развивался фактически только его автором. Однако с середины 80-х годов, когда было установлено, что модель Скирма может рассматриваться как предельный случай КХД, ситуация резко изменилась. Оказалось, что в пределе большого числа цветов КХД эквивалентна эффективной мезонной теории. Барион представляет собой протяженный объект – топологический солитон, ”скирмион”, построенный из бозонов и обладающий фермионными свойствами. В кратце ”солитонный механизм” основан на двух основополагающих идеях:

- сильно взаимодействующие массивные частицы в рамках нелинейной теории поля могут быть описаны как коллективные возбуждения в системе слабо связанных фундаментальных полей;
- теория должна допускать существование солитонных решений, описывающих всю иерархию наблюдаемых частиц.

Модель Скирма и была задумана как попытка реализовать эти требования. Расчет спектра возбужденных очарованных барионов в рамках модели Скирма был предпринят в работе [43] путем нахождения собственных значений гамильтониана системы очарованный мезон – солитон. Результаты этих вычислений приведены в таблице 2.2

Автор	Предсказания масс [MeV/c ²]				
	Λ_c^+ -состояния			Σ_c -состояния	
	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}^-$	$\frac{3}{2}^-$	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{3}{2}^+$
Зельдович Я.Б. и Сахаров А.Д. [38]	2257	–	–	2417.5	2469
ДеРухула с соавторами [39]	2200	–	–	2360	242
Изгур и Карл [40]	2600	2510	2590	2440	251
Изгур и Капстик [41]	2265	2630	2640	2440	249
Кальман и Тран [42]	2282	2653	2669	2515	255
Ю. Ох и Б-Ю.Парк (Модель Скирма)[43]	2289	2568	2595	2454	249
Эксперимент	2285.1 ± 0.6 [53]	–	–	2453.0 ± 0.4 [53] ¹	–

Таблица 2.2: Предсказания масс очарованных барионов в различных моделях

Глава 3

Теоретические аспекты физики очарованных частиц

Трактовка КХД в пределе бесконечной массы тяжелого кварка впервые была предложена М.Б.Волошиным и М.А.Шифманом [44] для описания распадов прелестных частиц.

В этой главе кратко изложены свойства очарованных барионов в свете симметрии, возникающей в пределе бесконечной массы тяжелого кварка. Даются предсказания вероятностей переходов между состояниями. Подробно этот материал изложен в обзоре [45].

3.1 Эффективная теория тяжелого кварка – HQET

Тяжелые, очарованный и прелестный, кварки и адроны, составленные из них, разительно отличаются по своим свойствам от адронов, содержащих только легкие кварки – u, d и s . Большая масса тяжелых кварков задает массовую шкалу, гораздо большую, чем потенциал конфайнмента $\Lambda \approx 400 \text{ MeV}$, определяющий физику легких адронов.

Хотя тяжелые адроны, содержащие тяжелые кварки разных ароматов, имеют сильно различные массы, они, тем не менее, в некотором смысле похожи друг на друга по своим свойствам, если выбрать адекватную массовую шкалу и учесть возможные факторы с аномальной размерностью. Эта идея получила количественное воплощение в т.н. Эффективной Теории Тяжелого Кварка (HQET). В рамках HQET производится систематическое разложение КХД по обратным степеням массы тяжелого кварка. Первый член в этом разложении приводит к возникновению новой симметрии – спиновой симметрии и симметрии по аромату, получившей название симметрии тяжелого кварка.

Природа оказалась устроенной достаточно удобно для введения этого формализма, она разделила шесть поколений кварков на тяжелый и легкий секторы. "Тяжелые" кварки – c, b, t гораздо тяжелее константы сильного взаимодействия КХД $\Lambda_{QCD} = 400 \text{ MeV}$, тогда как "легкие" кварки – u, d, s гораздо легче (за исключением s -кварка) чем Λ_{QCD} , т.е.:

$$m_c, m_b, m_t \gg \Lambda_{QCD} \gg m_u, m_d, m_s$$

Поэтому при исследовании свойств "тяжелого" сектора имеет смысл сначала рассматривать КХД в пределе бесконечной массы тяжелого кварка, а затем учитывать степенные поправки к этому пределу в рамках $1/m_Q$ разложения.

Симметрия тяжелого кварка не является спектральной (массовой) симметрией, она представляет собой новый тип симметрии – симметрии одинаковой скорости. То, что это не есть спектральная симметрия, не является неожиданностью из-за громадной разницы (2 порядка) между массой c -кварка t -кварка.

Физика, лежащая в основе спин-ароматной симметрии при равной скорости, может быть понята на качественном уровне, если рассмотреть прелестный и очарованный барионы в состоянии покоя (рисунок 3.1)

Тяжелые, прелестный и очарованный, кварки в центрах окружены облаками, соответствующим системам легких дикварков. Тяжелый кварк взаимодействует с облаком только за счет глюонного обмена. Но так как глюоны "не чувствительны" к аромату, то легкое облако ничего "не знает" об аромате в центре. Кроме того, в пределе бесконечной массы тяжелого кварка в центре, не существует спинового взаимодействия между ними. Т.е. прелестный барион в покое, в пределе бесконечно тяжелой массы, идентичен очарованному бариону в покое не зависимо от ориентации спинов тяжелых кварков:

$$B(bqq)(\uparrow\downarrow) = B(cqq)(\uparrow\downarrow).$$

После этого, применяя преобразование Лоренца для перехода от нулевой до некоторой скорости v можно заключить:

$$B(bqq)(v, \uparrow\downarrow) = B(cqq)(v, \uparrow\downarrow), \quad (3.1)$$

т.к. преобразование Лоренца зависит только от относительной скорости. Уравнение 3.1 и обнажает новую симметрию спинов и ароматов в КХД при равных скоростях, которая является точной симметрией в пределе большой массы кварка. Это, собственно, и есть Симметрия Тяжелого Кварка.

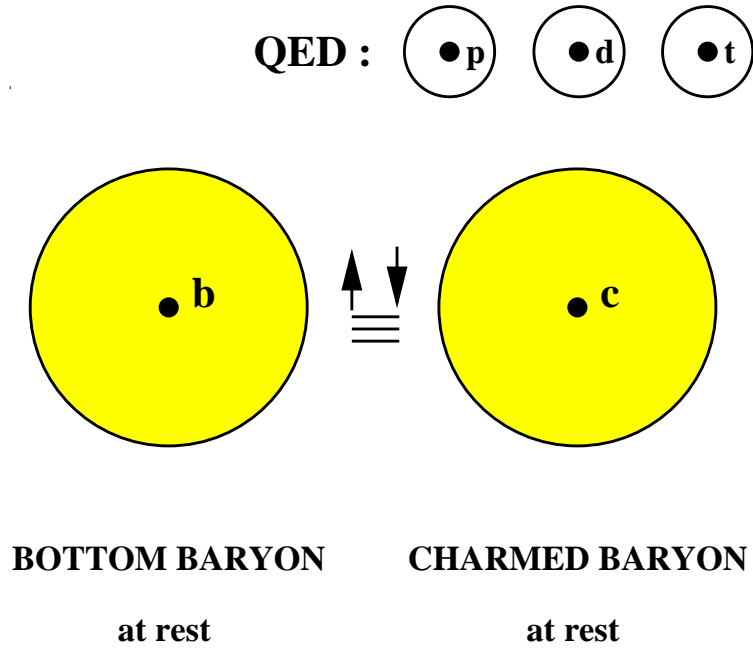


Рис. 3.1: Волновые функции прелестного и очарованного барионов в покое идентичны. В верхнем правом углу: аналогично в КЭД идентичны волновые функции атомов водорода, дейтерия и трития

Интересно отметить, что подобная симметрия существует и в рамках КЭД. Если рассмотреть атомы водорода, дейтерия и трития в покое (См. рисунок 3.1), то, если пренебречь сверхтонким взаимодействием, их волновые функции одинаковы, а, следовательно, одинаковы и их атомные свойства. Действительно, кулоновское взаимодействие между электронным облаком и нуклоном в центре атома чувствительно только к электрическому заряду нуклона, который одинаков для всех трех изотопов.

Итак, фундаментальная теория сильных взаимодействий – Квантовая Хромодинамика (КХД) существенно упрощается для систем, содержащих тяжелый кварк. Условие достаточной "тяжести" кварка – $m_Q \gg \Lambda_{QCD} \simeq 400 \text{ MeV}$. HQET представляет собой формализм, который содержит естественным образом симметрию спинов и ароматов, возникающую при $m_Q \rightarrow \infty$, и описывает систематическим образом отклонения от этого предела.

В природе существуют два кварка, к которым можно применить этот формализм: очарованный кварк ($m_c \simeq 1.5 \text{ MeV}/c^2$) и прелестный кварк ($m_b \simeq 4.8 \text{ MeV}/c^2$). Очарованный или прелестный барион есть связанное состояние трех кварков Qqq ($Q = c, b$ и $q = u, d, s$), которое может быть представлено как тяжелый кварк Q , сидящий в центре,

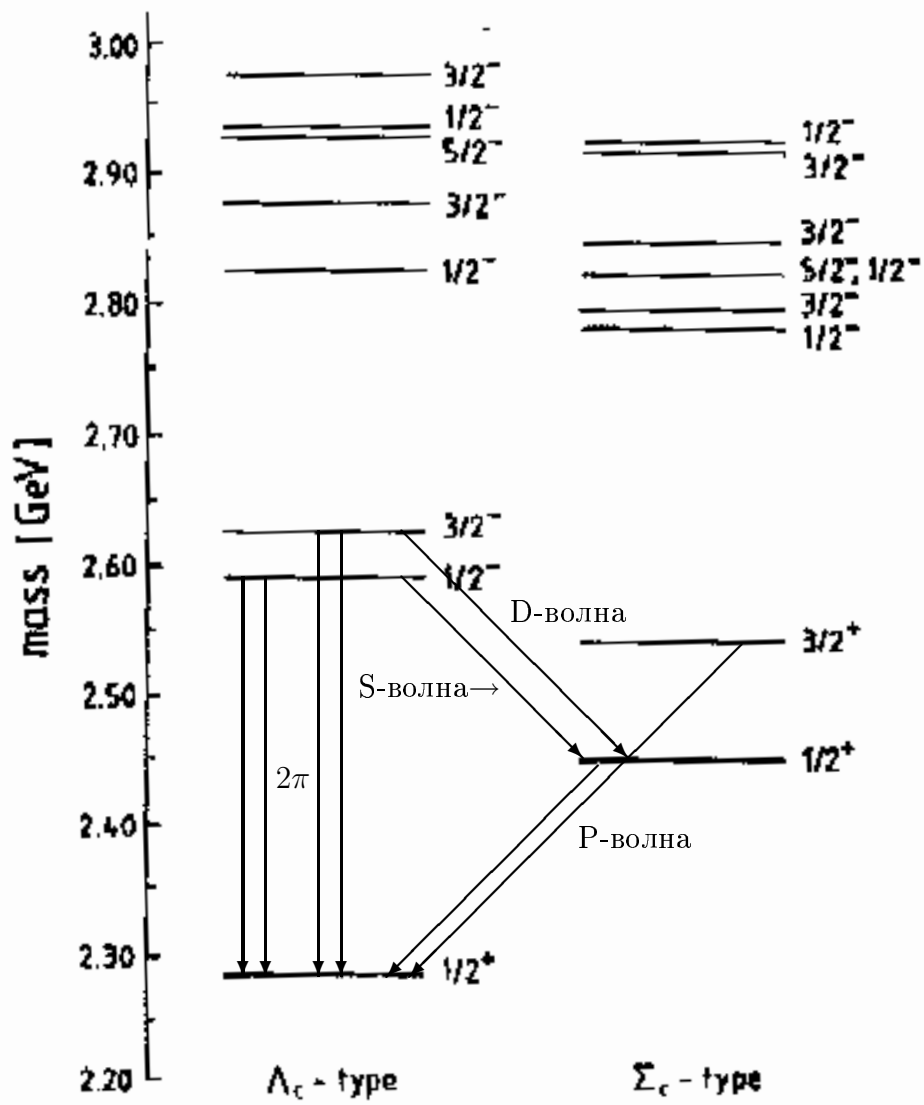


Рис. 3.2: Спектр Λ_c и Σ_c S- волновых и P-волновых очарованных барионных состояний. Стрелками указаны пионные переходы: $\Lambda_{K_1} \rightarrow \Sigma_c(\Lambda_c)\pi(2\pi)$ и $\Sigma_c^{(*)} \rightarrow \Lambda_c\pi$.

окруженный двумя легкими валентными кварками, глюонами, кварк–антикварк морскими парами, которые в своей совокупности принято называть "легкими степенями свободы". Как уже было сказано выше, Симметрия Тяжелого Кварка проявляется в том, что состояние системы легких степеней свободы не зависит от аромата и спина тяжелого кварка.

Тяжелый кварк, находящийся внутри бариона, непрерывно обменивается импульсом с легкими степенями свободы. Величина переданного импульса порядка Λ_{QCD} , следовательно изменение скорости кварка есть Λ/m_Q , т.е. величина, исчезающая с ростом m_Q . Если система Qqq в покое, то и кварк Q в покое, и можно забыть про все

его динамические степени свободы, все, кроме цвета. Кварк Q может быть описан лагранжианом:

$$L_{HQET} = \bar{Q}(iD_0 - m_Q)Q, \quad (3.2)$$

где $D_\mu = \partial_\mu + igA_\mu$. Это следует из лагранжиана КХД:

$$L_{QCD} = \bar{Q}(i\not{D} - m_Q)Q, \quad (3.3)$$

при условии:

$$Q = \frac{1 + \gamma_0}{2}Q. \quad (3.4)$$

Это условие выражает тот факт, что тяжелый кварк Q находится в покое, и эквивалентно тому, что такой кварк описывается только двумя верхними компонентами дираковского спинора. Обобщение 3.2 для кварка, движущегося со скоростью v , выглядит следующим образом:

$$L_{HQET} = \bar{Q}_v(iv \cdot D - m_Q)Q_v, \quad (3.5)$$

где поле Q_v удовлетворяет условию:

$$Q_v = \frac{1 + \not{v}}{2}Q_v. \quad (3.6)$$

В этом случае масса кварка m_Q теряет смысл и может быть вообще исключена из лагранжиана следующим преобразованием:

$$h_v = e^{im_Q v \cdot x}Q_v. \quad (3.7)$$

В терминах нового поля h_v лагранжиан HQET принимает вид:

$$L_{HQET} = \bar{h}_v(iv \cdot D)h_v. \quad (3.8)$$

Поле тяжелого кварка имеет индекс v для того, чтобы подчеркнуть, что для каждой возможной скорости существует свое определенное поле, копирующее начальное, и каждое такое поле дает аналогичный 3.8 член в лагранжиане. Лагранжиан не содержит членов, связывающих кварковые поля при разных скоростях. Таким образом, скорость кварка есть квантовое число (т.н. "правило дополнительного отбора по скорости").

Развив формализм HQET для нулевого порядка по $1/m_Q$, интересно увидеть появление двух типов симметрии, возникающих при $m \rightarrow \infty$. Полный лагранжиан для двух кварков b и c есть:

$$L_{HQET} = \bar{h}_v^{(b)}(iv \cdot D)h_v^{(b)} + \bar{h}_v^{(c)}(iv \cdot D)h_v^{(c)}. \quad (3.9)$$

Причем оба кварка должны иметь равные скорости. Лагранжиан 3.9 инвариантен относительно преобразования:

$$\begin{pmatrix} h_v^{(c)} \\ h_v^{(b)} \end{pmatrix} \rightarrow U \begin{pmatrix} h_v^{(c)} \\ h_v^{(b)} \end{pmatrix}, \quad (3.10)$$

где U – любая $SU(2)$ матрица. Это и есть формальная запись симметрии по аромату. Из этого следует вырожденность:

$$m_{bqq} - m_b = m_{cqq} - m_c, \quad (3.11)$$

т.е. масса легких степеней свободы (для заданных квантовых чисел) не зависит от типа тяжелого кварка, а также существование сохраняющего оператора, подобного изоспину, обозначим его как $\vec{\tau}$. Он имеет следующие свойства:

$$\tau_3 |bqq\rangle = |bqq\rangle \quad \tau_3 |cqq\rangle = -|cqq\rangle \quad (3.12)$$

$$\tau_- |bqq\rangle = |cqq\rangle \quad \tau_+ |cqq\rangle = |bqq\rangle, \quad (3.13)$$

где $\tau_{\pm} = \tau_1 \pm i\tau_2$. В явном виде:

$$\vec{\tau} = \frac{1}{2} \int d^3x (\bar{h}_v^{(b)}(x) \bar{h}_v^{(c)}(x)) \gamma_0 \vec{\sigma} \begin{pmatrix} h_v^{(b)}(x) \\ h_v^{(c)}(x) \end{pmatrix}, \quad (3.14)$$

где $\vec{\sigma}$ – матрицы Паули. Сохранение $\vec{\tau}$ позволяет связывать амплитуды процессов b кварков с амплитудами c кварков.

Другая симметрия, появляющаяся в пределе бесконечной массы, спиновая симметрия, имеет своим следствием тот факт, что лагранжиан 3.8 инвариантен относительно произвольного поворота спина покоящегося тяжелого кварка:

$$h_v \rightarrow \exp\left(\frac{i}{2} \vec{\Sigma} \cdot \vec{n} \theta\right) h_v, \quad (3.15)$$

где \vec{n} и θ соответственно ось и угол вращения, а $\vec{\Sigma}$ – оператор спина. Эта симметрия подразумевает вырожденность двух состояний со спинами $J = j \pm \frac{1}{2}$, полученных суммированием спина кварка $s = \frac{1}{2}$ и орбитального углового момента легких степеней свободы (например Σ_c и Σ_c^*). Сохраняющаяся величина, соответствующая спиновой симметрии, есть конечно же спин тяжелого кварка:

$$\vec{s} = \frac{1}{2} \int d^3x \bar{h}(x) \gamma_0 \vec{\Sigma} h(x). \quad (3.16)$$

Сохранение этого оператора позволяет связывать амплитуды процессов внутри партнеров одного мультиплета.

3.2 Переходы между состояниями

Спин-четность легкого дикварка j^P в барионе определяется через относительный спин и орбитальный момент двух кварков, составляющих дикварк. Дикварк может иметь спин 0 или 1. Полное орбитальное состояние дикварка характеризуется двумя угловыми степенями свободы, определяемыми через относительные импульсы $\vec{k} = \frac{1}{2}(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)$ и $\vec{K} = \frac{1}{2}(\vec{p}_1 + \vec{p}_2 - 2\vec{p}_3)$, где $p_{1,2}$ – импульсы легких кварков, а p_3 – импульс тяжелого кварка. Тогда орбитальный момент l_k описывает относительные орбитальные возбуждения двух легких кварков, а орбитальный момент l_K описывает орбитальные возбуждения центра масс двух легких кварков относительно тяжелого кварка, см. рисунок 3.3.

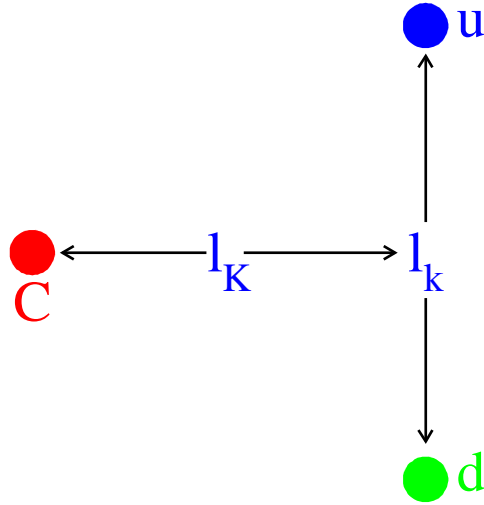


Рис. 3.3: Орбитальные моменты в системе тяжелого бариона. l_k – относительный орбитальный момент двух легких кварков, l_K – орбитальный момент центра масс легкого дикварка относительно тяжелого кварка.

Соответственно основные состояния тяжелых барионов в этом подходе имеют $l_k = l_K = 0$, а Р-волновые состояния имеют $l_k = 0, l_K = 1$ или $l_k = 1, l_K = 0$. Природа симметрии по аромату легкого дикварка может быть определена из принципа Паули. Полностью антисимметричная (симметричная) пространственная конфигурация дикварка

является антисимметричной (симметричной) по аромату. Антисимметричная по аромату комбинация кварков $\Lambda_{[q_1 q_2]Q}$ соответствует Λ -барионным состояниям, а симметричная по аромату комбинация кварков $\Sigma_{\{q_1 q_2\}Q}$ соответствует Σ -барионным состояниям. В группе $SU(3)$ ($q = u, d, s$) Λ -состояния формируют антитриплет $\bar{3}$, а Σ -состояния – секстет 6, в соответствие с разложением $3 \otimes 3 = \bar{3} \oplus 6$.

В соответствие с изложенным существует семь Λ - и семь Σ -Р-волновых очарованных барионных состояний. Расчеты, проведенные в рамках кварковой модели [40], показали, что эти состояния хорошо отделяются (по массе) от основных состояний – $\Lambda_c(\frac{1}{2}^+)$ и $\Sigma_c(\frac{1}{2}^+)$ соответственно. Два Р-волновых Λ_c -состояния с $(l_k = 0, l_K = 1)$ имеют значительно меньшую массу, чем остальные пять $(l_k = 1, l_K = 0)$ состояний, т.к. спин-орбитальное и спин-спиновое расщепления "работают" для них в одном направлении уменьшения массы. Полный эффект от спин-орбитального и спин-спинового взаимодействий составляет $\simeq 350 \text{ MeV/c}^2$. В Р-волновых Σ_c -барионах, наоборот, эти эффекты имеют противоположный знак, приводя к меньшим массовым сдвигам между состояниями.

Не существует универсального соглашения для обозначения барионных возбужденных состояний. Если использовать обычные спектроскопические индексы, то возбужденные барионные состояния обозначались бы $^2_{j^{s+1}}(l; l_1; l_2)_J$, где l_1 и l_2 орбитальные моменты легких кварков, а l – полный орбитальный момент. Полный орбитальный момент складывается со спином синглетного или триплетного состояния, образуя состояние дикварка с полным моментом j . Полный спин J бариона получается сложением спина тяжелого кварка s_Q и j : $J = s_Q \pm j$. В многочисленной литературе, посвященной исследованиям тяжелых барионов, обычно применяется более простое обозначение состояний, которое, во-первых, удобно для Р-волновых барионных состояний, поиску которых и была посвящена данная работа, и, во-вторых, использует $l_1 = l_k$ и $l_2 = l_K$ базис, который диагонализует гамильтониан в приближении гармонического осциллятора [40]. $(l_k = 0, l_K = 1)$ и $(l_k = 1, l_K = 0)$ состояния обозначаются как К-состояния и к-состояния. Дублеты в пределе симметрии тяжелого кварка обозначаются $\{B_{QKj}\}$ или $\{B_{Qk_j}\}$ ($j = 1, 2$), а синглеты ($j = 0$) – B_{QK_0} и B_{Qk_0} , где B обозначает барион типа Λ или Σ .

Как видно из спектра уровней возбужденных состояний, приведенном на рисунке 3.2, фазового объема достаточно для пионных переходов между легчайшими Р-волновыми состояниями и основными состояниями очарованных Λ - и Σ - барионов.

Распады $B_{Q1} \rightarrow B_{Q2}\pi$ и $B_{Q1} \rightarrow B_{Q2}\gamma$ показаны схематически на рисунке 3.4. Пион испускается легким дикварком. В пределе бесконечной массы тяжелый кварк не испытывает отдачи в процессе эмиссии пиона, т.е. скорость тяжелого кварка, а следовательно и всего

бариона, не меняется, как это показано на рисунке 3.4.

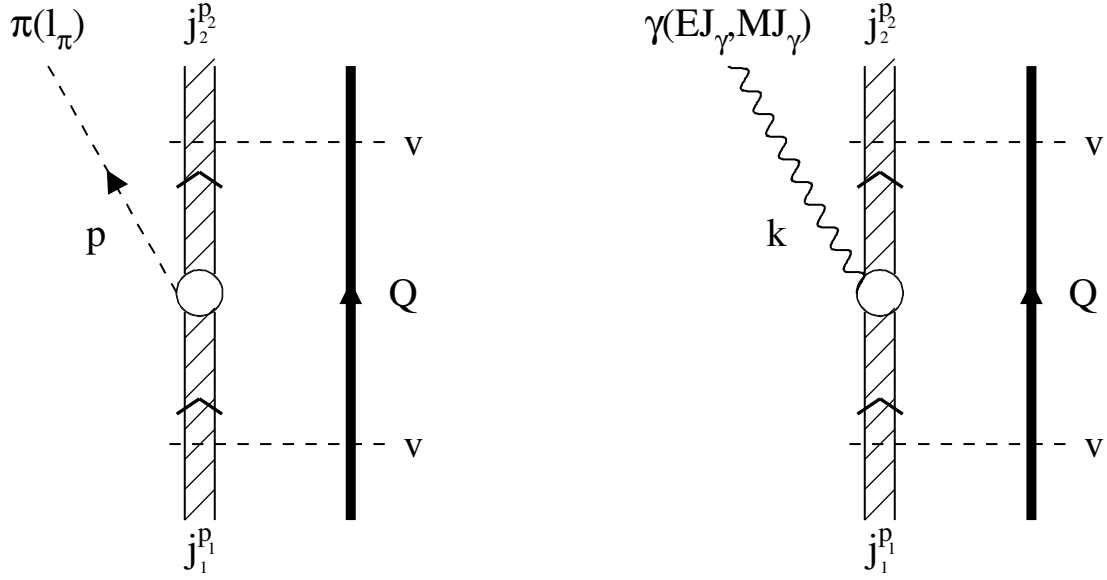


Рис. 3.4: Пионный (слева) и фотонный (справа) переходы между тяжелыми барионами в пределе бесконечной массы тяжелого кварка. Пион и фотон взаимодействуют только с легким дикварком, приводя к переходу из состояния со спин-четностью $j_1^{P_1}$ в состояние с спин-четностью $j_2^{P_2}$, скорость системы при этом неизменна.

Амплитуда одно-пионного перехода между барионами имеет вид [45]:

$$M^\pi = \langle \pi(\vec{p}), B_{Q2}(v) | T | B_{Q1}(v) \rangle = \bar{\psi}_2^{\nu_1 \dots \nu_{j_2}}(v) \psi_1^{\mu_1 \dots \mu_{j_1}}(v) \left(\sum_{l_\pi} f_{l_\pi} t_{\mu_1 \dots \mu_{j_1}; \nu_1 \dots \nu_{j_2}}^{l_\pi} \right), \quad (3.17)$$

где $\psi^{\mu_1 \dots \mu_{j_1}}$ – волновые функции барионов, а $t_{\mu_1 \dots \mu_{j_1}; \nu_1 \dots \nu_{j_2}}^{l_\pi}$ тензоры. Нормировка амплитуд f_{l_π} подобрана таким образом, что каждая данная парциальная амплитуда f_{l_π} входит как $|f_{l_\pi}|^2 |\vec{p}|^{2l_\pi}$ в сумму квадратов амплитуд.

Используя уравнение (3.17) и спиновые волновые функции из [45] для переходов между основными состояниями очарованных барионов $\{\Sigma\} \rightarrow \Lambda_c + \pi$, т.е. переходов между дикварками $1^+ \rightarrow 0^+ + \pi$, можно найти:

$$\Gamma_{\Sigma_c^* \rightarrow \Lambda_c + \pi} = \Gamma_{\Sigma_c \rightarrow \Lambda_c + \pi} = \frac{1}{6\pi} \frac{M_2}{M_1} |f_p|^2 |\vec{p}|^3, \quad (3.18)$$

где $|\vec{p}|$ импульс пиона в системе покоя бариона. Равенство ширин распадов $\Sigma_c^* \rightarrow \Lambda_c + \pi$ и $\Sigma_c \rightarrow \Lambda_c + \pi$, возникающее в пределе бесконечной массы тяжелого кварка, когда $M_{\Sigma_c^*} = M_{\Sigma_c}$, является общим результатом для переходов в синглетные состояния HQET.

Разница в фазовых объемах составляет эффект порядка $\mathcal{O}(1/m_c)$, который может быть важен для феноменологических применений.

Оценка величины f_p была проведена в приближении конституэнтной кварковой модели [48]. В результате было найдено, что $f_p = g_A f_\pi^{-1}$, $f_\pi = 93$ MeV, где g_A – феноменологический фактор ($g_A = 0.75$), вводимый так, чтобы получить правильное отношение g_A/g_V в β -распаде нейтрона. Ширина перехода есть:

$$\Gamma_{\Sigma_c^0 \rightarrow \Lambda_c \pi^-} = 2.45 \text{ MeV}.$$

Из этой оценки следует, что измерить естественную ширину Σ_c в эксперименте чрезвычайно тяжело.

Рассмотрим далее переходы $\{\Lambda_{cK_1}\} \rightarrow \{\Sigma\} + \pi$ с квантовыми числами $\{\frac{1}{2}^-, \frac{3}{2}^-\} \rightarrow \{\frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^+\} + 0^-$. Пользуясь 3.17, авторы [45] вычисляют ширины этих переходов как:

$$\Gamma\left(\frac{1}{2}^- \rightarrow \frac{1}{2}^+ + \pi\right) = f_S^2 \frac{|\vec{p}|}{6\pi} \frac{M_2}{M_1}$$

$$\Gamma\left(\frac{3}{2}^- \rightarrow \frac{1}{2}^+ + \pi\right) = f_D^2 \frac{|\vec{p}|^5}{8\pi} \frac{M_2}{M_1}.$$

Для $M_{\Sigma_c} = 2.453$ GeV $|\vec{p}| = 1.62 \cdot 10^{-2}$ GeV, а $|\vec{p}|^5 = 1.06 \cdot 10^{-5}$ GeV. Если f_S и f_D порядка 1 GeV, то темп распада $\Lambda_{cK_1}^* \rightarrow \Sigma_c \pi$ подавлен в 10^{-3} раз по сравнению с $\Lambda_{cK_1} \rightarrow \Sigma_c \pi$. Однако для подобных процессов с испусканием мягкого пиона величина $f_\pi \approx m_\pi$ является более подходящей шкалой. Тогда $|\vec{p}|/m_\pi = 0.117$ и $|\vec{p}|^5/m_\pi^5 = 0.204$. В этом случае D-волновой распад $\Lambda_c(2627) \rightarrow \Sigma_c \pi$ не будет подавлен. В последней главе мы остановимся на этом замечании более подробно.

Распад $\Lambda_{cK_1} \rightarrow \Lambda_c^+ + \pi\pi$ в основном является двухступенчатым, через промежуточный S-волновой переход $\Lambda_{cK_1} \rightarrow \Sigma_c + \pi$, в то время как двупионный распад $\Lambda_{cK_1}^*$, если D-волновой переход $\Lambda_{cK_1}^* \rightarrow \Sigma_c + \pi$ действительно сильно подавлен, может идти в S-волне с образованием Σ_c^* с очень маленькой вероятностью (на "хвосте" Σ_c^*). Таким образом двупионный переход $\Lambda_{cK_1}^*$ является в основном нерезонансным трехчастичным распадом. В результате адронная ширина $\Lambda_{cK_1}^*$ ожидается на порядок величины меньше, чем у своего более легкого партнера по спиновому дублету. В работе [46] даются такие оценки ширин переходов:

$$\begin{aligned} \Gamma(\Lambda_{cK_1} \rightarrow \Sigma_c \pi) &\sim 10 \text{ MeV} \\ \Gamma(\Lambda_{cK_1}^* \rightarrow \Lambda_c \pi \pi) &\sim 0.1 \text{ MeV}. \end{aligned} \tag{3.19}$$

В результате возможно, что электромагнитные распады $\Lambda_{cK_1}^*$ могут иметь значимые относительные вероятности.

Во многих случаях фазовый объем для пионных распадов барионов сильно ограничен. Поэтому фотонные переходы между уровнями представляют огромный интерес. В некоторых случаях, когда пионные распады не проходят по массе, полная ширина барионного состояния насыщается фотонными переходами. Примерами могут служить Ξ'_c и Ω_c^* , барионные состояния, которые распадаются электромагнитно, т.к., в соответствие с предсказаниями масс, пионные переходы для них запрещены кинематически. Отвлекаясь от основной темы нашего повествования, тем не менее, отметим тот факт, что для прелестных адронов эффекты, связанные со сверхтонким расщеплением, ожидаются настолько малыми, что переходы между партнерами спинового мультиплета могут осуществляться только за счет фотонных переходов.

В пределе бесконечной массы тяжелого кварка фотон взаимодействует только с дикварком, т.к. взаимодействие с тяжелым кварком происходит с переворотом спина, которое подавлено множителем $1/m_Q$.

Амплитуда фотонного перехода записывается полностью аналогично амплитуде однопионного перехода 3.17:

$$M^\gamma = \langle \gamma(k), B_{Q2}(v) | T | B_{Q1}(v) \rangle = \bar{\psi}_2^{\nu_1 \dots \nu_{j2}}(v) \psi_1^{\mu_1 \dots \mu_{j1}}(v) \left(\sum_{J_\gamma} f^{J_\gamma} t_{\mu_1 \dots \mu_{j1}; \nu_1 \dots \nu_{j2}}^{J_\gamma} \right). \quad (3.20)$$

Индекс J_γ обозначает полный угловой момент фотона (спин фотона плюс его орбитальный момент). Опять парциальные амплитуды f^{J_γ} входят в полную амплитуду распада с множителем $|\vec{k}|^{2J_\gamma+1}$. Ковариантные тензоры $t_{\mu_1 \dots \mu_{j1}; \nu_1 \dots \nu_{j2}}^{J_\gamma}$ раскладываются через магнитные (MJ_γ) и электрические (EJ_γ) дипольные переходы.

Расчеты 3.20 были проделаны авторами [45]. Было найдено, что:

$$\Gamma_{\Sigma_c \rightarrow \Lambda_c + \gamma} = \Gamma_{\Sigma_c^* \rightarrow \Lambda_c + \gamma} = \frac{1}{6\pi} |f^{M1}|^2 \frac{M_2}{M_1} |\vec{k}|^3, \quad (3.21)$$

где $|\vec{k}| = (M_1^2 - M_2^2)/2M_1$. Распадные ширины партнеров спинового мультиплета в рамках симметрии тяжелого кварка равны.

Ясно, что HQET ничего не говорит о константе f_{M1} . Для получения грубой оценки этого параметра авторами [49] была использована конституэнтная кварковая модель. Взаимодействие дикварка с фотоном раскладывается в этом подходе на сумму взаимодействий фотона с конституэнтами, составляющими дикварк. В результате:

$$\Gamma_{\Sigma_c^+ \rightarrow \Lambda_c + \gamma} = 93 \text{ keV}. \quad (3.22)$$

Сравнивая с $\Gamma_{\Sigma_c^+ \rightarrow \Lambda_c + \pi^0} = 2.43 \text{ MeV}$, получается, что относительная вероятность фотонного распада Σ_c^+ составляет $\cong 4\%$.

Для спинового дублета Λ_{cK_1} в пределе бесконечной массы:

$$\Gamma_{\Lambda_{cK_1} \rightarrow \Lambda_c^+ + \gamma} = \Gamma_{\Lambda_{cK_1}^* \rightarrow \Lambda_c^+ + \gamma} = |f^{E_1}|^2 \frac{1}{6\pi} \frac{M_2}{M_1} |\vec{k}|^3 \sim \mathcal{O}(70 \text{ keV}).$$

В работе [47], с учетом кинематических эффектов, получено:

$$\begin{aligned} \Gamma(\Lambda_{cK_1} \rightarrow \Lambda_c \gamma) &\sim 0.016 \text{ MeV} \\ \Gamma(\Lambda_{cK_1}^* \rightarrow \Lambda_c \gamma) &\sim 0.021 \text{ MeV}. \end{aligned} \tag{3.23}$$

Глава 4

Фрагментация тяжелых кварков

Очарованные частицы представляют собой продукты фрагментации очарованных кварков, образующихся в e^+e^- -аннигиляции в нерезонансной области (континууме). Диаграмма, описывающая процесс рождения c -кварка – $ee \rightarrow c\bar{c}$, приведена на рисунке 4.1. Считая массу c -кварка $m_c = 1.5 \text{ GeV}/c^2$ и пренебрегая радиационными поправками в начальном состоянии, можно сказать, что при энергии $\sqrt{s} = 10.5 \text{ GeV}$ очарованный кварк имеет достаточно большой импульс $\approx 3.8 \text{ GeV}/c$. Процесс, показанный на рисунке 4.1, может быть вычислен в рамках квантовой электродинамики только на уровне конституэнтов, тогда как процессы фрагментации c -кварка мягкие, с малыми передачами импульсов и малыми энергосвободениями. Поэтому константа α_s достаточно велика по сравнению типичными q^2 , так что ряды в теории возмущений КХД расходятся, и процессы можно описать лишь на феноменологическом уровне.

Впервые Бьеркенем [50] и Судзуки [51] было замечено, что тяжелый адрон, образовавшийся в процессе фрагментации тяжелого кварка Q , несет большую долю энергии и импульса начального кварка. Таким образом, подхват легкого антикварка \bar{q} в случае мезона, или легкого дикварка qq в случае рождения тяжелого бариона, незначительно искажает импульс кварка Q .

Рассмотрим подробнее процесс образования бариона $B(Qqq)$ в процессе фрагментации тяжелого кварка Q (c - или b -кварка) (См. рисунок 4.2). Амплитуда процесса $Q \rightarrow B(Qqq) + \bar{q}\bar{q}$ обратно пропорциональна выделенной энергии $\Delta E = E_{B(Qqq)} + E_{\bar{q}\bar{q}} - E_Q$

$$\Delta E = \sqrt{M_B^2 + P_B^2} + \sqrt{m_{\bar{q}\bar{q}}^2 + P_{\bar{q}\bar{q}}^2} - \sqrt{M_Q^2 + P_Q^2}.$$

Полагая $M_{B(Qqq)} \simeq M_Q$, и принимая во внимание тот факт, что импульс тяжелого

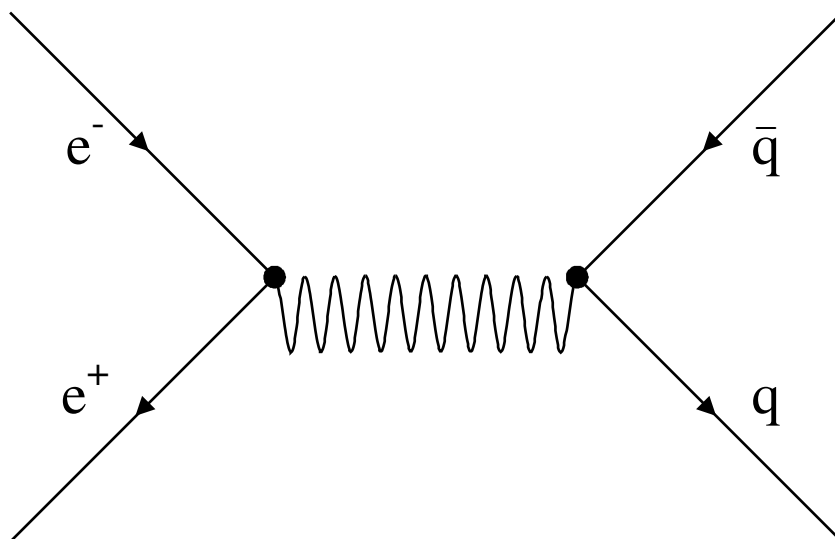


Рис. 4.1: Диаграмма аннигиляции $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$.

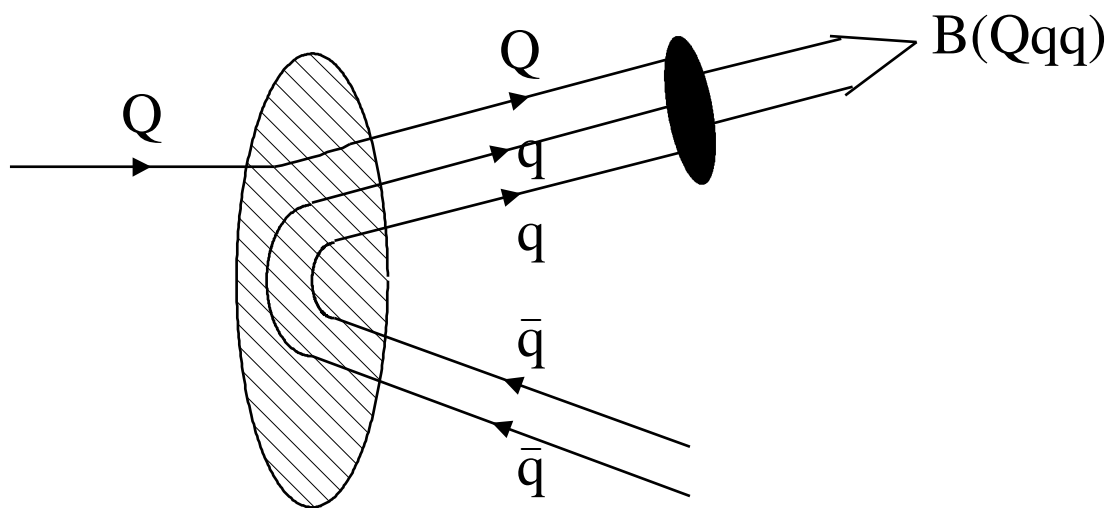


Рис. 4.2: Фрагментация тяжелого кварка Q в барион $B(Qqq)$.

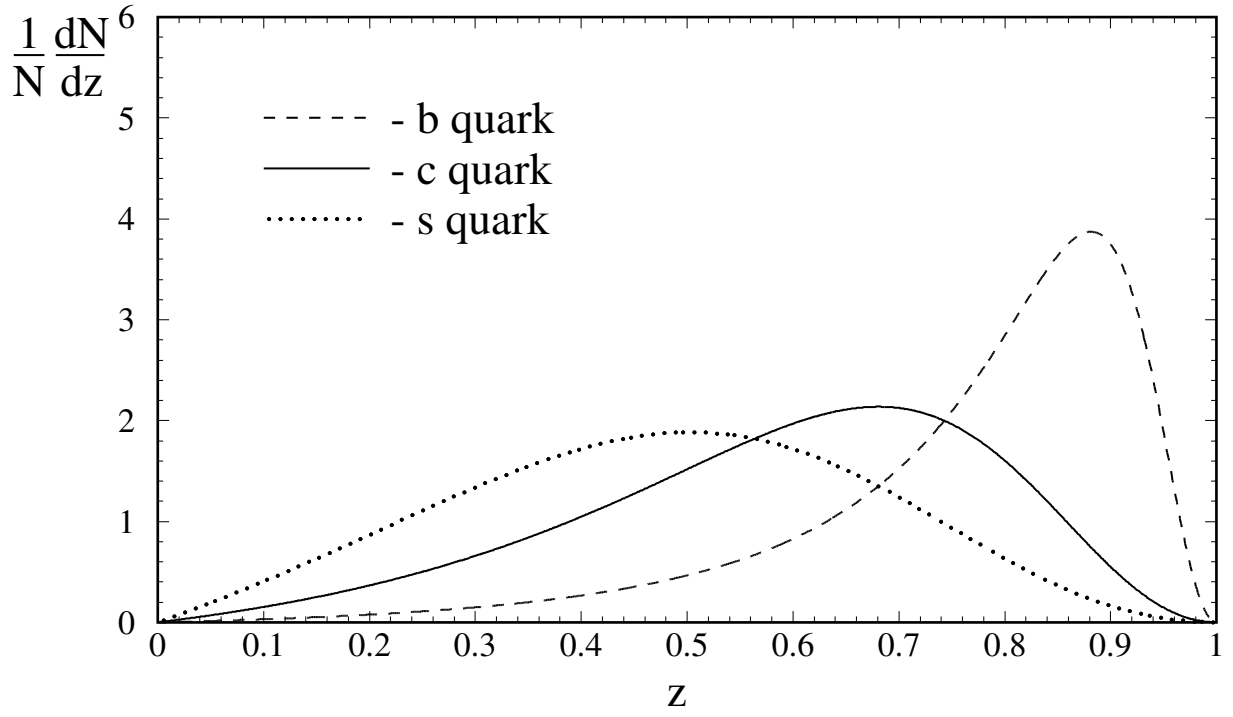


Рис. 4.3: Функции фрагментации Петерсона для b-, c- и s-кварков.

кварка $P_Q = P$ достаточно большой, мы можем разложить это уравнение по $(M_Q/P)^2$:

$$\Delta E \approx \frac{M_Q^2}{2P_B} + \frac{m_{\bar{q}q}^2 + p_{\perp}^2}{2(P_Q - P_B)} - \frac{M_Q^2}{2P_Q}.$$

Мы пренебрегли отклонением импульса бариона от направления тяжелого кварка, p_{\perp} – проекция импульса легкого кварка на направление, перпендикулярное направлению импульса тяжелого кварка. Пусть $z = \frac{P_B}{P_Q}$ – доля импульса тяжелого кварка, уносимая барионом $B(Qqq)$, тогда

$$\Delta E \sim \frac{1}{zP_Q} + \frac{\epsilon}{(1-z)P_Q} - \frac{1}{P_Q},$$

где ϵ – так называемый параметр Петерсона [52]:

$$\epsilon = \frac{m_{\bar{q}q}^2 + p_{\perp}^2}{M_Q^2}.$$

Учитывая дополнительный фактор $\frac{1}{z}$, возникающий из-за фазового объема, получим функцию Петерсона [52]:

$$\frac{dN}{dz} = P_{\epsilon}(z) = \frac{1}{z \cdot \left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon}{1-z}\right)^2}. \quad (4.1)$$

На практике величина z не может быть измерена – в качестве приближения используется скейлинговая переменная $x_p(B)$, которая для адрона B имеет вид: $x_p(B) = \frac{P_B}{P_{max}}$, где $p_{max} = \sqrt{E_{beam}^2 - M_B^2}$, а E_{beam} – энергия сталкивающегося пучка.

С утяжелением массы кварка Q параметр ϵ уменьшается, а максимум спектра фрагментации, описываемом формулой 4.1, сдвигается вправо, к $x_p = 1$, т.е. спектр становится жестче. Это поведение проиллюстрировано на рисунке 4.3, где показана функция Петерсона для легких кварков $m_u = m_d = 350 \text{ MeV}/c^2$, когда m_Q принимает значение $500 \text{ MeV}/c^2$, в случае странного кварка, $1500 \text{ MeV}/c^2$, для очарованного кварка и $5000 \text{ MeV}/c^2$ для прелестного кварка. Можно ожидать, что по мере спуска от высших возбужденных состояний адрона, содержащего тяжелый кварк, к основным низко лежащим состояниям x_p спектр становится мягче. Соответственно возбужденные состояния больше ”помнят” о начальном тяжелом кварке, чем основные. То есть параметр Петерсона ϵ для возбужденных состояний адронов должен быть меньше, чем для основных, низко лежащих уровней, что и подтверждается на опыте (См. дальше в тексте)

Глава 5

Экспериментальная установка

Экспериментальные данные, на основе которых был проведен анализ, представленный в этой работе, были получены на детекторе ARGUS – магнитном спектрометре, установленном в e^+e^- -накопительном кольце в научном центре DESY (Deutschen- Electron- SYnchrotron), город Гамбург, Германия. В этой главе изложены критерии, определившие конструктивный дизайн аппарата, дано краткое описание его компонент и системы триггеров, рассмотрены принципы идентификации частиц. Также описаны основные программы обработки данных и симуляции отклика детектора методом Монте-Карло. Заинтересованный читатель может найти подробную документацию в обширной публикации [19].

5.1 Электрон-позитронное накопительное кольцо DORIS II

Кольцо DORIS II (DOoppel RIng Speicheranlage) построено в результате реконструкции уже существовавшего накопительного кольца DORIS, работавшего при энергии 3-4 GeV . При этом энергия была повышена до 10 GeV для исследования физики Υ -резонансов. Необходимая светимость достигла $\sim 10^{31} \text{с}^{-2} \text{с}^{-1}$ после установки сильных фокусирующих квадрупольей с фокусным расстоянием 1 м на расстоянии 1.23 м от точки взаимодействия (так называемые мини-бета-квадрупольи). Схема e^+e^- -накопительного комплекса приведена на рисунке 5.1. Линейный ускоритель LINAC I образует электроны с энергией 55 MeV , а LINAC I преобразует электроны с помощью мишени-конвертора в позитроны, которые накапливаются в малом накопительном кольце – позитронном аккумуляторе PIA (Positron-

Intermediate- Accelerator). Ускорение позитронов e^+ и электронов e^- , собранных в банчи, до требуемой энергии осуществляется синхротроном DESY, который впрыскивает банчи в накопительное кольцо DORIS II.

DORIS II работает в области Υ -резонансов в режиме одного кольца с одним банчем для электронного и позитронного пучков с поперечным сечением $\approx 10^{-2}$ м² и продольным размером ≈ 25 см. Энергетический разброс пучков составляет ≈ 8 MeV. Максимальная светимость накопителя $3 \cdot 10^{31}$ с⁻²с⁻¹. Обычно инжекция делается каждый час, и токи пучков сразу же после инжекции составляют ≈ 45 mA. DORIS II имеет две точки взаимодействия – в одной из них расположен детектор ARGUS, другая предназначалась для детектора Cristall Ball до его переезда в США.

5.2 Установка ARGUS

Детектор ARGUS представляет собой универсальный 4π -магнитный спектрометр, сочетающий возможности хорошей идентификации и высокого разрешения по импульсу заряженных частиц ($e^\pm, \mu^\pm, K^\pm, \pi^\pm, p^\pm$), а также достаточно высокой эффективности регистрации и энергетического разрешения фотонов в области телесного угла порядка 90%.

Детектор ARGUS [19] был создан для исследования физики в e^+e^- -взаимодействиях в области энергий Υ -резонансов – связанных состояний $b\bar{b}$ кварков. Эта область энергий (9.4-10.6) GeV оказалась весьма плодотворной не только для исследований спектроскопии Υ -мезонов, но также и для изучения слабых распадов B-мезонов, рождающихся из $\Upsilon(4S)$ -резонанса, распадов очарованных мезонов и барионов, рождающихся в нерезонансной e^+e^- -аннигиляции. Ниже перечислены основные процессы и сигнатуры, характерные для такой достаточно низкоэнергетичной по современным меркам e^+e^- -физики:

- Прямые распады Υ -резонансов, наряду с переходами между S- и P- уровнями, позволяют определить фундаментальные параметры КХД. События с трехглюонными распадами Υ -резонансов имеют изотропную структуру.
- Кварк-антикварк нерезонансное рождение (континуум) около и под Υ -резонансами приводит к двухструйным событиям. Струи, образовавшиеся в результате фрагментации очарованных кварков, особенно интересны, так как могут быть измерены новые очарованные адроны или новые распады уже известных очарованных адронов, содержащихся в этих струях. Таким образом, эффективная регистрация продуктов

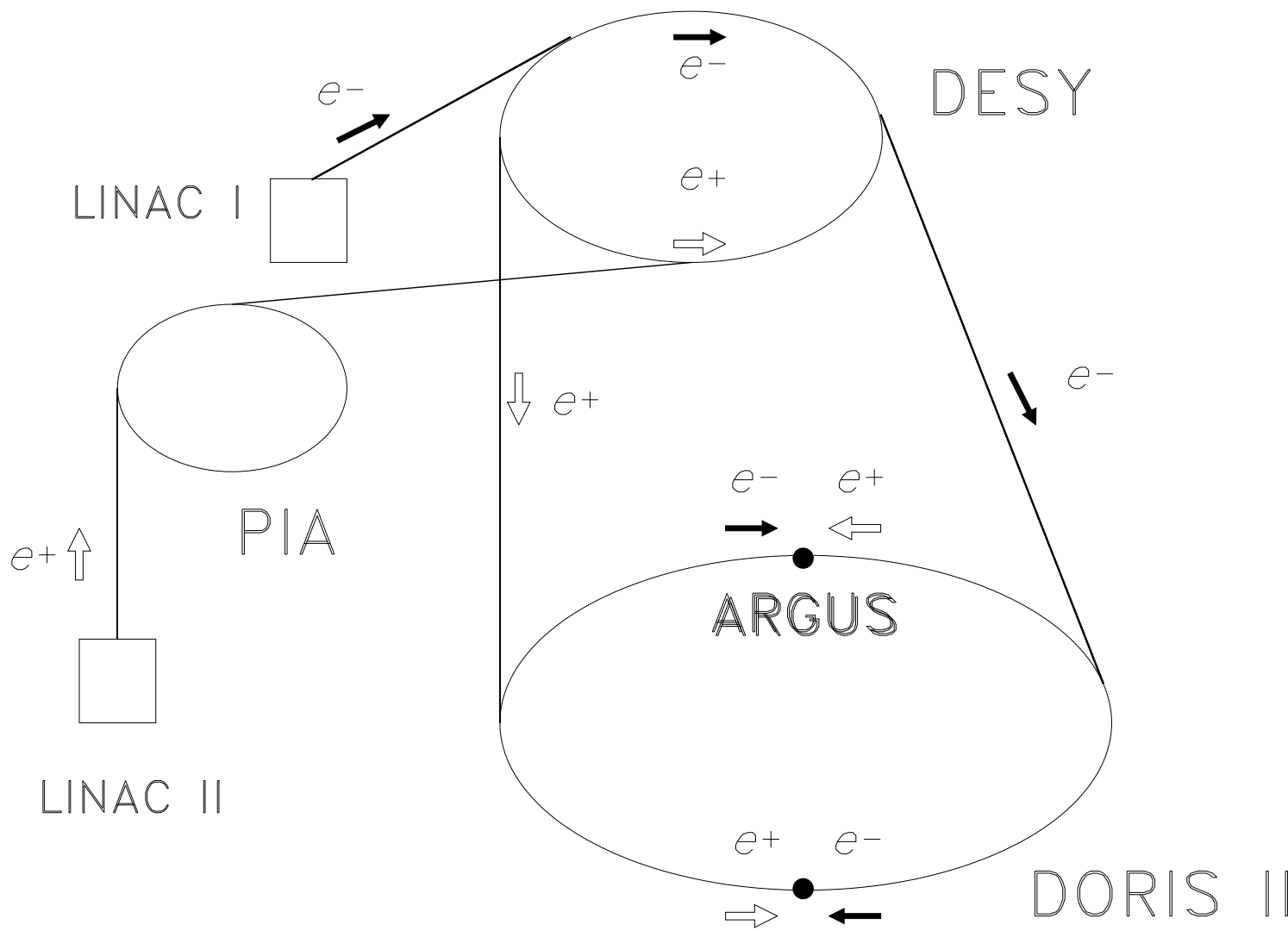


Рис. 5.1: Схема ускорительного комплекса DORIS II.

распадов очарованных мезонов и барионов становится важным требованием к детектору.

- В-мезоны, рождающиеся в распадах $\Upsilon(4S)$, предоставляют уникальные возможности для тестов Стандартной Модели. В большинстве исследований надежная идентификация лептонов в широком диапазоне импульсов является обязательной.
- Вышеперечисленные требования важны и для выделения и исследования $\tau\bar{\tau}$ -событий. Новые распады τ , а также точное знание массы τ -лептона и нейтрино, представляют фундаментальный интерес в физике элементарных частиц.
- $\gamma\gamma$ -рассеяние позволяет искать новые состояния, недоступные в резонансном e^+e^- -рождении. Триггерная система установки должна быть чувствительна к событиям такого рода.

Перечисленный ряд физических феноменов наложил вполне конкретные требования на конструктивный дизайн детектора:

- Способность восстанавливать сложные события, принципиально различные по своей топологии (сферически симметричные и струйные).
- Измерение импульсов заряженных и энергии нейтральных частиц с высокой точностью и в широком диапазоне телесного угла.
- Максимальная однородность детектора для обеспечения надежного восстановления частиц, подсчета эффективностей и определения фонов.
- Отличная идентификация частиц в большом импульсном интервале.

При разработке конструкции детектора ARGUS была сделана попытка сочетать эти основные, различные по своей сути, требования. Продольный размер детектора был определен расстоянием между двумя фокусирующими квадрупольями. Увеличение этого расстояния, которое, хотя и позволило бы сделать детектор больше, а следовательно потенциально улучшить его характеристики, привело бы к нежелательному уменьшению светимости. Возможность поддержания максимально возможной светимости стала решающим фактором при расчете длины детектора.

Поперечный размер детектора ARGUS выбирался таким образом, чтобы иметь надежные измерения физических величин в возможно большей области телесного угла. Это условие достигается, если диаметр детектора примерно равен его длине.

Величина магнитного поля, создаваемого основным соленоидом, была выбрана на основе компромисса между возможностью иметь хорошее импульсное разрешение, которое может быть достигнуто при высоком поле, и возможностью восстанавливать треки от медленных, закручивающихся в магнитном поле частиц. Величина поля 0.8 Тл позволяет реконструировать треки с поперечными импульсами от 30 MeV/c с достаточным разрешением. Это фактически максимально возможная величина поля, достигаемая в несверхпроводящем магните, при приемлемой величине потребляемой энергии в 2 МВт.

Идентификация заряженных частиц, самое важное требование для этой области физики, лучше всего реализуется двумя независимыми методами, применимыми в максимально возможной области телесного угла. Система идентификации детектора ARGUS основана на измерении удельных ионизационных потерь dE/dx в дрейфовой камере и скорости частицы во временипролетной системе. Дрейфовая камера выполняет две основные функции: восстанавливает трек частицы и определяет ее тип на основе измерений dE/dx в газе. Пространственная однородность, необходимая для эффективного восстановления треков, не выходящих из первичной вершины взаимодействия, и хорошее пространственное разрешение в каждой дрейфовой ячейке, приводящее с помощью магнитного поля к хорошему импульсному разрешению, являются очевидными требованиями к трековому прибору. Размер ячейки должен быть достаточно мал для разрешения нескольких треков. Количество хитов на трек определяется количеством слоев в камере и должно быть достаточно большим для обеспечения статистики dE/dx измерений. С другой стороны, многократное рассеяние на проволочках, приводящее к искажению импульса трека, должно быть минимальным. Также количество каналов электроники не может превышать известных пределов. Решение, найденное для дрейфовой камеры детектора ARGUS, может считаться оптимальным. Дизайн временипролетной системы выбирался из расчета достичь разрешения ToF меньше 300 псек. Этого достаточно для разделения на уровне 3σ пионов от каонов при импульсах до 600 MeV/c и каонов от протонов при импульсах до 900 MeV/c. Эти показатели приемлемы, так как основная масса частиц из распадов В-мезонов имеет импульс меньше 1 GeV/c.

Электромагнитный калориметр сконструирован для работы при энергиях Υ -резонансов и должен выполнять две основные функции: измерять энергии фотонов и осуществлять адрон-электронное разделение. Энергетическое разрешение калориметра детектора ARGUS было определено техническими и финансовыми ограничениями. Тем не менее, показатели калориметра с достаточно скромными характеристиками ¹ оказались возможным

¹На то время тем не менее это был лучший из некристаллических калориметров

улучшить за счет размещения его компонент таким образом, чтобы минимизировать количество материала между ними и точкой взаимодействия.

Регистрация мюонов является задачей огромной важности для изучения перечисленных выше физических процессов. Поэтому достаточно большая мюонная система детектора была сконструирована так, чтобы обеспечивать высокую эффективность регистрации мюонов в 90% области телесного угла.

Схематически детектор ARGUS показан на рисунке 5.2. Если рассматривать схему от точки взаимодействия пучков, детектор состоит из вершинной камеры – VDC, центральной дрейфовой камеры – DC, временипролетных счетчиков – ToF, электромагнитного калориметра, магнитной системы, а также одного внутреннего и двух внешних слоев мюонных камер. В начале 1990 года вершинная камера была заменена на новый микровершинный детектор – μ VDC.

Активное участие в создании и эксплуатации установки принимали физики из Института Теоретической и Экспериментальной Физики. Сотрудниками ИТЭФ была изготовлена система камер для идентификации мюонов, изготовлены некоторые части электромагнитного калориметра, а также был внесен существенный вклад в разработку и тестирование центральной дрейфовой камеры.

5.2.1 Магнитная система

Магнитная система детектора состоит из основного соленоида, мини-бета, квадрупольей и внешних компенсационных катушек. Соленоид диаметром 3 м создает поле 0.755 Тл при токе в катушке 4250 А. Мощность, потребляемая магнитной системой, составляет 1.8 МВт. В физическом объеме большой дрейфовой камеры поле известно с точностью 0.1 %, карта поля составлялась перед установкой компонент детектора. Мини-бета квадрупольи служат для фокусировки пучков с целью повышения светимости. Компенсационные катушки устраняют влияние магнитного поля на пучок.

5.2.2 Вершинная дрейфовая камера

Вершинная дрейфовая камера VDC [20, 21] расположена между вакуумной трубкой и внутренней стенкой центральной камеры и имеет цилиндрическую форму с внутренним радиусом 5 см и внешним 14 см. Длина камеры – 1 м; телесный угол, охватываемый физическим объемом камеры, составляет 95% полного телесного угла. Ячейка имеет шестиугольную структуру с радиусом вписанной окружности 4.5 мм. 594 сигнальные

ARGUS

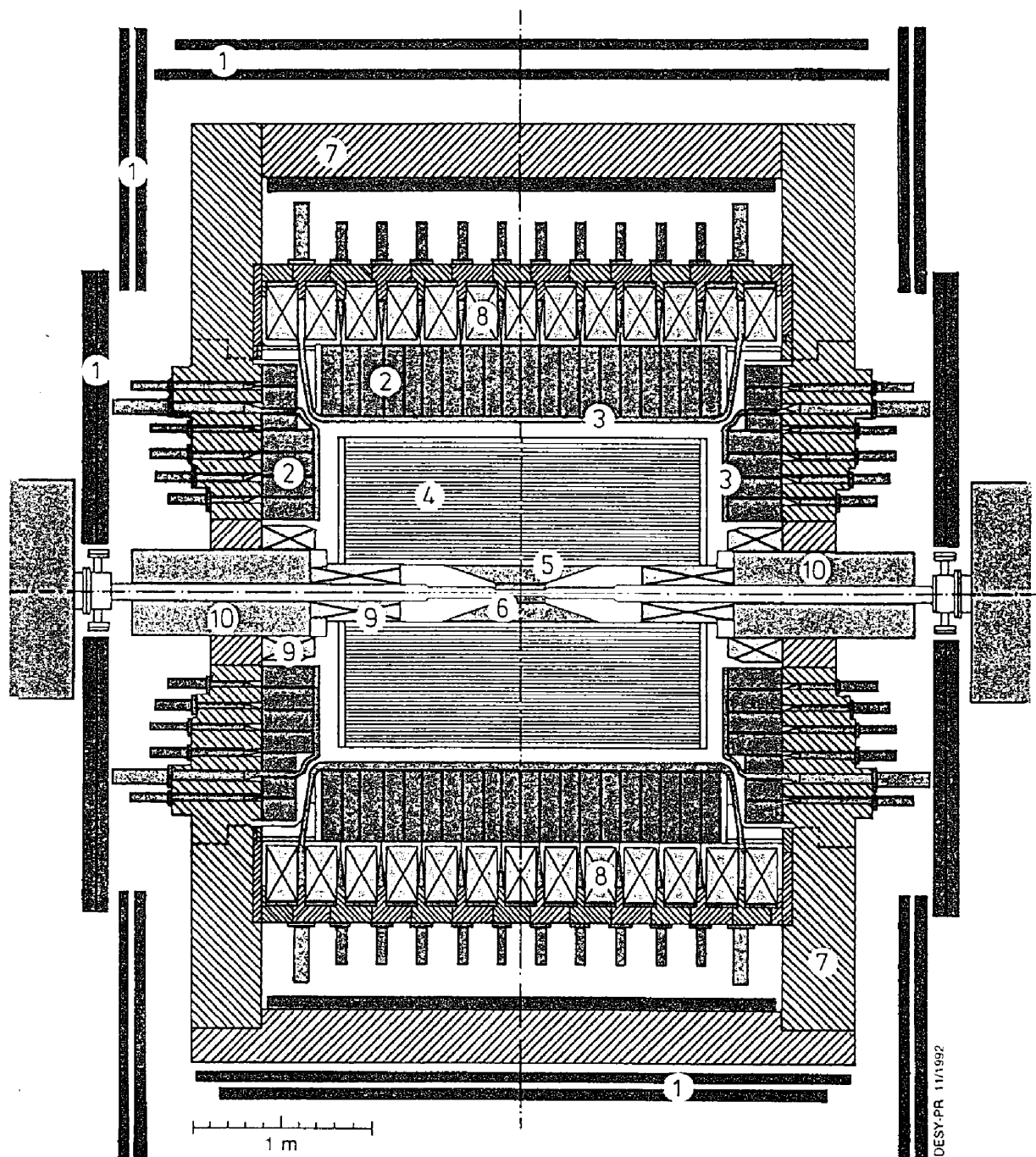


Рис. 5.2: Схема детектора ARGUS: 1 – мюонные камеры; 2 – ливневые счетчики; 3 – временипролетные счетчики; 4 – большая дрейфовая камера; 5 – вершинная камера; 6 – ярмо магнита; 7 – катушка соленоида; 8 – компенсационные катушки; 9 – мини-бета-квадруполи.

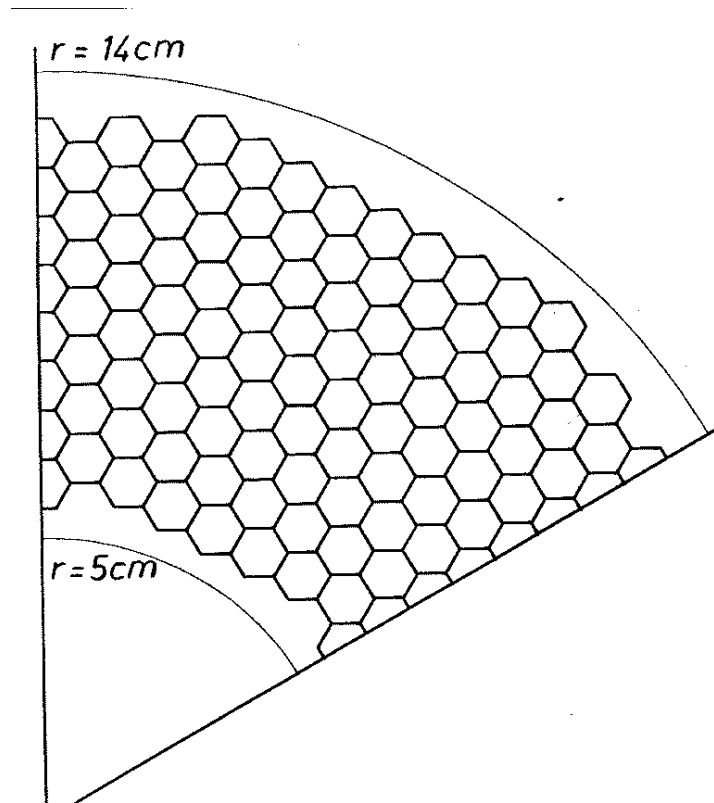


Рис. 5.3: 60°-сектор вершинной камеры детектора ARGUS. Сигнальные проволочки находятся в центрах шестиугольных ячеек, потенциальные в вершинах ячеек.

проволочки параллельны направлению пучков (ось z), а 1412 потенциальных проволочек расположены в углах шестиугольников. Позолоченные вольфрам-рениевые проволочки имеют диаметр 20 мкм. Один 60°-сектор VDC представлен на рисунке 5.3. Рабочий газ камеры – CO_2 с 0.3% добавкой водяных паров для уменьшения полимеризации газа на проволочках и продления жизни камеры. Давление газа 1.5 бар. Потенциал в 3.5 kV приложен к потенциальным проволочкам, а сигнальные – заземлены.

Пространственное разрешение камеры для событий типа $Bhabha$ лучше 100 мкм на половине ячейки, а плато в 50 мкм достигается на 1/3 дрейфовой длины (См. рисунок 5.4). Около сигнальной проволочки разрешение ухудшается вследствие уменьшения статистики ионизации, а ближе к краям ячейки – в результате отклонения эквипотенциальных линий от окружностей. Для мультиадронных событий пространственное разрешение в 1.4 раза хуже из-за многократного рассеяния медленных треков в стенках вакуумной трубки и во внутренней стенке самой камеры.

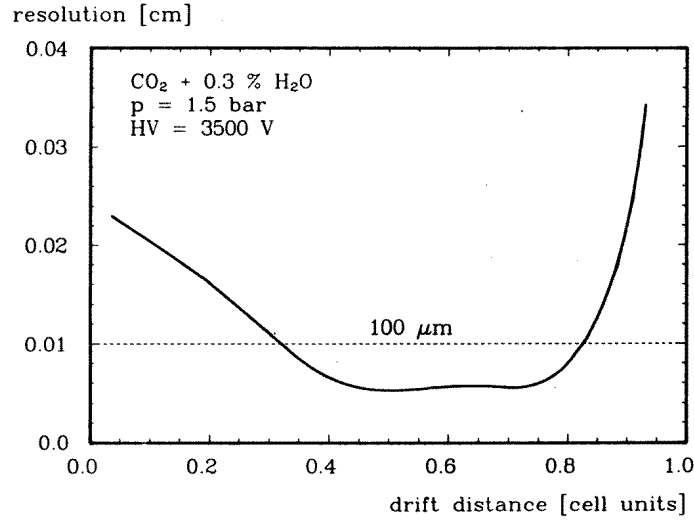


Рис. 5.4: Пространственное разрешение вершинной камеры детектора ARGUS для Bhabha-событий.

Установка вершинной камеры (VDC функционировала с 1985 до 1990 год) позволила сильно улучшить импульсное разрешение треков, определить вершину взаимодействия Bhabha-событий с точностью 95 ± 5 мкм, увеличить на 60 % эффективность восстановления вторичных вершин от распадов K_s^0 и Λ -частиц.

5.2.3 Дрейфовая камера

Большая дрейфовая камера DC [22] является основным трековым прибором детектора ARGUS и предназначена для распознавания заряженных треков и измерения импульса и удельных ионизационных потерь (dE/dx) отдельных частиц. Поперечная и продольная проекции прибора, изображены на рисунке 5.5. DC представляет из себя цилиндр длиной 2 м, внутренним радиусом 15 см и внешним 86 см.

5940 сигнальных проволочек и 24588 потенциальных образуют прямоугольные дрейфовые ячейки размером 18.0×18.8 мм². Медно-бериллиевые потенциальные проволочки имеют диаметр 76 μ м, позолоченные вольфрамовые сигнальные проволочки имеют диаметр 30 μ м. Сигнальные проволочки закреплены в торцевых фланцах с точностью 100 мкм. Катодные проволочки и корпус камеры заземлены, а к сигнальным проволочкам приложен потенциал в 2930 В. Это напряжение в пропане, имеющем газовое усиление $\approx 10^4$, приводит к напряженности поля у поверхности катода около 25 кВ/см. Стабильность напряжения ± 0.5 В.

а)

б)

Рис. 5.5: Сечение большой дрейфовой камеры детектора ARGUS. а) плоскостью, перпендикулярной оси пучков; б) плоскостью, параллельной оси пучков.

Рабочий газ – 97% пропана (C_3H_8), 3% метилаля ($CH_2(OCN_3)_2$), а также 0.2% водяных паров для уменьшения полимеризации газа на проволочках. Пропан имеет большую радиационную длину 45.2 г/см² и обладает небольшой диффузией, что приводит к хорошему импульсному разрешению. Активный объем дрейфовой камеры детектора ARGUS, включая проволочки, составляет всего 0.55% радиационной длины в направлении, перпендикулярном оси пучка. Пропан также имеет более узкое, чем у аргона, обычно применяющегося в дрейфовых приборах, распределение Ландау, а следовательно имеет лучшее dE/dx разрешение. Камера функционирует при рабочем давлении газовой смеси 1035 мбар, циркуляция газа, необходимая для обеспечения однородности смеси и избежания температурных градиентов, составляет 12³/, потребление свежего газа – 30 /.

Размер ячейки выбран так, чтобы иметь минимум в разрешении по dE/dx . Для органического газа, такого как пропан, при атмосферном давлении минимум достигается при размере ячейки 15×15 ². Дальнейшее уменьшение размера ячейки не приводит к заметному уменьшению разрешения. Размер ячейки дрейфовой камеры детектора ARGUS очень близок к оптимальному.

Дрейфовые ячейки расположены в виде 36 концентрических слоев со стереоуглом, изменяющимся в последовательности 0° , $+\alpha$, 0° , $-\alpha$ и так далее. Стереоуглы α , необходимые для измерения z координаты, растут как \sqrt{r} с 40 мрад во внутреннем, ближайшем к пучку, слое до 80 мрад в самом внешнем слое.

Треки, "зажигающие" по крайней мере четыре 0° и три стерео проволочки (минимальное условие для проведения фита трека), могут быть измерены в промежутке телесного угла $\Delta\Omega/4\pi = 0.96$. Угловой захват для треков, проходящих все слои, $\Delta\Omega/4\pi = 0.76$.

В каждой ячейке измеряется время дрейфа, считываемое TDC, и удельная ионизация (dE/dx), считываемая ADC. Расстояние до сработавшей сигнальной проволочки есть функция измеренного TDC времени дрейфа. Эта функция определяется с помощью итераций на Bhabha-событиях ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$). Не менее 1000 треков реконструируются с помощью приближенного соотношения $x = f(t)$. По восстановленным трекам и измеренным TDC составляется улучшенная функция. Процедура повторяется до тех пор, пока $x(t)$ не перестанет меняться. Окончательная параметризация координатно-временной зависимости задается в виде таблиц и используется программой реконструкции.

Мерой пространственного разрешения камеры является ширина распределения по разнице между измеренным расстоянием от трека до сработавшей проволочки и расстоянием от той же проволочки до реконструированного трека. Наилучшее пространственное

разрешение достигается для треков, проходящих через середину дрейфовой ячейки. Вблизи сигнальной проволочки разрешение ухудшается из-за уменьшения статистики ионизации. На периферии ячейки, рядом с потенциальными проволочками, разрешение возрастает благодаря отклонению изохрон от окружностей вследствие прямоугольной формы ячеек. Подробно исследование пространственного разрешения дрейфовой камеры изложено в [23].

Пространственное разрешение дрейфовой камеры определяет импульсное разрешение в следующем виде:

$$\frac{\sigma(p_t)}{p_t} = \sqrt{0.01^2 + (0.009 \cdot p_t [\text{GeV}/c])^2}. \quad (5.1)$$

Использование дополнительной информации с вершинной камеры приводит к уменьшению второго члена с $0.009 \cdot p_t$ до $0.006 \cdot p_t$. Постоянный член обусловлен многократным рассеянием. Абсолютная импульсная шкала определяется и контролируется на распаде $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, образующем характерную вторичную вершину – "вилку" объема камеры. Полная систематическая неопределенность массовой шкалы составляет 0.2%.

Энергетические потери заряженных частиц при прохождении в некоторой среде даются распределением Ландау. Для оценки наиболее вероятной величины энергетических потерь применяется метод приближенного среднего. Для каждого трека 30% максимальных и 10% минимальных измерений dE/dx выбрасываются, а оставшиеся значения усредняются. В результате распределение средних энергетических потерь становится близким к распределению Гаусса.

Измеренные dE/dx корректируются в зависимости от угла вылета Θ частицы. Так, для треков с $\cos \Theta \approx 0$ заряд собирается с очень ограниченной области сигнальной проволочки, что приводит к уменьшению поля в этом месте; в этом случае поправочный коэффициент достигает 1.5. Ворота ADC вырабатываются для всех каналов одновременно, поэтому для треков, проходящих на большом расстоянии от сигнальной проволочки, заряд не успевает полностью собраться. Поправка на этот эффект составляет не более 15%. Относительная погрешность в измерении ионизационных потерь (dE/dx) составляет:

$$\sigma(dE/dx)/(dE/dx) = 4.5\%. \quad (5.2)$$

5.2.4 Временипролетная система

Временипролетная система детектора ARGUS – ToF [24] – состоит из 160 сцинтилляционных счетчиков, из которых 64 счетчика окружают центральную дрейфовую камеру DC

в цилиндрической области детектора с угловым перекрытием $|\cos \Theta| \leq 0.78$ (78 % полного телесного угла), а 48 счетчиков расположены в каждой из торцевых частей $0.78 \leq |\cos \Theta| \leq 0.95$ (17 % полного телесного угла).

Счетчики сделаны из сцинтиллятора NE 110² толщиной 2 см и плотно запакованы в зазоре между дрейфовой камерой и электромагнитным калориметром. Световоды, приклеенные к счетчикам, направляют сцинтилляционный свет сквозь обмотку магнита в область, свободную от влияния магнитного поля, где расположены фотоумножители. Временное разрешение системы ToF для заряженных частиц составляет $\sigma(ToF) = 220$ пкс.

Идентификация происходит за счет измерения ее скорости β по формуле:

$$\frac{1}{\beta} = \frac{c \cdot ToF}{l} = \sqrt{1 + \left(\frac{Mc^2}{pc}\right)^2}$$

или

$$M^2 = p^2 \cdot \left(\frac{ToF^2 c^2}{l^2} - 1\right). \quad (5.3)$$

В соответствие с этой формулой разрешение по массе в ToF составляет:

$$\sigma(M^2) = 2 \cdot (p/l)^2 \cdot ToF \cdot \sigma(ToF), \quad (5.4)$$

где

ToF - время пролета частицы,

p - импульс частицы (измерен в дрейфовой камере),

l - длина счетчика.

Возможности временипролетной системы детектора ARGUS представлены на рисунке 5.7. Разделение частиц на уровне трех стандартных отклонений обеспечивается при импульсах до 700 MeV/c для $\pi - K$, и до 1200 MeV/c для $K - \pi$. При импульсах до 230 MeV/c возможно отделить электроны. В мультиадронных событиях ToF информация надежно определяется для 80% треков, имеющих поперечный импульс $p_t < 120$ MeV/c. Более подробно об использовании информации с временипролетной системы для идентификации частиц написано в разделе 5.7.

Помимо идентификации частиц цилиндрическая (далее баррельная) часть временипролетной системы является основным компонентом быстрого триггера (См. 5.3.1), а торцевая часть используется монитором светимости во время сеанса.

²Nuclear Enterprises, Inc.

5.2.5 Электромагнитный калориметр

Электромагнитный калориметр [25] выполняет следующие функции: измеряет энергию электронов, энергию и направление импульса фотонов; служит для идентификации заряженных частиц по форме и величине энергосвечения в ливневых счетчиках; составляет триггер полной энергии, который отбирает события с выделяемой энергией выше некоторого заданного порога (См. 5.3.1); измеряет светимость как во время сеанса, так и при off-line обработке данных.

Электромагнитный калориметр детектора ARGUS состоит из 1760 ливневых счетчиков, каждый из которых представляет "сэндвич" из пластин сцинтиллятора толщиной 5 мм и свинцовых пластин 1 мм (1.5 мм) толщины для баррельной (торцевой) области. Полная длина счетчика соответствует $12.5X_0$, а ширина – $1.0(0.9)$ радиуса Мольера для баррельных (торцевых) счетчиков. Баррель состоит из 20 колец, содержащих 64 таких счетчика, т.е. всего 1280 счетчиков, а в каждом торце концентрически расположены еще 240 счетчиков.

Весь калориметр расположен внутри ярма магнита. Фотоумножители расположены вне магнитного поля, а каждый счетчик через преобразователь спектра подсоединен световодом к соответствующему фотоумножителю. Полное количество материала, расположенного перед калориметром, соответствует $0.16X_0$ в баррельной ($\cos \Theta = 0$) области и $0.52X_0$ в торцевой ($\cos \Theta = 0.9$) части. При этих условиях оказалось возможным регистрировать фотоны с энергией до $E_\gamma \approx 50\text{MeV}$.

Энергетическое разрешение ливневого калориметра хорошо описывается формулами:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{0.072^2 + \frac{0.065^2}{E[\text{GeV}]}} \quad (5.5)$$

в баррельной (цилиндрической) области детектора и

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{0.075^2 + \frac{0.076^2}{E[\text{GeV}]}} \quad (5.6)$$

в торцевой части.

Постоянные члены в формулах определяются потерями энергии ливня в крепежной конструкции. Калориметр позволяет также измерить угловое распределение фотонов с точностью ≈ 20 мрад.

Электромагнитный калориметр используется для идентификации частиц. Разделение электронов, мюонов и адронов основано на разнице формы энергосвечения в счетчиках,

а также на том факте, что только электроны выделяют всю или почти всю энергию в калориметре. Величина энергии, выделенной в ливневых счетчиках, строго коррелирует с импульсом входящей частицы в случае электронов; в случае адронов такая корреляция отсутствует. Только ограничение $|E - |c \cdot \vec{p}|| \leq N\sigma$, где $\sigma^2 = \sigma_p^2 + \sigma_E^2$, и $N = 3$ или 4 , устраняет значительную часть адронов, сохраняя эффективность регистрации электронов на уровне 80 % при $N = 3$. Кроме того, поперечная форма энерговыделений в калориметре для электронов и адронов существенно отличается. Для адронов энергия выделяется в большем числе счетчиков и при этом распределена по ним более равномерно. Этот факт заложен в основу алгоритма электрон-адронного разделения на установке ARGUS. Ширина поперечного распределения энергии для всех ливней, имеющих более чем два сработавших счетчика, характеризуется величиной:

$$E_{lat} = \sum_{i=3}^n \frac{(\vec{r}_i - \vec{r})^2 E_i}{< r >^2}, \quad (5.7)$$

где

\vec{r}_i – радиус-вектор i -го счетчика;

E_i – энергия, выделенная в этом счетчике ($E_1 > E_2 > \dots > E_n$);

$< r > \approx 10$ см – среднее расстояние между центрами двух счетчиков;

$\vec{r} = \frac{\sum_1^n E_i \vec{r}_i}{\sum_1^n E_i}$ – радиус-вектор ливня (центр гравитации).

Относительный поперечный размер ливня определяется как:

$$f_{lat} = \frac{E_{lat}}{E_{lat} + E_1 + E_2}, \quad (5.8)$$

где $0 \leq f_{lat} \leq 1$.

Ограничивая эту величину, возможно эффективно отделять адроны от электронов для энергий, больших 0.6 GeV .

5.2.6 Мюонные камеры

Система мюонной идентификации [26] состоит из 218 камер, каждая из которых собрана из 8 пропорциональных трубок сечением 56×56 ² и толщиной стенки 2 мм. Длина трубок от 1 м до 4 м, в зависимости от расположения в детекторе. Позолоченная вольфрамовая сигнальная проволока толщиной 56 мкм, протянутая в центре каждой трубки с точностью ± 0.3 мм и усилием 150 г, находится под потенциалом 2.35 kV. Газовая смесь – 92% аргона и 8% метана. Камеры образуют три слоя, один – внутри ярма, и два других – вне. Внутренний слой отделен от точки взаимодействия 3.3 длинами

поглощения и перекрывает 43% полного телесного угла, тогда как оба внешних слоя расположены далее внутреннего на 1.8 длин поглощения и охватывают уже 87% от 4 π . Идентификация мюонов начинается при импульсах $p > 0.7$ GeV/c, когда мюоны проходят ярмо и приводит к срабатываниям во внешних слоях. Среднее число сигналов в камерах – 0.98/банч; средняя эффективность каждого слоя – 0.978 ± 0.001 [26].

5.3 Триггерная система детектора ARGUS

Накопительное кольцо DORIS II обеспечивает частоту пересечений банчей в 1 МГц, т.е. за время в 1 мкс необходимо принять решение о регистрации события. ARGUS имеет двухуровневый триггер. На первом уровне быстрый триггер примерно за 300 нс осуществляет поиск кандидата в "хорошее" событие. Если такой найден, включается триггер второго уровня, осуществляющий быстрый поиск треков, так называемый Little Track Finder (LTF). Последний принимает окончательное решение.

5.3.1 Быстрый триггер первого уровня

Быстрый триггер первого уровня обрабатывает информацию только с временипролетных счетчиков ToF и с ливневых счетчиков. Пространственная сегментация и угловое перекрытие системы ToF и системы ливневых счетчиков одинаковы. Поэтому основная триггерная единица, составленная из нескольких временипролетных счетчиков, легко может быть скомбинирована с основными триггерными единицами, образованными несколькими ливневыми счетчиками. Для определения триггерных условий удобно разделить систему ToF и электромагнитный калориметр на две полусферы относительно плоскости $z = 0$.

Ливневые счетчики сгруппированы в триггерные единицы. В центральной области одна триггерная единица включает 20 счетчиков в двух смежных рядах вдоль оси z (ось пучка) и лежащих в одной полусфере относительно плоскости $z = 0$, а также 2 примыкающих счетчика в торцевой части. Каждый торец разделен на 16 секторов. Сигналы с торцевых счетчиков используются только в триггере полной энергии и *on-line* монитора светимости по событиям Bhabha. Все остальные триггеры используют только центральные счетчики. Введение торцевых счетчиков привело бы к неприемлемо высокой частоте срабатываний претриггера.

Каждый баррельный ToF счетчик считывается двумя фотоэлектронными умножителями (ФЭУ), расположенными в противоположных (вдоль z) концах счетчика. Для подавления

фона требуется совпадение сигналов с обоих ФЭУ. ТоF счетчики, расположенные в торцах установки, имеют по одному ФЭУ и используются только для мониторинга светимости.

Детектор в стандартном режиме работает с четырьмя быстрыми подтриггерами:

Триггер полной энергии ETOT (TOtal Energy Trigger) Триггер полной энергии создан для отбора событий, имеющих сбалансированное энерговыделение в объеме детектора (например Vhabha-события или $\gamma\gamma$ -рассеяние, также имеет высокую эффективность к аннигиляционным событиям), срабатывает, когда сумма энергий, выделенных в ливневых счетчиках в каждой полусфере ($z < 0$ и $z > 0$), превышает 700 MeV . Только в этом претриггере используются как баррельные, так и торцевые ливневые счетчики.

Сумма энерговыделений в каждой полусфере используется для *on-line* контроля за фоном. Частота срабатывания ETOT триггера, коррелированная с частотой столкновения банчей, является наглядным критерием качества работы накопительного кольца.

Триггер энергии ливней HESH (High Energy SHower) Триггер энергии ливней создан для отбора событий, в которых одна частица несет значительную часть энергии, срабатывает в том случае если энерговыделение в одной HESH группе превышает некоторый порог, соответствующий примерно 1 GeV . HESH группа – сумма пяти триггерных единиц. Цилиндрическая часть содержит шестнадцать таких, частично перекрывающихся групп.

Триггер заряженных частиц CPPT (Charged Particle PreTrigger) Триггер заряженных частиц создан для отбора событий, имеющих заряженные частицы, и выдает сигнал, когда имеется хотя бы один "трек" в каждой полусфере. "Треки" есть совпадение сигналов между группой временипролетных счетчиков ТоF CPPT и расположенной позади них группой ливневых счетчиков CPPT. Ливневая группа CPPT образована из трех триггерных единиц ливневых счетчиков (т.е. шести рядов ливневых счетчиков). Временипролетная группа CPPT составлена из четырех ТоF счетчиков. Ливневая группа CPPT перекрывает временипролетную группу CPPT одним рядом счетчиков с каждой стороны. Это означает, что существует перекрытие двух рядов ливневых счетчиков для соседних ливневых групп CPPT. Временипролетные группы CPPT не перекрываются. Всего имеется шестнадцать CPPT групп в каждой из полусфер. Сигнал с ливневой группы CPPT после предусиления поступает в дискриминатор. Порог дискриминатора

соответствует энерговыделению примерно в 50 MeV . Энергия, выделяемая минимальной ионизирующей частицей, составляет примерно 160–200 MeV . Таким образом, обеспечивается более чем 95% эффективность регистрации таких частиц.

Триггер матрицы совпадений CMT (Coincidence Matrix Trigger) Триггер матрицы совпадений создан для регистрации треков, противоположных по азимуту, хотя треки могут находиться в одной полусфере по z . Треки, как и в случае CPPT триггера, определяются как совпадения сигналов временипролетных и ливневых групп CPPT в цилиндрической части детектора. Так как не требуется, чтобы треки лежали в разных полусферах, то CPPT группы, при одном значении ϕ соединены через ИЛИ. Полученные шестнадцать каналов загружены в матрицу совпадений 16×16 . Эта матрица далее может быть запрограммирована аппаратными средствами для поиска событий заданной конфигурации. Стандартным требованием в этом случае является присутствие двух треков с углом ϕ между ними не менее 90° .

Все претриггеры стробируются сигналом о пересечении банчей, поступающим с кольца DORIS II. Тогда претриггер срабатывает, и соответствующая логика запирается, чтобы предотвратить новое срабатывание в течение обработки события. Логика устанавливается в начальное положение либо по требованию LTF, если событие не прошло триггер второго уровня, либо по сигналу после завершения считывания события в буффер. Типичная частота полного претриггера ~ 100 Гц.

5.3.2 Триггер второго уровня

Второй уровень триггера вырабатывается специализированным процессором LTF (Little Track Finder) [28]. Процессор активизируется, если есть положительное решение претриггера, и осуществляет поиск треков в дрейфовой камере. Если количество треков превышает некоторое пороговое значение, которое может быть своим для каждого типа претриггера, событие отбирается для считывания компьютером. В противном случае детектор приводится в исходное состояние.

Ячейки дрейфовой камеры и временипролетной системы детектора ARGUS образуют цилиндрические уровни. Таким образом, в $r-\phi$ плоскости детектора трек характеризуется вполне определенной последовательностью хитов в дрейфовой камере и счетчиках ToF с по крайней мере одним входом на слой. В память процессора LTF загружен массив трековых "масок" (образцов возможных последовательностей хитов в дрейфовой камере

и системе ToF). LTF просматривает этот массив, сравнивая записанные в нем маски с образцом хитов, полученным в данном событии, и подсчитывает число треков, которые совпадают с масками. Число совпавших треков в данном событии, требуемое для принятия решения о его дальнейшей обработке, определяется отдельно для каждого претриггера.

Обычно два LTF трека требуются для срабатывания CPPT или CMAT претриггеров и один трек для HESH; не требуется вообще LTF для претриггера ETOT. В результате процессор LTF уменьшает частоту триггера со 100 Гц до 10-20 Гц.

В настоящей работе использовались события, имеющие по крайней мере три трека, исходящих из общей вершины или сопровождающиеся выделением энергии в калориметре $E_{sh} > 1.7 \text{ GeV}$. Треки должны иметь полярный угол $|\cos \Theta| < 0.92$ и поперечный импульс $P_t > 60 \text{ MeV/c}$. Первое условие исключает вакуумную трубу, а второе определяется эффективностью дрейфовой камеры [22].

5.4 Считывание и обработка информации

Данные с каждой компоненты детектора ARGUS преобразуются в цифровую форму системой CAMAC, и затем считываются быстрым микропроцессором CAMAC Booster (CAB). CAB передает данные в стандартном формате в компьютер DEC PDP 11/45, установленный в линию с детектором. PDP накапливает данные в кольцевой буфер, откуда данные передаются в компьютер VAX 11/780. PDP также осуществляет управление калибровкой ToF и счетчиков калориметра, калибровкой TDC и ADC дрейфовых камер, проверяет триггерную систему. Компьютер VAX накапливает данные на своем дисковом файле, а затем передает по линии связи на центральную систему IBM вычислительного центра DESY, где данные записываются на диск и далее архивируются на магнитных лентах или картриджах. Кроме поддержки связи с центральной системой VAX обеспечен графическим пакетом, позволяющим производить статистический анализ работы различных компонент детектора непосредственно в течение сеанса.

5.5 Мониторинг светимости

Светимость в e^+e^- -коллайдерах обычно определяется путем подсчета Bhabha-событий (КЭД процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$) в определенном интервале по углу Θ . Светимость \mathcal{L}

определяется по формуле:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{\sigma_{Bhabha}} \frac{dN}{dt}, \quad (5.9)$$

где

(dN/dt) – наблюдаемый темп счета Bhabha-событий;

σ_{Bhabha} – сечение Bhabha-рассеяния.

Детектор ARGUS имеет монитор светимости, позволяющий оператору оценивать количество набираемых данных, в течение сеанса, а также контролировать состояние ускорителя.

Быстрый монитор светимости использует системы ToF и ливневые счетчики, причем требуется совпадение сигналов в группах счетчиков ToF и калориметра в диаметрально противоположных направлениях. Счет Bhabha-событий при нормальной работе установки $\approx 1 - 2$ Гц.

Для вычисления \mathcal{L} на стадии обработки и физического анализа используются только реконструированные Bhabha-события, регистрируемые в баррельной области детектора. Это события, имеющие только два заряженных трека с импульсом $1 < p < 9$ GeV/c и энергией $E > 600$ MeV, выделенной в ливневых счетчиках. Угол между треками требуется более 165° . Сечение рассчитывается по программе Берендса и Кляйсса [27] с учетом перечисленных условий. Получается:

$$\sigma_{Bhabha} = 11.38 \text{ nb} \cdot \frac{100 \text{ GeV}^2}{s}.$$

Ошибка в определении \mathcal{L} составляет $\approx 1.8\%$.

В данной работе использовался образец данных с интегральной светимостью $\mathcal{L} \approx 385 \text{ pb}^{-1}$ при средней энергии $\sqrt{s} = 10.5 \text{ GeV}$.

5.6 Анализ накопленных данных

Данные, накопленные на магнитной ленте, анализируются с помощью программы реконструкции событий. Программное обеспечение сконструировано по модульному принципу, когда каждый модуль ответственен за определенную задачу анализа. Такой принцип позволяет проводить анализ отдельных компонент детектора, не требуя заново полной реконструкции. Подробно процедура реконструкции событий в детекторе ARGUS описана в общей публикации [19].

Полностью реконструированные события записываются на картриджи, доступные для физического анализа. Для облегчения работы пользователей в сотрудничестве ARGUS был написан специальный язык – Kinematical Analysis Language (KAL), который предельно упрощает обработку данных.

5.7 Идентификация частиц на установке ARGUS

Идентификация частиц в детекторе осуществляется с использованием информации об удельных ионизационных потерях dE/dx в большой дрейфовой камере и о времени пролета в системе ToF, которая, вместе с информацией об импульсе частицы, позволяет определить массу, т.е. идентифицировать частицу. Путем сравнения измеренного значения dE/dx и теоретического dE/dx_i^{th} , ожидаемого для каждой массовой гипотезы $i = e, \mu, \pi, K, p$ и измеренного импульса трека для каждой гипотезы i вычисляется χ_i^2 :

$$\chi_i^2(dE/dx) = \frac{(dE/dx - dE/dx_i^{th})^2}{\sigma_{dE/dx}^2 + \sigma_{th}^2}. \quad (5.10)$$

Здесь $\sigma_{dE/dx}$ – ошибка в измерении ионизационных потерь dE/dx , а σ_{th} – неопределенность в теоретическом значении, возникающем из погрешности в измерении импульса. Измеренные значения dE/dx как функция импульса для образца мультиадронных событий показана на рисунке 5.6.

Аналогичная процедура используется для анализа информации системы ToF – сравниваются измеренная скорость β и ожидаемая β_i^{th} для каждой массовой гипотезы:

$$\chi_i^2(ToF) = \frac{(1/\beta - 1/\beta_i^{th})^2}{\sigma_{ToF}^2 + \sigma_{th}^2}. \quad (5.11)$$

Здесь σ_{ToF} и σ_{th} – ошибки измеренной и ожидаемой скоростей соответственно, последняя также вызвана неопределенностью в измерении импульса. Распределение по $m^2(ToF)$ как функции импульса p показано на рисунке 5.7.

Так как измерения удельной ионизации dE/dx и ToF независимы, можно сложить оба χ^2 и получить единый χ^2 для идентификации заряженной частицы:

$$\chi_i^2 = \chi_i^2(dE/dx) + \chi_i^2(ToF), \quad (5.12)$$

который может быть использован для построения функции правдоподобия:

$$L_i = \exp(-\chi_i^2/2), \quad (5.13)$$

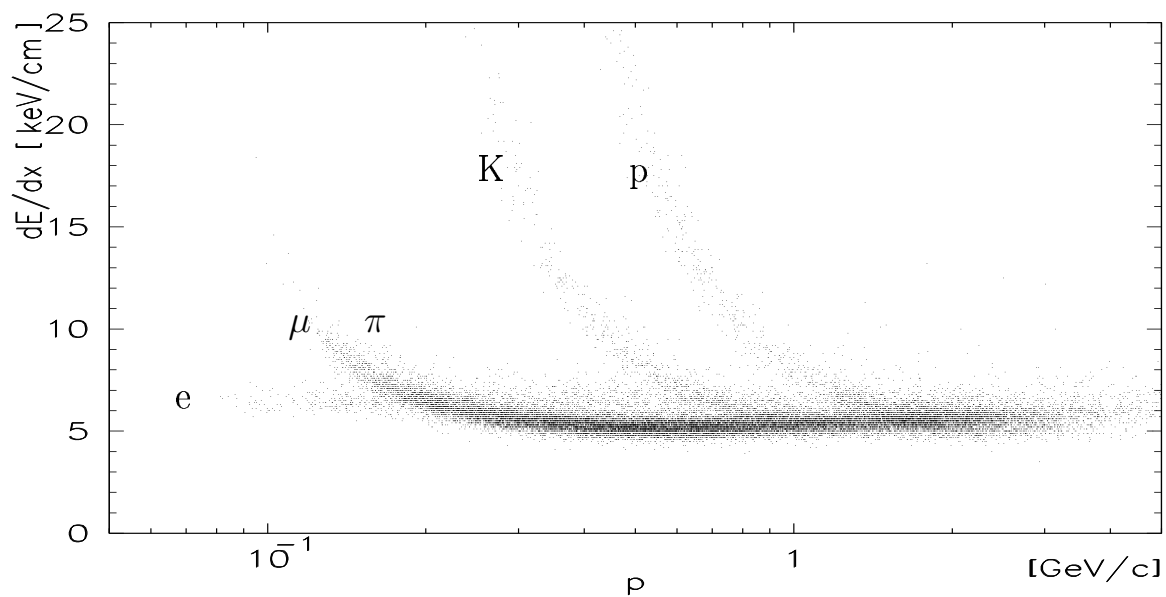


Рис. 5.6: Измеренные удельные потери заряженных частиц в большой дрейфовой камере детектора ARGUS в зависимости от импульса.

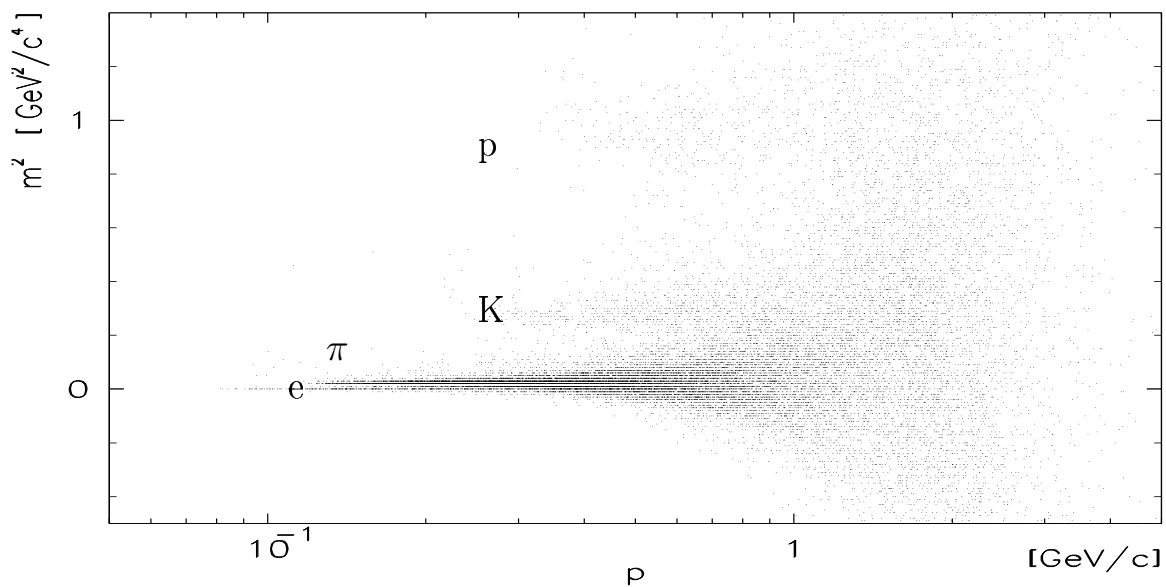


Рис. 5.7: Распределение квадрата массы в зависимости от импульса по результатам измерений временипролетной системы ToF.

где везде $i = e, \mu, \pi, K, p$. Нормируя значения L_i , получаем формулу нормированной функции правдоподобия:

$$\lambda_i = \frac{\omega^i \cdot L_i}{\sum_{k=e,\mu,\pi,K,p} \omega^k \cdot L_k}. \quad (5.14)$$

Здесь ω^i – относительные веса каждой гипотезы, отражающие априорное знание о вероятностях рождения этих частиц. В экспериментах по исследованию относительных выходов частиц в e^+e^- -аннигиляции при $\sqrt{s} \approx 10$ GeV было найдено, что ω^i приближенно принимает следующие значения:

$$\omega^e : \omega^\mu : \omega^\pi : \omega^K : \omega^p = 1 : 1 : 5 : 1 : 1. \quad (5.15)$$

В данной работе использовались следующие ограничения на идентификацию частиц $\lambda_p > 15\%$, $\lambda_K > 5\%$, $\lambda_i > 1\%$, где $i = e, \mu, \pi$.

5.8 Моделирование детектора методом эонте–ыарло

Для определения разрешения и эффективности детектора при исследовании конкретного физического процесса необходимо детальное моделирование всех компонент детектора ARGUS. Программа симуляции детектора SIMARG [29] написана на основе программного пакета GEANT [30].

В целом процесс моделирования состоит из нескольких шагов.

- 1 Моделирование физического процесса. В данной работе с помощью программы LUND 6.2 разыгрывался процесс $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$. Фрагментация кварков в адроны описывалась согласно струнной модели [31]. События, содержащие интересные очарованные барионы записывались в файл. Событие записано в формате, содержащем полную кинематическую информацию всех частиц, рождающихся в цепочке фрагментации и распада.
- 2 Полученные события подаются на вход программы SIMARG, которая
 - а) Проводит каждую частицу через детектор, записывая энерговыделение в дрейфовых камерах в ToF и ливневых счетчиках, а также координаты трека.
 - б) Используя координаты вдоль траектории частицы определяет точки пересечения трека с компонентами детектора.
 - г) По этим точкам вычисляет, какая проволочка сработала в вершинной камере, главной дрейфовой камере или в мюонных камерах

д) Записывает получившиеся хиты в том же формате, что и для настоящего физического события

3 Далее событие реконструируется из хитов детектора стандартной программой реконструкции. И затем обрабатываются теми же программными средствами, что и данные, за тем исключением, что при работе с событиями эонте-ыарло пользователь имеет доступ к истории события, т.е. информации о цепочке распада.

Глава 6

Анализ экспериментальных данных

В этой главе описана процедура поиска Р-волновых очарованных барионов, дающих $\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-$ в конечном состоянии.

Для получения максимально статистически обеспеченного образца кандидатов в Λ_c^{*+} была предпринята попытка восстановить Λ_c^+ в максимально возможном числе каналов:

$$\begin{aligned} \Lambda_c^{*+} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-, \quad \Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+, \quad \Lambda^0 \rightarrow p \pi^-, \quad K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \\ p \bar{K}^0 \\ \Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \\ \Lambda^0 \pi^+ \end{aligned} \quad (6.1)$$

Экспериментальные данные, использовавшиеся в данной работе, были набраны в области $\Upsilon(4S)$ -резонанса и близлежащего континуума при средней энергии в системе центра масс $\sqrt{s} = 10.4$ GeV. Статистика соответствует интегральной светимости $\mathcal{L} = 385$ pb⁻¹.

6.1 Анализ распадов очарованного бариона Λ_c^+

Здесь приведены обновленные данные по распадам Λ_c^+ в каналах $p K^- \pi^+$, $p \bar{K}^0$, $\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$, $\Lambda^0 \pi^+$. Знание соотношений между относительными вероятностями этих распадов необходимо для определения эффективности к $\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-$.

- Для анализа отбирались только т.н. мультиадронные события. Мультиадронные

¹Под выражением обозначающим определенное зарядовое состояние частицы подразумевается также и зарядово сопряженное состояние, кроме тех случаев, когда специально оговорено обратное.

события – это события, в которых есть по крайней мере три трека, имеющих либо общую вершину, либо энергосделение в ливневых счетчиках $E_{sh} > 1.7 \text{ GeV}$

- Для каждого трека в событии:

- Требовалось, чтобы трек исходил из главной вершины взаимодействия с $\chi^2_{\text{VX}} < 49$

- Полярный угол θ был ограничен:

$$|\cos(\theta)| < 0.92 \quad (6.2)$$

- Выбирались импульсы, перпендикулярные направлению пучков:

$$p_T > 60 \text{ MeV}/c \quad (6.3)$$

- Частица определялась как пион, каон или протон, если нормированная функция правдоподобия соответствующей массовой гипотезы превышает 1%, 5% и 15%.

6.1.1 Анализ распада $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$

Это самый значимый канал распада Λ_c^+ , имеющий наибольшую эффективность регистрации среди рассматриваемых мод. Более строгое требование на идентификацию протона $\lambda_p > 15\%$ продиктовано стремлением подавить комбинаторный фон, связанный с неправильной идентификацией пионов как протонов, возникающей при импульсах, больших, чем $1 \text{ GeV}/c$ (См. рисунок 5.6). Множественность пионов в событии в среднем в пять раз выше протонной множественности, и поэтому вероятность ложной идентификации при минимальном требовании $\lambda_p > 1\%$ слишком велика. Сигнал практически тонет в комбинаторном фоне. Исследование соотношения сигнала и фона под сигналом показало, что оптимальным является ограничение $\lambda_p > 15\%$. Кроме того, необходимо заметить, что это требование фактически сводит на нет отражение от распада $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$.

И, наконец, наиболее мощное подавление комбинаторного фона достигается за счет использования свойств фрагментации очарованных частиц в e^+e^- -аннигиляции. В соответствие с изложенным в Главе 4, Λ_c^+ напрямую образуется при фрагментации c -кварка, либо рождается в многоступенчатом процессе распадов более высоких возбужденных очарованных барионных состояний. В том и другом случаях Λ_c^+ уносит значительную долю импульса тяжелого кварка, передавая ее в свою очередь продуктам распада. Спектр x_p фрагментации c -кварка смещен вправо, в область $0.5 - 1.0$, в отличие от

спектра фрагментации легких кварков (См. рисунок 4.3). Соответственно продукты распада Λ_c^+ также имеют достаточно жесткий x_p спектр, в отличие от комбинаторного фона, состоящего из случайных комбинаций частиц, рождающихся либо не в $s\bar{s}$ -континууме, либо на периферии струи, порожденной s -кварком.

Требование $x_p > 0.5$, где $x_p = p(pK^-\pi^+)/p_{\max}$, а $p_{\max} = \sqrt{\left(\frac{E_{\text{cms}}}{2}\right)^2 - M^2(pK^-\pi^+)}$, позволяет значительно подавить комбинаторный фон, сохраняя при этом более 50% сигнала.

Полученный в результате применения перечисленных критериев отбора массовый спектр всех $pK^-\pi^+$ комбинаций изображен на рисунке 6.1 а). Мощный пик в районе массы Λ_c^+ [53], выступающий над комбинаторным фоном, соответствует сигналу от распада $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$. Наложенная кривая есть результат фита спектра функцией, представляющей собой сумму функции Гаусса, параметризующего сигнал, и полинома четвертой степени, служащего для описания фона. Ширина гауссиана была зафиксирована найденным по методу энтел-ьярло разрешением детектора, равным $\sigma_{\text{МС}} = (11.5 \pm 0.4) \text{ MeV}/c^2$. Количество событий в пике составило 1002 ± 75 , масса $(2285.5 \pm 1.2) \text{ MeV}/c^2$. Неопределенность в описании фона при фитировании составляет основной источник систематических ошибок этих чисел. Для их оценки массовый спектр на рисунке 6.1 а) описывался функциями с различными параметризациями фона, например полиномами различных степеней. Также была исследована зависимость результатов фита от ширины бина и отрезка, на котором производилась подгонка. Была исследована зависимость положения пика от варьирования в небольших пределах ширины функции Гаусса и изменения применяемых кинематических критериев отбора. В результате получено:

$$\begin{aligned} N &= 1002 \pm 75 \pm 25 \\ M_{\Lambda_c} &= (2285.5 \pm 1.2 \pm 1.5) \text{ MeV}/c^2. \end{aligned}$$

Систематическая ошибка массы содержит дополнительную погрешность, связанную с неопределенностью магнитного поля, приводящей к неточности абсолютной массовой шкалы и составляющей $(\pm 1.2 \text{ MeV}/c^2)$. Эта ошибка была сложена квадратично с систематической неопределенностью фитирования, оцененной в $\pm 0.9 \text{ MeV}/c^2$.

6.1.2 Анализ распада $\Lambda_c^+ \rightarrow p\bar{K}^0$

Требование на идентификацию протона сохранено таким же, как и при анализе моды $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$. Пары $\pi^+\pi^-$ от распадов K_S^0 в объеме вершинной VDC или дрейфовой

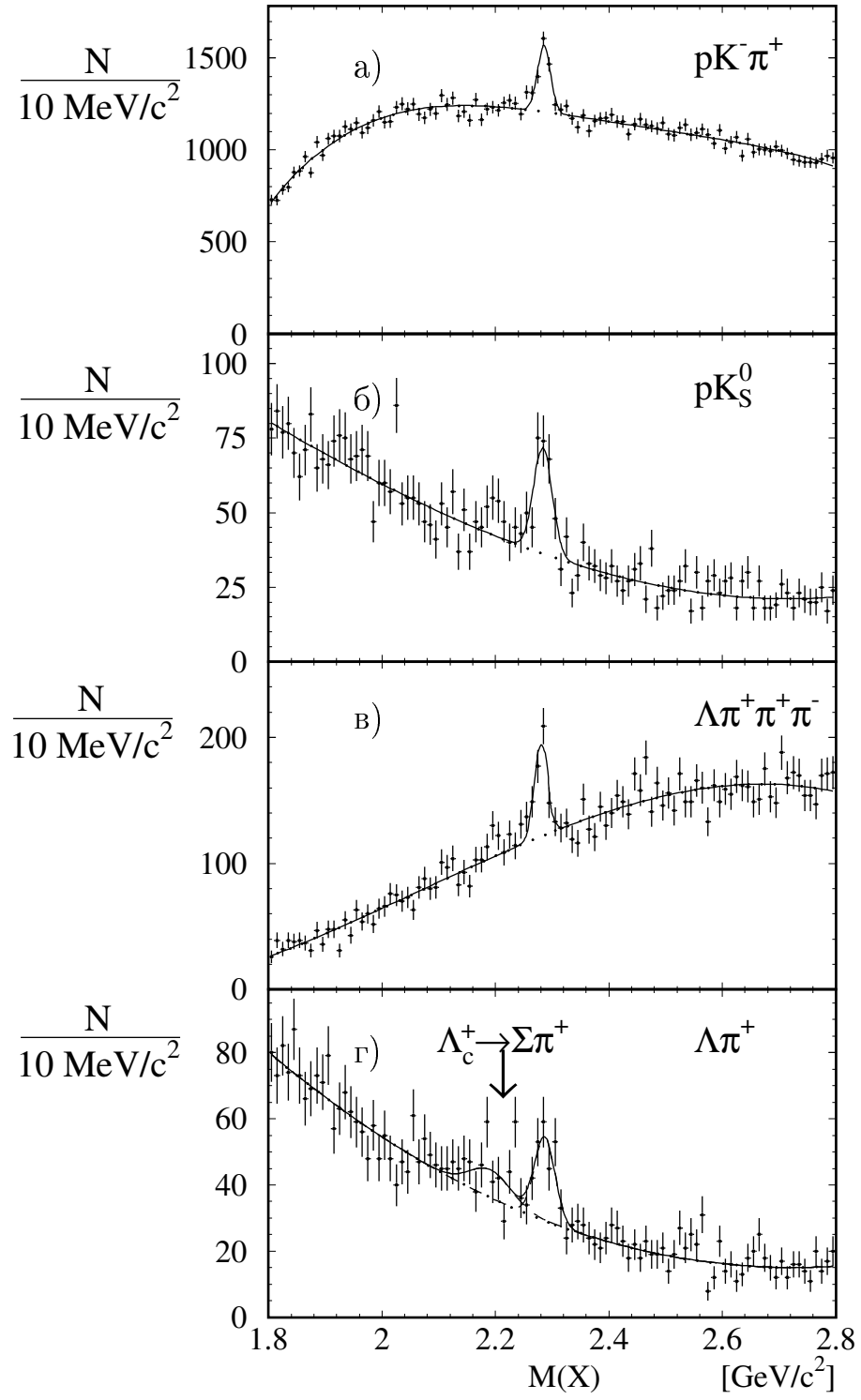


Рис. 6.1: Инвариантная масса $m(X)$, где X обозначает (от верхней гистограммы к нижней) $pK^-\pi^+$, pK_S^0 , $\Lambda\pi^+\pi^+\pi^-$ и $\Lambda\pi^+$.

камеры DC образуют характерную "вилку", отстоящую от главной вершины e^+e^- - взаимодействия. Программа реконструкции детектора ARGUS осуществляет поиск треков, образующих такие вторичные вершины. Затем эти треки привязываются (фитируются) во вторичные вершины. χ^2 фита во вторичную вершину для K_S^0 был выбран меньше, чем 49. Далее энергия и импульс пар $\pi^+\pi^-$, образующих вторичную вершину и имеющих инвариантную массу, лежащую в пределах $\pm 30 \text{ MeV}/c^2$ от номинального значения массы K_S^0 , равной $M(K_S^0) = 497.672 \pm 0.031 \text{ MeV}/c^2$ [53], подвергались процедуре кинематического фитирования в массу K_S^0 , т.е. требовалось, чтобы:

$$\sqrt{E^2(\pi^+\pi^-) - p^2(\pi^+\pi^-)} = M(K_S^0).$$

Эта процедура была проделана только для $\pi^+\pi^-$ комбинаций, имеющих $\chi_{\text{mass}}^2 < 25$, где:

$$\chi_{\text{mass}}^2 = \left(\frac{M(\pi^+\pi^-) - M(K_S^0)}{\sigma_M} \right)^2.$$

Определенные таким образом K_S^0 комбинировались со всеми треками, удовлетворяющими протонной гипотезе. Для подавления комбинаторного фона применялся критерий $x_p > 0.5$, где x_p есть нормированный импульс pK_S^0 комбинаций. Спектр масс всех pK_S^0 пар, удовлетворяющих условиям отбора, приведен на рисунке 6.1 б). Наложенная функция есть результат фита спектра суммой сигнального гауссиана с фиксированной шириной и полинома третьей степени. Массовое разрешение в этом канале составляет $\sigma_{MC} = (16.4 \pm 0.5) \text{ MeV}/c^2$. В результате для числа событий и массы получено:

$$\begin{aligned} N &= 154.9 \pm 20.5 \pm 8.0 \\ M_{\Lambda_c} &= (2283.4 \pm 2.7 \pm 1.7) \text{ MeV}/c^2. \end{aligned}$$

6.1.3 Анализ распада $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$

Восстановление Λ^0 -гиперонов от этого распада совершенно аналогично восстановлению K_S^0 -мезонов. Разрешение в пике массового спектра $p\pi^-$ -комбинаций, соответствующего Λ^0 , лучше, чем в случае K_S^0 , из-за меньшего энергосделения, а так же из-за того, что многократное рассеяние меньше для массивного протона. Поэтому процедуре кинематического фитирования подвергались комбинации $p\pi^-$, имеющие массу, лежащую в пределах $\pm 10 \text{ MeV}/c^2$ вокруг номинальной массы $M(\Lambda) = 1115.684 \pm 0.006 \text{ MeV}/c^2$ [53]. Кроме этого использовался еще один дополнительный критерий отбора, устраняющий вклад Λ , вылетающих не из главной вершины взаимодействия, а рождающихся в результате реакции обмена зарядом:

- $K^- + p(n) \rightarrow \Lambda + \pi^0(\pi^-)$
- $\bar{K}^0 + p(n) \rightarrow \Lambda + \pi^+(\pi^0)$

на нуклонах вещества детектора, стенок вакуумной трубы и т.д.. Косинус угла между вектором, проведенным из главной вершины во вторичную (\vec{d}_{VX}), и направлением импульса Λ :

$$\cos \alpha > 0.95,$$

где

$$\cos \alpha = \frac{(\vec{d}_{VX} \cdot \vec{p}_{p\pi})}{|\vec{d}_{VX}| \cdot |\vec{p}_{p\pi}|}.$$

Это ограничение также позволяет отрезаться от Λ -частиц, рождающихся в каскадных распадах Ξ -гиперонов. Стандартный критерий $x_p > 0.5$, наложенный на $\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$ -комбинации, завершает перечень кинематических обрезаний. Спектр масс всех оставшихся после этого $\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$ комбинаций представлен на рисунке 6.1 в). Подгонка спектра сигнальной функцией Гаусса с фиксированной шириной $\sigma_{MC} = (11.5 \pm 0.7) \text{ MeV}/c^2$ и фонового полинома третьей степени дала следующие параметры сигнала от $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$:

$$\begin{aligned} N &= 204.0 \pm 29.6 \pm 12.0 \\ M_{\Lambda_c} &= (2280.4 \pm 1.9 \pm 1.6) \text{ MeV}/c^2. \end{aligned}$$

Систематическая ошибка измеренных значений определяется неопределенностью процедуры фитирования.

6.1.4 Анализ распада $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 \pi^+$

Спектр масс всех $\Lambda^0 \pi^+$ -комбинаций, прошедших такие же критерии отбора, что применялись и в анализе $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$ моды, представлен на рисунке 6.1 г). Отчетливый пик на массе Λ_c^+ , соответствующий $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 \pi^+$, легко различим над комбинаторным фоном. Немного левее пика также заметна довольно широкая область, где точки находятся выше фона. Это превышение может быть вызвано распадом $\Lambda_c^+ \rightarrow \Sigma^0 \pi^+$ и последующим $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$. Положительный пион из распада Λ_c^+ и Λ из распада Σ^0 дают смещенный влево по отношению к массе Λ_c (из-за потери γ) пик. Заметим, что этот пик должен отсутствовать в спектре масс т.н. неправильных зарядовых комбинаций $\Lambda \pi^-$. Форма этого спектра должна полностью повторять форму некоррелированного комбинаторного фона правильных $\Lambda^0 \pi^+$ -комбинаций. Такой спектр был построен, и, как ожидалось,

	$pK^-\pi^+$	$p\bar{K}^0$	$\Lambda^0\pi^+\pi^+\pi^-$	$\Lambda^0\pi^+$
$\sigma_{MC} [MeV/c^2]$	11.5 ± 0.4	16.4 ± 0.5	11.5 ± 0.7	18.1 ± 0.6
$M_i [MeV/c^2]$	$2285.5 \pm 1.2 \pm 1.5$	$2283.4 \pm 2.7 \pm 1.7$	$2280.4 \pm 1.9 \pm 1.6$	$2287.4 \pm 3.6 \pm 2.0$
$\langle M \rangle [MeV/c^2]$	$2284.2 \pm 0.9 \pm 1.7$			
N_i	$1002 \pm 75 \pm 25$	$154.9 \pm 20.5 \pm 8.0$	$204.0 \pm 29.6 \pm 12.0$	$124.6 \pm 21.0 \pm 18.0$
$\sum N_i$	$1485.5 \pm 85.8 \pm 34.0$			
b_i	1	$0.55 \pm 0.08 \pm 0.03$	$0.69 \pm 0.11 \pm 0.05$	$0.19 \pm 0.03 \pm 0.04$

Таблица 6.1: Сводка результатов по распадам Λ_c^+ .

в нем отсутствовал пик в обсуждаемой области спектра. Количественные выводы по поводу этого отражения были получены методом зонте-ыарло . Было найдено, что этот вклад может быть описан функцией Гаусса, имеющей ширину $\sigma_2 = (36.0 \pm 0.8) MeV/c^2$ и средним $M_2 = 2191.2 \pm 1.4 MeV/c^2$. Соответственно спектр масс $\Lambda^0\pi^+$ фитировался функцией, состоящей из суммы двух функций Гаусса: первая имела фиксированную ширину и положение для описания отражения от $\Lambda_c^+ \rightarrow \Sigma^0\pi^+$; вторая имела фиксированную ширину $\sigma_{MC} = (18.1 \pm 0.6) MeV/c^2$, равную аппаратному разрешению распада $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0\pi^+$, для описания сигнала. Для параметризации некоррелированного фона к этой функции был добавлен полином третьей степени. Сплошная линия на рисунке 6.1 г) представляет результат описания спектра. Получены следующие числа:

$$\begin{aligned}
N &= 124.6 \pm 21.0 \pm 10.0 \\
M_{\Lambda_c} &= (2287.4 \pm 3.6 \pm 2.0) MeV/c^2 \\
N(\Lambda_c^+ \rightarrow \Sigma^0\pi^+) &= 88.3 \pm 11.2.
\end{aligned}$$

6.2 Открытие $\Lambda_c^{*+}(2627)$ в канале $\Lambda_c^+\pi^+\pi^-$

Итак, использование трех дополнительных каналов распада Λ_c^+ , помимо основного $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ позволило увеличить статистику для поиска возбужденных Λ_c^* -состояний примерно в полтора раза (См. таблицу 6.1). С учетом эффективностей установки для каждого из рассматриваемых каналов, определенных с помощью программы полной симуляции детектора, получены необходимые соотношения между относительными вероятностями распадов b_i :

$$b_i = \frac{Br(\Lambda_c^+ \rightarrow X_i)}{Br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+)} = \frac{N_i}{N(pK^-\pi^+)} \cdot \frac{\eta(pK^-\pi^+)}{\eta(X_i)}, \quad (6.4)$$

где i обозначает канал распада Λ_c^+ : $p\bar{K}^0$, $\Lambda^0\pi^+\pi^+\pi^-$, $\Lambda^0\pi^+$, а $\eta(X_i)$ – эффективность i -го канала. Заметим, что в выражение (6.4) входит отношение эффективностей $\frac{\eta(X_i)}{\eta(p\bar{K}^-\pi^+)}$, в котором большая доля систематической погрешности определения эффективности сокращается. Значения b_i приведены в таблице 6.1.

Чтобы избавиться от влияния разрешения Λ_c^+ , меняющегося в зависимости от канала распада от 11 MeV/c² до 18 MeV/c², на разрешение Λ_c^{*+} , Λ_c^+ -кандидаты подвергались процедуре кинематического фитирования в табличную массу Λ_c^+ [53]:

$$\sqrt{E^2(X_i) - p^2(X_i)} = M(\Lambda_c^+),$$

при следующих условиях:

$$\chi_{\text{mass}}^2 = \left(\frac{M(X_i) - M(\Lambda_c^+)}{\sigma_{Mi}} \right)^2 < 9, \quad (6.5)$$

$$\begin{aligned} |M(p\bar{K}^-\pi^+) - M(\Lambda_c^+)| &< 25 \text{ MeV}/c^2, \\ |M(\Lambda^0\pi^+\pi^+\pi^-) - M(\Lambda_c^+)| &< 25 \text{ MeV}/c^2, \\ |M(p\bar{K}_S^0) - M(\Lambda_c^+)| &< 30 \text{ MeV}/c^2, \\ |M(\Lambda^0\pi^+) - M(\Lambda_c^+)| &< 40 \text{ MeV}/c^2, \end{aligned} \quad (6.6)$$

где X_i обозначает канал распада Λ_c^+ . Таким образом, в Λ_c^+ кандидаты отбирались комбинации, имеющие массы, лежащие приблизительно внутри $\pm 2\sigma$ относительно положения пика (См. таблицу 6.1). В результате кинематического фита в массу Λ_c^+ разрешение по массе в спектре $M(\Lambda_c^+\pi^+\pi^-)$ определяется разрешением по импульсу двух пионов.

После этого Λ_c^+ в каждом канале комбинируются со всеми $\pi^+\pi^-$ -парами в событии. Было обнаружено, что канал $\Lambda^0\pi^+\pi^+\pi^-$ страдает от многократного счета, поэтому в этом канале выбирался только один Λ_c^+ -кандидат на событие. Критерием, по которому выбирался этот кандидат, служил χ_{mass}^2 .

Единственный кинематический критерий на $\Lambda_c^+\pi^+\pi^-$ комбинации – это уже знакомое ограничение по $x_p(\Lambda_c^+\pi^+\pi^-)$. Требовалось:

$$x_p = \frac{p(\Lambda_c^+\pi^+\pi^-)}{\sqrt{\frac{E_{\text{cms}}^2}{4} - M^2(\Lambda_c^+\pi^+\pi^-)}} > 0.5. \quad (6.7)$$

В принципе выбор величины именно $x_p > 0.5$, тогда когда спектр фрагментации исследуемой частицы еще не известен, мотивируется следующими общими соображениями. В соответствие с изложенным в главе 4, можно ожидать, что спектр возбужденного состояния Λ_c^{*+} должен быть жестче, чем у Λ_c^+ . Ограничение $x_p > 0.5$ сильно подавляет комбинаторный

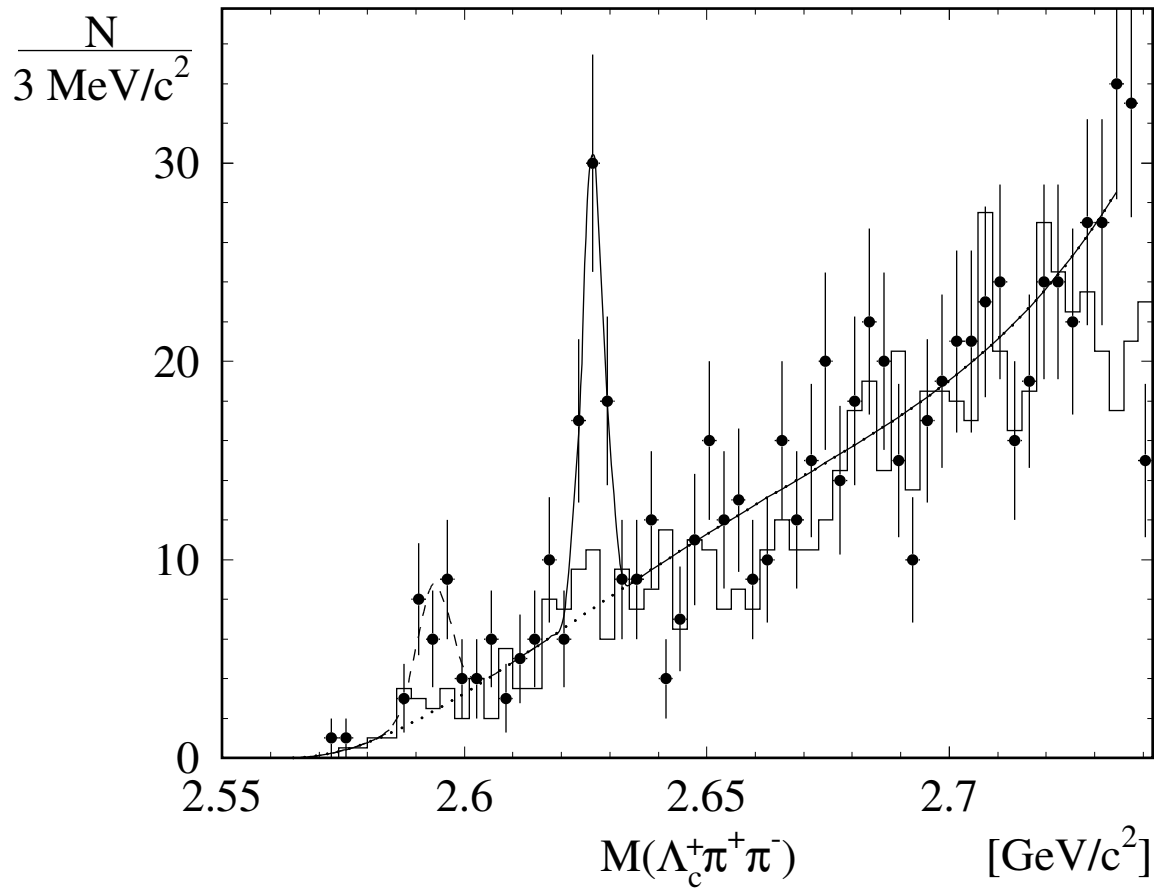


Рис. 6.2: Инвариантная масса $\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-$ -комбинаций (гистограмма, представленная точками с ошибками). Гистограмма, представленная сплошной линией, соответствует искусственным " Λ_c^+ " $\pi^+ \pi^-$, где в качестве " Λ_c^+ " взяты комбинации из т.н. сайдбэндов Λ_c^+ . Функция, наложенная на спектр сигнала, есть результат фита (см. текст).

фон в случае Λ_c^+ , следовательно, можно ожидать, что в случае Λ_c^{*+} такое же или более жесткое ограничение на x_p тоже очистит сигнал от фона. Более жесткое ограничение на x_p не было применено потому, что сигнал от низколежащих P -волновых состояний Λ_c^+ ожидается рядом с порогом $M(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)$, и поэтому комбинаторный фон не должен представлять такую проблему, как это было в случае Λ_c^+ .

Спектр масс $M(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)$ всех $\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-$ -комбинаций, прошедших перечисленные критерии отбора, показан на рисунке 6.2 (гистограмма, представленная точками с ошибками). На массе примерно 2627 MeV/c² узкий пик отчетливо выделяется на уровне сравнительно небольшого комбинаторного фона. В области меньших масс, около 2595 MeV/c² есть еще одно, слабо статистически обеспеченное, превышение над уровнем фона.

Спектр $M(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)$ фитировался функцией, представляющей собой сумму двух сигнальных гауссианов и параболы, умноженной на трехчастичный пороговый фактор, описывающей фон. При фитировании все параметры функций Гаусса были отпущены. Полученная в результате подгонки функция представлена на рисунке 6.2. Параметры гауссианов приведены в таблице 6.2: Итак, к громадной радости автора этих строк в спектре масс

Параметр сигнала	Значение
кол-во событий N_1	42.4 ± 8.8
M_1 [MeV/c ²]	2626.5 ± 0.5
σ_1 [MeV/c ²]	2.2 ± 0.5
кол-во событий N_2	18.6 ± 7.0
M_2 [MeV/c ²]	2593.6 ± 1.6
σ_2 [MeV/c ²]	3.5 ± 0.9

Таблица 6.2: Результаты фита спектра $M(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)$.

$M(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)$, оказалось целых два пика, которые могут быть приписаны распадам более высоких возбуждений очарованных барионов.

6.2.1 Исследование спектра масс $\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-$

Этот подраздел посвящен детальному доказательству того, что наблюдаемые пики не являются артефактами, полученными в результате искажения спектра неосторожным применением кинематических ограничений или в результате отражений реальных физических состояний.

Следует подчеркнуть, что в данной работе на исследуемые комбинации применялся *единственный* кинематический критерий x_p , не создающий особенностей в форме фазового объема. Было проведено исследование устойчивости параметров сигналов к различным ограничениям на x_p .

а) Проверка методом сайдбэндов Λ_c^+ Одним из самых эффективных способов проверки того, что сигнал не получен в результате искажения спектра, является исследование методом сайдбэндов². Суть этого метода заключается в отборе в качестве Λ_c^+ -кандидатов

²От английского sideband. Автор испытывает трудности с подысканием подходящего эквивалента этому слову в русском языке и просит прощение за использование подобного жаргона в дальнейшем.

комбинаций, имеющих массу левее и правее Λ_c^+ -пика в соответствующем массовом спектре. Затем такие псевдо " Λ_c^+ " сочетаются со всеми $\pi^+\pi^-$ -парами в событии и полученные спектры сравниваются с "настоящим" сигнальным спектром. Таким образом можно описать поведение некоррелированного комбинаторного фона под сигналом Λ_c^{*+} . Критерии отбора естественно применяются такими же, как и для сигнала.

Комбинации $pK^-\pi^+$, pK_S^0 , $\Lambda^0\pi^+\pi^+\pi^-$, $\Lambda^0\pi^+$ назывались правым сайдбэндом RSB если:

$$\begin{aligned} |M(pK^-\pi^+) - 2354 \text{ MeV}/c^2| &< 25 \text{ MeV}/c^2, \\ |M(\Lambda^0\pi^+\pi^+\pi^-) - 2354 \text{ MeV}/c^2| &< 25 \text{ MeV}/c^2, \\ |M(pK_S^0) - 2381 \text{ MeV}/c^2| &< 30 \text{ MeV}/c^2, \\ |M(\Lambda^0\pi^+) - 2405 \text{ MeV}/c^2| &< 40 \text{ MeV}/c^2, \end{aligned} \quad (6.8)$$

и левым сайдбэндом LSB, если:

$$\begin{aligned} |M(pK^-\pi^+) - 2216 \text{ MeV}/c^2| &< 25 \text{ MeV}/c^2, \\ |M(\Lambda^0\pi^+\pi^+\pi^-) - 2216 \text{ MeV}/c^2| &< 25 \text{ MeV}/c^2, \\ |M(pK_S^0) - 2189 \text{ MeV}/c^2| &< 30 \text{ MeV}/c^2, \\ |M(\Lambda^0\pi^+) - 2165 \text{ MeV}/c^2| &< 40 \text{ MeV}/c^2. \end{aligned} \quad (6.9)$$

Единственное отличие при построении спектров LSB $\pi^+\pi^-$ и RSB $\pi^+\pi^-$ от $\Lambda_c^+\pi^+\pi^-$ состоит в том, что для сайдбэндных комбинаций не производилось кинематического фитирования в массу Λ_c^+ . Это связано с особенностями программы обработки. Кинематическое фитирование в центр сайдбэндов привело бы к сдвигу спектра масс вправо на величину $M(\text{LSB}) - M(\Lambda_c^+)$ в случае LSB и $M(\text{RSB}) - M(\Lambda_c^+)$ в случае RSB, что неприемлемо. Поэтому, строится т.н. разностный спектр масс, который полностью эквивалентен спектру $M(\Lambda_c^+\pi^+\pi^-)$, полученному со сфитированной Λ_c^+ . Разностный спектр определяется как:

$$\begin{aligned} RSB : \quad &M(\Lambda_c^+) + M(\text{RSB}\pi^+\pi^-) - M(\text{RSB}) \\ LSB : \quad &M(\Lambda_c^+) + M(\text{LSB}\pi^+\pi^-) - M(\text{LSB}), \end{aligned}$$

где $M(\Lambda_c^+)$ – табличная масса Λ_c^+ [53]. Полусумма спектров $M(\text{LSB}\pi^+\pi^-)$ и $M(\text{RSB}\pi^+\pi^-)$ представлена на рисунке 6.2 в виде гистограммы. В сигнальных областях никаких особенностей поведения формы этого спектра не обнаружено.

б) Спектр неправильных зарядовых комбинаций Еще одной, дополнительной к методу сайдбэндов, проверкой поведения некоррелированного фона служит исследование всевозможных неправильных зарядовых комбинаций – комбинаций, не образующихся

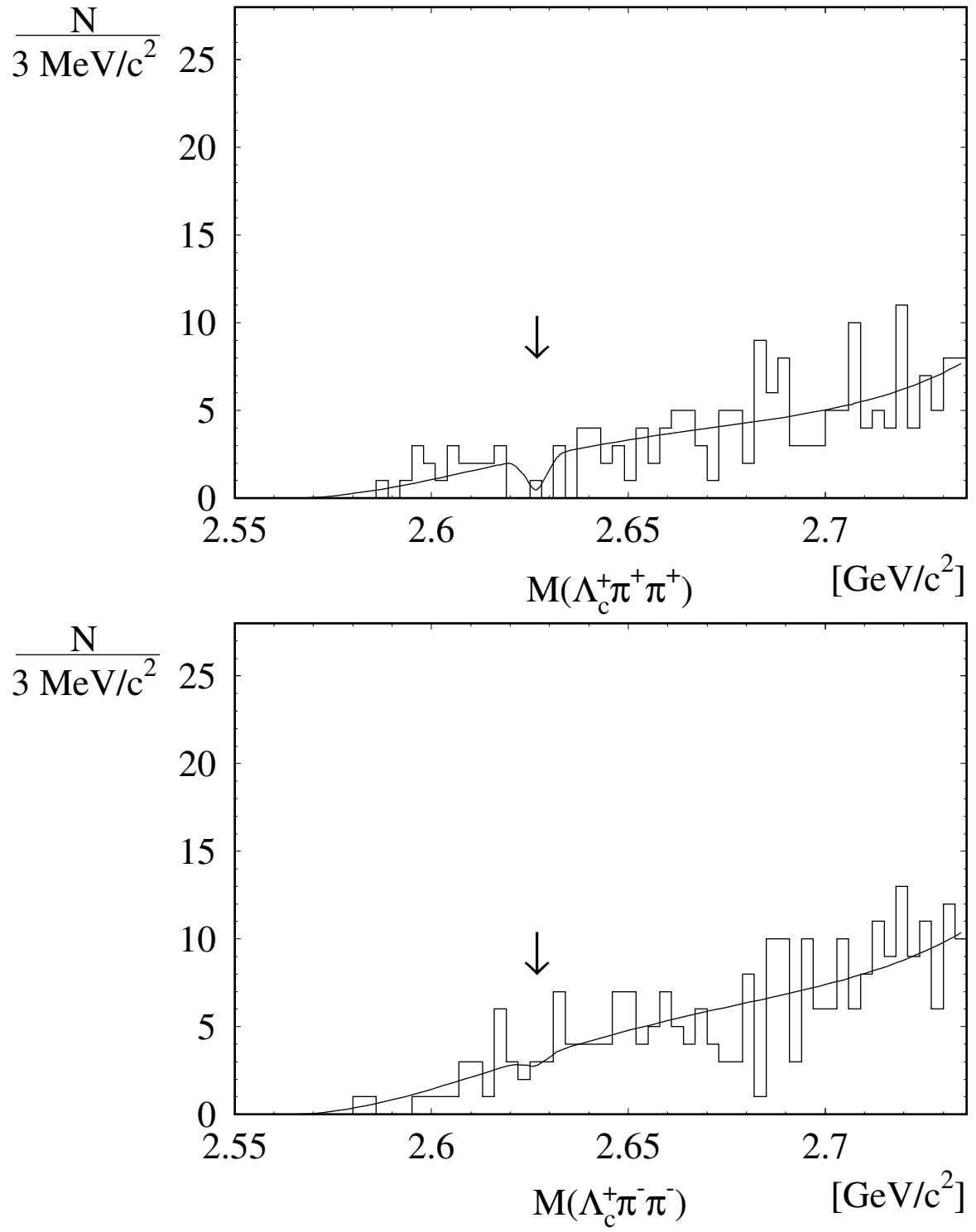


Рис. 6.3: Спектр масс неправильных зарядовых комбинаций. а) – $M(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^+)$; б) – $M(\Lambda_c^+ \pi^- \pi^-)$. Стрелка указывает на положение пика в массовом спектре $\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-$.

в распадах реальных физических состояний. В нашем случае это " $\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-$ ", где " Λ_c^+ " составляется из $pK^- \pi^-$, $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- \pi^-$ и $\Lambda^0 \pi^-$ либо из $\bar{p}K^- \pi^+$, $\bar{\Lambda}^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$ и $\bar{\Lambda}^0 \pi^+$ (очевидно для pK_S^0 моды неправильные зарядовые комбинации отсутствуют). Массовые спектры таких комбинаций были построены и никаких особенностей в них не было обнаружено.

Аналогично могут быть составлены неправильные зарядовые комбинации с использованием реальных Λ_c^+ кандидатов. Это $\Lambda_c^+ \pi^- \pi^-$ и $\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^+$. Соответствующие спектры масс представлены на рисунках 6.3 а) и 6.3 б).

в) Фит спектра $M(pK^- \pi^+)$ в бинах по $M(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)$ позволил проверить, что сигнал не образован в результате какого-либо "отражения" от реального физического состояния. Это также было проверено с применением методов энтел-ьярло.

6.2.2 Измерение параметров $\Lambda_c^{*+}(2627)$

Убедившись в том, что два пика в спектре масс $M(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)$ действительно могут быть приписаны распадам возбужденных очарованных барионов, приступим к определению параметров этих состояний. Вернемся к таблице 6.2, где приведены результаты фита спектра $M(\Lambda_c^+)$ суммой двух функций Гаусса со свободными параметрами и фоновым членом. Стоит обратить внимание на тот факт, что ширина функции Гаусса для первого (большого) пика меньше ширины второго пика, хотя $M_1 > M_2$. Кроме того, исследования сигналов методом энтел-ьярло с полной симуляцией отклика детектора к процессам $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^{*+}(2627)X$ и $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^{*+}(2593)X$ показало, что разрешение по массе $M(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)$ для первого пика $\sigma_{MC1} = (2.6 \pm 0.1) \text{ MeV}/c^2$, а второго $\sigma_{MC2} = (1.8 \pm 0.2) \text{ MeV}/c^2$. Ширина гауссиана для первого пика $\sigma_1 = (2.2 \pm 0.5) \text{ MeV}/c^2$ – в хорошем согласии с ожидаемым разрешением детектора, а для второго пика ширина функции Гаусса составила $\sigma_2 = (3.5 \pm 0.9) \text{ MeV}/c^2$ – в два раза больше ожидаемого аппаратного разрешения. Из этого следует, что естественная ширина $\Lambda_c^{*+}(2627)$ гораздо меньше разрешения детектора, в то время как $\Lambda_c^{*+}(2593)$ обладает явно ненулевой собственной шириной. Следовательно, пик в спектре масс, соответствующий этому состоянию должен фитироваться с учетом этого факта. Вместо второго гауссиана в фитирующую функцию вводится свертка функции Гаусса с нерелятивистской функцией Брейта-Вигнера. Ширина гауссиана фиксируется разрешением детектора, а собственная ширина функции Брейта-Вигнера является свободным параметром. Результаты подгонки приведены в таблице 6.3. Варьируя в малых пределах разрешение σ_M , меняя ширину бина, пределы интегрирования, степень полинома, описывающего

Параметр сигнала	Значение
кол-во событий N_1	44.5 ± 9.0
M_1 [MeV/c ²]	2626.5 ± 0.5
σ_1 [MeV/c ²]	2.3 ± 0.5
кол-во событий N_2	22.4 ± 8.0
M_2 [MeV/c ²]	2593.8 ± 1.4
σ_2 [MeV/c ²]	$1.8(.)$
Γ_2 [MeV/c ²]	$4.7^{+3.5}_{-2.4}$

Таблица 6.3: Результаты фита спектра $M(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)$.

фон, а также ограничение по x_p (только для определения систематической погрешности в массе), находим систематические неопределенности чисел событий и масс:

$$\begin{aligned}
- N_1 & : \pm 2.0 \\
- N_2 & : \pm 3.5 \\
M_1 \text{ [MeV/c}^2] & : \pm 1.5 \\
M_2 \text{ [MeV/c}^2] & : \pm 1.7
\end{aligned}$$

Систематические ошибки в массах содержат неопределенность, связанную с неточностью калибровки абсолютной массовой шкалы, составляющей $\pm 1.2 \text{ MeV/c}^2$.

Определение собственной ширины $\Lambda_c^{*+}(2627)$ Для определения верхнего предела на собственную ширину состояния $\Lambda_c^{*+}(2627)$ пик на этой массе также был параметризован сверткой функций Гаусса и Брейта-Вигнера. Затем была осуществлена серия подгонок спектра $M(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)$ функцией $\mathcal{F}(m)$ при фиксированной ширине Γ_1 , принимающей значения от 0 MeV/c^2 до 10 MeV/c^2 с шагом 0.05 MeV/c^2 . Функция $\mathcal{F}(m)$ задавалась следующим образом:

$$\mathcal{F}(m) = N_1 \cdot G \otimes BW(m, \sigma_1, \Gamma_1, M_1) + N_2 \cdot G \otimes BW(m, \sigma_2, \Gamma_2, M_2) + (m - M_0)^2 \cdot \left(\sum_{i=0}^2 a_i m^i \right), \quad (6.10)$$

где $M_0 = 2564 \text{ MeV/c}^2$ – пороговая масса $\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-$ комбинаций, $m \equiv M(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)$. При каждом фите также фиксировались $\sigma_1 = \sigma_{MC1} = 2.6 \text{ MeV/c}^2$, $\sigma_2 = \sigma_{MC2} = 1.8 \text{ MeV/c}^2$ и $\Gamma_2 = 4.7 \text{ MeV/c}^2$.

Зависимость функции правдоподобия фитов $lh = \exp(-\frac{\chi^2}{2})$ от ширины Γ_1 изображена на рисунке 6.4. Заштрихованная область соответствует 10% интеграла под кривой.

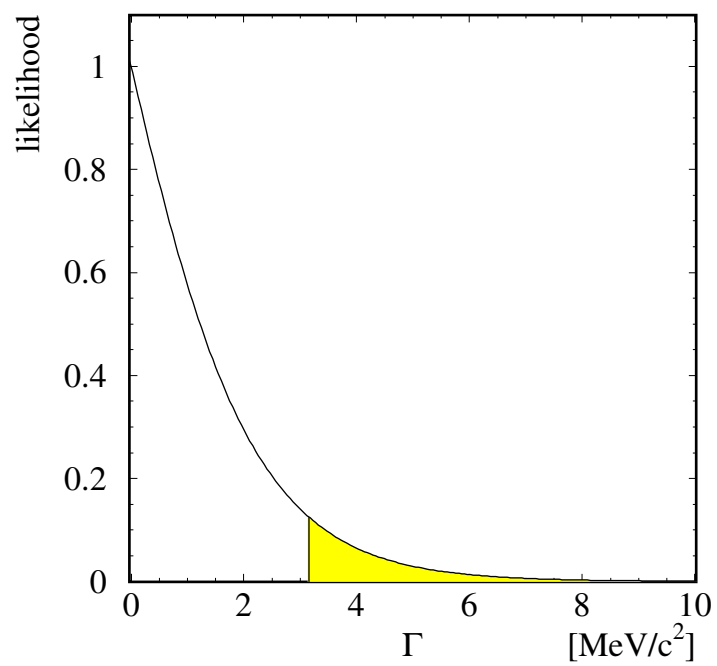


Рис. 6.4: Функция правдоподобия фита в зависимости от значения собственной ширины $\Gamma \Lambda_c^{*+}(2627)$.

Верхнему пределу на 90% уровне достоверности соответствует величина:

$$\Gamma_{\text{int1}} < 3.2 \text{ MeV/c}^2 \quad @ \quad 90\% \quad .. \quad (6.11)$$

6.2.3 Исследование резонансной структуры распада

$$\Lambda_c^{*+} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-$$

Три возможных канала распада могут приводить к сигналу в спектре масс $M(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)$. Это прямой нерезонансный распад $\Lambda_c^{*+} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-$ и два распада через промежуточные резонансы – $\Lambda_c^{*+} \rightarrow \Sigma_c^{++} \pi^-$ $\Lambda_c^{*+} \rightarrow \Sigma_c^0 \pi^+$ с последующим $\Sigma_c \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^\pm$. Исследования, проведенные методом эонте–ыарло, показали, что разрешения для сигналов в массовом спектре $\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-$ -комбинаций для всех трех каналов распада одинаковы.

Была предпринята попытка определить долю резонансной компоненты в распаде $\Lambda_c^{*+}(2627) \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-$. Для этого были построены спектры по инвариантной массе $M(\Lambda_c^+ \pi^\pm)$ из района сигнала, определенного как:

$$|M(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-) - 2627 \text{ MeV/c}^2| < 6 \text{ MeV/c}^2.$$

Массовые спектры $\Lambda_c^+ \pi^+$ и $\Lambda_c^+ \pi^-$ изображены на рисунках 6.7 и 6.8 соответственно. В обоих спектрах можно, при некотором желании, различить небольшое превышение над фоном в области масс Σ_c [53]. Аппаратное разрешение Σ_c в канале $\Lambda_c^+ \pi^\pm$ составляет $\sigma_{\Sigma_c} = 1.7 \text{ MeV/c}^2$ – уже, чем структуры в спектрах $M(\Lambda_c^+ \pi^\pm)$. Фазовый объем для

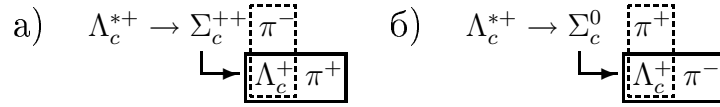


Рис. 6.5: Сигнатура распадов $\Lambda_c^{*+} \rightarrow \Sigma_c \pi^\pm$.

распадов $\Lambda_c^{*+}(2627)$ в $\Sigma_c^{++} \pi^-$ и $\Sigma_c^0 \pi^+$ ограничен. Поэтому, если рассматриваемый резонанс $\Lambda_c^{*+}(2627)$ распался на $\Sigma_c^{++} \pi^-$, то, как показано на рисунке 6.5а), сигнал будет виден как в спектре масс $M(\Lambda_c^+ \pi^+)$ – прямой, узкий сигнал с шириной σ_{Σ_c} и положением, соответствующим массе Σ_c , так и в спектре масс $M(\Lambda_c^+ \pi^-)$ – отраженный сигнал, более широкий и со смещенным средним. То же справедливо и для распада $\Lambda_c^{*+} \rightarrow \Sigma_c^0 \pi^+$. Оценка этого эффекта была проделана методом эонте–ыарло, и было найдено, что сателлитный пик в обоих спектрах может быть описан функцией Гаусса с шириной $\sigma = 3 \text{ MeV/c}^2$ и средним 2458 MeV/c^2 (См. рисунок 6.6).

Спектр масс $M(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)$, соответствующий нерезонансному распаду $\Lambda_c^+ \rightarrow (\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)_{\text{nr}}$, получен после вырезания всех $\Lambda_c^+ \pi^\pm$ комбинаций, имеющих массу в интервале $\pm 5.1 \text{ MeV}/c^2$ (3.0σ) вокруг массы Σ_c , т.е. ограничивая:

$$\begin{aligned} |M(\Lambda_c^+ \pi^+) - M(\Sigma_c^{++})| &> 5.1 \text{ MeV}/c^2 \\ |M(\Lambda_c^+ \pi^-) - M(\Sigma_c^0)| &> 5.1 \text{ MeV}/c^2 \end{aligned} \quad (6.12)$$

одновременно.

Резонансная структура в распаде $\Lambda_c^{*+} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-$ была определена путем совместного фитирования спектра $M(\Lambda_c^+ \pi^+)$ (Рис. 6.7) и $M(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)$ нерезонансных комбинаций (Рис. 6.9). Спектр $M(\Lambda_c^+ \pi^+)$ описывался суммой двух гауссианов со свободными нормировками и пороговой функцией, описывающей фазовый объем. Фит производился при условии:

$$\frac{N_{++} + N_0 + \frac{N_{\text{nr}}}{\epsilon}}{N} = 1,$$

где N_{++} – кол-во событий в узком пике, N_0 – кол-во событий в широком пике, N_{nr} – количество событий в нерезонансном пике, ϵ – определенная методом эонте-ыарло эффективность обрезания (6.12), $N = 42.4 \pm 8.8$ – полное число событий $\Lambda_c^{*+} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-$. В результате получены следующие отношения относительных вероятностей:

$$\begin{aligned} \frac{\text{Br}(\Lambda_c^{*+} \rightarrow \Sigma_c \pi^\pm)}{\text{Br}(\Lambda_c^{*+} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)} &= 0.46 \pm 0.14 \\ \frac{\text{Br}(\Lambda_c^{*+} \rightarrow (\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)_{\text{nr}})}{\text{Br}(\Lambda_c^{*+} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)} &= 0.54 \pm 0.14. \end{aligned} \quad (6.13)$$

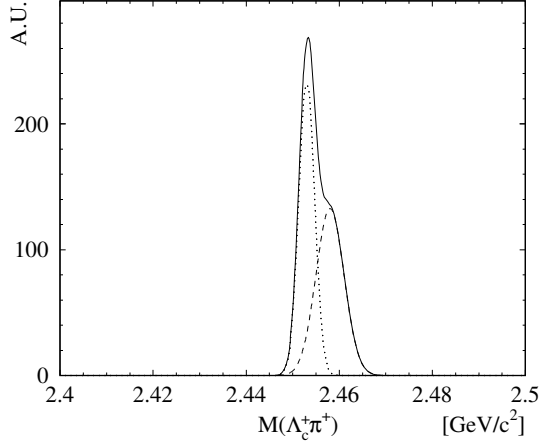


Рис. 6.6: Ожидаемая форма сигнала от распадов $\Lambda_c^{*+} \rightarrow \Sigma_c^{++}\pi^-$ (пунктирная линия), $\Lambda_c^{*+} \rightarrow \Sigma_c^0\pi^+$ (штрихованная линия).

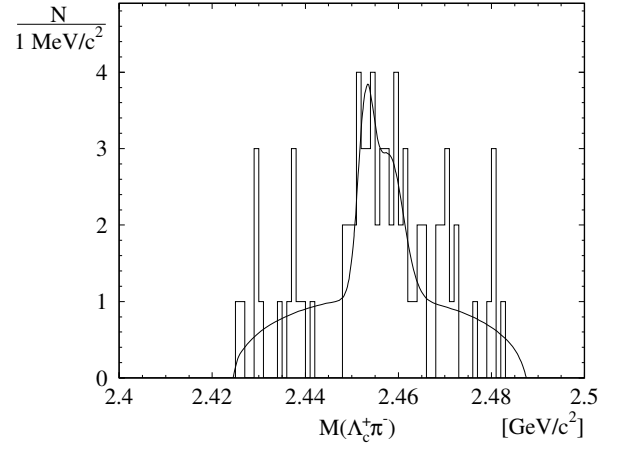


Рис. 6.8: Спектр масс $M(\Lambda_c^+\pi^-)$.

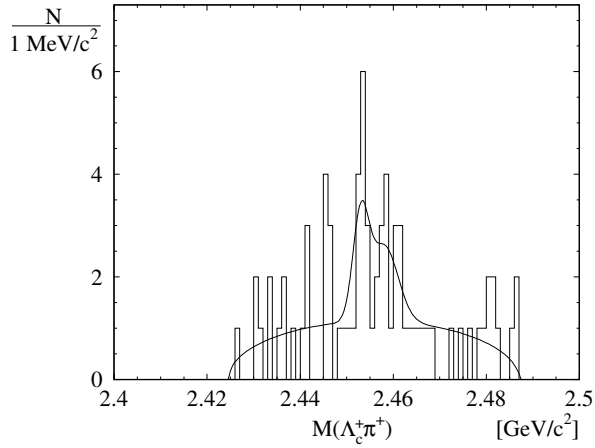


Рис. 6.7: Спектр масс $M(\Lambda_c^+\pi^+)$.

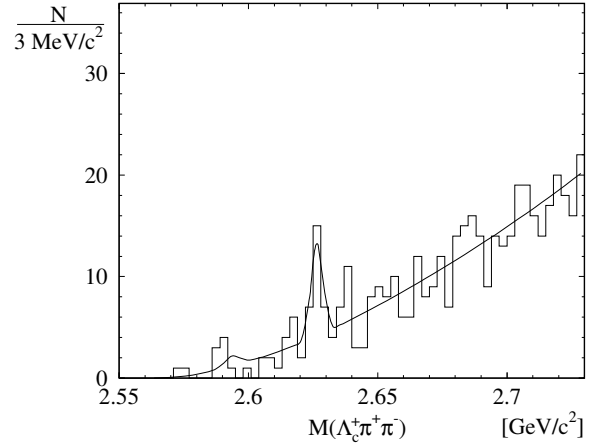


Рис. 6.9: Спектр масс $M(\Lambda_c^+\pi^+\pi^-)$.

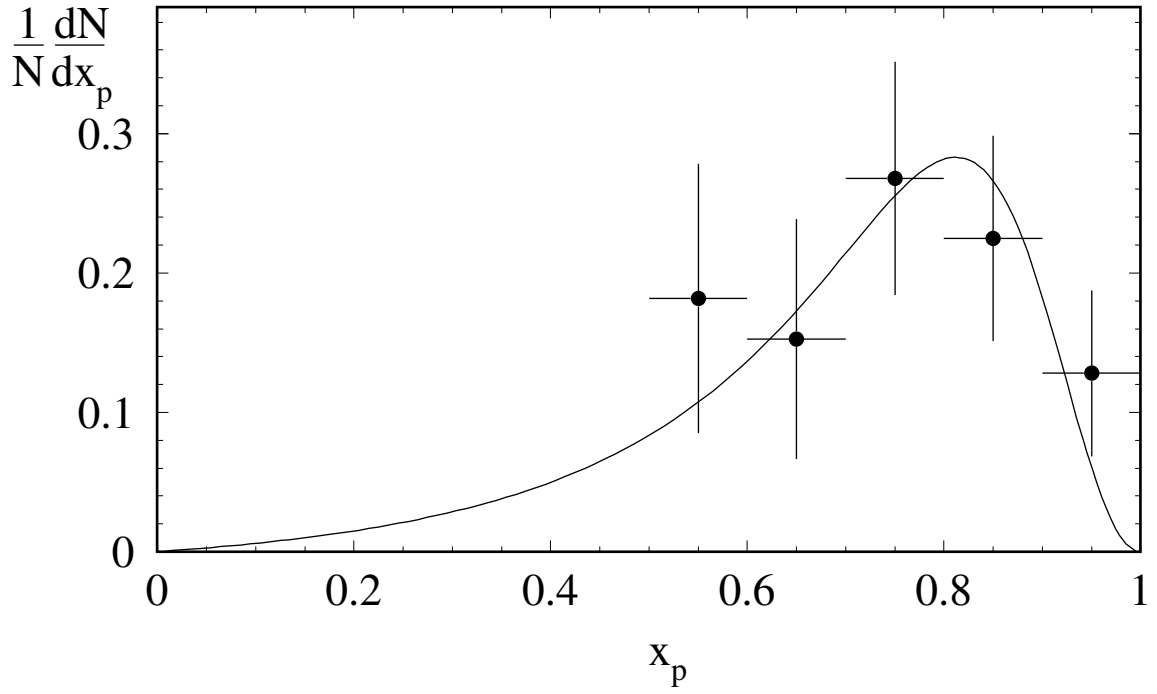


Рис. 6.10: Функция фрагментации $\Lambda_c^{*+}(2627)$. Кривая есть результат фита спектра функцией Петерсона.

6.2.4 Измерение спектра фрагментации $\Lambda_c^{*+}(2627)$

Чтобы вычислить сечение рождения $\times \text{Br}(\Lambda_c^{*+} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)$ необходимо экстраполировать количество событий, полученных при $x_p > 0.5$, на весь импульсный диапазон. Для этого был построен спектр фрагментации Λ_c^{*+} в диапазоне $0.5 < x_p < 1$. Этот интервал был разбит на пять бинов, в каждом из которых спектр масс $M(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)$ фитировался функцией, описанной в 6.2.2. Полученные числа сигнальных событий были откорректированы на эффективность детектора, вычисляемую по формуле:

$$\frac{\eta_j(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)}{\text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+)} = \sum_{i=1}^4 b_i \cdot \eta_j(X_i), \quad (6.14)$$

где $b_i = \frac{\text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow X_i)}{\text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+)}$ – отношения относительных вероятностей распадов, значения этих отношений приведены в таблице 6.1; $\eta_j(X_i)$ – эффективность i -го канала в j -ом x_p бине. Спектр фрагментации $\Lambda_c^{*+}(2627)$ изображен на рисунке 6.10. Кривая соответствует результату фита функцией Петерсона (ур-ние 4.1). Величина параметра Петерсона $\epsilon = 0.044 \pm 0.018$. Как ожидалось, спектр фрагментации получился жестким, например по сравнению с S-волновым очарованным барионом Λ_c^+ . для которого параметр Петерсона

равен $\epsilon_{\Lambda_c^+} = 0.24 \pm 0.04$ [54], и $\epsilon_{\Sigma_c} = 0.29 \pm 0.06$ для Σ_c [55].

6.2.5 Выход $\Lambda_c^{*+}(2627)$ в e^+e^- -аннигиляции

Наиболее удобной величиной для оценки выхода $\Lambda_c^{*+}(2627)$ является отношение темпов рождения Λ_c^{*+} и Λ_c^+ , т.к. систематические ошибки, общие для обоих чисел, сокращаются:

$$\begin{aligned} r &= \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^{*+}X) \text{Br}(\Lambda_c^{*+} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+ X)} = \\ &= \frac{N(\Lambda_c^{*+})|_{x_p > 0.5}}{N(\Lambda_c^+)|_{x_p > 0.5}} \cdot \left(\frac{\epsilon(x_p > 0.5)|_{\Lambda_c^+}}{\epsilon(x_p > 0.5)|_{\Lambda_c^{*+}}} \right) \cdot \frac{1}{\epsilon(2\pi)|_{x_p > 0.5}} = \\ &= (4.1 \pm 1.0 \pm 0.8)\%. \end{aligned}$$

Систематическая ошибка здесь складывается из неопределенностей эффективности x_p обрезаний для Λ_c^{*+} и Λ_c^+ , неопределенности определения эффективности двух пионов методом энтел-яроло, а также из систематической погрешности в числах событий.

Для получения произведения сечения рождения возбужденного очарованного бариона $\Lambda_c^{*+}(2627)$ в e^+e^- -аннигиляции при энергии в системе центра масс $\sqrt{s} = 10.4$ GeV было использовано значение $\text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+) = (4.0 \pm 0.3 \pm 0.8)\%$ [56]:

$$\sigma \cdot \text{Br}(\Lambda_c^{*+} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)|_{x_p > 0.5} = \frac{\sum_{j=1}^5 \frac{n_j}{\eta_j(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)}}{\mathcal{L} \cdot \text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+)} = (9.9 \pm 2.1 \pm 2.2) \text{ pb},$$

где n_j – кол-во сигнала в j -ом x_p бине, $\eta_j(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)$ – эффективность регистрации $\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-$ в j -ом x_p бине, вычисленная по формуле (6.14), \mathcal{L} – интегральная светимость. Систематическая ошибка имеет следующие составляющие:

определение светимости \mathcal{L}	: 1.8%
систематика фита сигнала	: 5.0%
погрешность определения η_j	: 7.0%
ошибка в определении $\text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+)$: 21.0%.

Экстраполируя на весь импульсный интервал, получим:

$$\sigma \cdot \text{Br}(\Lambda_c^{*+} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-) = (11.5 \pm 2.5 \pm 3.0) \text{ pb}.$$

И, наконец, считая, что спектры фрагментации $\Lambda_c^{*+}(2593)$ и $\Lambda_c^{*+}(2627)$ одинаковы, получим отношение выходов этих состояний в e^+e^- -аннигиляции ,при $\sqrt{s} = 10.4$ GeV:

$$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^{*+}(2593)X)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^{*+}(2627)X)} = 0.52 \pm 0.21 \pm 0.10$$

6.2.6 Разницы масс

Важной величиной является разница масс $\Delta M = M(\Lambda_c^{*+}) - M(\Lambda_c^+)$. Эта величина не содержит неопределенности, связанной с абсолютной массовой привязкой, а также удобна при сравнении с различными теоретическими расчетами, в которых для разниц масс между состояниями даются более надежные предсказания, чем для абсолютных масс. Разницы масс между Р-волновыми и основным состоянием Λ_c :

$$\Delta M_1 \equiv M(\Lambda_c^{*+}(2627)) - M(\Lambda_c^+) = (341.4 \pm 0.8 \pm 0.6) \text{ MeV}/c^2 \quad (6.15)$$

$$\Delta M_2 \equiv M(\Lambda_c^{*+}(2593)) - M(\Lambda_c^+) = (308.7 \pm 1.5 \pm 1.2) \text{ MeV}/c^2. \quad (6.16)$$

А разница масс между $\Lambda_c^{*+}(2627)$ и $\Lambda_c^{*+}(2593)$ составляет:

$$\Delta M_{12} \equiv M(\Lambda_c^{*+}(2627)) - M(\Lambda_c^{*+}(2593)) = (32.7 \pm 1.4 \pm 1.2) \text{ MeV}/c^2. \quad (6.17)$$

Глава 7

Обсуждение полученных результатов

Публикация, на основе которой написана данная диссертация [7], вызвала достаточный интерес специалистов в области спектроскопии тяжелых барионов. Стоит отметить настоящий всплеск количества теоретических статей, посвященных анализу свойств Р-волновых очарованных барионов [43, 48, 49, 46, 47, 57]. В большинстве подходов используются свойства симметрии спинов и ароматов, являющейся точной в пределе $m_Q \rightarrow \infty$, в применении к udc базису.

Вскоре после публикации результатов сотрудничества ARGUS группа E687 [59], спектрометр с фиксированной ядерной мишенью на пучке меченых фотонов с энергией $E_\gamma = 220$ GeV, подтвердила наличие пика в спектре масс $\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-$ на массе 2626 MeV/c². Вслед за этим в эксперименте CLEO на e^+e^- -накопительном кольце CESR с $\sqrt{s} \approx 10.5$ GeV Корнельского университета, США, на подавляющем статистическом материале $\mathcal{L} = 3 \text{ fb}^{-1}$ было открыто состояние $\Lambda_c^{*+}(2593)$ и подтверждено существование $\Lambda_c^{*+}(2627)$ [58]. Кроме того, благодаря отличному электромагнитному калориметру, собранному из кристаллов CsI , в этом эксперименте удалось восстановить оба бариона в конечном состоянии $\Lambda_c^+ \pi^0 \pi^0$. Позднее, по мере обработки статистики, группа E687 также подтвердила существование $\Lambda_c^{*+}(2593)$ [60].

Квантовые числа наблюдаемых резонансов не измерены, но наиболее естественно интерпретировать их как Р-волновой спиновый дублет $(\Lambda_{cK_1}^+, \Lambda_{cK_1}^{*+}) (\frac{1}{2}^-, \frac{3}{2}^-)$. Вернемся к ожидаемому спектру Р-волновых возбужденных очарованных барионов, приведенному на рисунке 3.2 (значения ожидаемых масс ближайших, относительно основных состояний, Р-возбуждений приведены в 2.2). Заметим, что теоретические предсказания масс двух $\Lambda_c^+ \frac{1}{2}^-$ и $\Lambda_c^+ \frac{3}{2}^-$ ($\{\Lambda_{cK_1}\}$ дублет) хорошо согласуются с измеренными значениями. В то же время для остальных пяти Р-волновых возбуждений ($l_k = 1, l_K = 0$) ожидаются гораздо

большие массы. Объяснение этому эффекту изложено в разделе 3.2. Для ближайших Р-волновых возбуждений Σ_c , которые в принципе тоже могут давать $\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-$ в конечном состоянии ($\Sigma_c^{**} \rightarrow \Sigma_c^{(*)} \pi$), предсказываются массы в районе $2.8 \text{ GeV}/c^2$ – далеко от измеренных в эксперименте значений. Если отвлечься от теоретических предсказаний, то в пользу того, что наблюдаемые частицы скорее всего не являются Σ_c^{**} , может служить и следующее замечание: для Σ_c^{**} с массой, лежащей недалеко от порога распада на $\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-$, кинематически выгоден прямой распад на $\Lambda_c^+ \pi$, имеющий бóльший свободный фазовый объем. Т.е. пики на тех же массах, что наблюдались в массовом спектре $\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-$, должны присутствовать и в массовых спектрах $\Lambda_c^+ \pi^\pm$. Таких пиков обнаружено не было. Это указывает на то, что наблюдаемые частицы являются изоспиновыми синглетами, т.е. легкий дикварк имеет $I = 0$, и поэтому сильные распады на $\Lambda_c^+ \pi$ запрещены.

В таблице 7.1 приведены параметры резонансов, полученные экспериментами ARGUS, CLEO и E687. Как видно, данные всех трех групп хорошо согласуются друг с другом, за

Эксперимент:	ARGUS	E687	CLEO
Параметр дублета:			
$M(\Lambda_{cK_1}^*) - M(\Lambda_c^+) [\text{MeV}/c^2]$	$341.4 \pm 0.8 \pm 0.6$	$340.4 \pm 0.6 \pm 0.3$	$342.2 \pm 0.2 \pm 0.5$
$M(\Lambda_{cK_1}) - M(\Lambda_c^+) [\text{MeV}/c^2]$	$308.7 \pm 1.5 \pm 1.2$	$309.2 \pm 0.7 \pm 0.3$	$307.5 \pm 0.4 \pm 1.0$
$M(\Lambda_{cK_1}^*) - M(\Lambda_{cK_1}) [\text{MeV}/c^2]$	$32.7 \pm 1.4 \pm 1.2$	$32.2 \pm 0.9 \pm 0.4$	$34.7 \pm 0.5 \pm 1.2$
$\Gamma(\Lambda_{cK_1}^*) [\text{MeV}/c^2]$	< 3.2	–	< 1.9
$\Gamma(\Lambda_{cK_1}) [\text{MeV}/c^2]$	$4.7^{+3.5}_{-2.4}$	–	$3.9^{+1.4+2.0}_{-1.2-1.0}$
$\frac{\text{Br}(\Lambda_{cK_1}^* \rightarrow \Sigma_c \pi^\pm)}{\text{Br}(\Lambda_{cK_1}^* \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)}$	0.46 ± 0.14	< 0.36	0.16
$\frac{\text{Br}(\Lambda_{cK_1}^* \rightarrow (\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)_{\text{nr}})}{\text{Br}(\Lambda_{cK_1}^* \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)}$	0.54 ± 0.14	–	–
Парам. Петерсона $\epsilon(\Lambda_{cK_1}^*)$	0.044 ± 0.18	–	$0.065 \pm 0.016 \pm 0.013$
$\frac{\sigma(\Lambda_c^{*+} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-)}{\sigma(\Lambda_c^+)} [\%]$	$4.1 \pm 1.0 \pm 0.8$	–	$3.51 \pm 0.34 \pm 0.26$

Таблица 7.1: Параметры Р-волнового спинового дублета.

исключением величины доли резонанного распада $\Lambda_c^{*+}(2627) \rightarrow \Sigma_c \pi^\pm$, который нигде, кроме группы ARGUS [7] не наблюдался, и группы E687 и CLEO приводят только верхние пределы на 90% УД. В принципе, если допустить, что в данной работе величина

относительной вероятности этого распада завышена за счет статистической флуктуации сигнала, то результаты группы CLEO, которой вдобавок было обнаружено, что распад $\Lambda_c^{*+}(2593) \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-$ идет практически 100% через промежуточный резонанс Σ_c [58], могут указывать на то, что $\Lambda_c^{*+}(2627)$ имеет $J^P = \frac{3}{2}^-$, а $\Lambda_c^{*+}(2593)$ $J^P = \frac{1}{2}^-$. Это следует в силу того, что из-за сохранения углового момента и четности распад $\frac{1}{2}^- \rightarrow \frac{1}{2}^+ + 0^-$ идет в S-волне, а распад $\frac{3}{2}^- \rightarrow \frac{1}{2}^+ + 0^-$ в D-волне (См. рисунок 3.2), т.е. подавлен по сравнению с двупионным переходом. Двупионный распад $\Lambda_c^{*+}(2627)$ происходит через промежуточный S-волновой распад $\Lambda_c^{*+}(2627) \rightarrow \Sigma_c^* \pi$, на "хвосте" Σ_c^{*1} . Таким образом объясняется малая естественная ширина открытого группой ARGUS резонанса. Тем не менее эти рассуждения имеют в основном качественный характер. Как показано в 3.2, ширина D-волнового распада $\frac{3}{2}^- \rightarrow \frac{1}{2}^+ + 0^-$ может быть достаточно большой.

Спектр фрагментации наблюдаемого резонанса оказался существенно жестче, чем у основных состояний очарованных барионов – Λ_c^+ , Σ_c , Σ_c^* , Ξ_c , как и ожидается для возбужденных состояний (См. раздел 4). Аналогичная картина наблюдается и для мезонов – P-волновые мезоны $D_{J(s)}$ также имеют меньшие значения параметра ϵ по сравнению с S-уровнями $D_{(s)}^{(*)}$.

Важным параметром для тестов различных теоретических моделей является величина расщепления внутри спинового дублета: $M(\Lambda_{cK_1}^*) - M(\Lambda_{cK_1}) = (32.7 \pm 1.4 \pm 1.2) \text{ MeV}/c^2$, в частности в HQET это эффект порядка $\mathcal{O}(1/m_c)$. Это гораздо меньше, чем у их странных аналогов $\Lambda(1520)$ и $\Lambda(1405)$, где оно составляет $112.5 \pm 4.1 \text{ MeV}/c^2$ [53] (См. рисунок 7.1). Подобное расщепление для b-барионов ожидается еще меньше ($\sim 10 \text{ MeV}/c^2$). Это связано с тем, что величина $\vec{L} \cdot \vec{S}$ -расщепления обратно пропорциональна массе тяжелого кварка. В пределе HQET расщепление между партнерами спинового дублета исчезает. Интересно отметить также, что в пределе HQET расщепление в аналогичных мезонных системах $\{D_{1(s)}, D_{2(s)}\}$ должно быть примерно равным. И действительно, $M(D_2^{*0}(2460)) - M(D_1^0(2420)) = (34.9 \pm 4.0) \text{ MeV}/c^2$ [53], $M(D_{2s}^*) - M(D_{1s}) = (38.3 \pm 1.8) \text{ MeV}/c^2$ [53].

¹Это состояние, имеющее согласно кварковой модели квантовые числа $\frac{3}{2}^+$, было недавно обнаружено группой CLEO в массовом спектре $\Lambda_c^+ \pi$. Наблюдались два партнера изотопического триплета Σ_c^{*++} и Σ_c^{*0} , имеющих $M(\Sigma_c^{*++}) - M(\Lambda_c^+) = 234.5 \pm 1.1 \pm 1.0 \text{ MeV}/c^2$, $\Gamma(\Sigma_c^{*++}) = 17.9_{-3.2}^{+3.8} \pm 4.0 \text{ MeV}/c^2$ и $M(\Sigma_c^{*0}) - M(\Lambda_c^+) = 232.6 \pm 1.0 \pm 1.0 \text{ MeV}/c^2$, $\Gamma(\Sigma_c^{*0}) = 13.0_{-3.0}^{+3.7} \pm 4.0 \text{ MeV}/c^2$ [61].

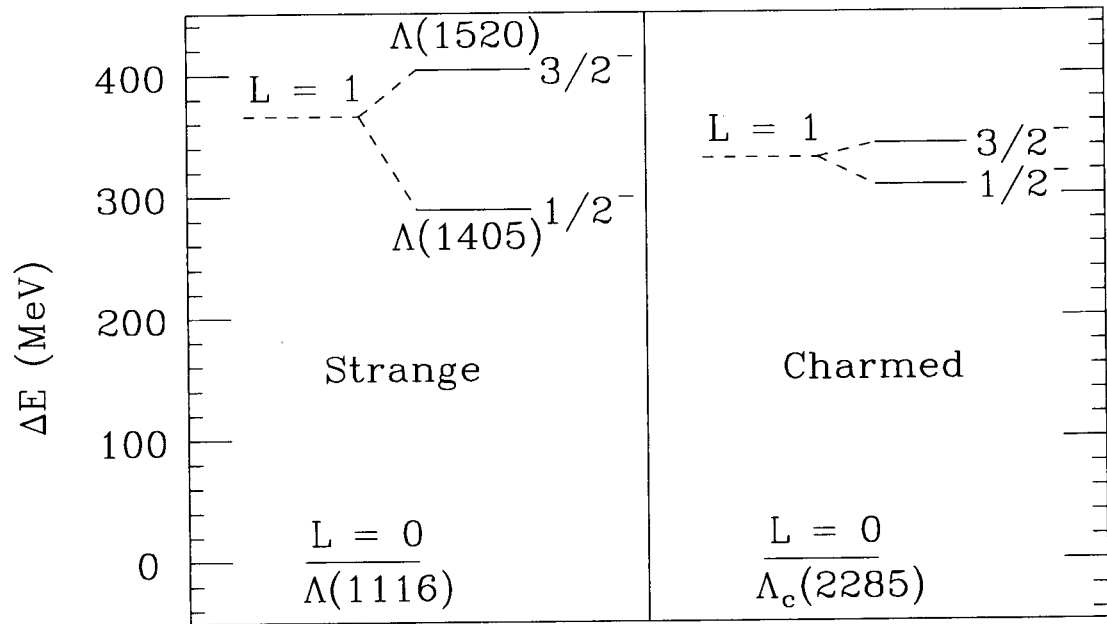


Рис. 7.1: Основные состояния и легчайшие P-возбуждения Λ и Λ_c -систем.

Заключение

В результате исследований, проведенных при анализе экспериментального материала, полученного на установке ARGUS, было открыто возбужденное очарованное барионное состояние $\Lambda_c^{*+}(2627)$.

В работе, лежащей в основе данной диссертации получены следующие результаты:

1. Изучены и оптимизированы критерии отбора экспериментальных данных.
2. Написаны программы, моделирующие исследуемые процессы методом Монте-Карло. В результате были получены эффективности регистрации конечных состояний с использованием экспериментально полученных эффективностей идентификации, выбраны оптимальные критерии отбора событий.
3. Получены обновленные данные по слабым распадам очарованного бариона Λ_c^+ в конечные состояния $pK^-\pi^+$, $p\bar{K}^0$, $\Lambda^0\pi^+$, $\Lambda^0\pi^+\pi^+\pi^-$.
4. Впервые наблюдался сигнал от рождения Р-волнового $\Lambda_c^{*+}(2627)$. Измерена масса бариона. Получен верхний предел на естественную ширину состояния.
5. Измерен резонансный вклад в распад $\Lambda_c^{*+} \rightarrow \Lambda_c^+\pi^+\pi^-$.
6. Измерен выход бариона $\Lambda_c^{*+}(2627)$ в канале с $\Lambda_c^+\pi^+\pi^-$ по отношению к выходу бариона Λ_c^+ в e^+e^- -аннигиляции при энергии 10.4 GeV – около 4%.
7. Измерена величина $\sigma \cdot \text{Br}$ – сечение рождения возбужденного состояния $\Lambda_c^{*+}(2627)$ в e^+e^- -аннигиляции при энергии 10.4 GeV.
8. Впервые получен спектр фрагментации очарованного кварка в возбужденное очарованное барионное состояние $\Lambda_c^{*+}(2627)$. Найдено, что среди всех известных на данный момент очарованных барионов, наблюдаемых в e^+e^- -аннигиляции, это состояние обладает самым жестким спектром фрагментации. Жесткая форма

спектра согласуется с аналогичными спектрами, измеренными для Р-волновых мезонов $D_{2(s)}$. Это соответствует представлению о жесткой форме фрагментации очарованных кварков.

Автор глубоко признателен М.В.Данилову за научное руководство, постоянное внимание к работе и многочисленные обсуждения результатов.

Автор благодарен И.В.Горелову, И.М.Беляеву и П.Н.Пахлову за оказанную поддержку в работе и плодотворные обсуждения результатов.

Автор бесконечно признателен Е.А.Герштейн за поддержку в работе и помощь в написании диссертации.

Автор считает своим долгом поблагодарить всех сотрудников группы ARGUS. Полный список авторов, принимавших участие в сотрудничестве ARGUS приведен в приложении А.

Литература

- [1] J.J.Aubert *et al.*, Phys.Rev.Lett, **33**(1974) 1404
- [2] J.E.Augustin *et al.*, Phys.Rev.Lett, **33**(1974) 1406
- [3] E.G.Gazzoli *et al.*, Phys.Rev.Lett, **34**(1975) 1125
- [4] G.Goldhaber *et al.*, Phys.Rev.Lett, **37**(1976) 255
- [5] I.Peruzzi *et al.*, Phys.Rev.Lett, **37**(1976) 569
- [6] S.W.Herb *et al.*, Phys.Rev.Lett, **39**(1977) 252;
W.R.Innes *et al.*, Phys.Rev.Lett, **39**(1977) 1240,1640(E)
- [7] H.Albrecht *et al.*, ARGUS Collaboration, 'Observation of a New Charmed Baryon'
Phys.Lett. **B317** (1993) 227-232
- [8] H.Albrecht *et al.*, Phys.Rep., **276** (1996) 224
- [9] D.Litvintsev, ARGUS Collaboration, 'Recent ARGUS Results on Charmed Hadron Production', Phys.At.Nucl. **57**(1994) 1542-1546; Яд.Физ. **57**(1994) 1616-1620
- [10] Michael V.Danilov, Invited Talk at 8th Les Recontres de Physique de la Vallee d'Aosta: Results and Perspectives in Particle Physics, La Thuile, Italy 6-12 Mar. 1994. La Thuile 1994, Proceedings, Results and Perspectives in particle Physics, 279-296; Препринт ИТЭФ ИТЕФ-94-053 18 p., (416001)
- [11] M.Paulini, Invited Talk at XXVIIIth Rencontre de Moriond: '93 Electroweak Interactions and Unified Theories
- [12] S.Semenov *et al.*, ARGUS Collaboration, Proc. Of European Physical Society Conference, Marseilles, France (1993)

- [13] Л.Б.Окунь, Лептоны и кварки, М., Наука, 1990
- [14] Ф.Клоуз, Кварки и партоны, М., Мир, 1982
- [15] Л.Райдер, Элементарные частицы и симметрии, М., Наука, 1983
- [16] V.V.Anisovich, *et al.*, Quark Model and High Energy Collisions, World Scientific, 1985
- [17] M.Kobayashi and T.Maskawa, Prog.Theor.Phys. **49** (1973) 652
- [18] N.Cabibbo, Phys.Rev.Lett. **10** (1963) 531
- [19] H.Albrecht,U.Binder,P.Bockmann *et al.*, ARGUS Collaboration, Nucl.Instr.Meth. **A275**(1989) 1
- [20] K.W.Edwards *et al.*, Nucl.Instr.Meth. **A252**(1986) 284
- [21] J.C.Yun, M.Sc.Thesis, Carlestone University, Ottawa, 1984
- [22] M.Danilov *et al.*, Nucl.Instr.Meth **A217** (1983) 153
- [23] G.Harder, Diplomarbeit, DESY Internal Report F15-84/01, November 1984
- [24] R.Heller *et al.*, Nulc.Instr.Meth. **A252** (1986) 26
- [25] A.Drescher *et al.*, Nucl.Instr.Meth. **205** (1983) 125;
A.Drescher *et al.*, Nucl.Intsr.Meth. **216** (1983) 35;
A.Drescher *et al.*, Nucl.Instr.Meth. **A237** (1985) 464;
A.Drescher *et al.*, Nucl.Instr.Meth. **A249** (1986) 277
- [26] A.Arefiev *et al.*, Instr. Exp. Tech. **29** (1986) 333
- [27] F.A.Berends *et al.*, Nucl. Phys. **B68** (1974) 541, **D228** (1983) 537
- [28] H.D.Schulz and H.J.Stukenberg. Proc. Topical Conference on the Application of Microprocessors in High Energy Physics Experiments, CERN, Geneva 1981 (CERN 81-07, 194)
- [29] H.Gennow 'SIMARG: A Program to Simulate the ARGUS Detector', DESY Internal Report F15-85-02, August 1985

- [30] R.Brun *et al.*, CERN-DD/78/2 (1978)
- [31] B.Andersson, G.Gustavson, G.Ingelman, T.Sjöstrand, Phys.Rep. 1983 **97** 31
- [32] M-Gell-Mann, Phys.Lett. **8** (1964) 214
- [33] G.Zweig, 'An SU(3) Model of Strong Interaction Symmetry and its Breaking', CERN Report 8182/TH401 (1964)
- [34] F.Gürsey, L.Radicati, Phys.Rev.Lett. **13** (1964) 173
- [35] B.Sakita, Phys.Rev. **136B** (1964) 1756
- [36] S.L.Glashow, J.Illiopolus and L.Maiani, Phys.Rev **D2** (1970) 1285
- [37] Я.Б.Зельдович и А.Д.Сахаров Яд.Физ. **4** (1966) 395; Sov.J.Nucl.Phys **31** (1980) 871
- [38] А.Д.Сахаров и Я.Б.Зельдович Письма в ЖЭТФ **T21** (1975) 554
- [39] A.De Rújula, Howard Georgi, S.L.Glashow Hadron masses in gauge theory Phys.Rev. **D12** (1975) 147
- [40] L.A.Copley,N.Isgur,G.Karl Phys.Rev. **D20** (1979) 768
- [41] S.Capstick,N.Isgur Phys.Rev **D34** (1986) 2809
- [42] C.S.Kalman, B.Tran, Nuovo Cimento **102A** (1989) 835
- [43] Y.Oh, Byung-Yoon Park Excited states of heavy baryons in the Skyrme model SNUTP-95/107, hep-ph/9510268
- [44] М.Шифман, М.Волошин Яд.Физ. **45** (1987) 463; **47** (1988) 801; M.Shifman, M.Voloshin Sov.J.Nucl.Phys. **45** (1987) 292; **47** (1988) 511
- [45] J.G.Körner, M.Krämer, D.Pirjol, DESY Internal Report DESY 94-095, MZ-THEP-94-08, June 1994
- [46] P.Cho, Phys.Rev. **D50** (1994) 3295

- [47] C.-K.Chow, Radiative Decays of Excited Λ_Q Baryons in the Bound State Picture, CLNS-95/1367
- [48] Hai-Yang Cheng *et al.*, Phys.Rev. **D46** (1992) 5060
- [49] Hai-Yang Cheng *et al.*, Phys.Rev. **D47** (1993) 1030
- [50] J.D.Bjorken, Phys.Rev. **17D** (1978) 171
- [51] M.Suzuki, Phys.Lett. **71B** (1977) 139
- [52] C.Peterson, D.Schlatter, I.Schmitt, P.Zerwas, Phys.Rev. **27D** (1983) 105
- [53] L.Montanet *et al.*, 'Review of Particle Properties' Phys.Rev. **D50** (1994) 1173
- [54] C.E.K.Charlesworth, A Study of the Decay Properties of the Charmed Baryon Λ_c^+ , Ph.D. Thesis, University of Toronto, 1992.
- [55] H.Albrecht *et al.*, ARGUS Collaboration, Phys.Lett. **207B**(1988) 489.
- [56] H.Albrecht *et al.*, ARGUS Collaboration, Z.Phys. **C56** (1992) 1
- [57] C.-K.Chow, M.Wise, Phys.Rev. **D50** (1994) 2135
Y.Oh, B.-Y.Park, D.P.Min, Phys.Rev. **D50** (1994) 3350
J.Schechter, A.Subbaraman, Phys.Rev. **D51** (1995) 2311
C.-K.Chow, Heavy baryons and Multiquark Exotics in the large N_c Limit, CLNS 95/1374
Y.Oh, B.-Y.Park, Solitons Bound to Heavy Mesons TUM/T39-97-05, SNUTP-97-023, hep-ph/0703219
- [58] K.W.Edwards *et al.*, CLEO Collaboration, Phys.Rev.Lett. **74** (1995) 3331
- [59] P.L.Frabetti *et al.*, E687 Collaboration, Phys.Rev.Lett. **72** (1994) 961
- [60] P.L.Frabetti *et al.*, E687 Collaboration, Phys.Lett. **B365** (1996) 461
- [61] G.Brandenburg *et al* Cleo Collaboration, CLEO CONF 96-13, ICHEP96 PA01-078

Приложение А

Список сотрудников коллаборации ARGUS

The ARGUS Collaboration

H. Albrecht, A. A. Andam, U. Binder, P. Bökmann, G. Drews, H. Ehrlichmann,
R. Gläser, T. Hamacher, G. Harder, H. Hasemann, R. P. Hofmann, H. Kapitza,
T. Kirchhoff, A. Krüger, I. Lembke-Koppitz, A. Nau, A. W. Nilsson, A. Nippe,
S. Nowak¹, A. Philipp, M. Reidenbach, M. Schäfer, H. Schröder, H. D. Schulz,
F. Sefkow, F. Selonke, U. Volland, M. Walter¹, R. Wurth, A. Yagil
DESY, Hamburg, Germany

R. D. Appuhn, U. Buchner, J. P. Donker, A. Drescher, H. J. Graf, B. Gräwe, C. Hast,
G. Herrera, D. Kamp, H. Kolanoski, A. Kosche, A. Lange, A. Lindner, R. Mankel,
A. Markees, U. Matthiesen, H. Scheck, M. Schieber, G. Schweda, T. Siegmund,
B. Spaan, H. Thurn, D. Töpfer, A. Walther, D. Wegener S. Westerhoff
Institut für Physik², Universität Dortmund, Germany

M. Bittner, P. Eckstein, C. Frankl, J. Graf, R. Holtzhauer, M. Schmidtler,
M. Schramm, K. R. Schubert, R. Schwierz, M. töpfer, R. Waldi
Institut für Kern- und Teilchenphysik³, Technische Universität Dresden, Germany

M. Paulini, K. Reim, H. Wegener
Physikalisches Institut⁴, Universität Erlangen-Nürnberg, Germany

o. Behnke, R. Eckmann, M. Hapke, H. Kuipers, O. Mai, R. Mundt, T. Oest,
R. Reiner, A. Rohde, W. Schmidt-Parzefall, P. Weyers
II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, Germany

¹ DESY, IfH Zeuthen

² Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 054DO51P.

³ Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 055DD11P.

⁴ Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 054ER12P.

U. Becker, C. Ehmman, K. Fritz, W. Funk, F. Heintz, R. Heller, T. Klinger,
R. Salomon, B. Schwingenheuer, J. Stiewe, P. Utzat, S. Werner
Institut für Hochenergiephysik⁵, Universität Heidelberg, Germany

S. Ball, K. Ehret, J. C. Gabriel, C. Geyer, W. Hofmann, A. Hölscher, B. Holzer,
A. Hüpper, S. Khan, K. T. Knöpfle, M. Seeger, M. Spahn, J. Spengler
Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, Germany

D. I. Britton⁶, N. N. Brown⁶, C. E. K. Charlesworth⁷, K. W. Edwards⁸, R. Fernholz⁶,
W. Frisken⁹, C. Fukunaga⁹, D. J. Wilkinson⁷, D. M. Gingrich⁷, M. Goddard⁹,
E. R. F. Hyatt⁶, P. C. H. Kim⁷, P. Krieger⁷, R. Kutschke⁷, D. B. MacFarlane⁶,
J. A. McKenna⁷, K. W. McLean⁶, R. S. Orr⁷, P. Padley⁷, J. A. Parsons⁷, P. M. Patel⁶,
J. D. Prentice⁷, P. R. B. Saull⁶, S. C. Seidel⁷, H. C. J. Seywerd⁷, B. J. Stacey⁷,
J. D. Swain⁷, G. Tsipolitis⁶, K. Tzamariudaki⁶, R. G. Van de Water⁷, T.-S. Yoon⁷,
J. C. Yun⁸
Institute of Particle Physics¹⁰, Canada

C. Ratz, D. Reßing, T. Ruf, S. Schael, M. Schneider, K. Strahl, J. Tamminga,
S. Weseler
Institut für Experimentelle Kernphysik¹¹, Universität Karlsruhe, Germany

B. Boštjančič, G. Kernel, P. Križan, E. Križnič, M. Pleško, T. Podobnik, T. Živko
Institut J. Stefan and Oddelek za fiziko¹², Univerza v Ljubljani, Ljubljana, Slovenia

H. I. Cronström, L. Jönsson, Y. Oku
Institut of Physics¹³, University of Lund, Sweden

A. Arefiev, B. Babaev, V. Balagura, S. Barsuk, I. Belyaev, V. Blinov¹⁴,
S. Chechelnitsky, R. Chistov, M. Danilov, A. Droutskoy, V. Eiges, B. Fominykh,
E. Gerhstein, Yu. Gershtein, A. Golutvin, I. Gorelov, O. Igonkina, I. Korolko,
G. Kostina, D. Litvintsev, V. Lubimov, V. Matveev, P. Murat, V. Nagovitsin,
P. Pakhlov, F. Ratnikov, N. Root¹⁴, A. Rostovtsev, V. Ryltsov, A. Semenov,
S. Semenov, Yu. Semenov, V. Shevchenko, V. Shibaev, A. Snizhko, V. Soloshenko,
V. Sopov, V. Tchistilin, I. Tichomirov, A. Undrus¹⁴, Yu. Zaitsev, V. Zhilich¹⁴
Institute of Theoretical and Experimental Physics¹⁵ Moscow, Russia

R. Childers, C. W. Darden, H. Gennow
University of South Carolina¹⁶, Columbia, SC, USA

⁵ Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 055HD21P.

⁶ McGill University, Montreal, Quebec, Canada.

⁷ University of Toronto, Toronto, Ontario, Canada.

⁸ Carleton University, Ottawa, Ontario, Canada.

⁹ York University, Downsview, Ontario, Canada.

¹⁰ Supported by the Natural Sciences and Engineering Research Council, Canada.

¹¹ Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 055KA11P.

¹² Supported by the Department of Science and Technology of the Republic of Slovenia and the Internationales Büro KfA, Jülich.

¹³ Supported by the Swedish Research Council.

¹⁴ On leave of absence from the Institute of Nuclear Physics, Novosibirsk, Russia.

¹⁵ Partly supported by the International Science Foundation with grants MSB000 and MSB300.

¹⁶ Supported by the U.S. Department of Energy, under contract DE-AS09-80ER10690.