

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ПЕТЕРБУРГСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Б.П.КОНСТАНТИНОВА

На правах рукописи

Дзюба Алексей Александрович

Околопороговое рождение $K\bar{K}$ пар в нуклон-нуклонных
соударениях

01.04.16 - физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физ.-мат. наук В.П.Коптев

Гатчина 2009

Оглавление

Введение.	14
1 Современный уровень исследований рождения $K\bar{K}$ пар.	19
1.1 ϕ -мезон. Правило Окубо-Цвейга-Изуки.	19
1.2 $a_0/f_0(980)$ -резонансы.	28
1.3 $\bar{K}N$ взаимодействия и влияние $\Lambda(1405)$ -гиперона.	44
2 Постановка эксперимента.	49
2.1 Ускоритель COSY.	49
2.2 Спектрометр ANKE.	51
2.3 Отбор K^+ -мезонов.	58
2.4 Отбор высокоимпульсных частиц, коррелирующих с K^+ -мезонами	63
2.5 Отбор K^+K^- корреляций.	66
2.6 Идентификация реакций.	66
2.7 Аксептанс ANKE.	68
2.8 Абсолютная нормировка.	69
3 $pp \rightarrow ppK^+K^-$	75
3.1 K^-pp взаимодействие в конечном состоянии	76
3.2 Инвариантная масса системы K^+K^-	84
3.3 Полные сечения реакции.	86
3.4 Эффект на пороге рождения $ppK^0\bar{K}^0$	88
4 $pp \rightarrow dK^+\bar{K}^0$	94
4.1 Амплитуды и волны.	95
4.2 Решение с постоянными коэффициентами.	98
4.3 Влияние $a_0^+(980)$ -резонанса и $\bar{K}^0d$ взаимодействия в конечном со- стоянии.	100

4.4	Полные сечения реакции	103
5	Проверка правила Окубо-Цвейга-Изуки	106
5.1	Сведения о рождении ω -мезона в pN соударениях.	106
5.2	$pn \rightarrow d\phi$	107
5.3	Отношение сечений рождения ϕ - и ω -мезонов.	109
	Заключение	111
A	Кинематический фит	113

Список иллюстраций

1.1	Инвариантная масса системы K^+K^- для реакции $pp \rightarrow ppK^+K^-$ [44].	20
1.2	Кварковые диаграммы для реакций $p\bar{p} \rightarrow \pi\omega$ и $p\bar{p} \rightarrow \pi\phi$. В соответствии с правилом ОЦИ диаграмма б) запрещена.	21
1.3	Кварковые диаграммы для реакций с выходом $s\bar{s}$ пары при различных поляризациях нуклонов.	27
1.4	Сравнение распределения Флатте (1.14) с распределениями Ачазова [53] (левая панель) и Оллера [55] (правая панель).	31
1.5	Параметризация Ачазова для двух различных наборов констант связи (левая и правая панели) для $a_0^\pm(980)$ (пунктирная синяя линия) и $a_0^0(980)$ (сплошная красная линия).	32
1.6	Слева – инвариантная масса системы $\pi\eta$ для реакции $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta\pi^0$ [56]. Справа – для радиоактивного распада ϕ мезона [11].	32
1.7	Инвариантная масса системы $\pi\eta$ для реакций $\pi^-p \rightarrow \eta\pi^+\pi^-n$ и $\pi^-p \rightarrow \eta\pi^0n$ [58]. Линией показана "лучшая" аппроксимация данных.	33
1.8	а) Диаграмма Далица для реакции $\bar{p}p \rightarrow K_L^0 K^\pm \pi^\mp$ [66]. б) Спектр инвариантной массы системы $K_L^0 K^\pm$ для реакции $\bar{p}p \rightarrow K_L^0 K^\pm \pi^\mp$ [66]. Непрерывная линия - лучший фит полученный в результате парциально-волнового анализа.	36
1.9	Диаграмма Далица для реакции $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\pi^0$ при импульсе пучка 900 и 1640 МэВ/с [74].	38
1.10	Распределение по спектру инвариантной массы системы K^+K^- для реакции $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\pi^0$ при импульсе пучка 900 и 1640 МэВ/с [74].	38

1.11	Спектры инвариантной массы $\pi^+\pi^-$ и K^+K^- для реакций $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ и $J/\psi \rightarrow \omega K^+K^-$ [92,93]. Затемненная гистограмма вклад $J/\psi \rightarrow \omega\sigma$, незатемненная - $J/\psi \rightarrow \omega f_0(980)$	40
1.12	Спектры инвариантной массы $\pi^+\pi^-$ и K^+K^- для реакций $J/\psi \rightarrow \phi\pi^+\pi^-$ и $J/\psi \rightarrow \phi K^+K^-$ [94].	41
1.13	Длина K^-p рассеяния полная (слева) и для рассеяния с $I=0$ и $I=1$ (справа). Контур демонстрируют точность, с которой эти величины известны на сегодняшний день [105].	45
1.14	Слева – мнимая часть амплитуды рассеяния K^-d и K^-p как функция импульса в системе центра масс реакций упругого рассеяния [106]. Сплошная линия решение для K^-p полученное в K -матричном подходе. Пунктирная линия экстраполяция для K^-d . Справа – отношения распределений по инвариантным массам для систем K^-p и K^+p , полученных сотрудничеством COSY-11 при измерении реакции $pp \rightarrow ppK^+K^-$ [103].	46
1.15	Рассчитанные $\bar{K}N$ и $\bar{K}$ -ядерные потенциалы и уровни связанных состояний: $\Lambda(1405)$, ${}^2_{\bar{K}}N$ и ${}^3_{\bar{K}}N$ для систем K^-p , K^-pp и K^-ppn соответственно [2]. Затемненные зоны отражают ширины состояний. Также показаны пороги эмиссии систем $\pi\Lambda$ и $\pi\Sigma$	48
2.1	Ускоритель COSY.	50
2.2	Спектрометр ANKE.	53
2.3	Схема пробегового телескопа.	54
2.4	Детектор высокоимпульсных частиц (слева) и детектор отрицательно заряженных частиц (справа).	56
2.5	Структурная схема считывания одного канала.	57
2.6	Спектры значений T_u , T_b , T_m , Q_u , Q_b , $Q_u + Q_b$ для стопового счетчика #9.	59
2.7	Спектр вертикальных углов частиц в зарегистрированных телескопах детектора низкоимпульсных частиц. Стрелками показаны границы "резки" по данному параметру.	60
2.8	Спектр времен пролета между стартовыми счетчиками, включенными в аппаратный триггер, и стоповым счетчиком телескопа #13.	61

2.9	а) Спектр разницы времен прихода сигналов со стопового и вето счетчиков для телескопа #13. б) Суммарный времяпролетный спектр для всех пробегных телескопов.	62
2.10	Суммарный времяпролетный спектр для бокового детектора. Стрелками показаны границы "резки" по данному параметру. . .	63
2.11	Зависимость " Δt – импульс" для частиц, регистрируемых в переднем детекторе.	64
2.12	Проекция двумерного распределения " (Δt) – импульс" на плоскость перпендикулярную к оси: а) протонной линии (без коррекции); б) протонной линии (с коррекцией); в) дейтронной линии (с коррекцией). При получении данных спектров использовалась техника "задержанного вето-сигнала".	64
2.13	Расчетная и экспериментально измеренная разницы прихода частиц на стоповые счетчики детекторов положительно и отрицательно заряженных частиц (слева). Справа, проекция на K^+K^- дорожку.	67
2.14	Спектры недостающих масс систем зарегистрированных pK^+K^- событий для pp взаимодействия при $T_p = 2.65, 2.70$ и 2.83 ГэВ, (слева направо).	67
2.15	Спектр недостающих масс системы dK^+ для pp взаимодействия.	68
2.16	а) Спектр недостающих масс системы dK^+K^- для pd взаимодействия. Стрелками показаны пределы резки по протонному пику. б) Инвариантная масса K^+K^- системы для отобранных $pd \rightarrow dK^+K^-p$ событий. Стрелками показаны пределы резки по пику от ϕ мезонов. Линия соответствует фоновому (не- ϕ -мезонному) вкладу. в) Распределение по импульсу нерегистрируемого протона в сравнении со спектаторной моделью. г) Распределение событий реакции $pn \rightarrow d\phi$ по энергии возбуждения. .	73

- 2.17 а) Распределение по углу для высокоимпульсных протонов для $T_{beam} = 2.83$ GeV, и $\theta = 6.25^\circ$. Линия показывает границы резки. б) Спектр недостающей массы для высокоимпульсных протонов при $\theta = 6.25^\circ$, $T_{beam} = 2.83$ GeV). Линия приведена для лучшей аппроксимации. в) Распределение событий по углу θ для событий упругого pp -рассеяния. Линия показывает поведение дифференциального сечения рассеяния. г) Светимость, полученная для различных углов θ . Линией показано среднее значение светимости. 74
- 3.1 Распределение по инвариантной массе системы K^+K^- для реакции $pp \rightarrow ppK^+K^-$ для $T_p = 2.65$ ГэВ (а), 2.70 ГэВ (б) и 2.83 ГэВ (в). Пунктирная и штриховая кривые представляют вклад ϕ -мезона и не- ϕ -мезонную часть спектра, суммарное описание дается сплошной линией, следует заметить, что она не описывает точки в начале спектра. 76
- 3.2 Распределения по инвариантной массе систем K^+p (а) и K^-p (б) и их отношение (в) для $T_p = 2.65$ ГэВ (а), построенное для $M(K^+K^-) < 1.01$ ГэВ/ c^2 . Штриховая линия показывает моделирование включающее только протон-протонное взаимодействие в конечном состоянии, а сплошная включает и K^-p взаимодействие. (г) — распределение по относительному импульсу в системе двух протонов. 79
- 3.3 Отношение распределений по K^-p и K^+p инвариантным массам для $M(K^+K^-) < 0.995$ ГэВ/ c^2 , $0.995 < M(K^+K^-) < 1.003$ ГэВ/ c^2 , $1.003 < M(K^+K^-) < 1.010$ ГэВ/ c^2 , 1.010 ГэВ/ $c^2 < M(K^+K^-)$. Сплошной линией показаны результаты расчетов включающие K^-pp взаимодействие в конечном состоянии для не- ϕ -мезонных событий, штрихованная учитывает эффект K^-p взаимодействия в 20% случаях для ϕ -мезонных событий. 80
- 3.4 Корреляция между вещественной и мнимой частями длины K^-p рассеяния. Крест обозначает решение лучшую подгонку при $a = 0 \pm 1.5$ фм. Также приведены длины K^-p рассеяния и соответствующие 1- σ -контур для изосинглета и изотриплета, полученные в двухчастичных реакциях. 81

- 3.5 Отношение распределений по K^-p и K^+p инвариантным массам для $T_p = 2.70$ ГэВ (а,b), и 2.83 ГэВ (с,d), а также для данных коллаборации COSY-11 $\epsilon = 10$ МэВ (е) и 28 МэВ (f). Насыщенную ϕ -мезонами часть спектра ($1.01 < M(K^+K^-) < 1.03$ ГэВ/ c^2) представлена на рисунках (b,d) и бедная ими (остальное) на (а,с). Сплошной линией показаны результаты расчетов включающие K^-pp взаимодействие в конечном состоянии для не- ϕ -мезонных событий, штрихованная учитывает эффект K^-p взаимодействия в 20% случаях для ϕ -мезонных событий. 82
- 3.6 Распределения по инвариантной массе систем K^+pp (а,b) и K^-pp (с,d) и их отношение (е,f) для $T_p =$ (а) 2.65 ГэВ. Графики (а,с,е) построены для $M(K^+K^-) < 1.01$ ГэВ/ c^2 , а (b,d,f) для насыщенной ϕ -мезонами части спектра. Штриховая линия показывает моделирование включающее только протон-протонное взаимодействие в конечном состоянии, а сплошная включает и K^-p взаимодействие. 84
- 3.7 Отношение распределений по K^-pp и K^+pp инвариантным массам для $T_p = 2.70$ ГэВ (а,b), и 2.83 ГэВ (с,d). Насыщенную ϕ -мезонами часть спектра ($1.01 < M(K^+K^-) < 1.03$ ГэВ/ c^2) представлена на рисунках (b,d) и бедная ими (остальное) на (а,с). Сплошной линией показаны результаты расчетов включающие K^-pp взаимодействие в конечном состоянии для не- ϕ -мезонных событий, штрихованная учитывает эффект K^-p взаимодействия в 20% случаях для ϕ -мезонных событий. 85

- 3.8 Энергетическая зависимость полного сечения для реакции $pp \rightarrow pp\phi$. (данные, полученные в этой работе, показаны белыми кружками; также белыми квадратиками приведены данные коллабораций DISTO [44]) и для реакции $pn \rightarrow d\phi$ (черными кружками). Пунктирная линия показывает энергетическую зависимость трехчастичного фазового объема (реакция $pp \rightarrow pp\phi$), нормированную на точку с $T_p = 2.83$ GeV. Штриховая линия включает эффект pp взаимодействия в конечном состоянии, она нормирована на наилучшее согласие с представленными данными. Сплошная линия показывает энергетическую зависимость двухчастичного фазового объема для реакции $pn \rightarrow d\phi$, нормированную на наилучшее согласие с представленными данными (см. главу 5). . 87
- 3.9 Энергетическая зависимость полного сечения для реакции $pp \rightarrow pp\{K^+K^-\}_{non-\phi}$. Данные, полученные в этой работе, показаны черными кружками. Также приведены данные коллабораций DISTO (белые кружки) и COSY-11 (черные кружки, белые кружки и треугольники). Штриховая линия показывает энергетическую зависимость четырехчастичного фазового объема, штрих-пунктирная включает эффект pp взаимодействия в конечном состоянии, а сплошная эффекты pp и K^-p взаимодействия в конечном состоянии. Кривые нормированы на данные коллаборации DISTO. 88
- 3.10 Неоднородность в спектре инвариантной массы каонной пары. Сплошная линия показывает теоретический расчет включающий упругое перерасcеяние ($K^+K^- \rightleftharpoons K^+K^-$) и перезарядку ($K^+K^- \rightleftharpoons K^0\bar{K}^0$). Пунктирная — только упругое перерасcеяние. Штрих-пунктирная — эффект перезарядки. 89
- 3.11 Иллюстрация прямого (i) рождения K^+K^- пары, учет упругого перерасcеяния заряженных каонов (ii) и зарядового обмена $K^+K^- \rightleftharpoons K^0\bar{K}^0$ (iii). 91

3.12	Энергетическая зависимость полного сечения реакции $pp \rightarrow ppK^+K^-$. Экспериментальные данные обозначены также как на рисунке 3.9. Штрих-пунктирная линия показывает энергетическую зависимость четырехчастичного фазового объема. Штриховая показана зависимость, полученная при использовании параметризации (3.1). Сплошная демонстрирует полную модель, включающую в себя выражение (3.1), поправленное на каонное перерасеяние (3.7) с найденными параметрами (колонка 1 в таблице 3.2).	93
4.1	Результаты подгонки параметров уравнения 4.3 для энергии возбуждения 47.4 МэВ. Здесь, $(\theta_{K^+}, \theta_d, \theta_q)$ углы вылета K^+ мезона, дейтона и системы $K^+\bar{K}^0$ по отношению к направлению пучка в системе центра масс. Угол между относительным импульсом системы $K^+\bar{K}^0$ и импульсом дейтона обозначен как θ_{dq}	100
4.2	То же что и на рисунке 4.1, но для энергии возбуждения 104.7 МэВ.	101
4.3	Дифференциальные сечения как функции инвариантных масс для реакции $pp \rightarrow dK^+\bar{K}^0$ для энергии возбуждения 104.7 МэВ. Линией показано решение с постоянными коэффициентами (для совместной подгонки). Также показано отношение $\bar{K}^0d$ и K^+d распределений как функция переменной $\Delta M = M_{\text{inv}}(Kd) - m_K - m_d$.	102
4.4	Диаграммы для реакции $pp \rightarrow dK^+\bar{K}^0$: а, б) соответствуют прямому рождению $a_0(980)$, включающего сильный эффект $(\pi\eta, K\bar{K})$ рассеяния, с) отражает нерезонансное $dK^+\bar{K}^0$ рождение поправленное на $\bar{K}d$ взаимодействие в конечном состоянии. d) включает оба эффекта “перерасеяния”.	103
4.5	Спектр инвариантной массы для реакции $pp \rightarrow dK^+\bar{K}^0$ для данных, полученных при энергии возбуждения 104.7 МэВ, и их сравнение с результатами подгонки, проводившийся с использованием выражения 4.14 для обоих наборов данных. Пунктирная линия отражает результат для широкого, а штрих-пунктирная — для узкого $a_0^+(980)$ -резонанса. Результат подгонки без включения взаимодействий в конечном состоянии показан сплошной кривой. .	104
4.6	То же что на рисунке 4.5, но для данных на энергии возбуждения 47.4 МэВ.	104

4.7	Полное сечение реакции $pp \rightarrow dK^+\bar{K}^0$ как функции энергии возбуждения ϵ . Точки с ошибками полученные экспериментальные значения. Пунктирная линия показывает зависимость трехчастичного фазового объема, поправленного на парциально-волновое распределение, полученное подгонкой с постоянными коэффициентами (см. таб. 4.1). Сплошная линия отражает энергетическую зависимость полного сечения, полученного с использованием выражения 4.14. Включение только одного взаимодействия в конечном состоянии $a_0^+(980)$ или $\bar{K}d$ приводит к практически идентичным результатам — штрих-пунктирная линия. Все теоретические распределения нормированы на большую точку. .	105
5.1	Энергетические зависимости полного сечения реакций $pp \rightarrow pp\omega$ и $pn \rightarrow d\omega$	107
5.2	Угловые распределения вылета каонов в разных системах для реакции $pn \rightarrow d\phi \rightarrow dK^+K^-$ для разных энергий возбуждения. Линиями показана параметризация, описанная в тексте.	108
5.3	Энергетическая зависимость полного сечения реакции $pn \rightarrow d\phi$ вблизи порога. Линией показана параметризация, описанная в тексте.	109
5.4	Отношение сечений рождения ϕ - и ω -мезонов, отнесенное к отношению, следующему из правила Цвейга-Окубо-Изуки. Черные кружки — результаты данной работы для реакции $pp \rightarrow pp\phi(\omega)$, белый кружок — результат сотрудничества DISTO. Черными квадратами показано представленное в данной работе отношение для реакции $pn \rightarrow d\phi(\omega)$. Сплошной линией показан теоретический расчет с учетом $g_{\rho\pi\omega}$ [48], пунктирной — без такого учета. .	110

Список таблиц

1.1	Экспериментальные сведения о правиле ОЦИ для реакций типа $\pi N \rightarrow \phi X$ и $\pi N \rightarrow \omega X$	23
1.2	Экспериментальные сведения о правиле ОЦИ для реакций типа $pp \rightarrow \phi X$ и $pp \rightarrow \omega X$	23
1.3	Экспериментальные сведения о правиле ОЦИ для реакций типа $\bar{p}p \rightarrow \phi X$ и $\bar{p}p \rightarrow \omega X$	24
1.4	Резонансы с квантовыми числами $J^{PC} = 0^{++}$	29
1.5	Параметры $a_0(980)$ -резонанса.	43
1.6	Параметры $f_0(980)$ -резонанса.	43
2.1	Интервалы импульсов частиц, регистрируемых телескопами при напряженности магнитного поля 1.6 Тл.	58
2.2	Вклад различных составляющих в общую погрешность для расчета светимости через измерения упругих pp и pd взаимодействий.	71
2.3	Вклад различных составляющих в общую погрешность для метода частотного сдвига.	72
2.4	Интегральные светимости.	72
3.1	Полные сечения для реакций $pp \rightarrow pp\{K^+K^-\}_{non-\phi}$ и $pp \rightarrow pp\phi$	87
3.2	Параметры отношения амплитуд рождения каонных пар в изотриплете и изосинглете.	92

4.1	Результаты подгонки параметров уравнения 4.3 с постоянными коэффициентами для описания дифференциальных распределений. Параметры выражены в единицах C_0^k , который был положен равным единице. Подгонка требовала, чтобы коэффициенты C_0^q и C_3 находились на краю диапазонов разрешенных условием 4.5. Вероятности различных парциально-волновых конфигураций имеют типичную погрешность $\pm 5\%$	99
-----	---	----

Введение.

Мотивация.

Взаимодействие каонов и антикаонов как между собой, так и с ядерной материей представляет большой интерес для современной ядерной и адронной физики. Достаточно упомянуть, что конденсация антикаонов в плотной ядерной среде представляется на сегодняшний день одним из механизмов скрепляющих нейтронные звезды [1].

Эти же взаимодействия предположительно формируют новые экзотические состояния на уровне микромира, такие как глубоко связанное состояние ядер гелия и антикаонов [2].

Так же интересен вопрос о природе легчайших скалярных мезонов $a_0/f_0(980)$, которые могут распадаться, образуя каонную пару. Ответом на этот вопрос помимо обычной кварк-антикварковой теории [3], может служить образование $K\bar{K}$ молекулы [4], или еще более компактного тетракваркового состояния типа $qq - \bar{q}\bar{q}$ [5]. Другим интересным вопросом является возможный эффект смешивания этих скалярных мезонов посредством каонной-антикаонной петли [6], что может вести, благодаря природе a_0/f_0 мезонов, к существенному нарушению закона сохранения изоспина, происходящему за счет сильных взаимодействий.

Другим резонансом, находящимся вблизи порога образования $K\bar{K}$ пары, является $\phi(1020)$ мезон, относящийся к нонету векторных мезонов ($J^P = 1^-$). Понимание процессов образования ϕ в различных соударениях и особенно отношение его выхода к выходу другого векторного мезона ω (так называемое правило Окубо-Цвейга-Изуки) должны прояснить структуру нуклонов и, в частности, ответить на вопрос о примеси странных кварков в них. Очень интересным представляется изучение взаимодействия ϕ -мезона с ядерной материей и в особенности обнаружение изменения его характеристик – массы и ширины в

ней [7]. Такие исследования дают принципиальную возможность измерить взаимодействие "чистой" странности (согласно кварковой теории ϕ представляет собой почти чистое $s\bar{s}$ -состояние) и ядерного вещества [8].

Изучение реакций типа $NN \rightarrow NNK\bar{K}$, проходящих вблизи порога образования $K\bar{K}$ пар, представляется выжным и актуальным как с точки зрения исследования рождения ϕ мезона в NN столкновениях, который выделяется как узкий пик в спектре инвариантной массы системы K^+K^- , так и с точки зрения изучения $N\bar{K}$, $NN\bar{K}$, $K\bar{K}$ взаимодействий, отбирая события вне пика от ϕ мезона. В околороговом режиме относительные импульсы частиц, образовавшихся в конечном состоянии малы, что обуславливает усиление взаимодействия антикаонов с вторичными нуклонами. Более того, при таких условиях высшие парциальные волны существенно подавлены, что существенно упрощает анализ.

Цель работы.

Целью работы являлось измерение и анализ полных и дифференциальных сечений реакций $pp \rightarrow pp\phi$, $pn \rightarrow d\phi$, $pp \rightarrow pp\{K^+K^-\}_{non-\phi}$ и $pp \rightarrow dK^+\bar{K}^0$ при малых энергиях возбуждения, а также получение отношения сечений рождения ϕ и ω мезонов и сравнение этого отношения с теоретическим (правило Окубо-Цвейга-Изуки). Кроме того, целью работы являлось исследование K^-p , K^-pp и $K\bar{K}$ взаимодействий.

Положения выносимые на защиту.

1. Достигнутый уровень выделения полезных событий позволили измерять процессы с образованием $K\bar{K}$ пар на уровне 10 нб.
2. Впервые измерены полные сечения реакций $pp \rightarrow pp\phi$, $pn \rightarrow d\phi$, $pp \rightarrow pp\{K^+K^-\}_{non-\phi}$ и $pp \rightarrow dK^+\bar{K}^0$ при малых энергиях возбуждения (ниже 110 МэВ).
3. Полученное отношение сечений рождения ϕ и ω мезонов составило в среднем $(6 \pm 2) \cdot R_{OZI}$ в $pp \rightarrow pp\phi(\omega)$ канале и не зависело от энергии возбуждения, что находится в согласии с модельными расчетами. Для $pn \rightarrow d\phi(\omega)$

канала впервые измеренное отношение выходов векторных мезонов также согласуется с теорией в рамках полученных ошибок, прием точность вычисления отношения ограничена качеством данных ω –мезонного рождения.

4. Измерения отношения спектров инвариантных-масс $(d\sigma/dM_{K^-p})/(d\sigma/dM_{K^+p})$ для реакции $pp \rightarrow pp\{K^+K^-\}_{non-\phi}$ и $(d\sigma/dM_{\bar{K}^0d})/(d\sigma/dM_{K^+d})$ для $pp \rightarrow dK^+\bar{K}^0$ показали, что это отношение возрастает в районе малых масс. Это говорит о достаточно сильном антикаон-нуклонном взаимодействии в конечном состоянии. Для реакции $pp \rightarrow pp\{K^+K^-\}_{non-\phi}$ был измерен модуль длины K^-p рассеяния, который оказался равным 1.5 фм.
5. Парциально-волновой анализ, проведенный для реакции $pp \rightarrow dK^+\bar{K}^0$, показал, что $K^+\bar{K}^0$ пары образуются в s –волне (канал, в котором возможно рождение $a_0^+(980)$ –резонанса). При этом ширина $a_0^+(980)$ –мезона должна превышать 70 МэВ.
6. Исследование спектра инвариантных-масс $d\sigma/dM_{K^-K^+}$ для реакции $pp \rightarrow pp\{K^+K^-\}_{non-\phi}$ впервые показало наличие порогового эффекта, связанного с $K^+K^- \rightleftharpoons K^0\bar{K}^0$ перерасеянием. Предложенная для описания данного эффекта модель, показывает доминирование изоскалярной амплитуды рождения каонной пары над изовекторной.

Научная новизна

В результате экспериментов и анализа данных впервые были получены полные и дифференциальные сечения реакций с образованием $K\bar{K}$ при малых (до 110 МэВ), ранее не исследованных относительных энергиях. Впервые получено отношение сечений рождения ϕ и ω мезонов около порогов их образования в нуклон-нуклонных взаимодействиях. Также впервые количественно измерен эффект K^-p взаимодействия в конечном состоянии и продемонстрирована важность учета этого эффекта для $\bar{K}^0d$ -системы. Наконец, впервые был обнаружен и описан эффект $K^+K^- \rightleftharpoons K^0\bar{K}^0$ перерасеяния в конечном состоянии, что позволило измерить изоскалярный и изовекторный вклады (для системы $K\bar{K}$) в сечение реакций.

Практическая и научная ценность диссертации

Результаты и выводы диссертации могут быть использованы для исследований свойств сильного взаимодействия, модификации свойств легких векторных мезонов и антикаонов в ядерной материи, а также при планировании и проведении исследований процессов с образованием странных частиц.

Вклад автора

Автор участвовал в экспериментальных сеансах, а также в значительном объеме проводил обработку экспериментальных данных. Также существенен его вклад в подготовку публикаций.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Общий объем диссертации — 126 страниц, включая библиографию из 138 наименований. Диссертация содержит 55 рисунков и 13 таблиц.

Содержание работы.

Глава 1 содержит обзор известных исследований рождения ϕ - и $a_0/f_0(980)$ -мезонов, а также взаимодействий антикаонов с нуклонами. Глава 2 описывает методы и критерии идентификации заряженных частиц и реакций на спектрометре ANKE, содержит алгоритмы анализа экспериментальных данных и освещает вопросы калибровки спектрометра. Также в этой главе приведены методы корректировки полученных спектров на геометрический аксептанс установки, извлечения физических параметров из этих спектров, описание методов абсолютной нормировки полученных сечений. Глава 3 посвящена изучению реакции $pp \rightarrow ppK^+K^-$, исследованы спектры инвариантных-масс K^-p , K^-pp и $K\bar{K}$ систем. Реакция $pp \rightarrow dK^+\bar{K}^0$ была рассмотрена в главе 4, исследованы вопросы $\bar{K}^0d$ взаимодействия в конечном состоянии и образование $a_0^+(980)$ -резонанса. Полные сечения, а также угловые распределения каонов для реакции $pn \rightarrow d\phi$ получены в главе 5. Эта глава содержит обсуждение полученного отклонения от правила Окубо-Цвейга-Изуки сечений рождения ϕ и ω мезонов в pp и pn -соударениях.

Апробация

Основные результаты работы были представлены на международных конференциях "9th International Workshop on Meson Production, Properties and Interaction (Краков, Польша, 2006), "9th International Conference on Hypernuclear and Strange Particle Physics"(Майнц, Германия, 2006), "11th International Conference on Meson-Nucleon Physics and the Structure of the Nucleon"(Юлих, Германия, 2007) и неоднократно обсуждались на семинарах ОФВЭ ПИЯФ.

Глава 1

Современный уровень исследований рождения $K\bar{K}$ пар.

1.1 ϕ -мезон. Правило Окубо-Цвейга-Изуки.

Свойства ϕ -мезона ($J^{PC}=1^{--}$) достаточно хорошо изучены. Particle Data Group дает следующие данные о массе и ширине этого мезона: $M_\phi = 1019.46 \pm 0.019 \text{ МэВ}/c^2$ и $\Gamma_\phi = 4.26 \pm 0.05 \text{ МэВ}$ [10]. Известны четыре доминирующих канала распада ϕ -мезона: K^+K^- (в 49% случаев, рисунок 1.1), $K_S^0 K_L^0$ (34%), $\rho\pi$ и $\pi^+\pi^-\pi^0$ (суммарно 15%). Последние очень трудно разделить в силу достаточно большой ширины ρ мезона. Отношение вероятностей распада в заряженную или нейтральную $K\bar{K}$ пару с точностью до 5% объясняется разницей соответствующих фазовых объемов¹ и поправкой на электромагнитное взаимодействие [11]. Доминирование каонного канала распада, несмотря на то, что фазовый объем для него намного меньше чем в случае $\rho\pi$ и $\pi^+\pi^-\pi^0$ распадов, долгое время было непонятно и на заре кварковой теории привело к появлению правила Окубо-Цвейга-Изуки (Okubo-Zweig-Izuka rule²).

Правило Окубо-Цвейга-Изуки (ОЦИ) было предложено на ранней стадии развития кварковой модели. Для объяснения факта, что ϕ -мезон предпочитает распадаться в $K\bar{K}$ пару, нежели по $\rho\pi$ каналу, несмотря на то что фазовый объем во втором случае существенно больше, Цвейг предположил, что внут-

¹Эта разница возникает из-за того, что масса ϕ мезона находится недалеко от порога рождения каонной пары, а разница масс заряженного и нейтрального каона составляет величину порядка 4 МэВ/ c^2 .

²OZI rule

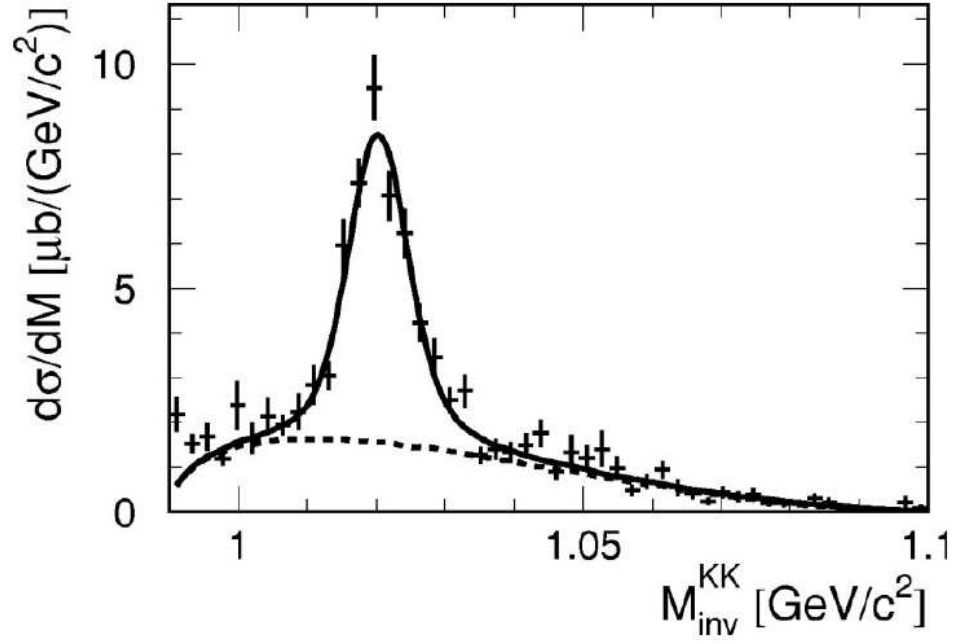


Рис. 1.1: Инвариантная масса системы K^+K^- для реакции $pp \rightarrow ppK^+K^-$ [44].

рения структура этого мезона более близка к структуре каона, чем пиона [12]. Таким образом, странный кварк пытается сохранить свою идентичность, а не переходить в легкие u и d кварки. В это же время Окубо предположил, что создание $s\bar{s}$ пар во взаимодействии барионов и мезонов, состоящих только из u и d кварков, запрещено [13].

На сегодняшний день наиболее популярна следующая формулировка этого правила: реакции, в которых происходит разрыв кварковой линии, подавлены [14]. Для реакции вида $A + B \rightarrow C + q\bar{q}$, где $q = u, d, s$, и A, B, C состоят только из легких кварков, правило сформулированное Окубо, можно записать в виде:

$$Z = \frac{\sqrt{2}M(A + B \rightarrow C + s\bar{s})}{M(A + B \rightarrow C + u\bar{u}) + M(A + B \rightarrow C + d\bar{d})} = 0, \quad (1.1)$$

где $M(A + B \rightarrow C + q\bar{q})$ – амплитуды соответствующих процессов. Таким образом, если ϕ -мезон – чистое $s\bar{s}$ состояние, то он не должен рождаться во взаимодействиях нуклонов и антинуклонов.

В соответствии с правилом ОЦИ, единственно возможным вариантом появления ϕ -мезона в реакциях такого типа является примесь легких кварков в волновой функции этого резонанса. Такая примесь появляется из-за того, что

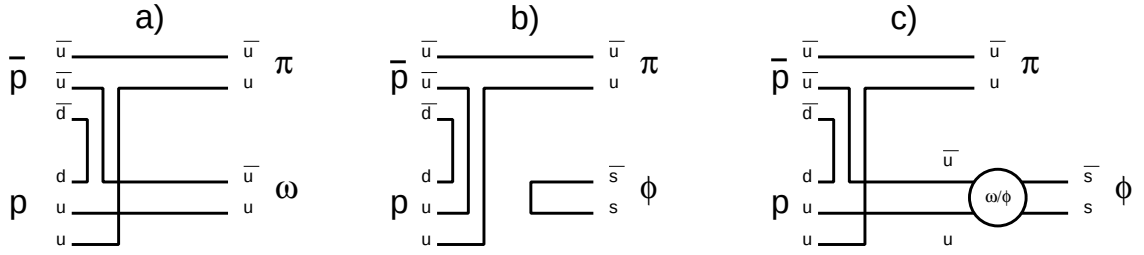


Рис. 1.2: Кварковые диаграммы для реакций $p\bar{p} \rightarrow \pi\omega$ и $p\bar{p} \rightarrow \pi\phi$. В соответствии с правилом ОЦИ диаграмма б) запрещена.

ϕ и ω мезоны представляют собой смесь $SU(3)$ синглета ω_0 и октета ω_8 (пример на рисунке 1.2):

$$\phi = \omega_8 \cos \theta - \omega_0 \sin \theta, \quad (1.2)$$

$$\omega = \omega_8 \sin \theta + \omega_0 \cos \theta, \quad (1.3)$$

где

$$\omega_8 = \frac{u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}}{\sqrt{6}}, \quad (1.4)$$

$$\omega_0 = \frac{u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s}}{\sqrt{3}}. \quad (1.5)$$

Переписав уравнение 1.2, используя (1.4) и (1.5), можно получить

$$\phi = (u\bar{u} + d\bar{d}) \left(-\frac{\sin \theta}{\sqrt{3}} + \frac{\cos \theta}{\sqrt{6}} \right) - s\bar{s} \left(\frac{\sin \theta}{\sqrt{3}} + \frac{2 \cos \theta}{\sqrt{6}} \right). \quad (1.6)$$

Вводя идеальный угол смешивания $\theta_i = 35,5^\circ$, для которого $\cos \theta_i = \sqrt{\frac{2}{3}}$ и $\sin \theta_i = \sqrt{\frac{1}{3}}$, и $|q\bar{q}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d})$, можно переписать уравнения 1.2 и 1.3 в виде:

$$\phi = -\cos(\theta - \theta_i)|s\bar{s}\rangle + \sin(\theta - \theta_i)|q\bar{q}\rangle, \quad (1.7)$$

$$\omega = \cos(\theta - \theta_i)|q\bar{q}\rangle + \sin(\theta - \theta_i)|s\bar{s}\rangle. \quad (1.8)$$

Физический угол смешивания θ отличается от идеального θ_i и может быть определен из масс мезонов соответствующего нонета как

$$\tan^2 \theta = \frac{m_\phi^2 - m_{\omega_8}^2}{m_{\omega_8}^2 - m_\omega^2}. \quad (1.9)$$

$m_{\omega_8}^2$ находится из формулы Гелл-Манна

$$m_{\omega_8}^2 = \frac{4m_{K^*}^2 - m_\rho^2}{3}. \quad (1.10)$$

Полученный таким образом физический угол смешивания лишь на 3.5 градуса превышает идеальный. Перепишем уравнение 1.1 в терминах углов смешивания и получим:

$$\frac{M(A + B \rightarrow C + \phi)}{M(A + B \rightarrow C + \omega)} = -\frac{Z + \tan(\theta - \theta_i)}{1 - Z \tan(\theta - \theta_i)}. \quad (1.11)$$

Таким образом, в случае выполнения правила ОЦИ, отношение сечений выхода ϕ и ω мезонов будет

$$R = \frac{\sigma(A + B \rightarrow C + \phi)}{\sigma(A + B \rightarrow C + \omega)} = f \times \tan^2(\theta - \theta_i). \quad (1.12)$$

Здесь f отношение фазовых объемов этих реакций. Если $f=1$ и $\theta=39$ градусов, то соотношения сечений рождения ϕ и ω мезонов должно быть $4.2 \cdot 10^{-3}$. Очень важным представляется тот факт, что соотношение сечений зависит только от масс векторных мезонов, которые хорошо известны.

Достаточно хорошее экспериментальное подтверждение выполнения правила ОЦИ было получено в экспериментах по πN и pp соударениям, а также в протон-антипротонной аннигиляции на лету. В первом случае среднее отношение сечений рождения ϕ и ω мезонов почти совпадает с результатами теоретических вычислений. Во втором и третьем оно систематически превышает их в три-четыре раза, но при этом величина параметра Z (уравнение 1.11) не превышает 0.1, что позволяет говорить о 10 процентной точности выполнения правила ОЦИ в этих взаимодействиях. Результаты различных экспериментов представлены в таблицах 1.1-1.3.

Наиболее сильное несоблюдение правила ОЦИ было обнаружено содружествами Crystal Barrel и OBELIX в протон-антипротонной аннигиляции оставленных в водороде антипротонов. Аннигиляция антипротонного водорода привлекательна тем, что идет всего лишь из нескольких начальных состояний 1S_0 , 3S_1 , 1P_1 , 3P_1 и 3P_2 (нотация $^{2S+1}L_J$). Более того, как следствие эффекта Штарка (см. [30, 31]) плотность водородной мишени влияет на вероятность аннигиляции из различных состояний. При высокой плотности и, особенно, в жидководородной мишени, доминирует аннигиляция из S -состояния антипротонного водорода, а при низких — из P . Это обстоятельство чрезвычайно упрощает парциально-волновой анализ спектров продуктов реакции. Например, реакция $\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^0$ возможна только из 3S_1 и 1P_1 состояний, так что изменяя плотность мишени, можно выбирать одно из них.

Наиболее сильное нарушение правила ОЦИ обнаружено для реакций типа

Таблица 1.1: Экспериментальные сведения о правиле ОЦИ для реакций типа $\pi N \rightarrow \phi X$ и $\pi N \rightarrow \omega X$.

Начальное состояние	Импульс налетающей частицы, GeV/c	Конечное состояние X	$R_{\phi/\omega} \cdot 10^{-3}$	Ссылка
$\pi^+ n$	1.54 – 2.6	p	21.0 ± 11.0	[15], [16]
$\pi^+ p$	3.54	$\pi^+ p$	19.0 ± 11.0	[17]
$\pi^- p$	5 – 6	n	3.5 ± 1.0	[18]
$\pi^- p$	6	n	3.2 ± 0.4	[19]
$\pi^- p$	10	$\pi^- p$	6.0 ± 3.0	[20]
$\pi^- p$	19	$2\pi^- \pi^+ p$	6.0 ± 3.0	[21]
$\pi^- p$	32.5	n	2.9 ± 0.9	[22]
$\pi^- p$	360	X	14.0 ± 6.0	[23]

Таблица 1.2: Экспериментальные сведения о правиле ОЦИ для реакций типа $pp \rightarrow \phi X$ и $pp \rightarrow \omega X$.

Импульс налетающей частицы, GeV/c	Конечное состояние X	$R_{\phi/\omega} \cdot 10^{-3}$	Ссылка
10	pp	20.0 ± 5.0	[20]
24	pp	26.5 ± 18.8	[24]
24	$\pi^- \pi^+ pp$	1.2 ± 0.8	[24]
24	$\pi^+ \pi^- pp$	19.0 ± 7.0	[24]
70	pX	16.4 ± 0.4	[25]
340	X	4.0 ± 5.0	[26]

Таблица 1.3: Экспериментальные сведения о правиле ОЦИ для реакций типа $\bar{p}p \rightarrow \phi X$ и $\bar{p}p \rightarrow \omega X$.

Импульс налетающей частицы, GeV/c	Конечное состояние X	$R_{\phi/\omega} \cdot 10^{-3}$	Ссылка
0.7	$\pi^+\pi^-$	19.0 ± 5.0	[27]
0.7	ρ	10.0 ± 4.0	[27]
1.2	$\pi^+\pi^-$	11.0 ± 3.5	[28]
2.3	$\pi^+\pi^-$	17.5 ± 3.4	[29]
3.6	$\pi^+\pi^-$	9.0 ± 6.5	[28]

$\bar{p}p \rightarrow \phi(\omega)\gamma$, $R_{\phi/\omega} = (294 \pm 97) \cdot 10^{-3}$ [32]. Аннигиляция измерялась для жидководородной мишени, так что вероятность ее прохождения из 1S_0 состояния намного выше чем из 3P_J . Следует отметить, что главной проблемой данного эксперимента являлось наличие довольно сильного фона от гамма-квантов из распада π^0 мезона.

Для реакции $\bar{p}p \rightarrow \phi\pi$ на жидководородной мишени сотрудничества Crystal Barrel и OBELIX получили отношения сечений $R_{\phi/\omega} = (106 \pm 12) \cdot 10^{-3}$ [33] и $(114 \pm 10) \cdot 10^{-3}$ [34] соответственно. Сотрудничество OBELIX так же измерило это отношение для газовой водородной мишени атмосферного давления $R_{\phi/\omega} = (83 \pm 10) \cdot 10^{-3}$ [35]. В результате совместного анализа этих данных было получено, что для аннигиляции из 3S_1 состояния правило ОЦИ сильно нарушено $R_{\phi/\omega} = (120 \pm 12) \cdot 10^{-3}$, а для 1P_1 нет – $R_{\phi/\omega} < 7.2 \cdot 10^{-3}$ при уровне доверительной вероятности 95% [7].

Также сильное расхождение с правилом ОЦИ было получено для аннигиляции антипротона в дейтериевой мишени – реакция $\bar{p}d \rightarrow \phi(\omega)\pi^-p$, причем отношение сечений несильно зависело от импульса протона: $R_{\phi/\omega} = (133 \pm 26) \cdot 10^{-3}$ при $p_p < 200$ МэВ/с и $R_{\phi/\omega} = (113 \pm 30) \cdot 10^{-3}$ при $p_p > 400$ МэВ/с [36].

Измерение реакции $\bar{n}p \rightarrow \phi(\omega)\pi^+$ [37, 38], которая проходит из 3S_1 начального состояния, дало $R_{\phi/\omega} = (112 \pm 14) \cdot 10^{-3}$, что находится в соответствии с результатами сотрудничества Crystal Barrel и OBELIX по протон-антипротонной аннигиляции остановленных в водороде антипротонов. Было также показано,

что для антинейтрон-протонной аннигиляции на лету отношения выходов ϕ и ω мезонов уменьшается с возрастанием импульса налетающего антинейтрона: $R_{\phi/\omega} = (100 \pm 17) \cdot 10^{-3}$ при $p_{\bar{n}}=50\text{--}200$ МэВ/с, $R_{\phi/\omega} = (73.9 \pm 8.9) \cdot 10^{-3}$ при $p_{\bar{n}}=200\text{--}300$ МэВ/с и $R_{\phi/\omega} = (61.5 \pm 9.4) \cdot 10^{-3}$ при $p_{\bar{n}}=300\text{--}405$ МэВ/с. Такая же ситуация (как было показано выше) наблюдается и для $\bar{p}p$ аннигиляции.

Эксперименты по изучению реакций $\bar{p}p \rightarrow \phi(\omega)\eta$ для остановленных в жидководородной мишени антипротонов показали совпадение с предсказаниями правила ОЦИ – $R_{\phi/\omega} = (4.6 \pm 1.3) \cdot 10^{-3}$ [33, 39]. Для реакций образованием векторных мезонов $\bar{p}p \rightarrow \phi(\omega)\omega$ и $\bar{p}p \rightarrow \phi(\omega)\rho$ отношение сечений также следует предсказаниям $R_{\phi/\omega} = (17 \pm 7) \cdot 10^{-3}$ и $R_{\phi/\omega} = (6.3 \pm 1.6) \cdot 10^{-3}$ соответственно [40].

Для реакции $\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^+\pi^-$ на жидководородной мишени сотрудничество OBELIX получило отношение выходов порядка $(5\text{--}6) \cdot 10^{-3}$ [41], что согласуется с правилом ОЦИ, однако, если ограничиться относительно небольшим импульсом дипионной пары ($300 < M_{\pi\pi} < 500$), то это отношение увеличивается до $(16\text{--}30) \cdot 10^{-3} \cdot 10^{-3}$. Его можно сравнивать с отношением для реакции $\bar{p}p \rightarrow \phi(\omega)\pi^0$, которая также идет из 3S_1 состояния и имеет $R_{\phi/\omega} = (106 \pm 12) \cdot 10^{-3}$.

Аннигиляция антипротона на дейтоне $\bar{p}d \rightarrow \phi(\omega)n$, характеризующаяся большим переданным импульсом, также измерялась сотрудничествами Crystal Barrel и OBELIX [42, 43]. Отношение сечений рождения ϕ и ω мезонов для нее даже выше, чем для $\bar{p}p$ аннигиляции – $R_{\phi/\omega} = (156 \pm 29) \cdot 10^{-3}$.

Подводя итог данным из аннигиляционных экспериментов, можно заключить следующее:

- Аннигиляции остановившихся антипротонов приводит к сильному нарушению правила ОЦИ, в отличии от аннигиляции на лету.
- Только некоторые каналы аннигиляции дают нарушение рассматриваемого правила.
- Было продемонстрировано, что отношение выходов ϕ и ω мезонов сильно зависит от квантовых чисел начального состояния системы. Так, для аннигиляции из 3S_1 состояния отмечено сильное нарушение правила ОЦИ, а для 1P_1 — нет.
- Есть сильное указание на то, что нарушение правила ОЦИ сильно зависит от переданного в реакции импульса.

Существует также еще два серьезных экспериментальных указания на сильное нарушение правила ОЦИ. Сотрудничество DISTO произвело измерения реакций $pp \rightarrow pp\phi$ и $pp \rightarrow pp\omega$ при одной и той же кинетической энергии протонов пучка – 2.85 ГэВ [44]. Было получено, что отношение сечений рождения ϕ и ω мезонов составляет:

$$\frac{\sigma(pp \rightarrow pp\phi)}{\sigma(pp \rightarrow pp\omega)} = (3.8 \pm 0.2_{-0.9}^{+1.2}) \cdot 10^{-3}. \quad (1.13)$$

На первый взгляд данное отношение полностью удовлетворяет предсказаниям правила ОЦИ, однако, следует помнить о разнице в фазовых объемах для рассматриваемых реакций. Фактор f из уравнения 1.12 для рассматриваемого случая составляет 14, и отношение 1.13 должно быть умножено на него. Видно, что вблизи порога рождения ϕ мезона происходит заметное (в 8 раз) нарушение правила ОЦИ. Следует также отметить, что в таком околопороговом режиме доступны лишь низшие парциальные волны, а более высокие подавлены.

На ускорителе SATURNE II измерялись реакции $pd \rightarrow {}^3\text{He}\phi$ и $pd \rightarrow {}^3\text{He}\omega$ [45, 46]. Выход ядер ${}^3\text{He}$ измерялся как функция энергии протонного пучка около порогов рождения ϕ и ω мезонов. После коррекции на взаимодействия в конечном состоянии и разницу в фазовых объемах отношение сечений осталось достаточно высоким – $R_{\phi/\omega} = (63 \pm 5_{-8}^{+27}) \cdot 10^{-3}$. Замечание о подавлении высоких парциальных волн также справедливо для этого эксперимента.

Реакция $pd \rightarrow {}^3\text{He}\phi$ изучалась также сотрудничеством МОМО [47] при энергиях возбуждения 3, 8.5 и 23.1 МэВ. В своей статье они приводят $R_{\phi/\omega} \approx 20 \times R_{OZI}$, замечая при этом, что энергетическая зависимость полного сечения реакции $pd \rightarrow {}^3\text{He}\omega$, измеренная в [45], очень сильна и неожиданна.

Приведенные выше сведения о нарушении правила ОЦИ подняли вопрос о роли странных морских кварков в нуклоне и их влиянии на различные процессы, так называемая модель поляризованной странности в нуклоне. Рассмотрим, как эти кварки могут влиять на образование ϕ мезонов в NN взаимодействиях.

Предположим, что в волновой функции нуклона присутствует примесь $s\bar{s}$ пар, поляризованных отрицательно по отношению к спине нуклона. Из-за взаимодействия двух нуклонов возможно, что такая пара будет выкинута из нуклона или кварковые пары из разных нуклонов перегруппируются, например, так как это показано на рисунке 1.3.

Если предположить, что $s\bar{s}$ пара находится в $J^{PC}=0^{++}$ состоянии, то выбрасывание пары из одного нуклона не может привести к рождению векторного

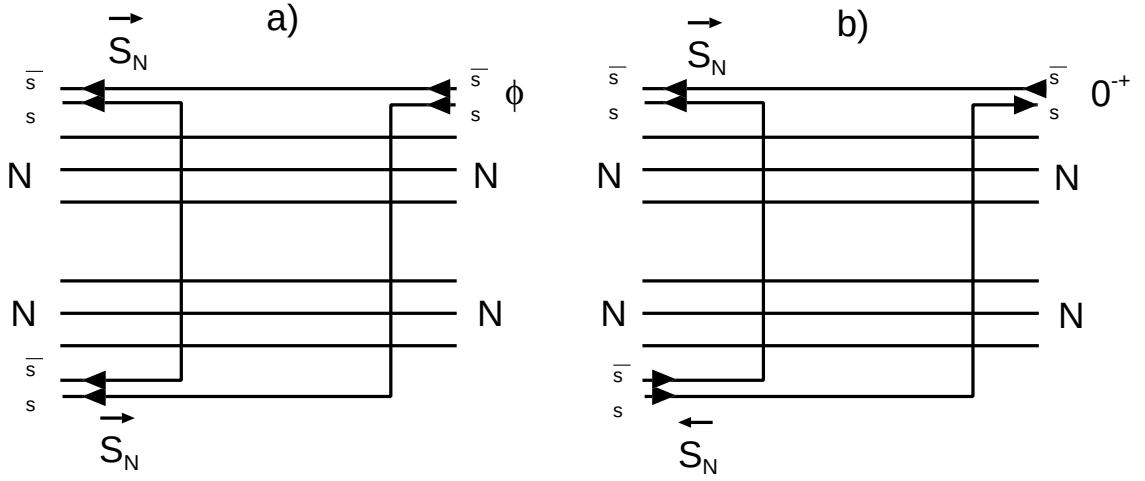


Рис. 1.3: Кварковые диаграммы для реакций с выходом $s\bar{s}$ пары при различных поляризациях нуклонов.

ϕ мезона или тензорного $f'_2(1525)$. Для их производства необходимо участие странности из обоих взаимодействующих нуклонов.

В примере, приведенном на рисунке 1.3, в первом случае спины нуклонов параллельны, тогда спины s и $\bar{s}$ кварков также параллельны. В предположении что поляризация странных кварков не меняется во время взаимодействия, спины этих кварков должны получить такую же ориентацию в конечном состоянии. В случае, если полный спин $s\bar{s}$ пары будет 1, и если их относительный орбитальный момент будет 0, то получившиеся состояние будет иметь квантовые числа ϕ мезона. Случай $L=1$ относится к рождению $f'_2(1525)$.

Если же начальное NN состояние спин-синглетное, спины странных кварков антипараллельны и диаграмма перегруппировки выглядит так, как на рисунке 1.3b, образующаяся $s\bar{s}$ пара должна иметь спин 1. Значит, в случае $L=1$ можно ожидать рождение псевдоскалярного мезона со скрытой странностью, то есть его квантовые числа будут 0^{-+} . Таким образом, перегруппировка $s\bar{s}$ пары не означает автоматического формирования ϕ мезона.

Следует отметить, что изначальный выбор квантовых чисел $s\bar{s}$ пары в нуклоне был сделан таким образом, чтобы ϕ мезон формировался из начального 3S_1 состояния, а $f'_2(1525)$ — из 3P_J , что подтверждается экспериментами по нарушению правила ОЦИ.

Помимо модели поляризованной странности в нуклоне существуют и другие расчеты, объясняющее отклонение $R_{\phi/\omega}$ от R_{OZI} . Так, Камптари и Кемпфер [48]

указывают, что в рамках эффективной мезон-нуклонной модели учет вершины $g_{\rho\pi\omega}$, может увеличивать величину $R_{\phi/\omega}$ в 4 – 5 раз по отношению к R_{OZI} для реакций типа $pp \rightarrow pp\phi(\omega)$, что, с учетом погрешности, находится в удовлетворительном согласии с результатами измерений сотрудничества DISTO (энергия возбуждения 110 МэВ).

Известно, что в околороговой области высшие парциальные волны подавлены, и реакции $pp \rightarrow pp\phi(\omega)$ идут преимущественно из начального s -волнового состояния, где должна работать модель поляризованной странности нуклона, как и в случае аннигиляции остановившихся в жидководородной мишени антипротонов. Поэтому огромный интерес вызывает измерение сечений реакции $pp \rightarrow pp\phi \rightarrow ppK^+K^-$ в области энергий возбуждения ниже 110 МэВ. Также огромный интерес вызывает зависимость отношения сечений от изоспиновой конфигурации нуклонной пары. Следует отметить, что данные о рождении ϕ -мезона в реакции $pn \rightarrow d\phi$ отсутствуют.

Как видно из рисунка 1.1, ϕ -мезонный пик находится на подложке, образованной нерезонансным (не- ϕ -мезонным) K^+K^- рождением. Следовательно, для получения сечений образования ϕ -мезона необходимо понимать, какое влияние оказывают K^-p , K^-pp и $K\bar{K}$ взаимодействия на этот спектр. Последнее напрямую связано с рождением $a_0/f_0(980)$ -резонансов.

1.2 $a_0/f_0(980)$ -резонансы.

Несмотря на то, что $a_0/f_0(980)$ -резонансы были открыты в середине 60-х годов прошлого века, их свойства еще не до конца изучены. Particle Data Group приводит для них следующие характеристики [10]: масса $a_0(980)$ -резонанса 984.7 ± 1.2 МэВ/ c^2 , ширина от 50 до 100 МэВ/ c^2 . Он распадается в $\pi\eta$ (доминирующий канал распада), в $K\bar{K}$ и в $\gamma\gamma$ (также наблюдаемые каналы распада). Отношение вероятностей распада в $K\bar{K}$ и в $\pi\eta$ составляет 0.183 ± 0.024 .

$f_0(980)$ -резонанс характеризуется массой 980 ± 10 МэВ/ c^2 и шириной от 40 до 100 МэВ/ c^2 . Распадается на два π -мезона (доминирующий канал распада), в $K\bar{K}$ и в $\gamma\gamma$ (также наблюдаемые каналы распада). Ниже представлен обзор экспериментальных сведений об $a_0/f_0(980)$ -резонансах.

Вопрос о природе легчайших скалярных мезонов $a_0/f_0(980)$ является открытым и одним из наиболее важных в физике сильных взаимодействий. Если в случае псевдоскалярных и векторных мезонов все состояния, предсказанные

Таблица 1.4: Резонансы с квантовыми числами $J^{PC} = 0^{++}$.

Изоспин	Резонансы
0	$\sigma, \kappa(800), f_0(980), f_0(1370), f_0(1500), f_0(1710)$
$\frac{1}{2}$	$K^*(1430)$
1	$a_0^{\pm 0}(980), a_0^{\pm 0}(1450)$

кварковой моделью уже идентифицированы с экспериментально обнаруженными, то для сектора скалярных мезонов имеет место переизбыток установленных резонансов в районе $600 - 1900 \text{ МэВ}/c^2$ (таблица 1.4). Возникает два вопроса, какие из этих состояний входят в нонет скалярных мезонов, и какова природа оставшихся за пределами этой девятки состояний.

Расчеты, проведенные в рамках кварковой модели Годфри-Изгура [49], предсказывают значения массы $1.09 \text{ ГэВ}/c^2$ для изоскаляра и изовектора, $1.24 \text{ ГэВ}/c^2$ для изодублетов и $1.36 \text{ ГэВ}/c^2$ для $s\bar{s}$ состояния. Помимо обычной кварк-антикварковой теории [3] природой $a_0/f_0(980)$ мезонов может быть образование $K\bar{K}$ молекулы [4] или еще более компактного тетракваркового состояния типа $qq - \bar{q}\bar{q}$ [5]. Отдельно следует отметить роль $a_0/f_0(980)$ в так называемой модели конфайнмента Грибова [50], где они являются выделенными объектами малых размеров ("миньоны" Грибова).

Имеющиеся на сегодняшний день экспериментальные данные недостаточны для того, чтобы отдать однозначное предпочтение одной из предложенных моделей. Чтобы сделать это, необходимо прецизионное измерение констант связи этих мезонов для различных мод распада [51]. Важным моментом является то, что существует несколько параметризаций для описания легчайших скалярных мезонов. Перед тем как ознакомиться с экспериментальными сведениями об $a_0/f_0(980)$ -резонансах, следует рассмотреть эти параметризации.

Обычно для описания свойств $a_0/f_0(980)$ мезонов используют распределение Флатте [52], которое представляет несколько модифицированное релятивистское распределение Брейта-Вигнера. Например, для a_0 канала оно записывается в следующем виде:

$$\frac{d\sigma_i}{dm} \sim \left| \frac{m_R \sqrt{\Gamma_{\pi\eta} \Gamma_i}}{m_R^2 - m^2 - im_R(\Gamma_{\pi\eta} + \Gamma_{K\bar{K}})} \right|^2, \quad (1.14)$$

где парциальные ширины распада $\Gamma_{\pi\eta} = \bar{g}_{\pi\eta} q_{\pi\eta}$ и

$$\Gamma_{K\bar{K}} = \bar{g}_{K\bar{K}} \sqrt{\frac{m^2}{4} - m_K^2}, \quad (1.15)$$

над порогом и

$$\Gamma_{K\bar{K}} = -i\bar{g}_{K\bar{K}} \sqrt{m_K^2 - \frac{m^2}{4}}, \quad (1.16)$$

под порогом образования $K\bar{K}$ пары. Индекс i в уравнении 1.14 обозначает моду распада, m_R – номинальная масса резонанса, m – инвариантная масса соответствующей системы, q – относительный импульс продуктов распада в системе резонанса. $\bar{g}_{K\bar{K}}$ и $\bar{g}_{\pi\eta}$ безразмерные константы связи, связанные с размерными константами следующим соотношением: $\bar{g}_i = g_i^2 / (8\pi m_R^2)$. Важным представляется тот факт, что вблизи порога образования $K\bar{K}$ системы парциальная ширина $\pi\eta$ канала более менее постоянна, в то время как $\Gamma_{K\bar{K}}$ растет достаточно быстро.

Чисто математическим способом можно перейти от параметризации Флатте к описанию каон-антикаонной пары в терминах длины рассеяния и эффективного радиуса взаимодействия:

$$a = -\frac{\bar{g}_{K\bar{K}}}{2m_R - 4m_K - i\Gamma_{\pi\eta}}, \quad (1.17)$$

$$r_e = -\frac{4}{m \cdot \bar{g}_{K\bar{K}}}. \quad (1.18)$$

Полученный таким образом эффективный радиус взаимодействия всегда отрицателен.

Другое (похожее на параметризацию Флатте) выражение, полученное Ачазовым [53], также часто используется при анализе экспериментальных данных. Оно учитывает так называемую коррекцию на конечную ширину каонной и $\pi\eta$ ($\pi\pi$ в случае $f_0(980)$) петли. Параметризация Ачазова в нерелятивистском пределе переходит в распределение Брейта-Вигнера с поправкой на порог образования $K\bar{K}$ системы [54]. Чтобы продемонстрировать этот факт, на рисунке 1.4 приведена аппроксимация параметризации Ачазова [53] и Оллера [55] функцией 1.14, полученные параметры сильно разнятся для этих двух случаев, однако, описание обоих распределений очень хорошее.

При исследовании нейтральных скалярных мезонов очень важным становится наличие двух каонных мод распада, отстоящих друг от друга на величину порядка 8 МэВ/с². Открытие $K^0\bar{K}^0$ канала распада образует перелом в

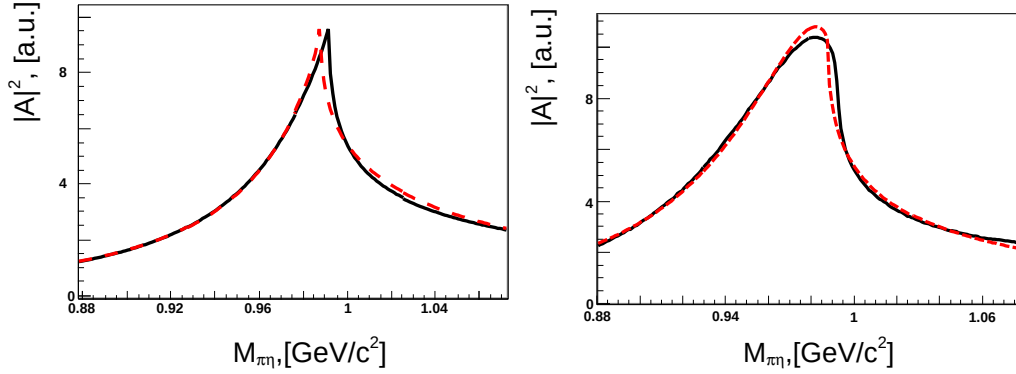


Рис. 1.4: Сравнение распределения Флатте (1.14) с распределениями Ачазова [53] (левая панель) и Оллера [55] (правая панель).

распределениях по инвариантной массе, который вместе со стремительно изменяющимися (с ростом инвариантной массы $K\bar{K}$ системы) фазовыми объемами может значительно изменять форму спектров (рисунок 1.5). Так же интересным представляется следующий факт: при одних и тех же константах связи распределения по инвариантной массе для заряженной и нейтральной компоненты изотриплета имеют различную видимую ширину (рисунок 1.5).

Подводя итог сказанному выше, следует отметить, что при исследовании $a_0/f_0(980)$ -резонансов следует быть очень осторожным в пересчете констант связи и использовании различных параметризаций.

Пик от $a_0(980)$ -мезона хорошо виден практически во всех спектрах инвариантной массы $\pi\eta$. Ниже приведены несколько наиболее точных измерений.

В ЦЕРНе на накопительном кольце LEAR группой Crystall Barrel [56] $a_0(980)$ -резонанс был зарегистрирован в реакции аннигиляции остановившегося в мишени антипротона $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta\pi^0$. Пик в спектре инвариантной массы $\pi\eta$ был аппроксимирован функцией Брейта-Вигнера. Масса резонанса составила $982 \pm 2 \text{ МэВ}/c^2$, а ширина от $50 \pm 10 \text{ МэВ}/c^2$. Этот эксперимент (единственный из всех из-за исключительно высокой статистики и удачному расположению $a_0(980)$ далеко от границ фазового объема) показал асимметричность пика, которая была объяснена наличием $K\bar{K}$ канала распада с порогом, превышающем массу резонанса.

Эта же группа экспериментаторов исследовала рождение $a_0(980)$ в реакции $\bar{p}p \rightarrow \omega\eta\pi^0$ [57]. Полученное аппроксимацией значения массы и ширины составили $984.45 \pm 1.23 \pm 0.34$ и $54.12 \pm 0.34 \pm 0.12 \text{ МэВ}/c^2$ соответственно (см.

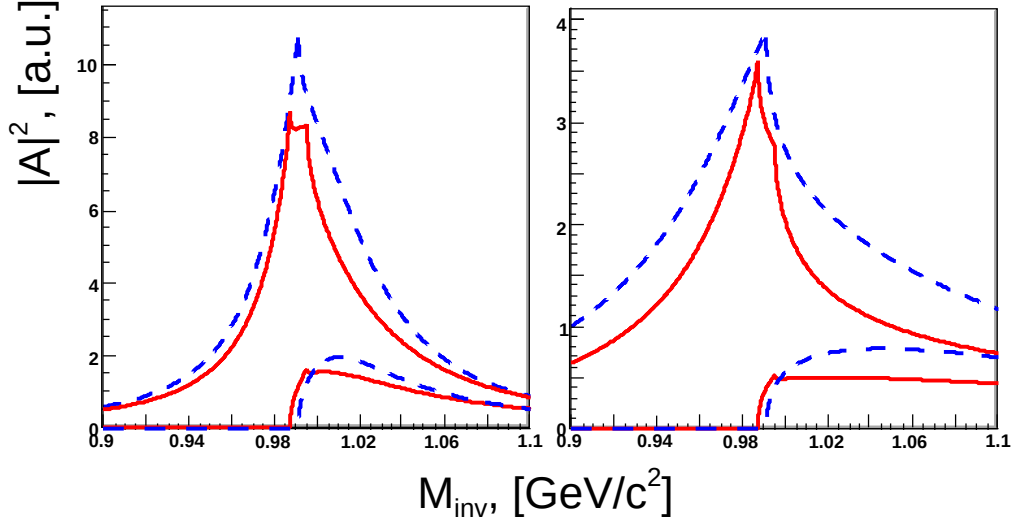


Рис. 1.5: Параметризация Ачазова для двух различных наборов констант связи (левая и правая панели) для $a_0^\pm(980)$ (пунктирная синяя линия) и $a_0^0(980)$ (сплошная красная линия).

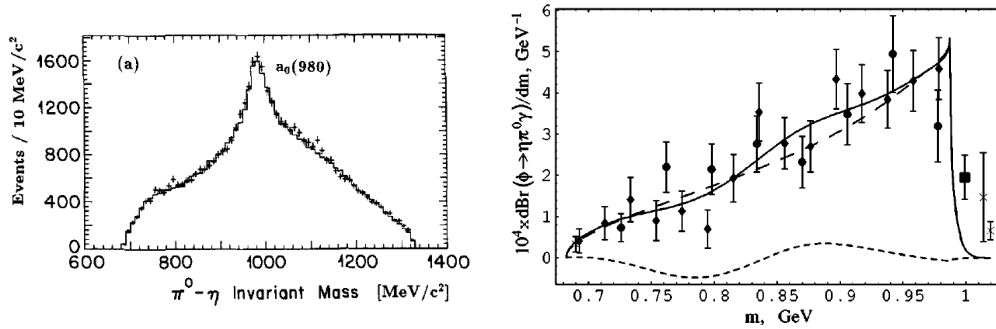


Рис. 1.6: Слева – инвариантная масса системы $\pi\eta$ для реакции $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta\pi^0$ [56]. Справа – для радиоактивного распада ϕ мезона [11].

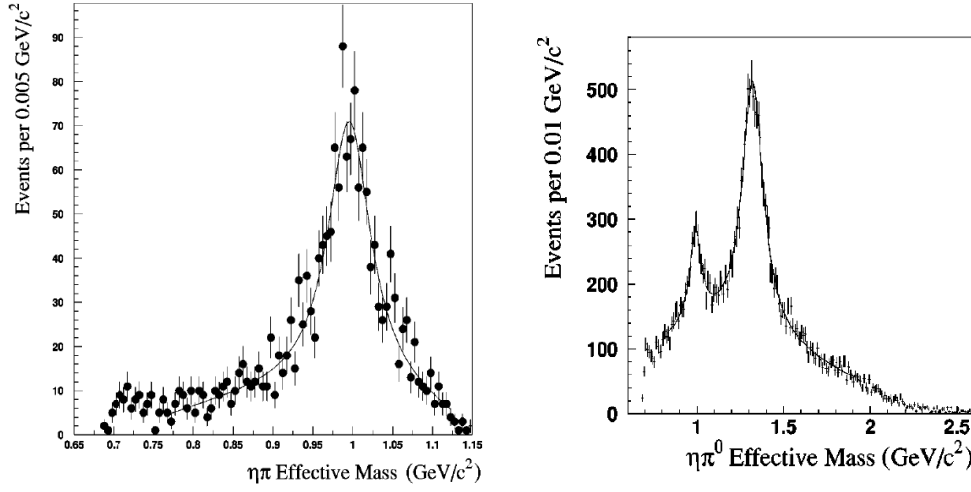


Рис. 1.7: Инвариантная масса системы $\pi\eta$ для реакций $\pi^-p \rightarrow \eta\pi^+\pi^-n$ и $\pi^-p \rightarrow \eta\pi^0n$ [58]. Линией показана "лучшая" аппроксимация данных.

рис. 1.6).

Другое прецизионное измерение характеристик $a_0(980)$ -резонанса было произведено на синхротроне AGS в Брукхейвенской Национальной Лаборатории (BNL), США. Экспериментальная группа E852 [58] исследовала рождение $a_0(980)$ в пион-протонных столкновения при импульсе налетающего пиона 18.3 ГэВ/с. В распределениях инвариантной массы $\pi\eta$ для реакций $\pi^-p \rightarrow \eta\pi^+\pi^-n$ и $\pi^-p \rightarrow \eta\pi^0n$ (рис. 1.7) пики от $a_0(980)$ доминирует. Пик от первой был аппроксимирован функциями Брейта-Вигнера ($M = 996.4 \pm 1.6$ МэВ/ c^2 , $\Gamma = 62 \pm 6$ МэВ/ c^2) и Флатте ($M = 1001 \pm 1.9$ МэВ/ c^2 , $\Gamma = 70 \pm 5$ МэВ/ c^2). Для последнего были извлечены такие параметры как константа связи $\pi\eta$ ($g_{\pi\eta} = 0.243 \pm 0.015$) и отношение к ней константы связи $K\bar{K}$ ($R = g_{K\bar{K}}/g_{\pi\eta} = 0.91 \pm 0.10$). Следует отметить, что введение рассмотрение параметризации Флатте не сильно улучшило качество аппроксимации (отношение χ^2 к количеству степеней свободы уменьшилось с 1.24 до 1.17). Этот факт говорит о том, что распределение почти симметрично. Возможно, на это оказал влияние тот факт, что вклад фона в спектр учитывался с помощью полинома третьего порядка. Пик от второй реакции так же выглядит симметрично (параметры распределения Брейта-Вигнера для него: $M = 991.0 \pm 2.5$ МэВ/ c^2 , $\Gamma = 69 \pm 11$ МэВ/ c^2).

Довольно точные результаты про измерению нестранный канала распада $a_0(980)$ были получены сотрудничеством WA102 в протон-протонных реакци-

ях [59] на высоких энергиях ($p = 450 \text{ ГэВ}/c$). Парциально-волновой анализ проведенный для реакций $pp \rightarrow p_f \eta \pi^0 p_s$ и $pp \rightarrow p_f \eta \pi^- \Delta^{++}$ подтвердил квантовые числа $a_0(980)$ -мезона. Применяв параметризацию Флатте были получены следующие параметры резонанса $M = 975 \pm 7 \text{ МэВ}/c^2$, $\Gamma = 72 \pm 16 \text{ МэВ}/c^2$ для первой и $M = 988 \pm 8 \text{ МэВ}/c^2$, $\Gamma = 61 \pm 19 \text{ МэВ}/c^2$ для второй реакции.

Также характеристики a_0 мезона были измерены с хорошей точностью сотрудничеством KLOE в радиоактивном распаде ϕ мезона [53], реакция $\phi \rightarrow \eta \pi^0 \gamma$. Однако следует отметить, что в этом случае фазовый объем распада ограничен и очень трудно измерить асимметрию пика в инвариантной массе $\pi\eta$, которая является решающей для определения отношения констант связи странного и нестранного каналов распада $a_0(980)$.

Лучшими (наименьшее количество интерферирующих резонансов) данными по доминирующему распаду $f_0(980) \rightarrow \pi\pi$ являются результаты сотрудничества BES (Китай) по изучению $J/\psi \rightarrow \phi \pi^+ \pi^-$ (рис. 1.12). Хорошо виден узкий пик от $f_0(980)$ в спектре инвариантной массы $\pi^+ \pi^-$, который интерферирует с вкладом от σ -резонанса. Пик описывается распределением Флатте со следующими параметрами: $M = 965 \pm 8 \pm 6 \text{ МэВ}/c^2$, $g_{\pi\pi} = 165 \pm 10 \pm 15 \text{ МэВ}/c^2$, $g_{K\bar{K}}/g_{\pi\pi} = 4.21 \pm 0.25 \pm 0.21$.

Исследование каонной моды распада $a_0/f_0(980)$ -мезонов намного более затруднено как из-за, по-видимому, относительно малой вероятности распада, так и из-за более сложных фоновых условий. Можно выделить несколько типов экспериментальных подходов, позволяющих измерить вклад $a_0/f_0(980)$ -резонансов в спектр инвариантной массы каонной пары: парциально-волновой анализ протон-антипротонной аннигиляции и протон-протонных столкновений при высоких энергиях, а также сильный распад $f_1(1285)$ резонанса, или радиационный распад J/ψ -резонанса.

Как уже было отмечено в предыдущей главе, аннигиляция антипротонного водорода привлекательна тем, что идет всего лишь из нескольких начальных состояний 1S_0 , 3S_1 , 1P_1 , 3P_1 и 3P_2 (нотация $^{2S+1}L_J$). Более того, вследствие эффекта Штарка (см. [30, 31]), плотность водородной мишени влияет на вероятность аннигиляции из различных состояний. При высокой плотности и, особенно, в жидководородной мишени доминирует аннигиляция из S -состояния антипротонного водорода, а при низких — из P . Это обстоятельство чрезвычайно упрощает парциально-волновой анализ спектров продуктов реакции.

Наиболее всесторонне исследованы реакции типа $\bar{p}p \rightarrow \bar{K}K\pi$. Первые экс-

перименты были поставлены в середине 60-х годов прошлого века.

В 1965 году на протонном синхротроне в ЦЕРНе при помощи снимков из пузырьковой водородной камеры были исследованы реакции $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ и $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^0$ [60, 61]. Для первой реакции на диаграмме Далица видно заметное скопление событий для малых инвариантных масс системы каонов. Было установлено, что этот эффект связан с аннигиляцией в состояние $J^{PG} = 0^{+-}$ из 1S_0 . Исходя из этого ожидался такой же эффект для реакции с образованием нейтральных частиц в конечном состоянии, однако, искомый эффект отсутствовал.

Данный результат был подтвержден также при измерениях на пузырьковых камерах в BNL [62] и снова в ЦЕРНе [63]. В последней работе, в результате тщательного анализа, было показано, что группировка событий вблизи порога рождения может быть объяснена либо $a_0^+(980)$ -резонансом, либо новым резонансом с массой 1016 и шириной 25 МэВ/ c^2 , либо взаимодействием каонов в конечном состоянии с характерной длиной рассеяния порядка 2 фм.

Современные исследования аннигиляции антипротонного водорода проводятся в ЦЕРНе при помощи экспериментов Crystall Barrel и OBELIX. Исследования первого сотрудничества показали отсутствия эффекта группировки событий в области малых инвариантных масс каонной пары для реакции $\bar{p}p \rightarrow K_L^0 K_L^0 \pi^0$ [65]. Этот эффект подтверждает измерения нейтрального канала аннигиляции водородными пузырьковыми камерами, однако, он не ясен с точки зрения теории.

Так же полностью подтвердились предыдущие результаты (группировка событий вблизи порога рождения $K\bar{K}$) для реакции $\bar{p}p \rightarrow K_L^0 K^\pm \pi^\mp$ [66] (рис. 1.8а) на жидководородной мишени. Пик в распределении инвариантной массы каонной пары (рис. 1.8б) был интерпретирован как сигнал от $a_0^+(980)$ -резонанса ($M = 982 \pm 3$ МэВ/ c^2 , $\Gamma = 92 \pm 8$ МэВ/ c^2). Так как этот же эксперимент измерял вклад канала $\eta\pi^\pm\pi^\mp$ в протон-антипротонную аннигиляцию, то стало возможным измерить отношение вероятностей каналов распада ($R = B(\bar{p}p \rightarrow a_0\pi \rightarrow K\bar{K}\pi)/B(\bar{p}p \rightarrow a_0\pi \rightarrow \eta\pi\pi) = 0.23 \pm 0.05$). Пик аппроксимировался распределением Флатте, для которого были получены такие параметры как константа связи $\pi\eta$ ($g_{\pi\eta} = 324 \pm 15$ МэВ) и отношение к ней константы связи $K\bar{K}$ ($R^2 = g_{K\bar{K}}^2/g_{\pi\eta}^2 = 1.03 \pm 0.04$).

Похожий эксперимент был выполнен на спектрометре OBELIX [68]. Реакция $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ измерялась при трех плотностях водородной мишени, что позво-

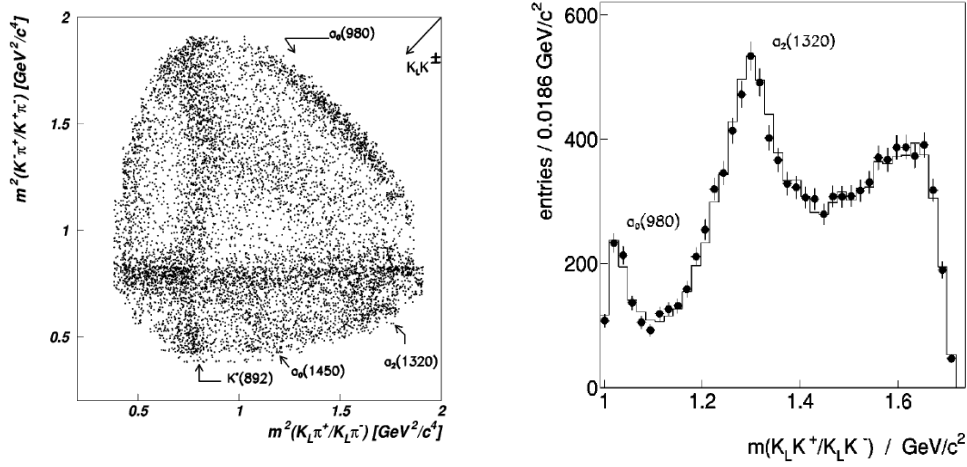


Рис. 1.8: а) Диаграмма Далица для реакции $\bar{p}p \rightarrow K_L^0 K^\pm \pi^\mp$ [66]. б) Спектр инвариантной массы системы $K_L^0 K^\pm$ для реакции $\bar{p}p \rightarrow K_L^0 K^\pm \pi^\mp$ [66]. Непрерывная линия - лучший фит полученный в результате парциально-волнового анализа.

лило варьировать состояния антипротонного водорода, из которых проходила аннигиляция. На жидководородной и газовой (атмосферное давление) мишени велик вклад 1S_0 , и в соответствующих спектрах инвариантной массы двух K -мезонов хорошо видны пики, интерпретируемые как вклад $a_0^+(980)$ -резонанса. Для газовой мишени низкой плотности (5 мбр), где доминирует аннигиляция из P -состояния, пик исчезает. Параметры $a_0^+(980)$ -мезона фиксировались распределением Флатте ($M = 975 \pm 15 \text{ МэВ}/c^2$, $\Gamma = 65 \pm 10 \text{ МэВ}/c^2$). Также следует заметить, что вероятности реакций $\bar{p}p \rightarrow K_L^0 K^\pm \pi^\mp$ и $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ находятся в более менее хорошем согласии: $5.9_{-1.0}^{+0.5} \cdot 10^{-4}$ и $(4.4 \pm 0.6) \cdot 10^{-4}$ соответственно.

Реакция $\bar{p}p \rightarrow K^+ K^- \pi^0$ так же измерялась этими двумя сотрудничествами [35] и [69]. В обоих случаях $a_0/f_0(980)$ -резонансы закладывались в парциально-волновой анализ одним (так-как их сложно различить) распределением Флатте с фиксированными параметрами. При этом в работе [69] анализ показал, что эти резонансы вносят 26 процентов вклада в измеренные распределения. Такое большое значение было объяснено тем, что скорее всего хвост распределения пытается описать фоновые события. Так же следует отметить, что данная реакция ранее изучалась сотрудничеством ASTERIX [72]. При этом использовались газодородные мишени двух плотностей. В спектре инва-

риантной массы K^+K^+ присутствия $a_0/f_0(980)$ -резонансов не обнаружено.

Наконец, в работах [70] и [71] проведен совместный анализ аннигиляции антипротонного водорода в $K^+K^+\pi^0$, $K^+K^+\pi^0$ и $K_S^0K^\pm\pi^\mp$. В результате получены параметры $K-$ и $T-$ матриц для $a_0/f_0(980)$ -резонансов.

С точки зрения парциально-волнового анализа протон-антипротонная аннигиляция на лету более сложна, так как начальное состояние не контролируется.

В конце 70-х годов прошлого века такие реакции исследовали с помощью водородной пузырьковой камеры "Сакле" (Saclay) в ЦЕРНе при импульсах налетающего антипротона 700 и 760 МэВ/с [73]. Исследование реакции $\bar{p}p \rightarrow K_S^0K^\pm\pi^\mp$ показало, что нет никакого свидетельства о группировке экспериментальных событий около порога $K_S^0K^\pm$.

В отличие от предыдущей, реакция $\bar{p}p \rightarrow K_S^0K_S^0\pi^0$, также исследуемая в данной работе, показывает рост распределения событий по инвариантной массе $K_S^0K_S^0$ около порога. Данный пик был интерпретирован, как $S^*(980)$ -резонанс с массой 1040 и шириной 65 МэВ/с², который составляет порядка 20 процентов от общей статистики.

Также аннигиляцию на лету исследовало сотрудничество Crystall Barrel [74]. Исследовалась реакция $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\pi^0$ при импульсе пучка 900 и 1640 МэВ/с. Вклад от $a_0/f_0(980)$ -резонансов не был обнаружен.

В работах [100] и [76] было показано, что странный распад $f_1(1285)$ -резонанса может быть описан с помощи промежуточного $a_0(980)\pi$ состояния. Причем:

$$\frac{(f_1(1285) \rightarrow K^*K)}{(f_1(1285) \rightarrow a_0\pi)} = 0.01, \quad (1.19)$$

$$\frac{(f_1(1285) \rightarrow a_0\pi \rightarrow K^+K^-\pi^0)}{(f_1(1285) \rightarrow K^+K^-\pi^0)} = 1.0 \pm 0.3. \quad (1.20)$$

В эксперименте [75] было выяснено следующее отношение, касающееся $f_1(1285)$:

$$\frac{(f_1(1285) \rightarrow K^+K^-\pi^0)}{(f_1(1285) \rightarrow \eta\pi\pi^0)} = 0.42 \pm 15.. \quad (1.21)$$

Позже оно было уточнено в экспериментах по рождению $f_1(1285)$ в протон-протонных соударениях при высокой энергии [81], [77] и составило $0.265 \pm 0.1 \pm 0.1$. Здесь же подтвердилось то, что распад $f_1(1285)$ может быть описан промежуточным состоянием $a_0(980)\pi$.

Распад $f_1(1285)$ через $a_0(980)\pi$ подтверждается парциально-волновым анализом $\bar{p}p$ аннигиляции [78], распадом Z^0 -бозона [80] и пион-протонными реак-

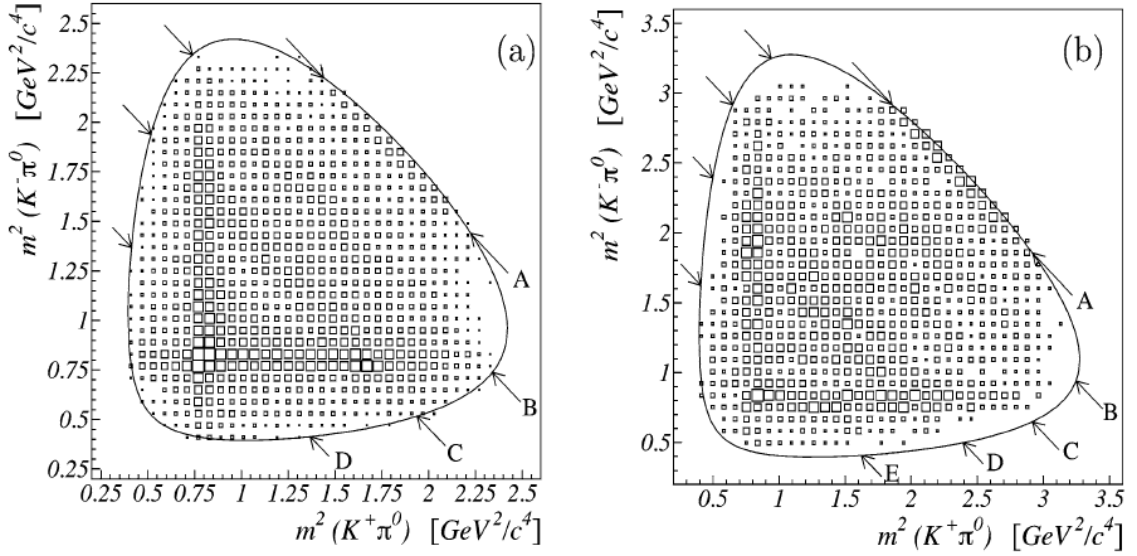


Рис. 1.9: Диаграмма Далица для реакции $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\pi^0$ при импульсе пучка 900 и 1640 МэВ/с [74].

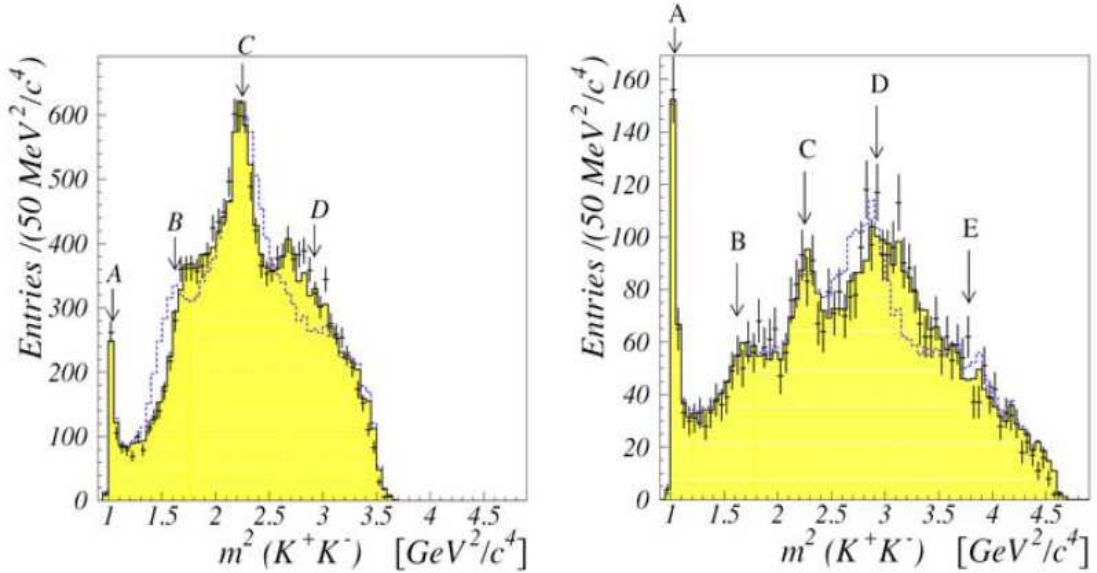


Рис. 1.10: Распределение по спектру инвариантной массы системы K^+K^- для реакции $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\pi^0$ при импульсе пучка 900 и 1640 МэВ/с [74].

циями [79].

Очень интересен, на мой взгляд, эксперимент по рождению $f_1(1285)$ в фотон-фотонных взаимодействиях. К сожалению, статистика по распаду $f_1(1285) \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^0$ крайне скудна (порядка 10 событий) [82], однако нестранный канал распада виден очень четко [83]. Хорошо видно, что пик от $f_1(1285)$ стопроцентно коррелирует с сигналом от $a_0(980)$. Пик от $a_0(980)$ аппроксимирован распределением Брейта-Вигнера и "размыт" распределением Гаусса, дабы включить в рассмотрение разрешение экспериментальной установки. Масса $a_0(980)$ составила $0.985 \pm 0.004 \pm 0.06$, а ширина $0.050 \pm 0.013 \pm 0.004$ ГэВ/ c^2 .

В работе [84], помимо того, что в ней были установлены квантовые числа $f_1(1285)$, интерес представляет распределение по инвариантной массе каонной пары, построенное с ограничением на массу ω - и $f_1(1285)$ -мезонов — оно носит характерно резонансный характер.

Объединенный анализ странного и нестранного каналов радиационного распада $J/\psi \rightarrow \gamma f_1(1285)$ [85] приводит к следующим результатам $M = 1023 \pm 8$, $\Gamma = 105 \pm 18$ МэВ/ c^2 для сотрудничества MARKIII и $M = 1001 \pm 7$, $\Gamma = 90 \pm 17$ МэВ/ c^2 на основе результатов эксперимента LASS. Вероятности распада по этим каналам составила:

$$BR(J/\psi \rightarrow \gamma f_1(1285) \rightarrow \gamma K \bar{K} \pi) = 0.66 \pm 0.26 \pm 0.29, \quad (1.22)$$

$$BR(J/\psi \rightarrow \gamma f_1(1285) \rightarrow \gamma \eta \pi \pi) = 2.60 \pm 0.28 \pm 0.51. \quad (1.23)$$

Отношение квадратов констант связи $g_{K\bar{K}}^2/g_{\pi\eta}^2$ составили 1.823 ± 07 и 0.672 ± 0.634 соответственно.

Сотрудничества WA72 и WA102 изучали рождение $K\bar{K}$ -пар в протон-протонных реакциях $pp \rightarrow p_f K^+ K^- p_s$ и $pp \rightarrow p_f K_S^0 K_S^0 p_s$ ([86, 87]) на высоких энергиях пучка ($p = 300$ и 450 ГэВ/ c). Были получены распределения событий по спектру инвариантной массы $K\bar{K}$, для которых был проведен парциально-волновой анализ. Для выделенной S -волны проводился фит тремя резонансными вкладами — $f_0(980)$, $f_0(1500)$, $f_0(1710)$ — и фоновым распределением. В результате были получены следующие параметры $f_0(980)$ -резонанса: $M = 978 \pm 15$, $\Gamma = 60 \pm 23$ МэВ/ c^2 для $p = 300$ ГэВ/ c , $M = 985 \pm 10$ МэВ/ c^2 , $\Gamma = 65 \pm 20$ МэВ/ c^2 для $p = 450$ ГэВ/ c . Исследование реакции $pp \rightarrow p_f K_S^0 K_S^0 p_s$ [87] показало, что основную роль в ней играют S -волновые каоны.

В работах [88] и [89] проведен совместный анализ реакций $pp \rightarrow p_f \pi^+ \pi^- p_s$ и $pp \rightarrow p_f K^+ K^- p_s$ для $p = 450$ и 300 ГэВ/ c соответственно. Результаты второго

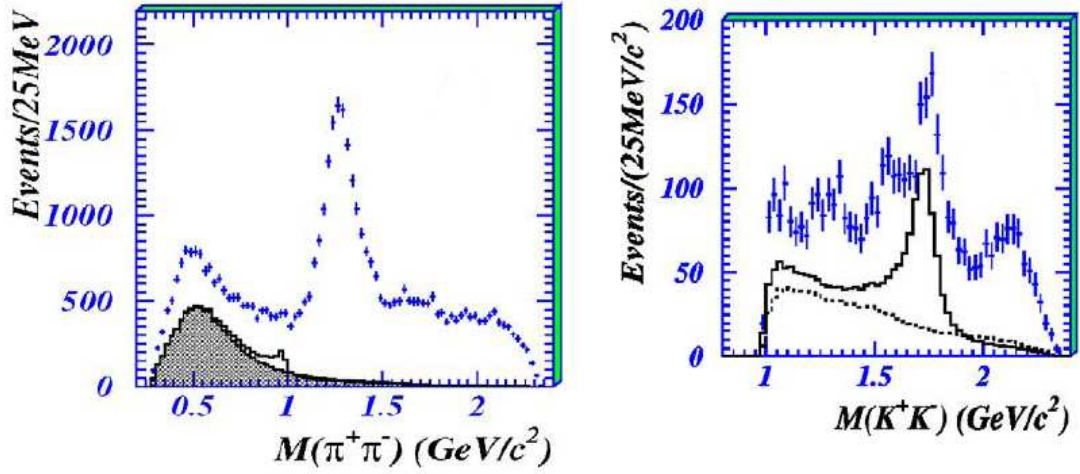


Рис. 1.11: Спектры инвариантной массы $\pi^+\pi^-$ и K^+K^- для реакций $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ и $J/\psi \rightarrow \omega K^+K^-$ [92, 93]. Затемненная гистограмма вклад $J/\psi \rightarrow \omega\sigma$, незатемненная - $J/\psi \rightarrow \omega f_0(980)$.

находятся в хорошем согласии с экспериментами на ISR и MARK III — $M = 979 \pm 4 \text{ МэВ}/c^2$, $\Gamma = 72 \pm 8 \text{ МэВ}/c^2$, $g_{\pi\pi} = 0.28 \pm 0.4$, $g_{K\bar{K}} = 0.56 \pm 0.18$. Данные для остальных экспериментов приведены в таблице 1.6.

Довольно противоречивые сведения о $a_0/f_0(980)$ -резонансах можно почерпнуть из радиационного распада J/ψ -резонанса, измеренного сотрудничеством BES (Китай). Так, для $J/\psi \rightarrow \gamma\eta(1800) \rightarrow \gamma(K^+K^-\pi^0)$ [90] утверждается, что в 16 процентах случаев он идет через промежуточный $a_0(980)$ -мезон, но в [91] говорится о том, что $J/\psi \rightarrow \gamma\eta(1800) \rightarrow \gamma(K^\pm K_S^0 \pi^\mp)$ проходит через κK -систему.

В работах [92] и [93] изучается распад J/ψ в $\gamma\pi^+\pi^-$ и в γK^+K^- . Проведенный парциально-волновой анализ показал, что вклад от процесса $\omega f_0(980)$ намного меньше, чем от $\omega\sigma$ (см. рис. 1.11).

В распадах же $J/\psi \rightarrow \phi\pi^+\pi^-$ и $J/\psi \rightarrow \phi K^+K^-$ [94] ситуация обстоит с точностью до наоборот рис. 1.12. Хорошо виден узкий пик от $f_0(980)$ в спектре инвариантной массы $\pi^+\pi^-$, который интерферирует с вкладом от σ -резонанса. Пик описывается распределением Флатте со следующими параметрами: $M = 965 \pm 8 \pm 6 \text{ МэВ}/c^2$, $g_{\pi\pi} = 165 \pm 10 \pm 15 \text{ МэВ}/c^2$, $g_{K\bar{K}}/g_{\pi\pi} = 4.21 \pm 0.25 \pm 0.21$. Фит дает сильную корреляцию между массой $f_0(980)$ и $g_{K\bar{K}}$. Вероятности распадов $J/\psi \rightarrow f_0(980) \rightarrow \phi\pi^+\pi^-$ и $J/\psi \rightarrow f_0(980) \rightarrow \phi K^+K^-$ находятся в хорошем согласии — $(5.4 \pm 0.9) \cdot 10^{-4}$ и $(4.5 \pm 0.8) \cdot 10^{-4}$ соответственно.

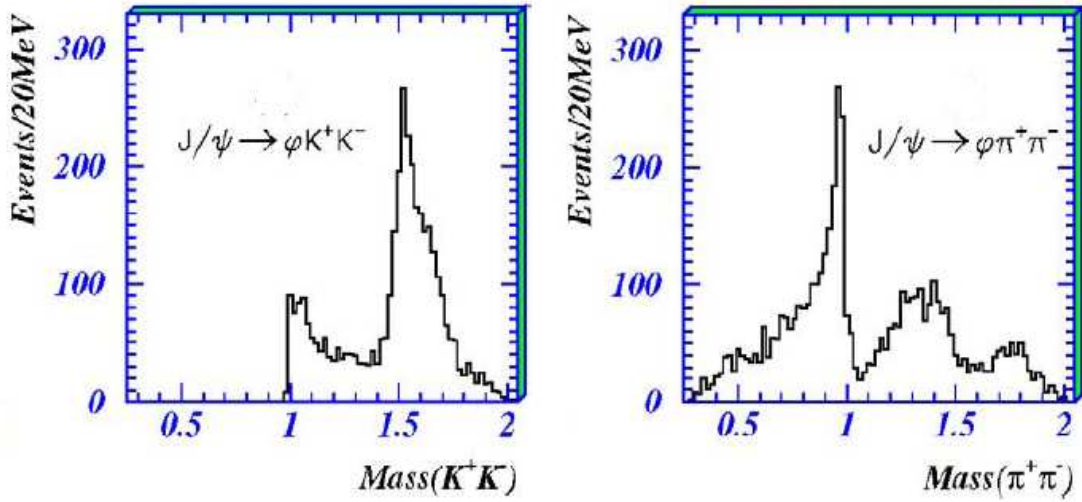


Рис. 1.12: Спектры инвариантной массы $\pi^+\pi^-$ и K^+K^- для реакций $J/\psi \rightarrow \phi\pi^+\pi^-$ и $J/\psi \rightarrow \phi K^+K^-$ [94].

В работе [101] сотрудничества FOCUS рассматривается распад $D^0 \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$. Для того чтобы описать распределения по инвариантным массам продуктов распада, необходимо вводить в скалярные мезоны. Из-за того, что разделить их оказалось практически не возможно, в параметризацию вошел только $f_0(980)$ -резонанс. Параметры $f_0(980)$ ($g_{K\bar{K}}$ и $g_{\pi\pi}$) были зафиксированы из другого эксперимента по распаду D^0 в $\pi^+\pi^-\pi^0$. В результате лучшему фиту был необходим пятнадцатипроцентный вклад от $f_0(980)$.

Возвращаясь к протон-антипротонной аннигиляции на лету [73], следует упомянуть о четырех частичных и шестичастичных конечных состояниях. В реакциях $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp \pi^0$, $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K_{missed}^0 \pi^+ \pi^-$ и $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$, согласно результатам обработки, порядка десяти процентов вклада приходится на "вздутия" в районе малых масс пары каонов. В первой реакции выделяют 8 ± 1 процент $a_0^\pm \pi^+ \pi^-$, во второй суммарный вклад ϕ -мезона в промежуточном состоянии составляет порядка 6 процентов, и, наконец, в третьем случае авторы интерпретируют пик как влияние S^* -резонанса (около $9 \pm 3\%$), имеющего массу 1040 ± 6 и ширину 65 ± 14 МэВ/ c^2 .

В этом же эксперименте исследовалась реакция $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp \pi^+ \pi^- \pi^0$. Анализ распределений по инвариантным массам продуктов реакции показал, что примерно в семидесяти пяти процентов случаев, процесс идет с образованием $a_0^+(980)$ -мезона, а оставшаяся часть описывается изотропным распределением

по фазовому объему реакции.

Эксперимент по изучению рождения $a_0(980)$ -резонанса в πp взаимодействиях при импульсе налетающего пиона 16 ГэВ/с проводился в ЦЕРНе на водородной пузырьковой камере [102]. Спектр инвариантной массы системы $K^\pm K^0$ плоский, за исключением выброса во втором от порога канале (20 событий при 10 в среднем, ширина канала 20 МэВ/с²). Этот выброс был интерпретирован как сигнал от заряженного $a_0^-(980)$ -резонанса. Параллельно в этом же эксперименте был зарегистрирован нестранный ($\pi\eta$) канал распада $a_0(980)$.

Как уже отмечалась ранее в главе посвященной ϕ мезону, сотрудничество DISTO проводило измерения реакции $pp \rightarrow ppK^+K^-$ [44]. Как видно из спектра инвариантной массы системы K^+K^- (рисунок 1.1), никакого намека на присутствие в этой системе a_0 или $f_0(980)$ мезона не обнаружено. Группировка событий ближе к началу спектра объясняется поведением четырехчастичного фазового объема. Вполне возможно, что эффект присутствия скалярных резонансов скрыт из-за конструктивной интерференции между ними. Измерения этой же реакции сотрудничеством COSY-11 [103] производились при низких энергиях пучка (под порогом рождения ϕ мезона), что в купе ограниченной статистикой не позволило вычислить вклад скалярных резонансов в данный процесс.

Итак:

- $\pi\eta$ для $a_0(980)$ -резонанса и $\pi\pi$ для $f_0(980)$ являются доминирующим каналами распада.
- Распад $a_0(980) \rightarrow K\bar{K}$ отчетливо виден только в аннигиляции антипротонного водорода в $K^0 K^\pm \pi^\mp$ в мишени высокой плотности.
- Распад $f_1(1285)$ -резонанса в $\pi\pi\eta$ и $K\bar{K}\pi$ идет через промежуточное состояние $a_0(980)\pi$.
- S -волновая часть процессов $pp \rightarrow p_f X^0 p_s \rightarrow p_f K\bar{K} p_s$ или $\rightarrow p_f K\bar{K} p_s$ при высоких энергиях налетающего протона и малых инвариантных массах X^0 идет через образование $f_0(980)$.
- С помощью $a_0/f_0(980)$ -резонансов можно объяснить некоторые распады J/ψ .

Таблица 1.5: Параметры $a_0(980)$ -резонанса.

Ссылка	m_R	$\Gamma_{\pi\eta}$	$\bar{g}_{\pi\eta}$	$\bar{g}_{K\bar{K}}$	R
[58]	1001	70	0.218	0.224	1.03
[67]	999	143	0.445	0.516	1.16
[66]	999	69	0.215	0.222	1.03
[11]	995	125	0.389	1.414	3.63
[104]	984.8	121	0.376	0.412	1.1
[53]	1003	153	0.476	0.834	1.75
[53]	992	145.3	0.453	0.56	1.24

Таблица 1.6: Параметры $f_0(980)$ -резонанса..

Ссылка	m_R	$\Gamma_{\pi\pi}$	$\bar{g}_{\pi\pi}$	$\bar{g}_{K\bar{K}}$	R
[95]	969.8	196	0.417	2.51	6.02
[96]	975	149	0.317	1.51	4.76
[97]	973	256	0.538	2.84	5.28
[88]	977	42.3	0.09	0.02	0.22
[98]	—	90	0.19	0.40	2.11
[99]	957	42.3	0.09	0.97	10.78

Как видно из таблиц 1.5 и 1.6, данные о скалярных резонансах, полученные в экспериментах разных типов, хотя и обширны, но, в тоже время, противоречивы. Сведения о их распаде по $K\bar{K}$ каналу достаточно скудны. Так же интересны доли вкладов различных изоспиновых конфигураций $K\bar{K}$ пар для реакций, в которых они возможны. Однако данная задача затруднена из-за наличия $\bar{K}N$ взаимодействий в конечном состоянии для реакций типа $NN \rightarrow NNK\bar{K}$.

1.3 $\bar{K}N$ взаимодействия и влияние $\Lambda(1405)$ -гиперона.

В квантовой хромодинамике приближение киральной симметрии легких кварков u , d , s играет решающую роль для понимания и описания адронных реакций на низких энергиях. Киральная $SU(3)$ симметрия лежит как раз на пределе исчезновения масс легких кварков, но их конечная масса продуцирует нарушение этой симметрии. Для двух легчайших кварков u и d поправки на нарушение этой симметрии малы, однако, остается неясным находится ли странный кварк в киральном режиме или нет.

В этой связи изучения $\bar{K}N$ взаимодействия создает благодатную почву для проверки $SU(3)$ киральной динамики и изучения роли нарушения этой симметрии. Обычными методами для таких исследований являются прецизионные измерения K^-p рассеяния вблизи порога и исследование инвариантных масс систем $\pi\Lambda$ и $\pi\Sigma$.

Анализ двухчастичных реакций $K^-p \rightarrow K^-p$, $K^-p \rightarrow \bar{K}^0n$, $K^-p \rightarrow \pi^{0\pm}\Sigma^{0\mp}$ и $K^-p \rightarrow \pi^0\Lambda^0$ [105] дает следующие решения для длины K^-p рассеяния:

$$a_{K^-p} = (-1.05 + i0.75)fm, \quad (1.24)$$

$$a_{K^-p} = (-1.64 + i0.75)fm \quad (I = 0), \quad (1.25)$$

$$a_{K^-p} = (-0.06 + i0.57)fm \quad (I = 1). \quad (1.26)$$

Однако точности, с которыми определены вещественная и мнимая часть длины рассеяния, не высоки. Их отражают контуры 68 процентной доверительной вероятности, изображенные на рисунке 1.3.

Информации по K^-d еще меньше, чем в случае с K^-p . Из доступных полных сечений K^- -дейтронного рассеяния, используя оптическую теорему и экстраполировав данные в точку нулевого импульса в системе центра масс, можно

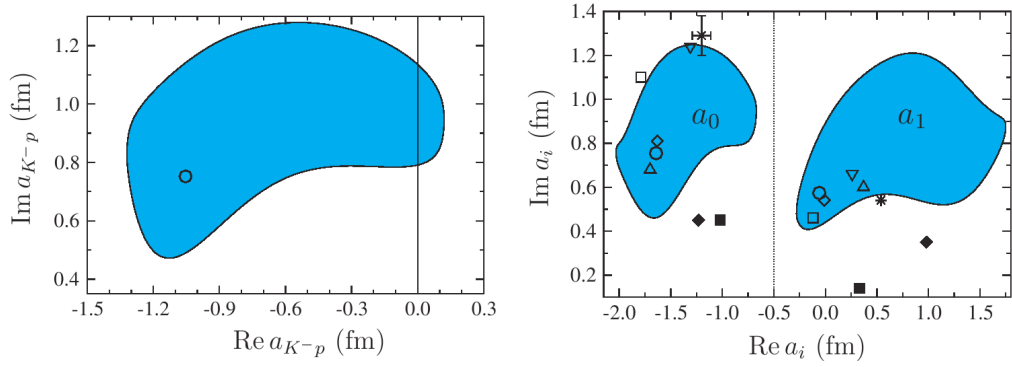


Рис. 1.13: Длина K^-p рассеяния полная (слева) и для рассеяния с $I=0$ и $I=1$ (справа). Контур демонстрируют точность, с которой эти величины известны на сегодняшний день [105].

извлечь только некоторое ограничение на мнимую часть амплитуды рассеяния [106] (рисунок 1.3). Однако такая экстраполяция представляется через чур упрощенной, так как в ней не учитывается влияние $\Lambda(1405)$ и $\Sigma(1385)$ гиперонов.

Другим источником знаний о $\bar{K}d$ длине рассеяния являются данные, полученные из экспериментов по наблюдению за каонным дейтерием и систематизированные в работе [107]. Типичные значения $a_{\bar{K}d} \approx 1.0 + i1.2$ фм, однако, разброс данных достаточно велик. Более того, извлеченная величина длины рассеяния очень сильно зависит от теоретических предположений, применяемых к экспериментальным данным.

Так же огромный интерес представляют данные, полученные сотрудничеством COSY-11 при измерении реакции $pp \rightarrow ppK^+K^-$ вблизи ее порога [103]. На рисунке 1.3 приведены измеренные отношения распределений по инвариантным массам для систем K^-p и K^+p . В случае, если нет различия во взаимодействии K^+ и K^- мезонов с протонами в конечном состоянии, это отношение должно составлять единицу. Полученные же данные явно свидетельствуют о сильном взаимодействии K^- мезона с протонной парой. К сожалению, из-за невысокой статистики данные не позволяют оценить силу взаимодействия, а также вклад трехчастичных сил в них.

Одним из важнейших вопросов $\bar{K}N$ взаимодействия является оценка влияния $\Lambda(1405)$ гиперона ($I(J^P)=0(\frac{1}{2}^-)$) на него, да и сама природа этого состояния вызывает многочисленные дискуссии. Particle Data Group приводит для него

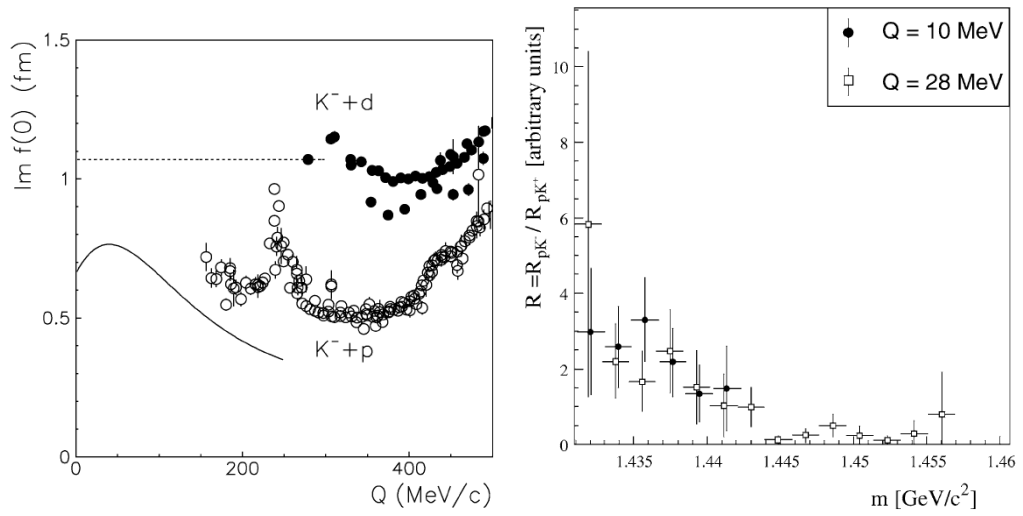


Рис. 1.14: Слева – мнимая часть амплитуды рассеяния K^-d и K^-p как функция импульса в системе центра масс реакций упругого рассеяния [106]. Сплошная линия решение для K^-p полученное в K -матричном подходе. Пунктирная линия экстраполяция для K^-d . Справа – отношения распределений по инвариантным массам для систем K^-p и K^+p , полученных сотрудничеством COSY-11 при измерении реакции $pp \rightarrow ppK^+K^-$ [103].

следующие характеристики [10]: масса $1406 \pm 4 \text{ МэВ}/c^2$ и ширина $50 \pm 2 \text{ МэВ}$. В обычной кварковой модели этот резонанс объясняется P -волновым q^3 барионом [108]. Также широко обсуждаются кандидатуры: $\bar{K}N$ -молекулярного состояния [109], более компактной пентакварковой структуры типа $q^4\bar{q}$ [110] и динамической генерации $\Lambda(1405)$ через $\bar{K}N$ перерассеяние [111]. В последнем случае этот резонанс может представлять собой перекрытие двух состояний с $I=0$ [112]. Таким образом, спектр распада $\Lambda(1405)$ очень сильно зависит от его внутренней структуры.

Ситуация становится еще интереснее, если в систему взаимодействующей пары $\bar{K}N$ добавить один или несколько нуклонов. В работе [2] было показано, что в этом случае потенциальная яма, описывающая взаимодействие антикаона с нуклонами, может становиться глубже и возможно формирование достаточно глубоких и узких связанных состояний. На рисунке 1.3 приведен расчет таких потенциалов для K^-p , K^-pp и K^-ppn систем. Более того, в настоящее время появились экспериментальные сведения [113], подтверждающие наличие такого состояния, по крайней мере в K^-pp системе¹.

Подводя итог изложенному, следует отметить необходимость получения новых экспериментальных данных о рождении каонных пар вблизи порога их образования. В настоящее время научная программа по исследованию рождения $K\bar{K}$ принята и реализуется на ускорителе COSY (Jülich, Германия). Она включает в себя измерение следующих реакций:

- $pp \rightarrow dK^+\bar{K}^0$, в которой возможно рождение $a_0^+(980)$ в промежуточном состоянии, а также возможно исследование $\bar{K}^0d$ взаимодействия.
- $pp \rightarrow ppK^+K^-$, чрезвычайно важной для проверки правила ОЦИ вблизи порога данной реакции, исследование K^-p , K^-pp и $K\bar{K}$ взаимодействия в конечном состоянии.
- $pn \rightarrow dK^+K^-$, рождение $a_0/f_0(980)$ резонансов и проверка правила ОЦИ вблизи порога рождения пар на нейтроне.

Спектрометр ANKE как нельзя лучше подходит для такого типа измерений.

¹Следует отметить, что данный эксперимент вызывает некоторые сомнения, так как вывод о наличии связанного состояния делается на основании лишь одной экспериментальной точки. При этом, несколько других точек на краю фазового объема просто отброшены в анализе.

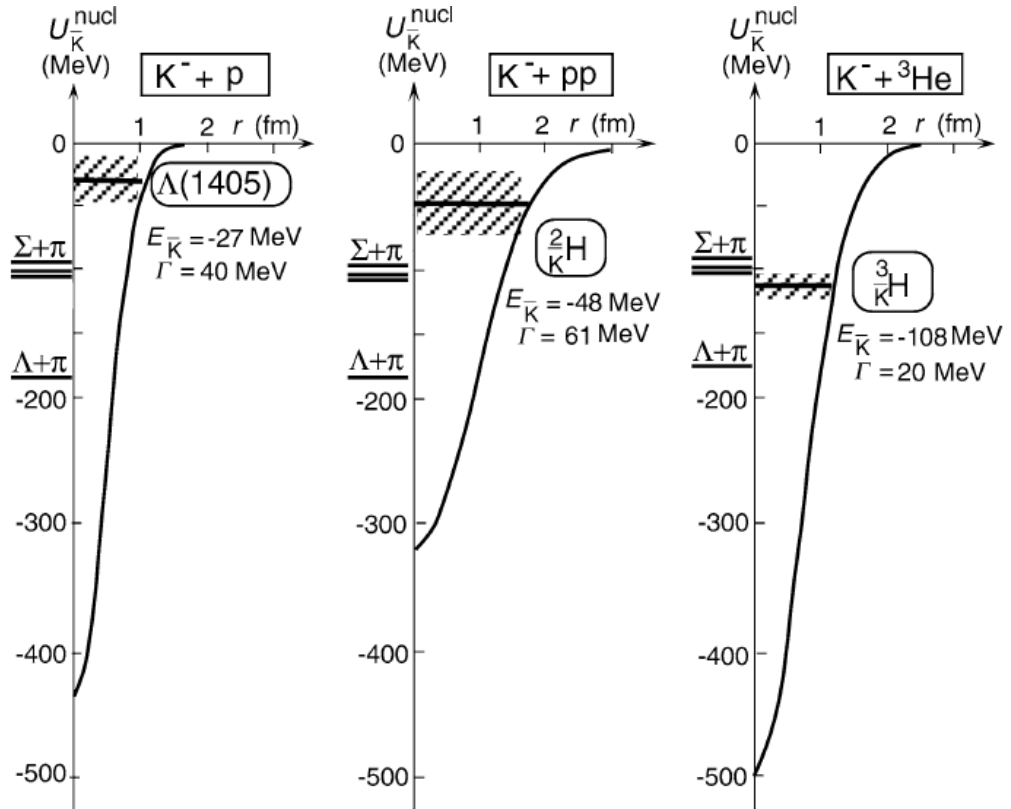


Рис. 1.15: Рассчитанные $\bar{K}N$ и $\bar{K}$ -ядерные потенциалы и уровни связанных состояний: $\Lambda(1405)$, ${}^2_{\bar{K}}\text{H}$ и ${}^3_{\bar{K}}\text{H}$ для систем $\bar{K}^-p$, $\bar{K}^-pp$ и $\bar{K}^-ppn$ соответственно [2]. Затемненные зоны отражают ширины состояний. Также показаны пороги эмиссии систем $\pi\Lambda$ и $\pi\Sigma$.

Глава 2

Постановка эксперимента.

Измерение сечений реакций $pp \rightarrow dK^+\bar{K}^0$, $pp \rightarrow ppK^+K^-$ и $pn \rightarrow dK^+K^-$ проводилось на спектрометре ANKE, расположенном в одной из прямых секций ускорительно-накопительного кольца COSY-Jülich (Германия). Непрерывно циркулирующий в кольце ускорителя высокоинтенсивный пучек протонов взаимодействовал с водородной или дейтеривой кластерной мишенью. Продукты реакции отклонялись полем спектрометрического магнита и регистрировались детекторными системами установки, состоящими из сцинтилляционных счетчиков и многопроволочных камер. Использование быстрого корреляционного времяпролетного триггера позволило подавить фоновые процессы, сократить поток записываемой информации, и, тем самым, существенно уменьшить мертвое время системы. Дальнейшая обработка информации о зарегистрированных событиях проводилась при помощи программы, позволяющей с помощью различных критериев идентифицировать частицы, выделять события из интересующих реакций, восстанавливать энергетические, импульсные и угловые спектры частиц, а также распределения по недостающим и инвариантным массам систем частиц.

2.1 Ускоритель COSY.

Схема ускорителя COSY (**Cooler Synchrotron**) [114] представлена на рисунке 2.1. Ускоритель является протонным синхротроном с накоплением ускоренного пучка вакуумной камере ионно-оптического кольца. В качестве инжектора и предускорителя используется циклотрон JULIC.

В настоящее время на синхротроне могут быть получены внутренние и вы-

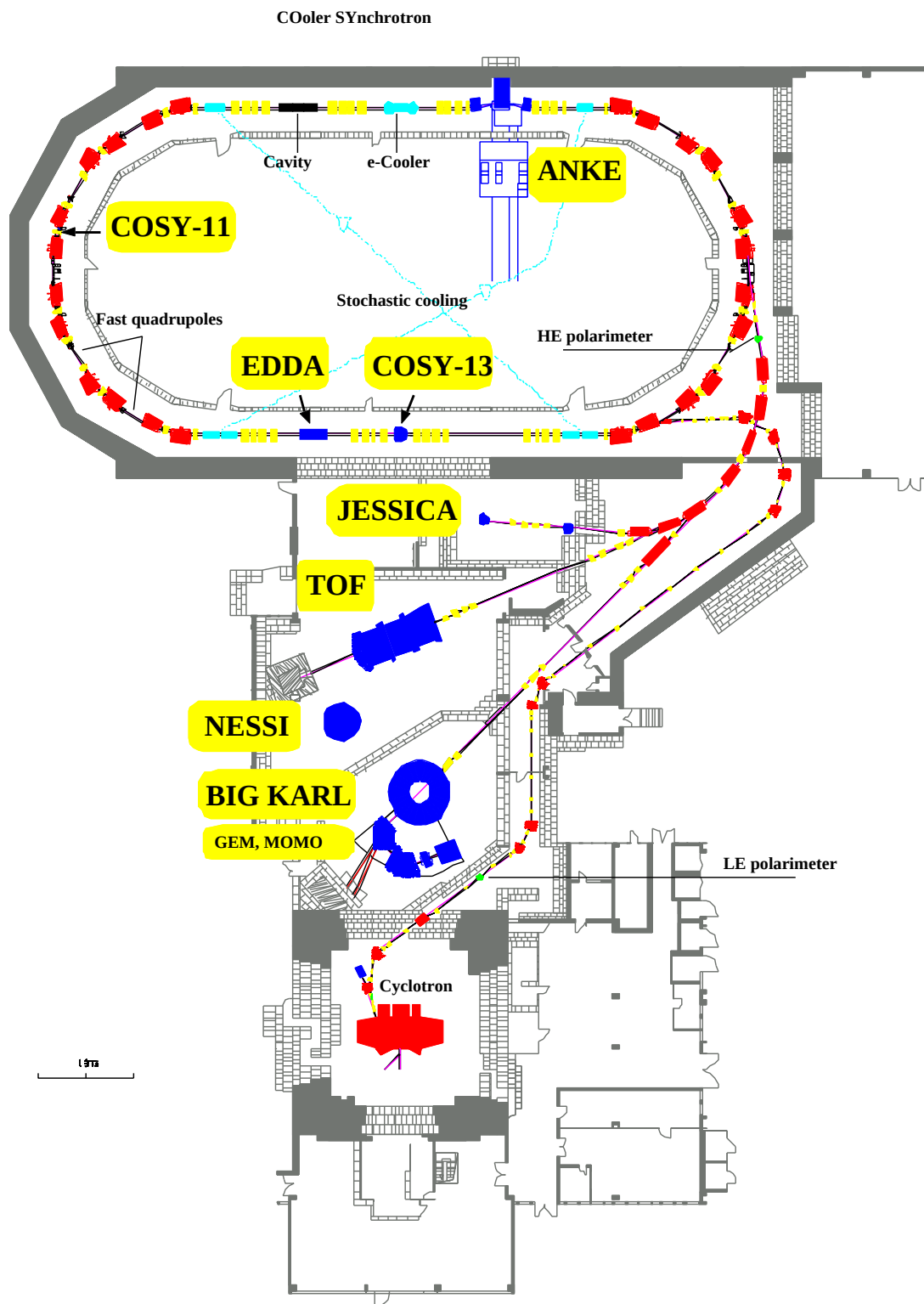


Рис. 2.1: Ускоритель COSY.

веденные пучки как неполяризованных, так и поляризованных протонов и дейтронов, с импульсом частиц в диапазоне от 294 до 3700 МэВ/с. Ускоритель оснащен системой электронного охлаждения, применяемой для пучков с импульсом до 615 МэВ/с, и стохастического охлаждения, применяемой свыше 1500 МэВ/с. Монохроматичность пучка составляет $\Delta p/p \approx 10^4$, а его диаметр равен 3 мм. Максимально достигнутая интенсивность пучка $\sim 6 \times 10^{10}$ накопленных в кольце частиц.

2.2 Спектрометр ANKE.

Магнитный спектрометр заряженных частиц ANKE (Apparatus for Nucleon and Kaon Ejectiles) [115] расположен на одной из прямых секций ускорителя. Он был разработан и создан в рамках международного сотрудничества научных работников в период с 1991 по 1997 годы и был введен в работу в 1998 году. Изначально он использовался для изучения подпороговых К-мезонов в протон-ядерных взаимодействиях, сечения рождения которых на шесть порядков меньше, чем сечения сопутствующих процессов, что наложило на организацию эксперимента следующие требования:

- высокая светимость,
- высокая степень и эффективность подавления фона,
- возможность регистрации нескольких частиц одновременно,
- селективный триггер, позволяющий осуществлять предварительный отбор полезных событий,
- максимально возможный угловой захват.

Система магнитов спектрометра включает в себя дипольные магниты D1, D2 и D3. D1 отклоняет циркулирующий пучок COSY на угол α и направляет его на мишень, расположенную между магнитами D1 и D2. Большой спектрометрический магнит D2 служит для измерения импульсов вторичных частиц, вылетающих вперед (включая 0°). Он отклоняет пучок на угол -2α , а магнит D3, идентичный D1, возвращает пучок на орбиту COSY, отклонив его на угол α . Использование разных сочетаний величины магнитного поля и угла α позволяет проводить измерения во всем диапазоне импульсов пучка, обеспечиваемом

ускорителем. Магнитное поле в D2 было измерено с точностью $\Delta B < 10^{-3} \text{ Т}$ на пространственной решетке, покрывающей апертуру магнита и значительное пространство вне ее. Кроме того, это поле, а также поля магнитов D1 и D3, в более широких пределах и с такой же точностью были рассчитаны с помощью программного пакета MAFIA.

В описываемом эксперименте использовалась водородная кластерная мишень. Типичный диаметр струи мишени не превышает 10 мм, а максимальная плотность составляет 10^{14} атомов/см² [116, 117]. Струя кластеров, проходящая через вакуумную трубу COSY, не окружена стенками, поэтому вторичные частицы попадают в вакуумную камеру D2, не испытав дополнительного рассеяния, что важно как для импульсного разрешения спектрометра, так и для фоновых условий. Размер области перекрытия струи и пучка определяется размером и положением пучка и ухудшает импульсное разрешение в допустимых пределах.

Детекторная система спектрометра схематически изображена на рисунке 2.2. Она состоит из:

1. Детектора низкоимпульсных положительно заряженных частиц. Этот детектор включает в себя 15 пробегных телескопов (PDS Telescopes на рисунках 2.2 и 2.3), расположенных в фокальной плоскости магнита D2 перпендикулярно траектории частиц, покидающих мишень под углом $\theta = 0^\circ$. Диапазон импульсов частиц, регистрируемых в телескопе, определяется шириной счетчиков (100 мм) и дисперсией магнита. Частицы, попадающие из мишени в один из сегментов, обладают одинаковым импульсом в пределах 5%. Частицы разного сорта (при одинаковом импульсе) имеют разные скорости и пробеги в веществе, что используется для их идентификации. Каждый из телескопов состоит из:

- стоповых счетчиков с пластическим сцинтиллятором толщиной 10 мм и шириной 100 мм для времяпролетных измерений. Высота счетчиков адаптирована под вертикальный захват магнита и варьируется от 520 мм до 1000 мм.
- ΔE -счетчиков с изменяющейся в интервале от 5 до 50 мм толщиной (остальные размеры как для стоповых счетчиков).
- вето-счетчиков толщиной 10 мм

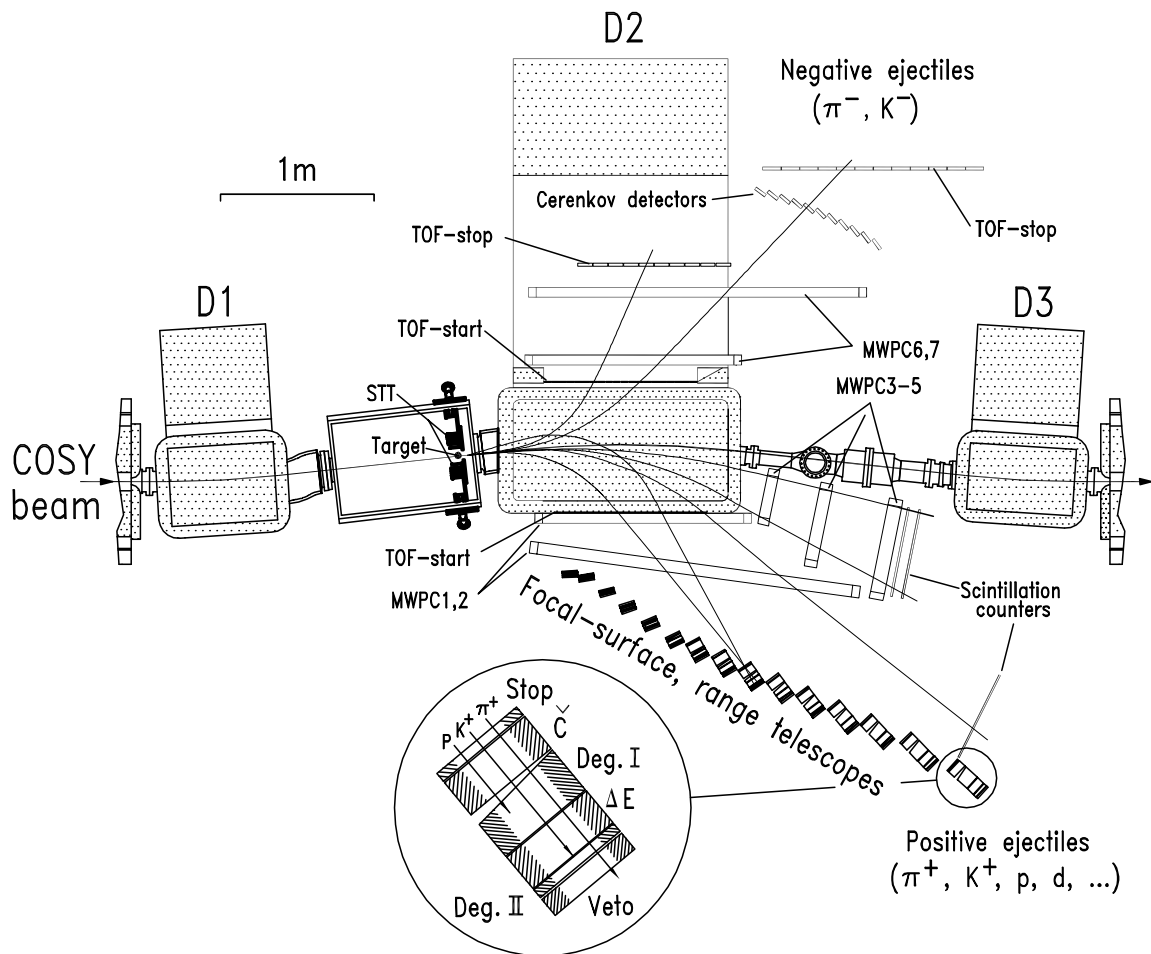


Рис. 2.2: Спектрометр ANKE.

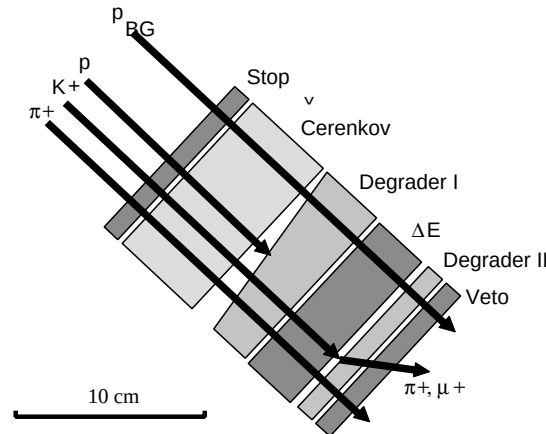


Рис. 2.3: Схема пробегового телескопа.

- двух пассивных поглотителей, изготовленных из меди, для оптимизации энергетических потерь в ΔE -счетчиках, разделения частиц по пробегам и компактности детектора вблизи фокальной плоскости.
- счетчиков для регистрации черенковского излучения (в данной работе не использовались) с радиатором из органического стекла (начиная с 9-го телескопа).

В качестве материалов для сцинтилляционных счетчиков использовался сцинтиллятор BC408, *Bicron*. Телескопы работают на совпадение с 23-мя сцинтилляционными стартовыми счетчиками (TOF-start на рисунке 2.2) (старт измерения времени пролета), расположенными вблизи выходного вакуумного окна (500 мкм алюминия). Каждый из счетчиков имеет угловой аксептанс от 2° до 6° , в зависимости от импульса частицы. Их толщина выбрана как компромисс между световыходом и многократным кулоновским рассеянием. Она увеличивается от 0.5 мм до 2 мм с ростом импульса. Высота и ширина счетчиков соответственно равна 270 мм и 50 мм (сцинтиллятор PILOT-U, *Nuclear Enterprises*). Для восстановления импульса и угла вылета частиц используются две многопроволочные пропорциональные камеры (PDS MWPC на рисунке 2.2) с чувствительными областями 350×1300 и 600×1960 мм². Первая камера расположена непосредственно за стартовыми счетчиками. Камеры имеют по три чувствительные плоскости, что вместе с межпроволочным расстоянием 2.54

мм определяет точность восстановления импульса $\Delta p/p \sim 3\%$.

2. Детектора для регистрации положительно заряженных частиц в диапазоне импульсов от 600 до 1000 МэВ/с, включающего два слоя по 6 сцинтилляционных счетчиков (BC408, *Bicron*). Размеры сцинтилляторов: высота – 1000 мм, ширина – 100 мм, толщина – 10 мм.
3. Детектора для регистрации высокоимпульсных положительно заряженных частиц (передний детектор, на рисунке 2.4 слева). Эта детекторная система состоит из двух годоскопов счетчиков (8 и 9 соответственно) из пластического сцинтиллятора полистирена высотой 360 мм. Ширина и толщина счетчиков переменная, что связано с резко увеличивающейся скоростью счета вблизи пучка ускорителя. Также, передний детектор содержит 3 пропорциональные камеры с межпроволочным расстоянием 1 мм и чувствительными областями 320×270 , 420×340 и 540×400 мм².
4. Детектора отрицательно заряженных частиц (на рисунке 2.4 справа), расположенного как внутри так и снаружи магнита D2 и работающего в диапазоне импульсов от 120 до 1000 МэВ/с. Данная детекторная система состоит из 20 стартовых и 22 стоповых сцинтилляционных счетчиков (10 внутри магнита и 12 вне), которые используются для отбора частиц по времени пролета и потерям энергии. Для регистрации трека заряженных частиц и восстановления их импульса между слоями счетчиков установлены две многопроволочные пропорциональные камеры. Также для разделения высокоимпульсных каонов и пионов используются 11 счетчиков черенковского излучения.

Все сцинтилляционные счетчики имеют радиаторы из пластического сцинтиллятора, просматриваемого с двух сторон ФЭУ. Для получения точной временной информации с верхнего и нижнего ФЭУ используются специальные формирователи со следящим порогом, дающие величины T_u и T_b . Поскольку последние зависят от вертикальной координаты частицы, а их сумма является постоянной величиной, для измерения времени пролета используется сигнал T_m от устройства временной привязки к середине изменяющегося интервала (так называемый *mean-timer*). Таким образом, для каждого счетчика регистрируются амплитуды Q_u и Q_b и времена T_u , T_b и T_m при наличии сигнала триггера. Структурная схема одного канала изображена на рисунке 2.5. В дополнение к

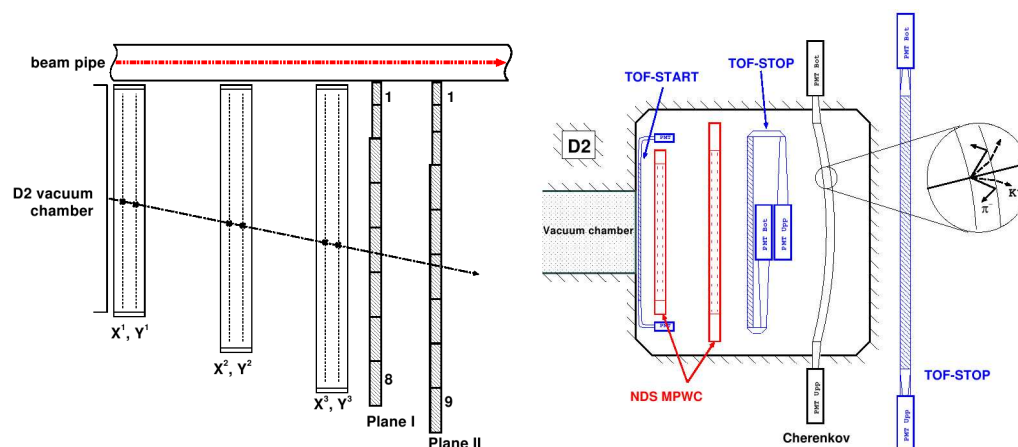


Рис. 2.4: Детектор высокоимпульсных частиц (слева) и детектор отрицательно заряженных частиц (справа).

этому, из разности времен ФЭУ может извлекаться информация о вертикальной координате (разрешение порядка 30 мм для стоповых счетчиков).

Быстрые триггера предварительного отбора событий, использовавшиеся в данной работе, вырабатывались при одновременном срабатывании нескольких детекторных систем:

- С помощью быстрых схем совпадения сигналов индивидуальных стартовых и стоповых счетчиков низкоимпульсной и боковой детекторных систем спектрометра отбирались частицы со временем пролета, близким ко времени пролета K^+ -мезонов в пределах $2.5 \div 3.0$ нс с точностью и долговременной стабильностью не хуже 0.1 нс.
- Полученный сигнал рассматривался на совпадение с сигналами с детектора высокоимпульсных частиц.
- Для реакций с образованием K^+K^- пар полученный сигнал рассматривался на совпадение со стоповыми счетчиками детектора отрицательно заряженных частиц.

Данный быстрый триггер вырабатывал временное окно длительностью 100 нс, в которое попадают временные и амплитудные сигналы со всех ФЭУ четырех подсистем детектора, сигналы со всех пропорциональных камер, а также информация с мониторов, позволяющих осуществлять относительное мониторирование взаимодействия пучка с мишенью (монитор организован совпадением стоповых счетчиков $2 \div 5$, смотрящих прямо на мишень).

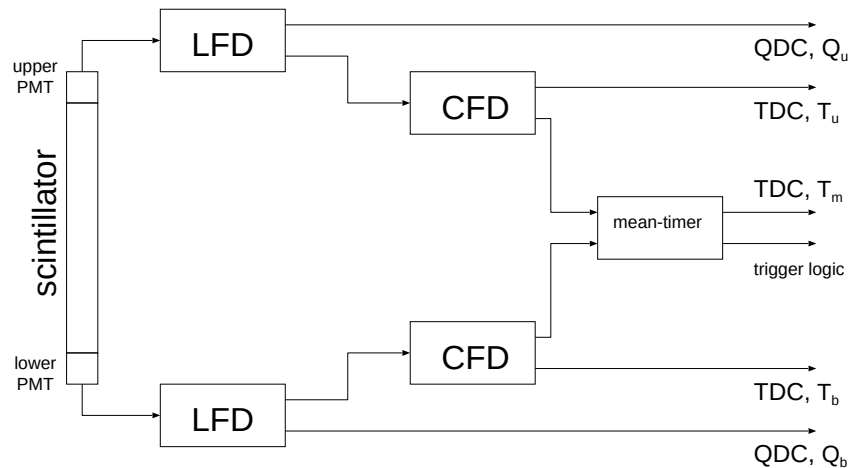


Рис. 2.5: Структурная схема считывания одного канала.

Многокрейтовая система сбора данных поддерживает электронные системы типа CAMAC, Fastbus и VME. Она рассчитана на работу при относительно высокой частоте входных триггеров и размере события, не превышающем 5 кбайт. При полной загрузке 10^4 триггеров в секунду, $\sim 50\%$ событий может быть записано на ленту, а среднее время считывания одного события составляет $\sim 100\mu$ сек. Детекторные системы считываются параллельно при помощи INTEL-совместимых персональных компьютеров, работающих под управлением UNIX (NetBSD). Данные передаются в кластерах под-событий по Fast-Ethernet сети для построения события и записываются на магнитную ленту с использованием быстрого устройства записи DLT, либо на жесткий диск. Для обеспечения корректного построения событий каждая система считывания использует синхронизационный модуль.

Система сбора данных позволяет одновременно с записью передавать копию данных по компьютерной сети для анализа. Для on-line контроля параметров детекторной системы использовалась программа, написанная на C++. Для вывода спектров использовались программные пакеты PAW++ и ROOT. Контролируемые спектры включали в себя: амплитудные и временные распределения в каналах всех счетчиков годоскопа, распределения проволочных и стриповых кластеров в пропорциональных камерах, оценку эффективности камер. Кроме того, в режиме реального времени была также доступна информация о частоте входных и выходных триггеров. Данные были записаны блоками (run), содержащими $\sim 10^6$ событий каждый, на магнитную ленту или жесткий диск.

Во время измерений каждого блока систематически контролировались рабочие параметры кластерной мишени и интенсивность протонного пучка.

2.3 Отбор K^+ -мезонов.

Пробежные телескопы расположены в фокальной плоскости магнита, и поэтому каждый телескоп регистрирует частицы в узком диапазоне импульсов. В таблице 2.1 приведены импульсы частиц, регистрируемых телескопами при напряженности магнитного поля 1.6 Тл.

Таблица 2.1: Интервалы импульсов частиц, регистрируемых телескопами при напряженности магнитного поля 1.6 Тл.

Номер телескопа	p , МэВ/с	Номер телескопа	p , МэВ/с	Номер телескопа	p , МэВ/с
1	150 — 170	6	272 — 310	11	430 — 477
2	174 — 210	7	301 — 347	12	466 — 515
3	200 — 244	8	330 — 374	13	501 — 552
4	223 — 260	9	362 — 407	14	539 — 587
5	255 — 286	10	394 — 442	15	574 — 626

Диапазон импульсов, регистрируемых телескопами с низшими номерами, шире, чем для телескопов с высокими, так как они расположены не в фокальной плоскости.

На рисунке 2.6 представлены типичные спектры временных и амплитудных сигналов для сцинтилляторов детектора низкоимпульсных частиц.

По разнице значений сигналов T_m для стартовых и стоповых счетчиков определяется время пролета частицы между ними. Так как частицы, попадающие в телескоп, обладают примерно одинаковыми импульсами, в спектре времен пролета должны наблюдаться три пика, формируемые соответственно π^+ - и K^+ -мезонами и протонами. К сожалению, помимо частиц, приходящих прямо из мишени, существует довольно большая компонента рассеянного фона. Основную часть такого фона составляют протоны, рассеянные на элементах

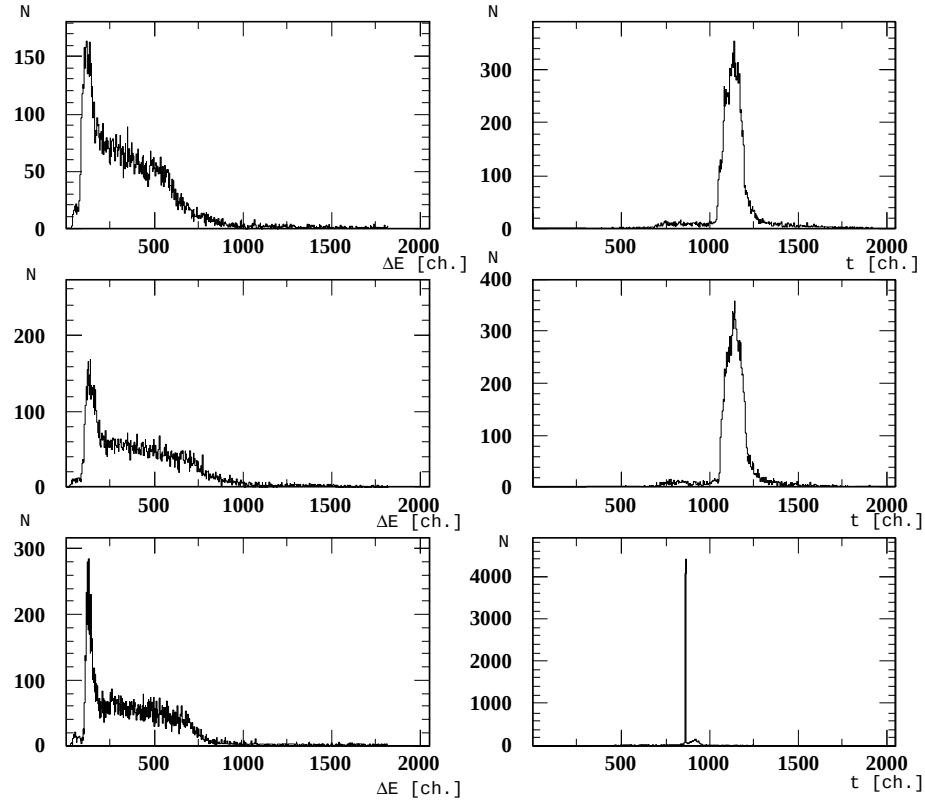


Рис. 2.6: Спектры значений T_u , T_b , T_m , Q_u , Q_b , $Q_u + Q_b$ для стопового счетчика #9.

конструкции спектрометра. После рассеяния на большие углы такие протоны могут легко оказаться на месте каонов во времяпролетном спектре.

Подавление такого фона осуществляется за счет информации о вертикальном угле прошедшей частицы, которая поступает с боковых многопроволочных пропорциональных камер. Строго говоря, получаемый таким образом угол больше истинного вертикального угла из-за многократного кулоновского рассеяния на воздухе и элементах детекторной системы. На рисунке 2.7 представлено типичное распределение частиц по вертикальному углу в детекторе низкоимпульсных частиц. Хорошо виден пик от частиц пришедших прямо из мишени и не испытывавших рассеяние на большие углы.

После отбора частиц по вертикальному углу K^+ -мезонный пик виден во времяпролетном спектре для отдельных старт-стоповой комбинаций (рисунок 2.8). Хорошо видны временные ворота задаваемые онлайн триггером, а также сигналы от π^+ -мезонов и протонов, лежащие вне этих ворот. Причина появ-

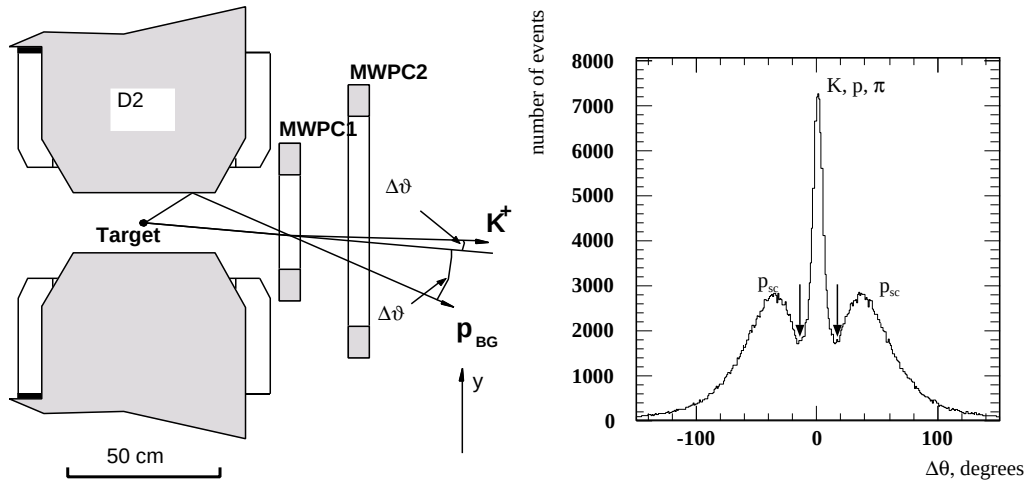


Рис. 2.7: Спектр вертикальных углов частиц в зарегистрированных телескопах детектора низкоимпульсных частиц. Стрелками показаны границы "резки" по данному параметру.

ления данных сигналов состоит в том, что каждый из них скоррелирован по времени прихода с какой-либо "истинной" комбинацией, не обязательно той, в который мы их видим.

Для определения положения каонного пика во времяпролетном спектре для каждой старт-стоповой комбинации используется информация о разнице времен прихода сигналов между стоповым и вето счетчиками, принадлежащими одному телескопу. Как уже отмечалось выше, толщины пассивных поглотителей и счетчика потери энергии подобраны таким образом, чтобы K^+ -мезоны останавливались в них, и продукты их распадов (в 95% случаев это пион или мюон) могли быть зарегистрированы в вето-счетчике. На рисунке 2.9 представлен типичный спектр разницы времен прихода сигналов со стопового и вето счетчиков. На рисунке хорошо виден пик от быстрых частиц, проходящих поглотители насквозь, не останавливаясь, и задержанный сигнал экспоненциальной формы от продуктов распада K^+ -мезона.

Критерий задержанного сигнала вето и отбор частиц по вертикальному углу позволяет выделить практически чистый каонный сигнал. К сожалению, эффективность данного критерия определяется телесным углом, под которым вето-счетчик виден из счетчика потери энергии и поглотителя, и составляет менее 20 процентов. В данной работе критерий задержанного вето-сигнала ис-

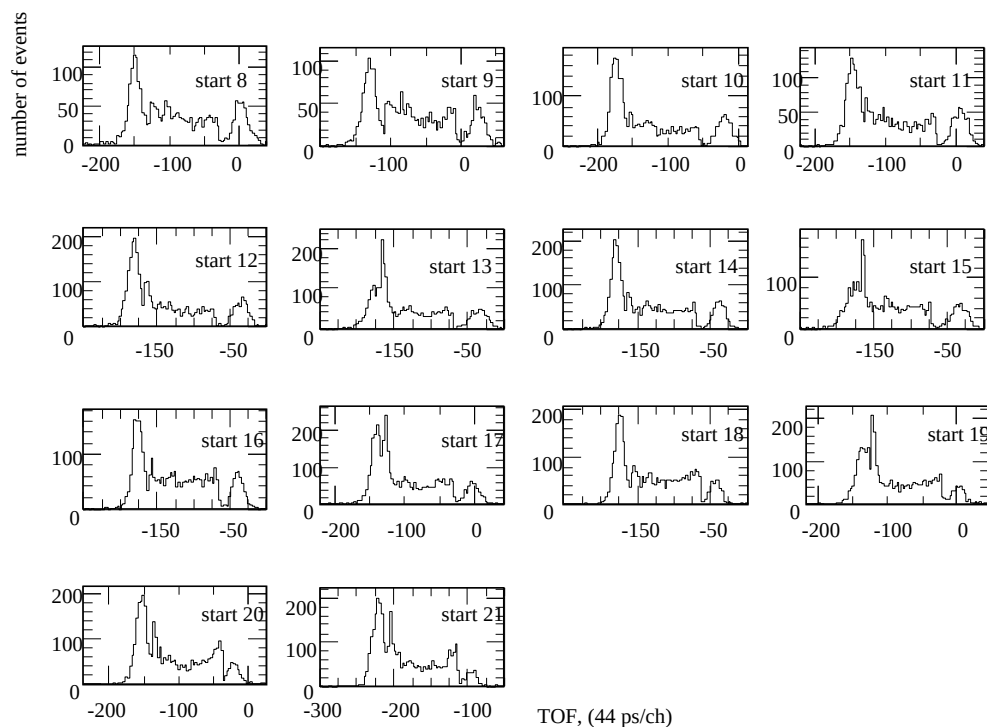


Рис. 2.8: Спектр времен пролета между стартовыми счетчиками, включенными в аппаратный триггер, и стоповым счетчиком телескопа #13.

пользовался только для настройки других критериев и для определения эффективности боковых камер.

После определения положения каонного пика становится возможным просуммировать времяпролетные спектры для всех используемых в анализе старт-стоповых комбинаций и определить параметры отбора каонов по данному критерию.

В итоге, для отбора K^+ -мезонов в детекторе низкоимпульсных частиц применялись следующие критерии:

- Времяпролетный критерий (± 20 каналов от положения центра каонного пика в каждой старт-стоповой комбинации).
- Отбор по "вертикальному" углу (± 10 градусов).
- Потери энергии в стоповом счетчике телескопа.
- Потери энергии в ΔE -счетчике телескопа.

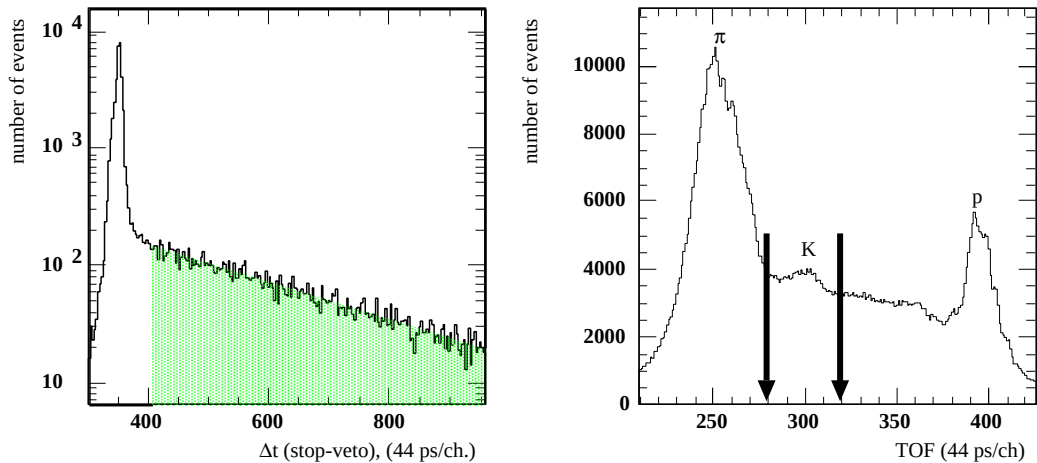


Рис. 2.9: а) Спектр разницы времен прихода сигналов со стопового и вето счетчиков для телескопа #13. б) Суммарный времяпролетный спектр для всех пробегных телескопов.

Боковой детектор состоит из двух стенок по 6 сцинтилляционных счетчиков в каждой. В нем отсутствует возможность отбора чистых каонов с помощью техники задержанного вето и так же в нем ниже эффективность отбора событий по потери энергии. Однако если отобрать частицы по вертикальному углу с помощью пропорциональных камер и потребовать наличия коррелирующей частицы (протона) в детекторе высокоимпульсных частиц, то каонный пик хорошо выделяется.

Для отбора K^+ -мезонов в боковом детекторе применялись следующие критерии:

- Регистрация частиц в обеих стенках бокового детектора (во второй стенке использовались лишь четыре верхних счетчика).
- Времяпролетный критерий.
- Отбор по "вертикальному" углу (± 10 градусов).
- Потери энергии в стоповом сцинтилляционном счетчике.

Как видно из суммарных времяпролетных спектров (рисунки 2.9б и 2.10), после применения описанных критериев отбора под каонным пиком остается достаточно большое число фоновых частиц. Дальнейшее подавление фона обес-

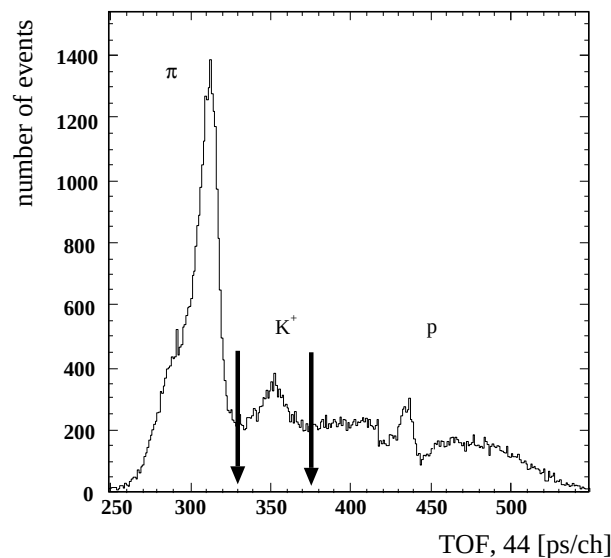


Рис. 2.10: Суммарный времяпролетный спектр для бокового детектора. Стрелками показаны границы "резки" по данному параметру.

печивается за счет отбора дейтронов в переднем детекторе, коррелирующих с уже отобранными частицами в телескопах и боковом детекторе.

2.4 Отбор высокоимпульсных частиц, коррелирующих с K^+ –мезонами

Протоны и дейтоны из исследуемых реакций регистрировались в детекторе высокоимпульсных частиц (переднем детекторе). В качестве стартового сигнала для совпаденческого триггера использовался сигнал со стоповых счетчиков телескопов и бокового детектора. Для каждой стоп-стоповой комбинации определялось положение протонного пика, после чего спектры для индивидуальных комбинаций суммировались.

По причине широкого импульсного диапазона частиц, попадающих в передний детектор, невозможно провести разделение между протонами и дейтронами по разнице времен прихода сигналов со стоповых счетчиков бокового и переднего детекторов (Δt) и энергетическим потерям частиц в переднем детекторе (ΔE).

Для выделения дейтонов применялось двумерное распределение " Δt –

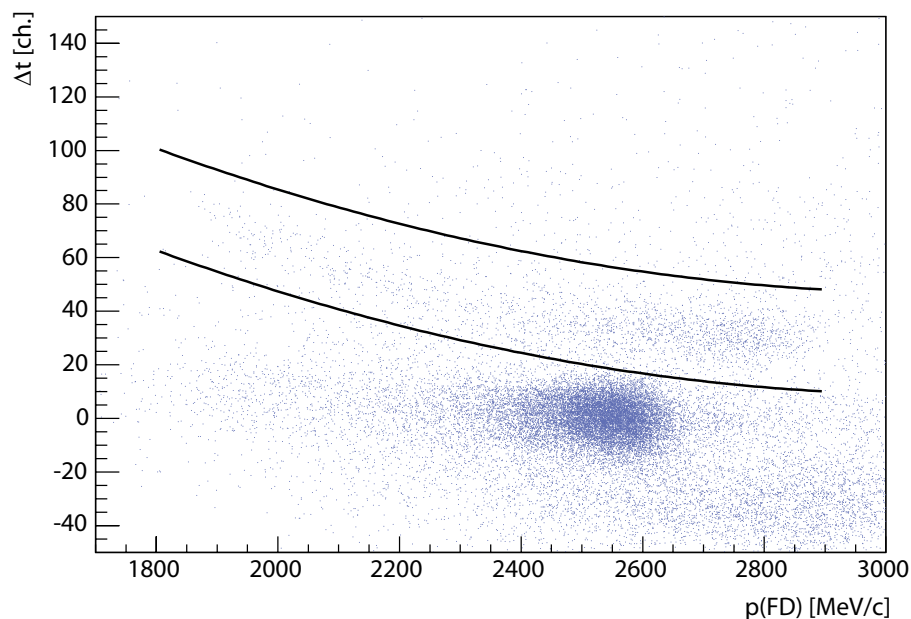


Рис. 2.11: Зависимость " Δt – импульс" для частиц, регистрируемых в переднем детекторе.

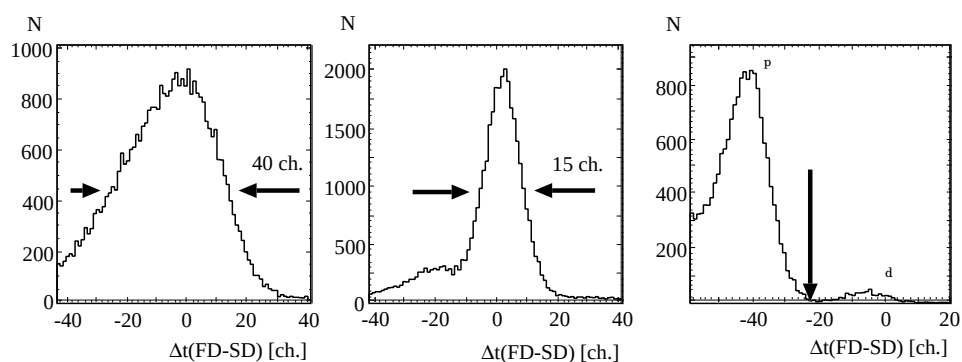


Рис. 2.12: Проекция двумерного распределения " (Δt) – импульс" на плоскость перпендикулярную к оси: а) протонной линии (без коррекции); б) протонной линии (с коррекцией); в) дейтронной линии (с коррекцией). При получении данных спектров использовалась техника "задержанного вето-сигнала".

импульс", построенное для Δt с учетом разницы длин для различных траекторий частиц, регистрируемых в боковом детекторе и телескопах. На этом распределении, представленном на рисунке 2.11, хорошо видны две полосы, соответствующие протонам и дейтронам.

Разница длин траекторий для частиц, провзаимодействовавших с одним и тем же стоповым счетчиком, в первом приближении пропорциональна синусам вертикального и горизонтального углов вылета частицы. Таким образом, для каждого корреляционного события разница времен прихода сигналов с годоскопов сцинтилляторов переднего детектора и стопового счетчика в положительном плече спектрометра определялась по формуле:

$$\Delta t = T_{FD} - T_{SD} - C_{FD,SD} - \Delta_{SD}, \quad (2.1)$$

где:

- T_{FD} и T_{SD} — сигналы mean-timer для переднего детектора и детектора положительно заряженных частиц, соответственно,
- $C_{FD,SD}$ — индивидуальный для каждой стоп-стоповой комбинации коэффициент, помещающий пик в нулевой канал на суммарном спектре,
- Δ_{SD} — корректирующий коэффициент, зависящий от длины траектории частицы в положительном плече спектрометра:

$$\Delta_{SD} = K_1 \sin \theta_{hor} + K_2 |\sin \theta_{vert}| + K_3. \quad (2.2)$$

Коэффициенты K_1, K_2 и K_3 подбирались индивидуально для каждого стопового счетчика. После применения описанной коррекции удалось добиться сужения протонной полосы почти в три раза (см. рисунок 2.12).

Помимо описанного выше критерия для дейтронов в переднем детекторе применялся критерий энергетических потерь в годоскопах сцинтилляторов. При настройке этого критерия использовалась техника "задержанного вето-сигнала".

Восстановление импульса частицы в переднем детекторе описано в работе [120]. Оно требует знания координат трека с высокой точностью. Поэтому для уточнения геометрических параметров установки, связанных с восстановлением импульса, использовалась специальная процедура их определения (калибровка) с использованием хорошо идентифицируемых процессов, кинематика которых могла быть полностью восстановлена. При измерении дифференциального сечения для калибровки использовались данные, полученные в

отдельном измерении на водородной кластерной мишени при энергиях протонного пучка $T_p = 0,5$ и $2,65$ ГэВ. Измерение при нижней энергии использовалось также для калибровки энергетических потерь в сцинтилляционном годоскопе.

2.5 Отбор K^+K^- корреляций.

Так как разрешение, достижимое во времяпролетном спектре, построенном для старт-стоповых комбинаций детектора отрицательно заряженных частиц, составляет величину порядка 1 нс и не позволяет разделить пионы и каоны в диапазоне импульсов свыше 500 МэВ/с, для идентификации использовалась разница между приходами сигналов от частиц в этом детекторном модуле и K^+ мезонами.

Номера засвеченных стартовых и стоповых сцинтилляционных счетчиков в детекторах положительно и отрицательно заряженных частиц определяют траектории частиц. Знание этих номеров и знание импульсов частиц, получаемое при обработке информации с пропорциональных камер, позволяет рассчитать разницу времен прихода этих частиц (если бы они были каонами) на стоповые счетчики¹. Сравнивая расчетную разницу и экспериментально измеренное значение можно отделить K^+K^- корреляции от $K^+\pi^-$, как это показано на рисунке 2.13. Достигнутое временное разрешение составляет порядка 550 пс.

2.6 Идентификация реакций.

События, принадлежащие реакции $pp \rightarrow ppK^+K^-$, идентифицировались по пику, расположенному на месте массы протона, в спектрах недостающих масс систем зарегистрированных pK^+K^- событий (см. рисунок 2.14). Фон под пиком оценивался как 5% (для $T_p = 2.65$ ГэВ), 12% (для $T_p = 2.70$ ГэВ) и 18% (для $T_p = 2.83$ ГэВ), соответственно.

События, принадлежащие реакции $pp \rightarrow dK^+\bar{K}^0$, идентифицировались по пику, расположенному на месте массы нейтрального каона, в спектре недостающих масс системы зарегистрированных dK^+ событий (см. рисунок 2.15). Фон под пиком оценивался 13%. Для улучшения разрешения спектров инвариант-

¹ Абсолютная временная калибровка проводится при помощи $\pi^+\pi^-$ корреляционных событий.

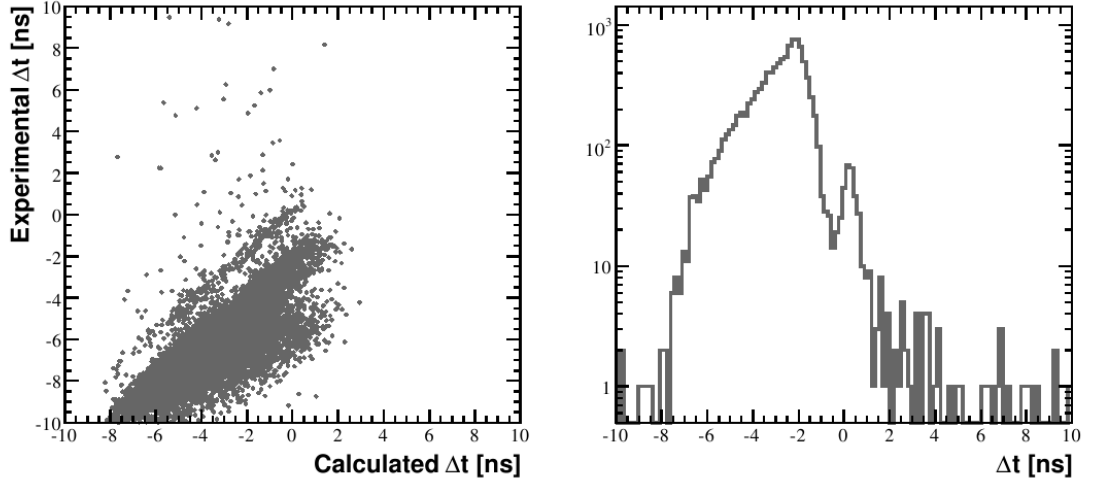


Рис. 2.13: Расчетная и экспериментально измеренная разницы прихода частиц на стоповые счетчики детекторов положительно и отрицательно заряженных частиц (слева). Справа, проекция на K^+K^- дорожку.

ных масс применялась процедура кинематического фитирования, описанная в Приложении А.

Идентификация событий реакции $pn \rightarrow d\phi \rightarrow dK^+K^-$ проходила в два этапа. Сначала при помощи спектра недостающей массы отобранных dK^+K^- событий отбирались события реакции $pd \rightarrow dK^+K^-p$. Как видно из рисунка 2.16а пик в районе массы протона практически не содержит фона (менее 3%). Следующим шагом выбирались события, в которых K^+K^- пара образовывалась в результате распада ϕ мезона. Этот отбор осуществлялся при помощи резки по инвариантной массе K^+K^- системы (рисунок 2.16b), в которой пик ϕ от

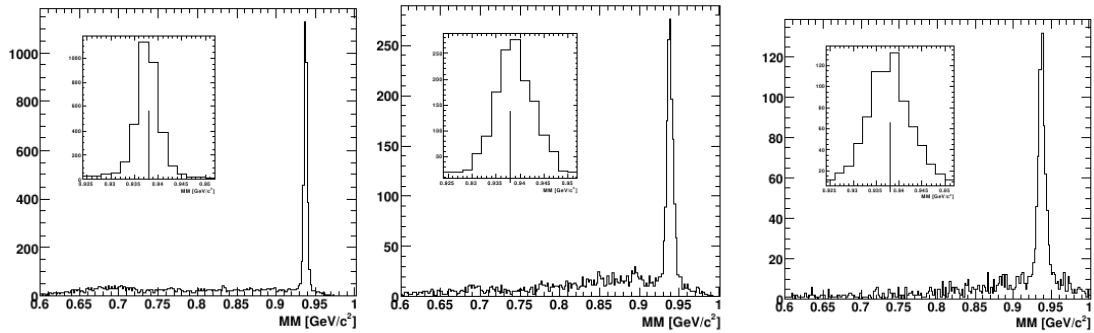


Рис. 2.14: Спектры недостающих масс систем зарегистрированных pK^+K^- событий для pp взаимодействия при $T_p = 2.65, 2.70$ и 2.83 ГэВ, (слева направо).

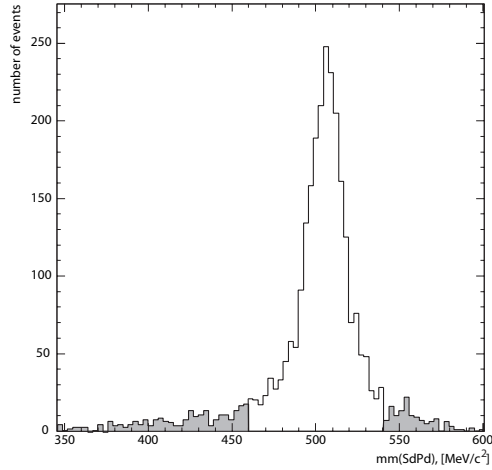


Рис. 2.15: Спектр недостающих масс системы dK^+ для pp взаимодействия.

мезона хорошо выделяется – вклад фона 8%. Распределение по импульсу для нерегистрируемых протонов совпадает с распределением предсказанным спектаторной моделью (рисунок 2.16с), следовательно данная модель применима для описания реакции. Для каждого выделенного события была рассчитана энергия возбуждения (рисунок 2.16d). Таким образом, проводя измерения при фиксированной энергии пучка, удалось измерить зависимость сечения реакции $pn \rightarrow d\phi$ в области энергий возбуждения от 0 до 60 МэВ.

2.7 Акцептанс ANKE.

Определение геометрического акцептанса спектрометра ANKE проводилось методом математического моделирования. Экспериментальная установка была описана при помощи пакета программ GEANT, который позволяют осуществлять моделирование траектории заряженных частиц в магнитном поле спектрометра.

При проведении моделирования были выбраны те же условия, как и при отборе экспериментальных событий. Каоны регистрировались в телескопах и в боковом детекторе (в обеих стенках сцинтилляторов), были задействованы те же самые старт-стоповые комбинации и критерий отбора по вертикальному углу. Кроме того, учитывалась возможность распада K^+ -мезона.

Величина полного акцептанса зависит как от геометрии экспериментальной

установки, так и от типа реакции, и в общем виде определяется формулой:

$$\alpha_{tot} = \frac{\int R(x_1, \dots, x_n) \alpha(x_1, \dots, x_n) dx_1 \cdots dx_n}{\int R(x_1, \dots, x_n) dx_1 \cdots dx_n}, \quad (2.3)$$

где

$x_1, \dots, x_n$ - набор независимых кинематических переменных, описывающих конкретную реакцию,

$R(x_1, \dots, x_n)$ - распределение по фазовому объему для данной реакции,

$\alpha(x_1, \dots, x_n)$ - дифференциальный аксептанс экспериментальной установки как функция выбранных переменных.

Если интересно распределение аксептанса по одной из кинематических переменных, например $\alpha(x_1)$, то интегрирование в формуле 2.3 следует вести по всем переменным кроме x_1 .

Существует два основных подхода к определению аксептанса установки. Первый заключается в разбиении всего (в общем случае n -мерного) фазового объема на n -мерную матрицу. В предположении того, что распределение по фазовому объему слабо меняется в пределах ячейки этой матрицы, можно с помощью Монте-Карло моделирования получить аксептанс для каждой из ячеек и далее поправлять на него экспериментально измеренное количество событий в каждой из ячеек. Очевидно, что данный подход хорош, когда, во-первых, набранная статистика велика, что позволяет увеличить число элементов разбиения, а, во-вторых, отсутствуют ячейки с нулевым аксептансом.

Второй подход заключается в том, что известна некоторая параметризация для функции $R(x_1, \dots, x_n)$. Параметры данной модели подбираются путем сравнения распределений по переменным $x_1, \dots, x_n$, полученных экспериментально, с распределениями полученными в результате Монте-Карло моделирования, в которое в качестве начального распределения закладывается параметризация $R(x_1, \dots, x_n)$. Данный подход был использован для анализа реакции $pp \rightarrow dK^+ \bar{K}^0$.

2.8 Абсолютная нормировка.

Частота появления событий ядерных реакций при экспериментах на ускорителях пропорциональна их сечению σ_{int} . Коэффициент пропорциональности

называют светимостью:

$$R = L \cdot \sigma_{int}. \quad (2.4)$$

Этот фактор отражает полное число взаимодействий между частицами пучка и мишени и может быть вычислен по формуле:

$$L = J_{beam} \cdot N_{target}, \quad (2.5)$$

где J_{beam} поток частиц пучка, а N_{target} эффективная толщина мишени.

Основным методом определения светимости является параллельная (с основной) регистрация событий реакции с уже известным сечением. Так, для всех типов реакций выполняется равенство

$$L = \frac{N}{A \cdot \epsilon \cdot \sigma} = \frac{N'}{A' \cdot \epsilon' \cdot \sigma'}, \quad (2.6)$$

где N зарегистрированных событий, A – геометрическая эффективность регистрации (аксептанс), ϵ – эффективность систем регистрации.

В качестве опорных реакций использовались упругие pp и pd взаимодействия. Для них был организован специальный триггер (отбор событий налету). Упругорассеянные протоны регистрировались в высокоимпульсном детекторе в области полярных углов (θ) от 5 до 9 градусов. При этих условиях геометрическая эффективность регистрации (аксептанс) спектрометра ANKE составляет порядка 20% диапазона азимутального угла (ϕ). Измеряемый диапазон угла θ был разбит на 8 частей, и для каждой были определены светимости, которые были затем усреднены.

Для зафиксированных углов θ в спектрах угла ϕ были выбраны области стопроцентного аксептанса (см. рисунок 2.17a). Пик протонов, испытавших упругое соударение, очень хорошо виден в спектре недостающей массы для высокоимпульсных частиц (см. рисунок 2.17b). Данный пик располагается на фоновой подложке 3% .

Для pp -взаимодействий два набора дифференциальных сечений были использованы в расчетах: решение программы SAID – аппроксимация упругих сечений для разных энергий пучка и угловых диапазонов [118] и сечения приведенные в работе [119]. Эти значения различаются на величину порядка 20%, но их угловая независимость идентична и, как видно из рисунка 2.17с, совпадает с экспериментально полученной.

Таблица 2.2: Вклад различных составляющих в общую погрешность для расчета светимости через измерения упругих pp и pd взаимодействий.

Источник ошибки	Относительная погрешность
Эффективность детектора	5%
Акцептанс	8%
Статистический вклад	2%
Фон	3%
σ_{el}	2%

Полученные значения светимости были проверены методом частотного сдвига. Данный метод базируется на том, что число частиц в пучке пропорционально току пучка, который может быть определен по создаваемому им магнитному полю,

$$J_{beam} = \frac{I_{beam}}{q}, \quad (2.7)$$

а эффективная плотность мишени может быть определена через потери энергии частицами пучка, приводящее к их замедлению¹.

$$N_{target} = \frac{1 + \gamma}{\gamma} \cdot \frac{1}{\eta} \cdot \frac{1}{\frac{dE}{dx} \cdot m} \cdot \frac{T_0}{f_0^2} \cdot \frac{\Delta f}{\Delta t}. \quad (2.8)$$

Здесь γ – релятивистский фактор, η – параметр ускорителя, зависящий от импульса ускоряемой частицы, $\frac{dE}{dx}$ – удельные потери энергии частицами пучка в материале мишени, m – масса ускоряемой частицы, T_0 начальная кинетическая энергия частиц пучка, f_0 – начальная частота вращения пучка в синхротроне, Δf – сдвиг частоты вращения за время Δt . Полученное значение светимости корректируется на замедление пучка на остаточном газе ускорителя и гало мишени. Эта поправка в 10 раз меньше основного эффекта.

Для сравнения результатов, полученных при измерении сечения упругого рассеяния L_{el} и при применении метода частотного сдвига $L_{F.S.}$, использовалась

¹Фактически речь идет о рассеянии частиц пучка на очень малые углы, меньшие чем угол захвата оптической системы ускорителя.

Таблица 2.3: Вклад различных составляющих в общую погрешность для метода частотного сдвига.

Источник ошибки	Типичное значение параметра	Относительная погрешность
Ток пучка	10 мА	1%
$\Delta f/f$	0.6 Гц/с	3%
η	-0.103	5%
Остаточный газ	10^{14} см^{-2}	3%
dE/dx		1%

следующая формула:

$$D = \frac{L_{F.S.} - L_{el}}{L_{F.S.}}. \quad (2.9)$$

Для pp взаимодействия эта величина составила 27% при использовании решения программы SAID и 5% при использовании дифференциальных сечений, измеренных в работе [119]. Для pn измерения величина D оказалась меньше 5%. Полученные значения интегральных светимостей для изучаемых реакций приведены в таблице 2.4.

Таблица 2.4: Интегральные светимости.

Реакция	$T_p, \text{ GeV}$	$L_{int}, \text{ пб}^{-1}$
$pp \rightarrow ppK^+K^-$	2.65	19.2
	2.70	9.7
	2.83	6.4
$pp \rightarrow dK^+\bar{K}^0$	2.65	3.3
	2.83	7.5
$pn \rightarrow d\phi$	2.65	23.0

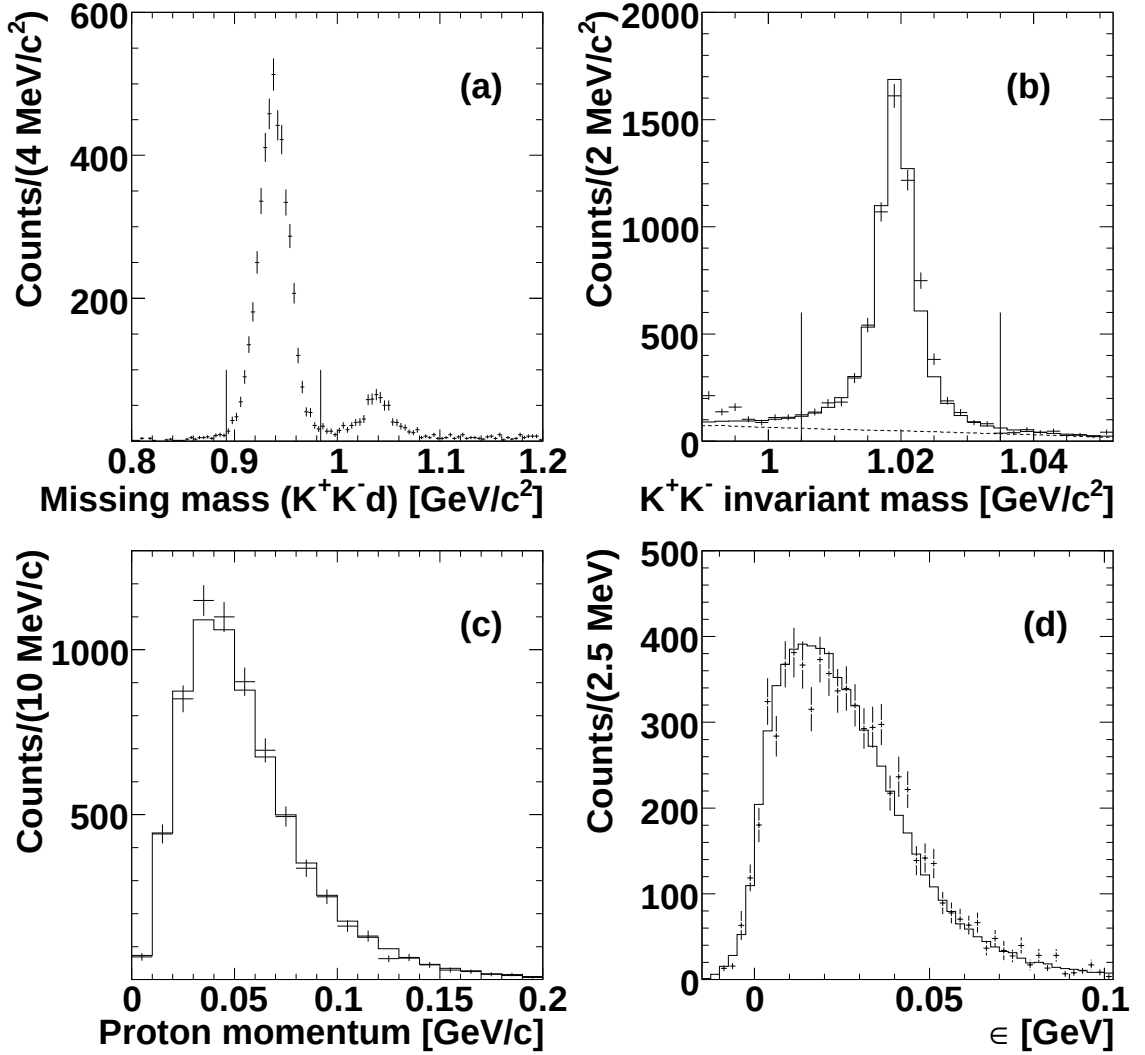


Рис. 2.16: а) Спектр недостающих масс системы dK^+K^- для pd взаимодействия. Стрелками показаны пределы резки по протонному пику. б) Инвариантная масса K^+K^- системы для отобранных $pd \rightarrow dK^+K^-p$ событий. Стрелками показаны пределы резки по пику от ϕ мезонов. Линия соответствует фоновому (не- ϕ -мезонному) вкладу. в) Распределение по импульсу нерегистрируемого протона в сравнении со спектаторной моделью. г) Распределение событий реакции $pn \rightarrow d\phi$ по энергии возбуждения.

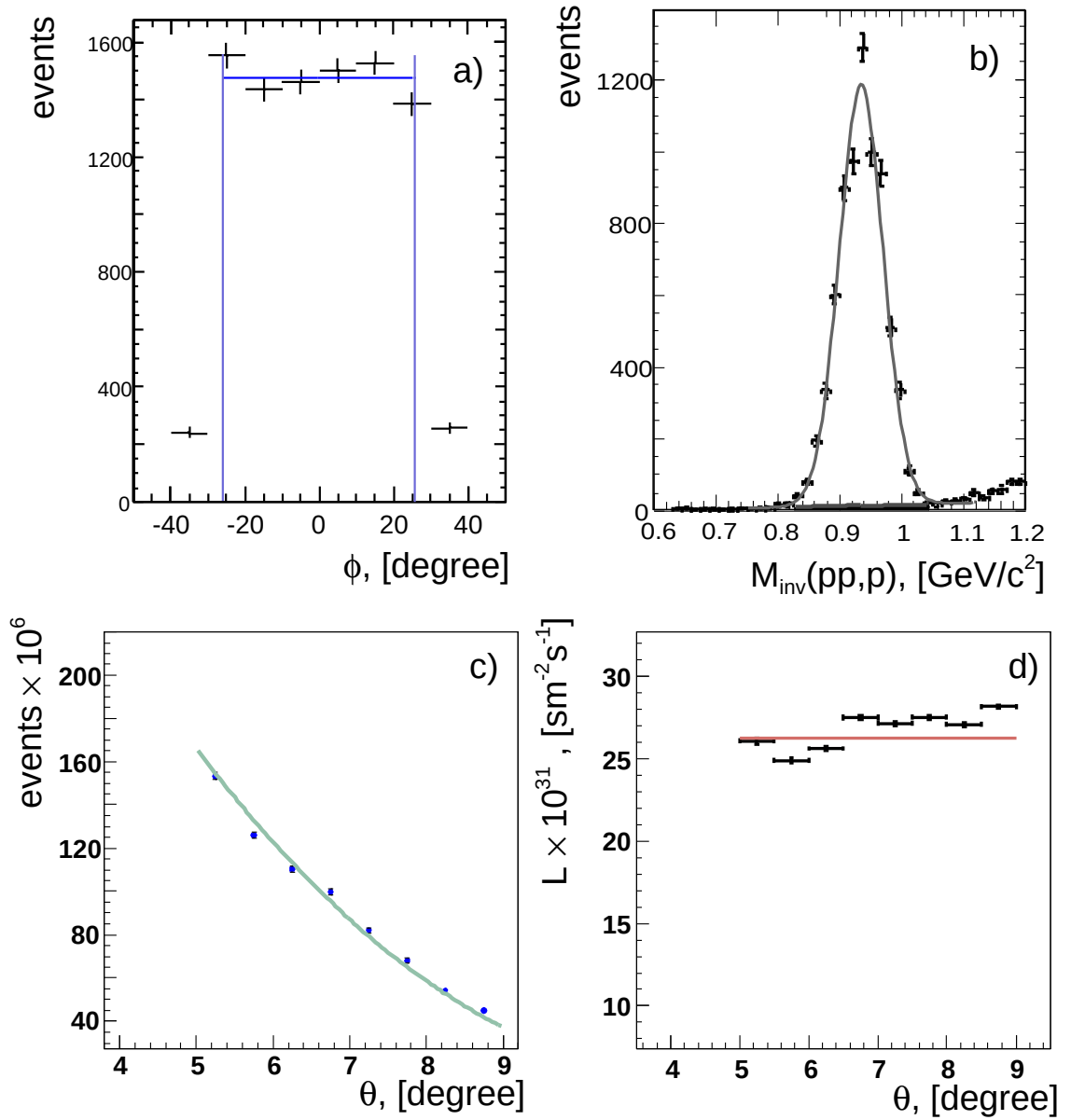


Рис. 2.17: а) Распределение по углу для высокоимпульсных протонов для $T_{beam} = 2.83$ GeV, и $\theta = 6.25^\circ$. Линия показывает границы резки. б) Спектр недостающей массы для высокоимпульсных протонов при $\theta = 6.25^\circ$, $T_{beam} = 2.83$ GeV). Линия приведена для лучшей аппроксимации. в) Распределение событий по углу θ для событий упругого pp -рассеяния. Линия показывает поведение дифференциального сечения рассеяния. г) Светимость, полученная для различных углов θ . Линией показано среднее значение светимости.

Глава 3

$pp \rightarrow ppK^+K^-$

При анализе реакции $pp \rightarrow ppK^+K^-$ особый интерес представляют следующие проблемы:

1. Выделение доли векторного $\phi(1020)$ -мезона в сечении этой реакции.
2. Выяснение роли скалярных $a_0^0(980)$ - и $f_0^0(980)$ -резонансов.
3. Изучение взаимодействия антикаонов с протонами.

Для полного описания полученных дифференциальных и полных сечений необходимо также учесть влияние протон-протонного взаимодействия в конечном состоянии. Особую трудность в интерпретации данных представляет тот факт, что перечисленные выше эффекты проявляются одновременно, что неизбежно приводит к корреляции описывающих их параметров.

Данная реакция изучалась на трех энергиях протонного пучка $T_p = 2.65, 2.70$ и 2.83 ГэВ, что соответствует энергиям возбуждения $\epsilon = 51, 67$ и 108 МэВ. В эксперименте K^+ -, K^- -мезоны и один из протонов фиксировались детекторными системами спектрометра ANKE, а недостающий протон идентифицировался как пик в недостающей массе зарегистрированных заряженных частиц. Таким образом измерялась вся кинематика процесса, т.е. возможно было построить распределение по любой кинематической переменной.

Разделение ϕ -мезонного и скалярного вкладов в полное сечение становится возможным, если удастся найти четкое описание распределения по инвариантной-массе каон-антикаонной пары (см. рис. 3.1). Вклад ϕ -мезона в это распределение хорошо известен — он представляет собой слегка модифицированное (из-за того что K^+K^- находится в p -волновом состоянии) распреде-

ление Брайта-Вигнера. Не- ϕ -мезонный вклад может представлять собой смесь $a_0^0(980)$ -, $f_0^0(980)$ -резонансов, а также нерезонансного вклада. Также описание второго вклада достаточно сильно зависит от взаимодействий в конечном состоянии между K^- -мезонами и протонами, а также протонов между собой. Поэтому прежде всего нужно определить силу данных взаимодействий.

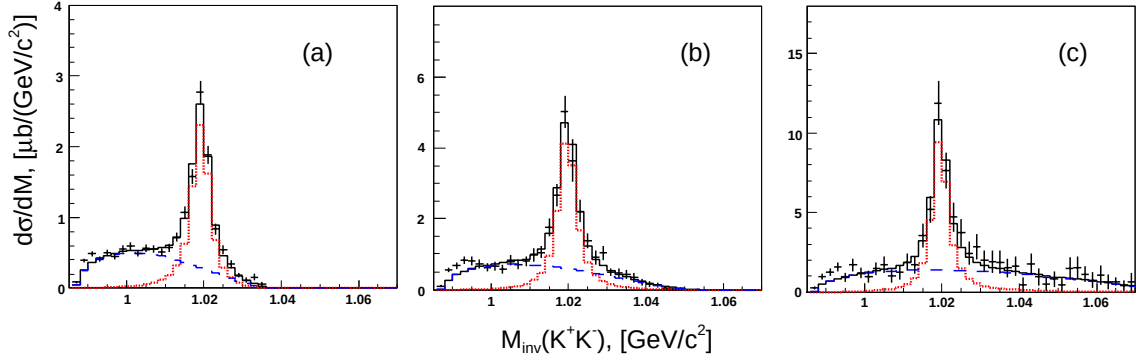


Рис. 3.1: Распределение по инвариантной массе системы K^+K^- для реакции $pp \rightarrow ppK^+K^-$ для $T_p = 2.65$ ГэВ (а), 2.70 ГэВ (б) и 2.83 ГэВ (с). Пунктирная и штриховая кривые представляют вклад ϕ -мезона и не- ϕ -мезонную часть спектра, суммарное описание дается сплошной линией, следует заметить, что она не описывает точки в начале спектра.

3.1 K^-pp взаимодействие в конечном состоянии

Задача описания такого трехчастичного взаимодействия достаточно сложна. Более того термин "взаимодействие в конечном состоянии" является лишь отражением подхода к описанию исследуемой реакции. Ведь вполне вероятным представляется процесс с образованием промежуточного виртуального $\Lambda(1405)$ и $\Sigma(1385)$ гиперонов, свойства которых (такие как сила их взаимодействия с протонами) совершенно неизвестны.

Исследуемое взаимодействие должно сильнее всего проявиться в распределениях по инвариантным массам систем K^-p , pp и K^-pp . Для описания этих распределений было сделано следующие предположения:

1. Амплитуда рождения системы ppK^+K^- постоянна.
2. Фактор, учитывающий взаимодействие в конечном состоянии системы

K^-pp , является произведением соответствующих двухчастичных факторов.

$$F = |F_{K^-p_1}(q_{K^-p_1})|^2 \times |F_{K^-p_2}(q_{K^-p_2})|^2 \times |F_{pp}(q_{pp})|^2. \quad (3.1)$$

Данное предположение уже использовалось Бернадом, Кайзером и Майсснером для описания реакции $pp \rightarrow pp\eta$ [121]. Необходимо сказать, что и при других способах описания удастся подобрать параметры взаимодействия, достаточно хорошо описывающие полученные данные. Выбор между моделями достаточно субъективен, но все они показывают, что взаимодействие в системе K^-pp очень интенсивное.

Свойства протон-протонного взаимодействия в конечном состоянии очень хорошо изучены. В качестве его параметризации была выбрана следующая форма:

$$F = \frac{q^2 + \beta^2}{q^2 + \alpha^2}, \quad (3.2)$$

где положение виртуального 1S_0 состояния фиксировано при $\alpha = 0.1$ фм⁻¹. Взаимодействие в конечном состоянии не должно возбуждать более высокие парциальные волны, поэтому для уменьшения эффекта при энергиях выше 10 МэВ было выбрано значение $\beta = 0.5$ фм⁻¹. Относительный импульс двух протонов в системе их центра масс наиболее чувствителен к такому взаимодействию. Этот спектр достаточно хорошо описывается выбранной параметризацией (см. рис 3.2d).

Для описания K^-p взаимодействия в конечном состоянии было выбрано приближение длины рассеяния. Соответствующий фактор брался в форме:

$$F = \left| \frac{1}{1 - iaq} \right|^2. \quad (3.3)$$

Длина K^-p рассеяния неизвестна и являлась параметром подгонки.

Следует отметить, что выбранные формы параметризации как для pp так и для K^-p взаимодействий корректны для энергии данных систем больше-порядка 1 МэВ, ибо при меньших энергиях становятся значимыми электромагнитные силы притяжения и отталкивания. В представленных измерениях области, где кулоновское взаимодействие сильно, составляют лишь малую часть от общего фазового объема, так что этим эффектом можно пренебречь.

В данных, полученных на спектрометре COSY-11 при энергии возбуждения 28 МэВ или, другими словами, в данных с очень малой примесью ϕ -мезона,

было найдено, что спектры инвариантных масс систем K^-p и K^+p различны, хотя с точки зрения кинематики никакой разницы между ними быть не должно. Их отношение

$$R_{Kp} = \frac{d\sigma/dM(K^-p)}{d\sigma/dM(K^+p)}, \quad (3.4)$$

поднято при малых массах в Kp системах (см. рис. 1.3). Данная ситуация наблюдалась и в полученных данных.

На рисунке 3.2с представлено данное отношение для низшей измеренной энергии возбуждения. Для достижения условий схожих с условиями получения результатов сотрудничеством COSY-11, на спектре представлены только события с инвариантной массой K^+K^- , меньшей чем $1.01 \text{ ГэВ}/c^2$. Таким образом достигается подавление ϕ -мезонной компоненты. Моделирование, которое принимало во внимание лишь наличие протон-протонного взаимодействия в конечном состоянии, не воспроизводит полученные данные. Более того, отношение спектров масс K^-p и K^+p систем далеко от константы, каковым оно должно быть, если существует только протон-протонное взаимодействие. Полученный спектр подтверждает с большей статистикой и в более широком диапазоне измерения коллаборации COSY-11.

После введения в рассмотрение K^-p взаимодействия в конечном состоянии в виде выражения 3.1, достигнуто хорошее описание спектров инвариантных масс K^-p и K^+p систем, а также их отношения R_{Kp} (см. рис. 3.2а–с). Лучшее согласие между теорией и экспериментом достигается при $a = 0 \pm 1.5$ фм. Данная величина будет использована во всех дальнейших расчетах в данной главе. Полученная погрешность для вещественной и мнимой части длины рассеяния достаточно велика. Более того, имеется сильная корреляция между ними. Однако следует отметить, что абсолютная величина длины рассеяния определяется намного лучше, чем ее фаза. Для иллюстрации этого факта на рисунке 3.4 приведен контур для одного стандартного отклонения. Для сравнения на этом же рисунке приведены длины K^-p рассеяния и соответствующие 1- σ -контур для изосинглета и изотриплета, полученные в двухчастичных реакциях (см. также рис. 1.3). Видно, что полученный при измерениях контур перекрывается с ними.

Для более высоких чем $1.01 \text{ ГэВ}/c^2$ инвариантных масс K^+K^- системы необходимо ввести поправку на наличие ϕ -мезона. При энергии протонного пучка $2.6 - 2.9 \text{ ГэВ}$ рожденные в исследуемой реакции K -мезоны распадаются

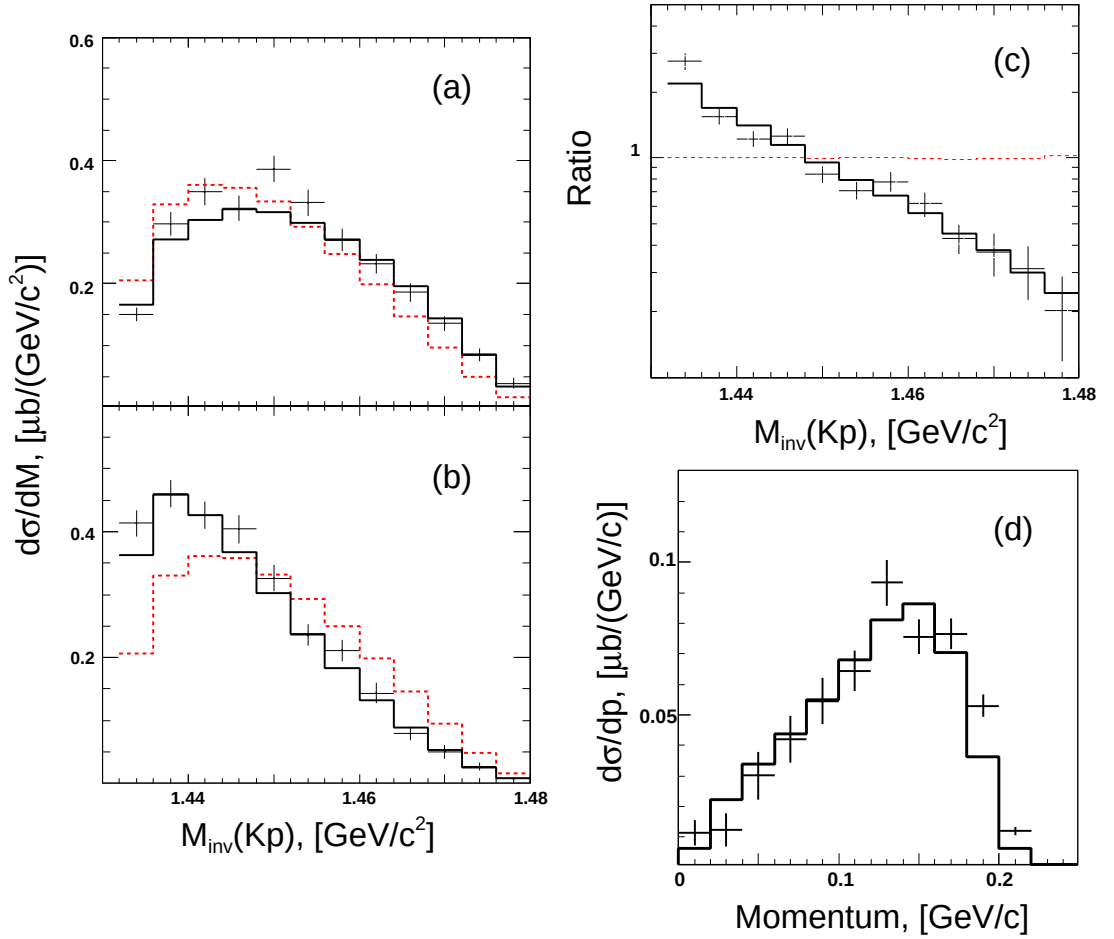


Рис. 3.2: Распределения по инвариантной массе систем K^+p (a) и K^-p (b) и их отношение (c) для $T_p = 2.65 \text{ ГэВ}$ (a), построенное для $M(K^+K^-) < 1.01 \text{ ГэВ}/c^2$. Штриховая линия показывает моделирование включающее только протон-протонное взаимодействие в конечном состоянии, а сплошная включает и K^-p взаимодействие. (d) — распределение по относительному импульсу в системе двух протонов.

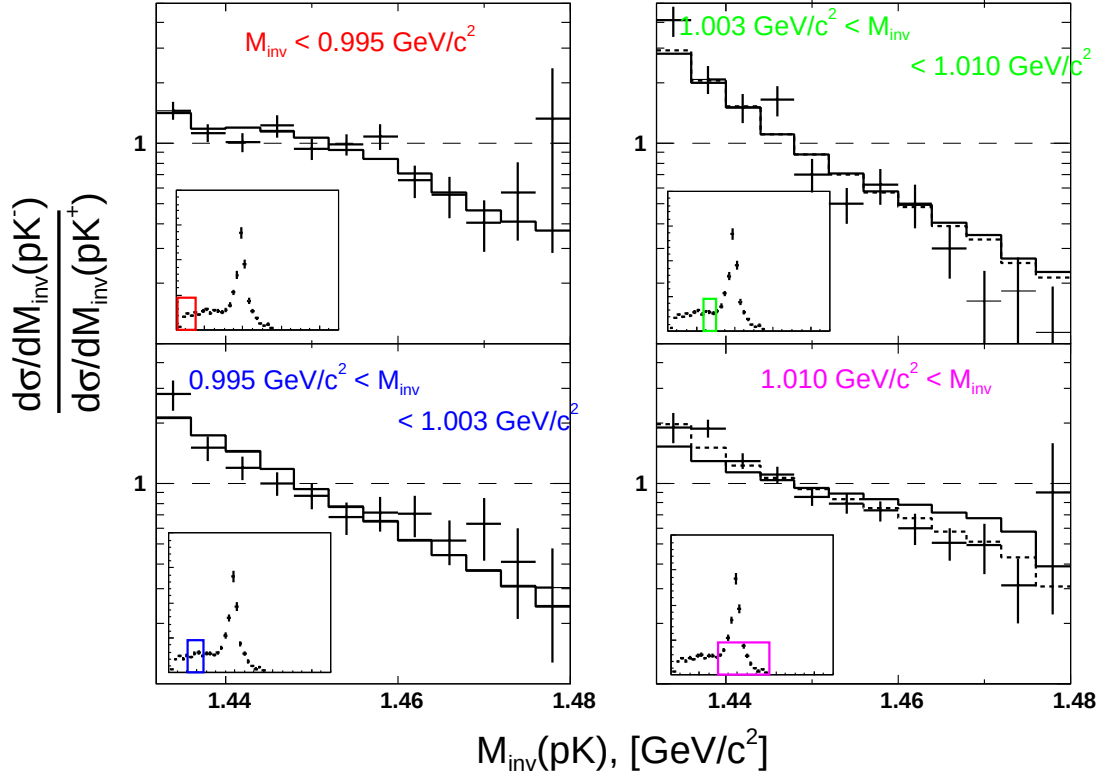


Рис. 3.3: Отношение распределений по K^-p и K^+p инвариантным массам для $M(K^+K^-) < 0.995 \text{ ГэВ}/c^2$, $0.995 < M(K^+K^-) < 1.003 \text{ ГэВ}/c^2$, $1.003 < M(K^+K^-) < 1.010 \text{ ГэВ}/c^2$, $1.010 \text{ ГэВ}/c^2 < M(K^+K^-)$. Сплошной линией показаны результаты расчетов включающие K^-pp взаимодействие в конечном состоянии для не- ϕ -мезонных событий, штрихованная учитывает эффект K^-p взаимодействия в 20% случаях для ϕ -мезонных событий.

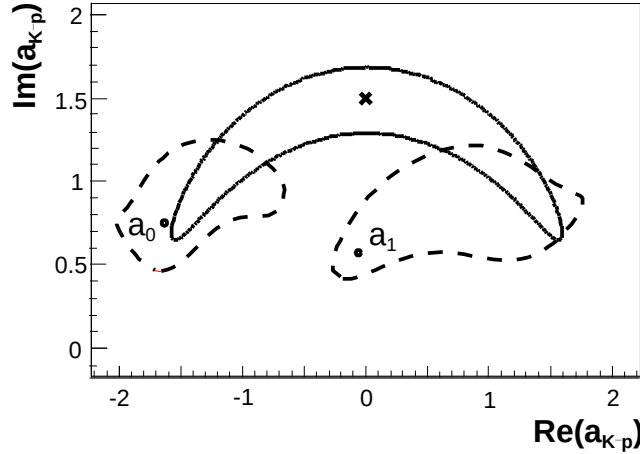


Рис. 3.4: Корреляция между вещественной и мнимой частями длины K^-p рассеяния. Крест обозначает решение лучшую подгонку при $a = 0 \pm 1.5$ фм. Также приведены длины K^-p рассеяния и соответствующие 1- σ -контуры для изосинглета и изотриплета, полученные в двухчастичных реакциях.

(в среднем) на расстоянии 7 фм от протонов. Такое большое расстояние сильно уменьшает эффект K^-pp взаимодействия в конечном состоянии, поэтому можно ожидать, что большая часть эффекта в этом диапазоне относится к не- ϕ -мезонным событиям. Однако классическое моделирование показывает, что более чем 15% ϕ -мезонов распадаются на расстоянии менее чем 1 фм от протона; для таких случаев их взаимодействие должно быть достаточно интенсивно.

Для исследования данной зависимости данные, полученные при $T_p = 2.65$ ГэВ были разбиты на четыре части в соответствии с инвариантной массой системы K^+K^- : $M(K^+K^-) < 0.995$ ГэВ/ c^2 , $0.995 < M(K^+K^-) < 1.003$ ГэВ/ c^2 , $1.003 < M(K^+K^-) < 1.010$ ГэВ/ c^2 , $1.010 < M(K^+K^-)$. Первые два интервала не содержат ϕ мезонных событий, а в последнем они наоборот доминируют. Соответствующие этим интервалам распределения R_{Kp} приведены на рисунке 3.3. Не- ϕ -мезонный диапазон описывается очень хорошо, но для последнего интервала асимметрия недостаточно сильна для полного описания. Согласие достигается, если предположить, что 20% распавшихся ϕ -мезонов производят каоны, участвующие в K^-p взаимодействии в конечном состоянии. Такой же эффект будет, если уменьшить на 10% долю ϕ -мезонов в пике распределения по инвариантной массе K^+K^- . Определить, какой из этих двух эффектов имеет место быть, не представляется возможным.

Если за перекося отношения K^-p/K^+p спектров ответственно K^-p взаимо-

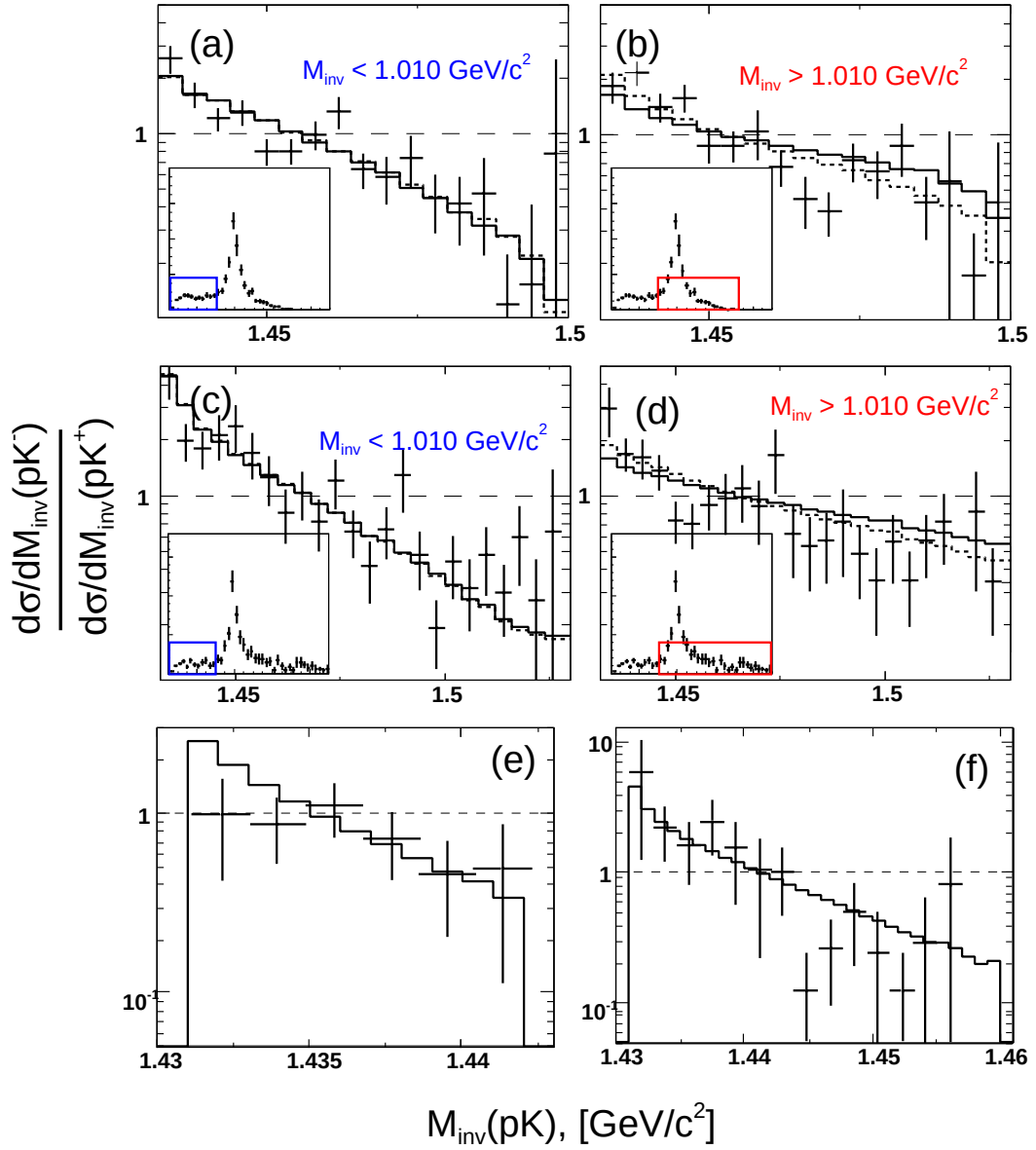


Рис. 3.5: Отношение распределений по K^-p и K^+p инвариантным массам для $T_p = 2.70 \text{ ГэВ}$ (a,b), и 2.83 ГэВ (c,d), а также для данных коллаборации COSY-11 $\epsilon = 10 \text{ МэВ}$ (e) и 28 МэВ (f). Насыщенную ϕ -мезонами часть спектра ($1.01 < M(K^+K^-) < 1.03 \text{ ГэВ}/c^2$) представлена на рисунках (b,d) и бедная ими (остальное) на (a,c). Сплошной линией показаны результаты расчетов включающие K^-pp взаимодействие в конечном состоянии для не- ϕ -мезонных событий, штрихованная учитывает эффект K^-p взаимодействия в 20% случаях для ϕ -мезонных событий.

действие в конечном состоянии, то точно такой же перекося должен наблюдаться и при более высоких энергиях возбуждения. Спектры R_{Kp} для данных с $\epsilon = 66.6$ и 108 МэВ приведены на рисунках 3.5а–d. Статистически эти спектры не так богаты, как для нижней энергии возбуждения, поэтому события были поделены не на четыре, а на две части: насыщенную ϕ -мезонами ($1.01 < M(K^+K^-) < 1.03$ ГэВ/с²) и бедную ими (остальное). Без каких-либо изменений в процедуре и при использовании длины K^-p рассеяния, полученной на низкой энергии, получено хорошее согласие модели с экспериментом. Здесь, как и выше, предполагалось, что 20% ϕ -мезонных событий участвуют в K^-p взаимодействии.

Хорошее совпадение предложенной модели достигается с экспериментальными данными, полученными коллаборацией COSY-11 (см. рисунки 3.5e,f). Как подчеркивалось выше, данные COSY-11 почти не содержат событий от ϕ -мезонов. Более того, систематические ошибки в этом эксперименте отличались от наличествующих в эксперименте ANKE. К сожалению, величина R_{Kp} на энергии возбуждения 10 МэВ, приведенная в оригинальной работе, была нормирована на неизвестную величину для того, чтобы спектры красивее смотрелись на одном рисунке, что некорректно, ибо отношение есть величина безразмерная, и оно должно быть в среднем равно единице. Следует отметить, что при построении теоретической кривой массовое разрешение спектрометра COSY-11 не принималось в рассмотрение, что может быть достаточно критично для данных, полученных при $\epsilon = 10$ МэВ. Сотрудничество DISTO не публиковало данные о спектрах инвариантных масс систем Kp .

Выражение 3.1 описывает эффективное взаимодействие трех частиц K^-pp , поэтому логично было бы ожидать различного поведения массовых спектров для систем K^-pp и K^+pp , их отношение также должно отличаться от единицы. Экспериментальные данные полностью подтверждают это (см. рис. 3.6 и 3.7). Данные для трех энергий были поделены на две области: насыщенную ϕ -мезонами ($1.01 < M(K^+K^-) < 1.03$ ГэВ/с²) и бедную ими (остальное). Тот факт, что полученные при анализе двухчастичных масс результаты полностью подтверждаются в трехчастичных спектрах, является доказательством правильности выбранной параметризации 3.1. Наибольший эффект возникает, когда K^- -мезон притягивается сразу двумя протонами. Однако следует отметить, что полученная сильная массовая необязательно свидетельствует о том, что K^- образует связанное состояние с двумя протонами.

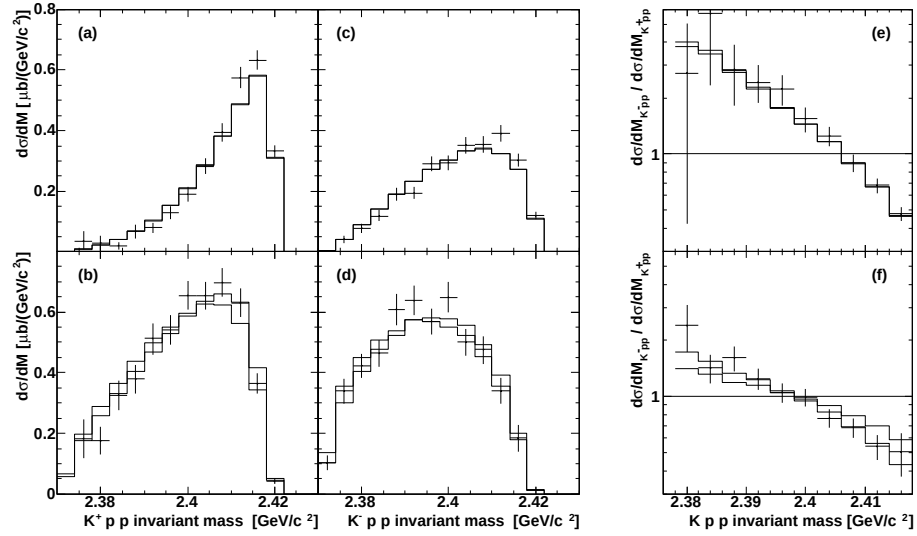


Рис. 3.6: Распределения по инвариантной массе систем K^+pp (a,b) и K^-pp (c,d) и их отношение (e,f) для $T_p =$ (a) 2.65 ГэВ. Графики (a,c,e) построены для $M(K^+K^-) < 1.01$ ГэВ/ c^2 , а (b,d,f) для насыщенной ϕ -мезонами части спектра. Штриховая линия показывает моделирование включающее только протон-протонное взаимодействие в конечном состоянии, а сплошная включает и K^-p взаимодействие.

3.2 Инвариантная масса системы K^+K^- .

Как уже отмечалось выше, разделение ϕ -мезонного и скалярного вкладов в полное сечение становится возможным, если удастся найти четкое описание распределения по инвариантной-массе каон-антикаонной пары. Вклад ϕ -мезона в это распределение хорошо известен — он представляет собой слегка модифицированное (из-за того что K^+K^- находится в p -волновом состоянии) распределение Брейта-Вигнера. Не- ϕ -мезонный вклад может представлять собой смесь $a_0^0(980)$ -, $f_0^0(980)$ -резонансов, а также нерезонансного вклада. Если записать комплексные амплитуды рождения для этих трех вкладов в виде $M \cdot e^{i\phi}$, тогда наиболее общая форма интегральной амплитуды будет записываться в виде:

$$\begin{aligned}
 |"a_0" + "f_0" + Const|^2 = & M_a^2 + M_f^2 + M_C^2 + \\
 & + 2M_aM_f \cos(\phi_a - \phi_f + \Delta\phi_{af}) + 2M_aM_C \cos(\phi_a - \phi_C + \Delta\phi_{aC}) \\
 & + 2M_fM_C \cos(\phi_f - \phi_C + \Delta\phi_{fC}),
 \end{aligned} \tag{3.5}$$

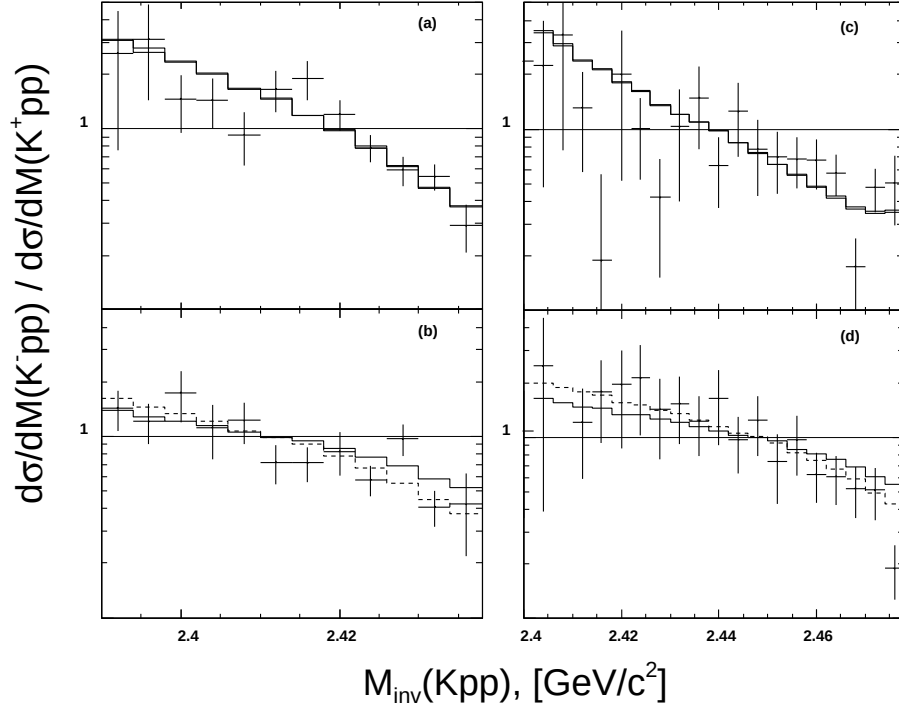


Рис. 3.7: Отношение распределений по K^-pp и K^+pp инвариантным массам для $T_p = 2.70$ ГэВ (а,б), и 2.83 ГэВ (с,д). Насыщенную ϕ -мезонами часть спектра ($1.01 < M(K^+K^-) < 1.03$ ГэВ/ c^2) представлена на рисунках (б,д) и бедная ими (остальное) на (а,с). Сплошной линией показаны результаты расчетов включающие K^-pp взаимодействие в конечном состоянии для не- ϕ -мезонных событий, штрихованная учитывает эффект K^-p взаимодействия в 20% случаях для ϕ -мезонных событий.

где $\Delta\phi_{ij}$ — фазы между различными механизмами рождения. Очевидно, что невозможно раздеть все три этих вклада, ибо количество параметров подгонки слишком велико.

На рисунке 3.1 приведены спектры инвариантных масс системы K^+K^- для трех энергий возбуждения. Не- ϕ -мезонные части спектров могут быть почти полностью описаны нерезонансным ppK^+K^- рождением с учетом ppK^- -взаимодействия в конечном состоянии. Исключение составляет лишь систематическое превышение экспериментально измеренного сечения над модельными расчетами в пределах первых 10 МэВ спектра. Данное превышение будет подробно обсуждено ниже.

Важно отметить, что не- ϕ -мезонные части спектров **не могут** быть описаны только одним узким скалярно-резонансным вкладом — одиночным рас-

пределением Флатте с шириной меньше 70 МэВ, модифицированным на ppK^- -взаимодействие в конечном состоянии. Рассмотрим выражение 3.6 в предположении отсутствия нерезонансного вклада:

$$|{}''a_0'' + {}''f_0''|^2 = M_a^2 + M_f^2 + 2M_aM_f \cos(\phi_a - \phi_f + \Delta\phi_{af}). \quad (3.6)$$

Очевидно, что в таком случае остается лишь один свободный параметр — $\Delta\phi_{af}$, выбирая который можно изменять форму не- ϕ -мезонного вклада в $M(K^+K^-)$. Данный сдвиг фазы может индуцировать как конструктивную, так и деструктивную интерференцию вкладов от скалярных резонансов. Для появления такой интерференции необходимо, чтобы вклады от $a_0^0(980)$ - и $f_0^0(980)$ -резонансов были примерно одинаковы. Если предположить, что они одинаковы и использовать для их описания формализм Ачазова, то спектры $M(K^+K^-)$ будут хорошо описываться (во всем диапазоне!) при $\Delta\phi_{af}$ в районе от -5 до 25 градусов. Однако нет никаких причин для того, чтобы предпочесть данную схему полностью нерезонансному ppK^+K^- рождению.

Так как ширины $a_0^0(980)$ - и $f_0^0(980)$ -резонансов по крайней мере на два порядка больше, чем ширина ϕ -мезона, то они распадаются в пределах двух фм от протонов. Следовательно, K^- -мезоны, образовавшиеся при их распаде, будут взаимодействовать с протонами, и модификация спектра $M(K^+K^-)$ будет такой же, как в случае нерезонансного ppK^+K^- рождения.

3.3 Полные сечения реакции.

Полные сечения для реакции $pp \rightarrow pp\phi$ представлены на рисунке 3.8 и в таблице 3.1. Полученные значения согласуются с данными сотрудничества DISTO [44]. Необходимо отметить, что для описания энергетической зависимости полного сечения необходимо при численном интегрировании по фазовому объему включить в рассмотрение эффект взаимодействия протонной пары в конечном состоянии (см. ур. 3.2). Отношение полученных сечений к полным сечением реакции $pp \rightarrow pp\omega$ обсуждается в главе 5.

Полные сечения для реакции $pp \rightarrow pp\{K^+K^-\}_{non-\phi}$ представлены на рисунке 3.9 и в таблице 3.1. Видно, что известные на сегодня мировые данные (включая полученные) не могут быть описаны простым четырехчастичным фазовым объемом, то есть при помощи постоянного матричного элемента. Описание незначительно улучшается, если включить в рассмотрение притяжение

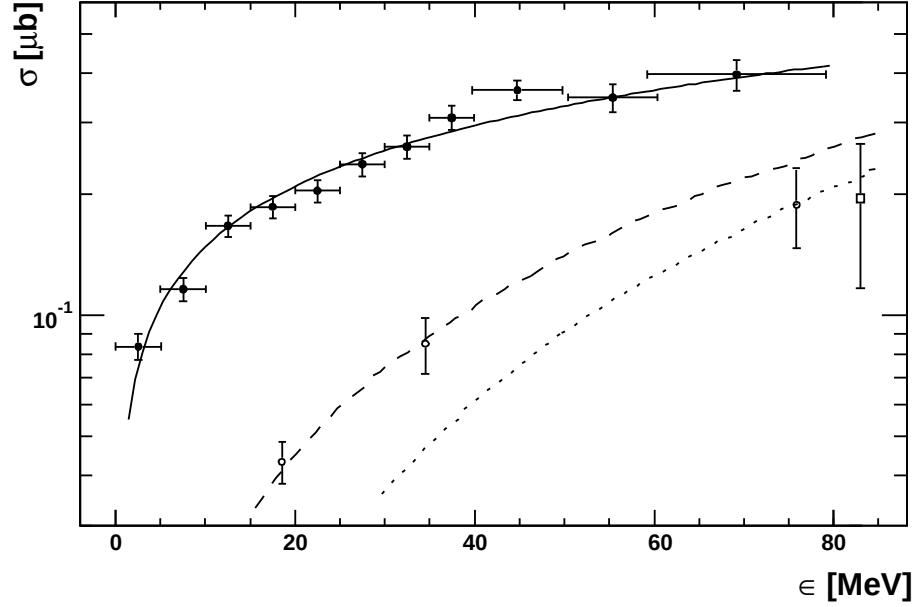


Рис. 3.8: Энергетическая зависимость полного сечения для реакции $pp \rightarrow pp\phi$. (данные, полученные в этой работе, показаны белыми кружками; также белыми квадратиками приведены данные коллабораций DISTO [44]) и для реакции $pn \rightarrow d\phi$ (черными кружками). Пунктирная линия показывает энергетическую зависимость трехчастичного фазового объема (реакция $pp \rightarrow pp\phi$), нормированную на точку с $T_p = 2.83$ GeV. Штриховая линия включает эффект pp взаимодействия в конечном состоянии, она нормированна на наилучшее согласие с представленными данными. Сплошная линия показывает энергетическую зависимость двухчастичного фазового объема для реакции $pn \rightarrow d\phi$, нормированную на наилучшее согласие с представленными данными (см. главу 5).

двух протонов в 1_0^S состоянии, но гораздо лучшее согласие демонстрирует кривая основанная на параметризации 3.1, в которую следует подставлять выражения 3.2 и 3.3.

Таблица 3.1: Полные сечения для реакций $pp \rightarrow pp\{K^+K^-\}_{non-\phi}$ и $pp \rightarrow pp\phi$.

T_p [ГэВ]	$\epsilon_{K^+K^-}$ [МэВ]	$\sigma_{non-\phi}$ [нб]	σ_ϕ [нб]
2.65	51	$16 \pm 1 \pm 1$	$33 \pm 2 \pm 4$
2.70	67	$30 \pm 2 \pm 3$	$64 \pm 4 \pm 10$
2.83	108	$98 \pm 8 \pm 15$	$133 \pm 12 \pm 27$

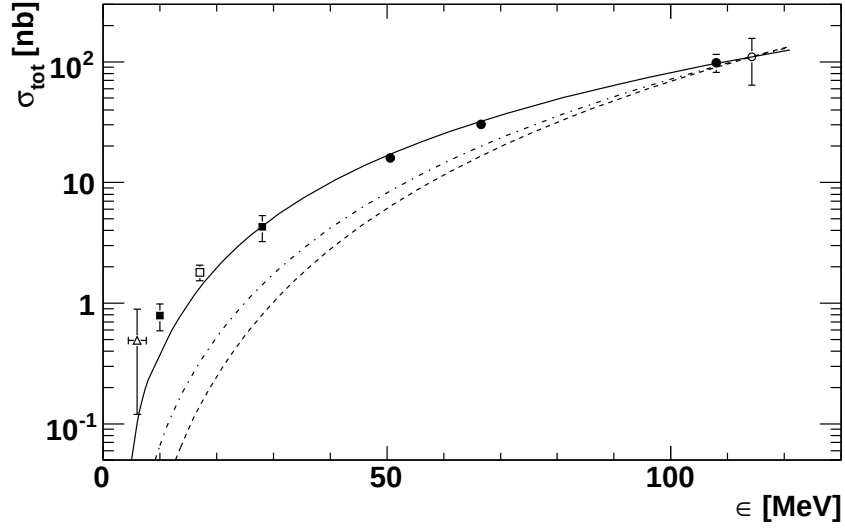


Рис. 3.9: Энергетическая зависимость полного сечения для реакции $pp \rightarrow pp\{K^+K^-\}_{non-\phi}$. Данные, полученные в этой работе, показаны черными кружками. Также приведены данные коллабораций DISTO (белые кружки) и COSY-11 (черные кружки, белые кружки и треугольники). Штриховая линия показывает энергетическую зависимость четырехчастичного фазового объема, штрих-пунктирная включает эффект pp взаимодействия в конечном состоянии, а сплошная эффекты pp и K^-p взаимодействия в конечном состоянии. Кривые нормированы на данные коллаборации DISTO.

3.4 Эффект на пороге рождения $ppK^0\bar{K}^0$.

Как видно из рисунка 3.1, спектры инвариантных масс каон-антикаонных пар достаточно хорошо описываются нерезонансным ppK^+K^- рождением, поправленным на ppK^- -взаимодействие в конечном состоянии, почти во всем диапазоне кроме первых 10 МэВ, где экспериментальные данные систематически превышают модельные расчеты. Как отмечалось выше, в случае описания не- ϕ -мезонной части спектра смесью $a_0^0(980)$ - и $f_0^0(980)$ -резонансов используя параметризацию Ачазова, спектры описываются полностью. Подобное превышение в начале спектра наблюдалось также коллаборацией DISTO при чуть более высокой энергии возбуждения. Более того, как видно из рисунка 1.1, такой же эффект наблюдается для реакции $pn \rightarrow dK^+K^-$ (см. рис. 2.16b), где систематика ошибок совсем другая.

Также следует отметить, что интегрирование по фазовому объему с использованием представленной выше параметризации для K^-pp -взаимодействия (выражения 3.1, 3.2 и 3.3) не описывают энергетическую зависимость полных сечений реакции $pp \rightarrow pp\{K^+K^-\}_{non-\phi}$ на отрезке 20 МэВ над порогом¹.

Для исследования этого района спектра инвариантных масс более детально, распределения были модифицированы: бралось отношение экспериментального и теоретического распределений. Так как эффект наблюдался для всех трех энергий возбуждения, для увеличения статистической достоверности спектров бралось средневзвешенное от них (см. рисунок 3.10).

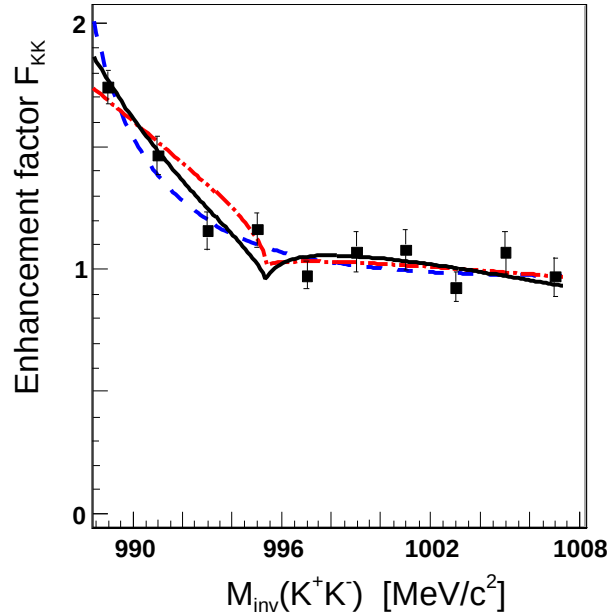


Рис. 3.10: Неоднородность в спектре инвариантной массы каонной пары. Сплошная линия показывает теоретический расчет включающий упругое перерасcеяние ($K^+K^- \rightleftharpoons K^+K^-$) и перезарядку ($K^+K^- \rightleftharpoons K^0\bar{K}^0$). Пунктирная — только упругое перерасcеяние. Штрих-пунктирная — эффект перезарядки.

Рассмотрение данной неоднородности спектра следует рассматривать как некоторую форму K^+K^- -взаимодействия в конечном состоянии. Если рассматривать не- ϕ -мезонную часть спектра как смесь $a_0^0(980)$ - и $f_0^0(980)$ -резонансов, то такое взаимодействие получается автоматически. Однако в этом разделе данный эффект будет рассмотрен как перерасcеяние K^+K^- и $K^0\bar{K}^0$ пар, ведь если такое взаимодействие (coupling) сильно, то неоднородность спектра долж-

¹данные сотрудничества COSY-11

на возникать и без участия скалярных резонансов. Например, такой же феномен наблюдается в случае $K^-d \rightarrow \Lambda p\pi$ реакции на пороге образования ΣN системы [122].

Такого рода неоднородности экономичнее всего (с затратой наименьшего количества свободных параметров) описываются К-матричным формализмом, развитым для данных случаев Далицом [123, 124]. Для упрощения рассматриваемой проблемы будем полагать, что элементы К-матрицы постоянны и не зависят от энергии в районе первых 15 МэВ у порога образования K^+K^- пар. Во-вторых, предположим, что изоспиновая инвариантность нарушается только разницей масс заряженных и нейтральных каонов. И, наконец, из-за ограниченности наших знаний о $K\bar{K}$ динамике возьмем только первый член разложения, т.е. ограничимся приближением длины рассеяния.

Рисунок 3.11 иллюстрирует три вклада, рассматриваемые в дальнейшем. Во всех трех случаях большой круг представляет рождение $pp\{K^+K^-\}_{non-\phi}$ с учетом влияния взаимодействия в конечном состоянии в системе K^-pp , которое обсуждалось выше. В добавок к прямому рождению K^+K^- пары, показанному диаграммой (i), также показан вклад от упругого перерассеяния(ii). Третий эффект, обозначенный (iii), описывает возможность производства пары $K^0\bar{K}^0$, которая затем превращается в K^+K^- путем зарядообменного взаимодействия в конечном состоянии.

Пусть B_0 и B_1 будут чистыми (и нерезонансными) амплитудами реакции $pp \rightarrow ppK^+K^-$, производящими каонную пару в состоянии с изоспином 0 и 1, соответственно. Тогда они будут размыты упругим перерассеянием в системе двух каонов, которое описывается домножением на фактор $1/(1 - ika_I)$, где k относительный импульс в K^+K^- системе, а a_I — длина рассеяния для соответствующего изоспинового канала. В дополнении к упругому K^+K^- перерассеянию возможно наличие рождения $K^0\bar{K}^0$ пары, которая затем превращается в K^+K^- из-за зарядообменного взаимодействия в конечном состоянии. Тогда данный эффект должен зависеть от перезарядочной длины рассеяния, которая пропорциональна разнице между a_0 и a_1 , и от импульса q , берущегося в $K^0\bar{K}^0$ системе. Объединяя изложенное выше, получаем:

$$F_{KK} = \left| \frac{B_1/(B_0 + B_1)}{(1 - iq[a_1 - a_0]/2)(1 - ika_1)} + \frac{B_0/(B_0 + B_1)}{(1 - iq[a_0 - a_1]/2)(1 - ika_0)} \right|^2. \quad (3.7)$$

Таким образом, неоднородная структура может возникать как результат того, что q становится из полностью мнимой величины под порогом $K^0\bar{K}^0$, полно-

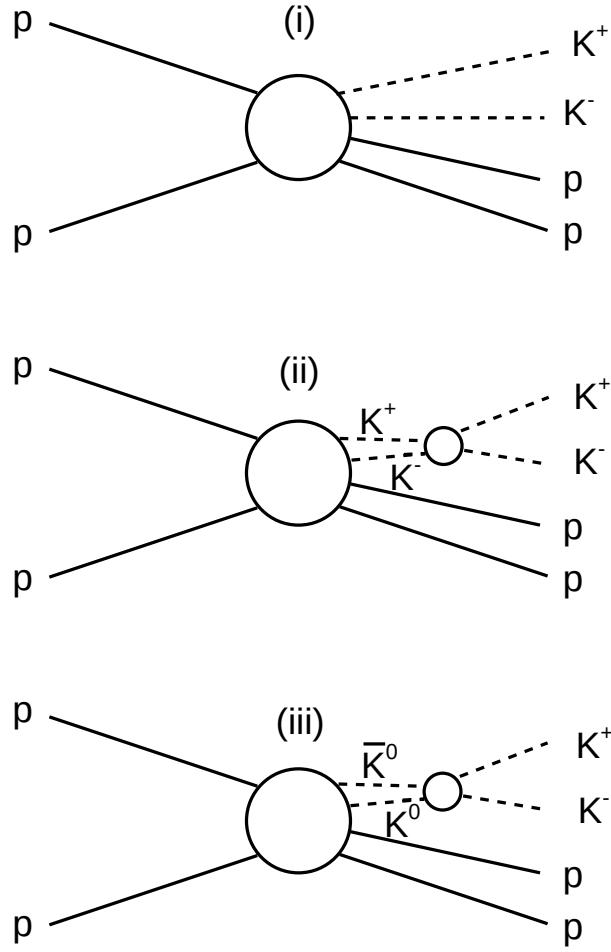


Рис. 3.11: Иллюстрация прямого (i) рождения K^+K^- пары, учет упругого перерасеяния заряженных каонов (ii) и зарядового обмена $K^+K^- \rightleftharpoons K^0\bar{K}^0$ (iii).

стью вещественной над этим порогом. Величина эффекта зависит от $a_0 - a_1$, но сила сигнала также находится в зависимости от интерференции прямых амплитуд рождения K^+K^- .

Длины $K\bar{K}$ рассеяния достаточно велики из-за присутствия вблизи порога полюсов скалярных резонансов, однако, они измерены с достаточно грубой точностью. В данной работе были использованы следующие длины рассеяния: $a_0 = (-0.45 \pm 0.2) + i(1.63 \pm 0.2)$ фм и $a_1 = (-0.1 \pm 0.1) + i(0.7 \pm 0.1)$ фм. Их мнимые части совпадают, но вещественные сильно разнятся. Из-за этого данные получаются очень чувствительны к силе амплитуд рождения с $I = 0$ и $I = 1$.

A priori существует огромная неопределенность в знании отношения (ком-

плексного) амплитуд рождения,

$$B_1/B_0 = Ce^{i\phi_C}. \quad (3.8)$$

Для нахождения неизвестных амплитуды C и фазы ϕ_C была предпринята попытка описать экспериментальное распределение (см. рисунок 3.10) при помощи выражений (3.7) и (3.8). Так же рассматривались случаи, когда перезарядка исключалась из рассмотрения, т.е. из выражения (3.7) исключался $q[a_1 - a_0]$ член и чисто зарядовообменный процесс, когда занулялись ka_I . Соответствующие результаты представлены в таблице 3.2 и на рисунке 3.10.

Таблица 3.2: Параметры отношения амплитуд рождения каонных пар в изотриплете и изосинглете.

	Полная амплитуда	Упругая	Перезарядка
C	$0.62^{+0.17+0.07}_{-0.11-0.07}$	$0.88^{+0.05}_{-0.21}$	$0.56^{+0.07}_{-0.21}$
ϕ_C [град.]	-81^{+36+13}_{-25-13}	159^{+31}_{-4}	-131^{+8}_{-20}
χ^2/ndf	1.2	1.2	2.5

Хотя все три кривые на рисунке 3.10 достаточно хорошо воспроизводят экспериментальные данные, следует заметить, что в реальном физическом описании мира должны обязательно присутствовать оба взаимодействия: упругое и перезаряжающее. Вторая и третья колонки призваны только показать, как выглядят эти вклады.

Полная подгонка (колонка 1 в таблице 3.2) обнаруживает сильную неоднородность на пороге $K^0\bar{K}^0$, почти полностью аналогичную случаю, когда упругое перерасеяние не рассматривается (колонка 3). С другой стороны, сценарий, когда присутствует только упругое перерасеяние (колонка 2), дает лучшее описание данных. Природа этих двух решений также разнится, так как полное решение требует доминирования изоскалярной компоненты, а "упругое" — изовекторной.

Упругое и зарядовообменное взаимодействие в конечном состоянии увеличивают сечение в области малых масс, и, так как эта область представляет относительно большую часть полного спектра при малых энергиях возбуждения, следует ожидать влияния данного эффекта на полное сечение реакции. На рисунке 3.12 прекрасно видно, что дополнительный вклад от каонного пере-

рассеяния полностью описывает энергетическую зависимость полного сечения реакции $pp \rightarrow ppK^+K^-$.

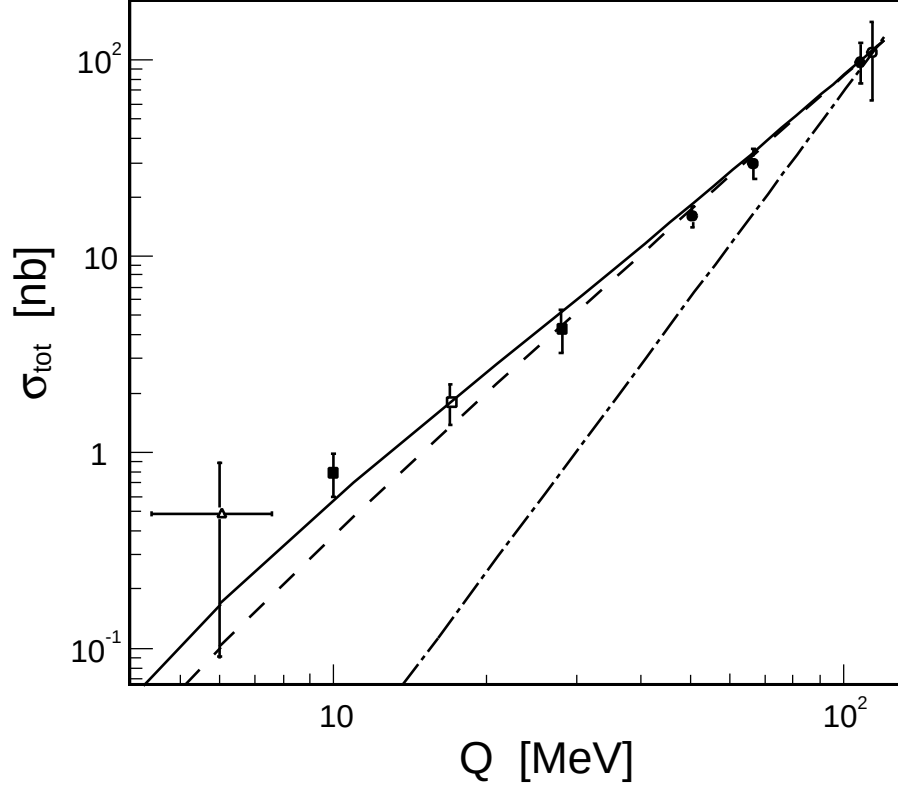


Рис. 3.12: Энергетическая зависимость полного сечения реакции $pp \rightarrow ppK^+K^-$. Экспериментальные данные обозначены также как на рисунке 3.9. Штрих-пунктирная линия показывает энергетическую зависимость четырех-частичного фазового объема. Штриховая показана зависимость, полученная при использовании параметризации (3.1). Сплошная демонстрирует полную модель, включающую в себя выражение (3.1), поправленное на каонное перерассеяние (3.7) с найденными параметрами (колонка 1 в таблице 3.2).

Глава 4

$$pp \rightarrow dK^+ \bar{K}^0$$

При анализе реакции $pp \rightarrow dK^+ \bar{K}^0$ особый интерес представляют следующие проблемы:

1. Выяснение роли скалярного $a_0^+(980)$ -резонанса.
2. Изучение взаимодействия антикаонов с дейтоном.

Данная реакция изучалась на двух энергиях протонного пучка $T_p = 2.65$ и 2.83 ГэВ, что соответствует двум энергиям возбуждения $\epsilon = 47.4$ МэВ и 104.7 МэВ. В обоих случаях K^+ мезон и дейтон фиксировались детекторными системами спектрометра ANKE, а нейтральный $\bar{K}^0$ мезон идентифицировался как пик в недостающей массе зарегистрированных заряженных частиц. Таким образом, измерялась вся кинематика процесса. Для улучшения разрешения событийно применялся кинематический фит (см. приложение А).

Когда реакция измеряется вблизи порога, только ограниченное число парциальных волн может вносить свой вклад в конечное состояние. Однако правила отбора для реакции $pp \rightarrow dK^+ \bar{K}^0$ таковы, что p -волна должна присутствовать в конечном состоянии. Это требование можно выразить в нескольких системах. Например, можно рассматривать схему, когда либо система $K\bar{K}$ находится в s -волне, а p -волна возникает между дейтоном и мезонной парой $\{(K^+ \bar{K}^0)_s d\}_p$, либо $K^+ \bar{K}^0$ — в p -волне, но относительно дейтона эта пара находится в s -волне $\{(K^+ \bar{K}^0)_p d\}_s$. Следует заметить, что $a_0^+(980)$ может давать вклад только в $\{(K^+ \bar{K}^0)_s d\}_p$ конфигурацию. Другим базисом, удобным для рассмотрения дейтон-антикаонного взаимодействия, является $\{\{\bar{K}^0 d\}_\ell K^+\}_{\ell'}$. Очевидно, что взаимодействие в конечном состоянии должно модифицировать

только $\{\{\bar{K}^0 d\}_s K^+\}_p$ член. Таким образом, помимо двух конкурирующих процессов необходимость введения в рассмотрение парциально-волнового разложения сильно усложняет анализ данных.

В данной главе сначала будут приведены формулы, необходимые для парциально-волнового анализа. Затем данный анализ будет проведен в предположении отсутствия $a_0^+(980)$ -резонанса и $\bar{K}^0 d$ взаимодействия в конечном состоянии, которые далее будут введены в рассмотрение.

4.1 Амплитуды и волны.

Итак, в следствии того что данные были получены недалеко от порога реакции, рассмотрение будет ограничено только низшими парциальными волнами. Из законов сохранения четности и углового момента, а также из-за принципа Паули, частицы в конечном состоянии не могут находиться одновременно в s -состоянии. Первые разрешенные конфигурации обозначим как S_p и P_s , где первый символ обозначает орбитальный угловой момент в каонной паре, а второй — угловой момент пары мезонов относительно дейтона. Тогда наиболее общая форма для амплитуды исследуемой реакции будет такова:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{S_p} = & a_{S_p}(\hat{\vec{p}} \cdot \vec{S})(\vec{k} \cdot \vec{\epsilon}^\dagger) + b_{S_p}(\hat{\vec{p}} \cdot \vec{k})(\vec{S} \cdot \vec{\epsilon}^\dagger) \\ & + c_{S_p}(\vec{k} \cdot \vec{S})(\hat{\vec{p}} \cdot \vec{\epsilon}^\dagger) + d_{S_p}(\hat{\vec{p}} \cdot \vec{S})(\hat{\vec{p}} \cdot \vec{\epsilon}^\dagger)(\vec{k} \cdot \hat{\vec{p}}). \end{aligned} \quad (4.1)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{P_s} = & a_{P_s}(\hat{\vec{p}} \cdot \vec{S})(\vec{q} \cdot \vec{\epsilon}^\dagger) + b_{P_s}(\hat{\vec{p}} \cdot \vec{q})(\vec{S} \cdot \vec{\epsilon}^\dagger) \\ & + c_{P_s}(\vec{q} \cdot \vec{S})(\hat{\vec{p}} \cdot \vec{\epsilon}^\dagger) + d_{P_s}(\hat{\vec{p}} \cdot \vec{S})(\hat{\vec{p}} \cdot \vec{\epsilon}^\dagger)(\vec{q} \cdot \hat{\vec{p}}). \end{aligned} \quad (4.2)$$

Здесь $\vec{q}$ — относительный импульс в системе двух каонов, $\vec{k}$ — импульс дейтона в системе центра масс реакции, и $\hat{\vec{p}}$ — единичный вектор параллельный направлению пучка. Векторы поляризации начальной pp пары и дейтона обозначены как $\vec{S}$ и $\vec{\epsilon}$, соответственно. Два набора коэффициентов a , b , c и d являются независимыми друг от друга комплексными амплитудами, которые, в принципе, могут зависеть только от скалярных кинематических переменных таких как q^2 , k^2 и $\vec{k} \cdot \vec{q}$.

Так как в поляризация начального и конечного состояния не измерялась, квадрат матричного элемента должен быть усреднен по спинам частиц в начальном и просуммирован по спинам частиц в конечном состояниях. Тогда в

терминах векторов $\vec{q}$, $\vec{k}$ и $\hat{\vec{p}}$ его можно записать как

$$\begin{aligned} |\overline{\mathcal{M}(\vec{k}, \vec{q})}|^2 &= C_0^k k^2 + C_1 (\hat{\vec{p}} \cdot \vec{k})^2 + C_0^q q^2 + C_2 (\hat{\vec{p}} \cdot \vec{q})^2 \\ &+ C_3 (\vec{k} \cdot \vec{q}) + C_4 (\hat{\vec{p}} \cdot \vec{k})(\hat{\vec{p}} \cdot \vec{q}). \end{aligned} \quad (4.3)$$

Коэффициенты C являются билинейными комбинациями амплитуд из уравнений 4.1 и 4.2:

$$\begin{aligned} C_0^q &= \frac{1}{2}(|a_{Ps}|^2 + |c_{Ps}|^2), \\ C_0^k &= \frac{1}{2}(|a_{Sp}|^2 + |c_{Sp}|^2), \\ C_1 &= |b_{Sp}|^2 + \frac{1}{2}|b_{Sp} + d_{Sp}|^2 \\ &+ \text{Re} \{ a_{Sp}^* c_{Sp} + (a_{Sp} + c_{Sp})^* (b_{Sp} + d_{Sp}) \}, \\ C_2 &= |b_{Ps}|^2 + \frac{1}{2}|b_{Ps} + d_{Ps}|^2 \\ &+ \text{Re} \{ a_{Ps}^* c_{Ps} + (a_{Ps} + c_{Ps})^* (b_{Ps} + d_{Ps}) \}, \\ C_3 &= \text{Re} \{ a_{Ps} a_{Sp}^* + c_{Ps} c_{Sp}^* \}, \\ C_4 &= \text{Re} \{ (a_{Ps} + c_{Ps} + b_{Ps} + d_{Ps})^* \\ &\times (a_{Sp} + c_{Sp} + b_{Sp} + d_{Sp}) + 2b_{Ps}^* b_{Sp} \}. \end{aligned} \quad (4.4)$$

Как видно из уравнения 4.4, только каонная пара в p -волне дает вклад в C_0^q и C_2 , и только s -волна входит в состав C_0^k и C_1 . Коэффициенты C_3 и C_4 представляют s - p интерференционный член.

Коэффициенты C должны быть таковы, что квадрат матричного элемента из выражения 4.3 не должен быть отрицателен в кинематически разрешенном $(\vec{k}, \vec{q})$ объеме. На практике применимо немного более мягкое, но и более простое соотношение:

$$4(C_0^k + \beta C_1)(C_0^q + \beta C_2) \geq (C_3 + \beta C_4)^2 \quad (4.5)$$

для любых β в области $0 \leq \beta \leq 1$.

Наличие $a_0^+(980)$ может нарушить $K^+ \bar{K}^0$ s -волновую амплитуду в уравнении 4.1 и, таким образом, ввести импульсную зависимость в некоторые C -коэффициенты уравнения 4.3. Однако данный базис не оптимален, если присутствует сильное взаимодействие в конечном состоянии между $\bar{K}^0$ и дейтоном. Для этого больше подходит базис типа $\{ \{ \bar{K}^0 d \}_l K^+ \}_\mu$. Отношение между амплитудами в двух разных базисах может быть легко найдено. Определим $\vec{Q}$ как относительный импульс в системе $\bar{K}^0 d$ и $\vec{K}$ — как импульс K^+ мезона в

системе центра масс реакции. В нерелятивистском приближении они связаны с импульсами ($\vec{k}$ и $\vec{q}$) соотношениями:

$$\begin{aligned}\vec{k} &= \vec{Q} - \alpha \vec{K}, \\ \vec{q} &= \left(1 - \frac{1}{2}\alpha\right) \vec{K} + \vec{Q},\end{aligned}\quad (4.6)$$

где кинематический фактор $\alpha = m_d/(m_d + m_K)$ зависит от масс дейтона и каона. Подставив эти выражения в уравнения 4.1 и 4.2, усреднив эти амплитуды по спинам начальных и просуммировав их по спинам конечных состояний, получим выражение для квадрата матричного элемента:

$$\begin{aligned}|\overline{\mathcal{M}(\vec{K}, \vec{Q})}|^2 &= B_0^K K^2 + B_1(\hat{p} \cdot \vec{K})^2 + B_0^Q Q^2 + B_2(\hat{p} \cdot \vec{Q})^2 \\ &\quad + B_3(\vec{K} \cdot \vec{Q}) + B_4(\hat{p} \cdot \vec{K})(\hat{p} \cdot \vec{Q}).\end{aligned}\quad (4.7)$$

Интерпретация полученного выражения аналогична случаю базиса $\{(K^+ \bar{K}^0)_\ell d\}_{\ell'}$. Коэффициенты B_0^K и B_1 представляют $\bar{K}^0 d$ s -волновой член, а B_0^Q и B_2 p -волновой. Пересчет коэффициентов осуществляется по формулам:

$$\begin{aligned}B_0^Q &= C_0^k + \frac{1}{4}C_0^q + \frac{1}{2}C_3, \\ B_2 &= C_1 + \frac{1}{4}C_2 + \frac{1}{2}C_4, \\ B_0^K &= \alpha^2 C_0^k + \frac{1}{4}(2 - \alpha)^2 C_0^q - \frac{1}{2}\alpha(2 - \alpha)C_3, \\ B_1 &= \alpha^2 C_1 + \frac{1}{4}(2 - \alpha)^2 C_2 - \frac{1}{2}\alpha(2 - \alpha)C_4, \\ B_3 &= -2\alpha C_0^k + \frac{1}{2}(2 - \alpha)C_0^q + (1 - \alpha)C_3, \\ B_4 &= -2\alpha C_1 + \frac{1}{2}(2 - \alpha)C_2 + (1 - \alpha)C_4.\end{aligned}\quad (4.8)$$

Следует заметить, что, если выполнены условия неравенства 4.5, представленные в $\{\{\bar{K}^0 K^+\}d\}$ базисе, то они автоматически выполняются и в базисе $\{\{\bar{K}^0 d\}K^+\}$, и наоборот.

Амплитуды нормированы так, что для фиксированной полной энергии в системе центра масс $\sqrt{s}$, полное сечение реакции дается выражением:

$$\sigma = \frac{1}{64\pi^3 s p_p} \int_{m_1+m_2}^{\sqrt{s}-m_3} p_3 p_1^* \langle |\overline{\mathcal{M}^2}| \rangle dM_{12}, \quad (4.9)$$

где $\langle |\overline{\mathcal{M}^2}| \rangle$ — это усредненный по углам квадрат матричного элемента из выражений 4.3 или 4.7, p_p — импульс начального протона, а p_3 — импульс частицы-3

в системе центра масс. Импульс частицы-1 (p_1^*) определен в системе частиц (12), эффективная масса которой обозначена как M_{12} . Усреднение по углам убирает интерференционные коэффициенты:

$$\begin{aligned} \langle |\overline{\mathcal{M}}|^2 \rangle &= (C_0^k + C_1/3)k^2 + (C_0^q + C_2/3)q^2 = \\ &= (B_0^K + B_1/3)K^2 + (B_0^Q + B_2/3)Q^2. \end{aligned} \quad (4.10)$$

Интеграл по k^2 - (q^2 -) члену выражения 4.9 пропорционален вероятности рождения $K^+ \bar{K}^0$ пары в s - (p -) волне. Отношение этих вероятностей будет описываться выражением:

$$\frac{P(\{\{K^+ \bar{K}^0\}_p d\}_s)}{P(\{\{K^+ \bar{K}^0\}_s d\}_p)} = \frac{\mu_{K\bar{K}}}{\mu_{(K\bar{K})d}} \cdot \frac{C_0^q + C_2/3}{C_0^k + C_1/3}, \quad (4.11)$$

где $\mu_{K\bar{K}}$ и $\mu_{(K\bar{K})d}$ — приведенные массы соответствующих систем. Очевидно, что полученные выражения могут быть трансформированы и для другого рассматриваемого базиса.

4.2 Решение с постоянными коэффициентами.

Для определения параметров C , определенных в уравнении 4.3, была проведена процедура их подгонки в аксептансе спектрометра ANKE, описанная в главе 2. Результаты решения с постоянными коэффициентами приведены в таблице 4.1.

Наименьшее значение величины χ^2 достигалось при обеих энергиях при негативном коэффициенте C_0^q . Как видно из выражения 4.4, C_0^q представляет сумму квадратов амплитуд и не может быть отрицательным. Поэтому $C_0^q = 0$ в процедуре подгонки. Следствием неравенства 4.5 являются то, что коэффициент C_3 при этом тоже должен зануляться. Для иллюстрации качества описания данных результаты подгонки (для обеих энергий в одной процедуре) приведены на рисунках 4.1 и 4.2.

Наиболее интересным результатом решения с фиксированными коэффициентами является доминирование (порядка 80%) s -волнового вклада в $K^+ \bar{K}^0$ -подсистеме. Очевидно, что канал, в котором может появиться $a_0^+(980)$ -резонанс, доминирует. Однако также видно, что антикаон-дейтонное притяжение тоже присутствует. Из-за малой разницы масс K^+ и $\bar{K}^0$ мезонов с точки зрения кинематики нет никаких указаний на то, что система $\bar{K}^0 d$ должна предпочитать s -волну, а система $K^+ d$ — p -волну.

Таблица 4.1: Результаты подгонки параметров уравнения 4.3 с постоянными коэффициентами для описания дифференциальных распределений. Параметры выражены в единицах C_0^k , который был положен равным единице. Подгонка требовала, чтобы коэффициенты C_0^q и C_3 находились на краю диапазонов разрешенных условием 4.5. Вероятности различных парциально-волновых конфигураций имеют типичную погрешность $\pm 5\%$.

Q [MeV]	47.4	104.7	47.4 и 104.7
C_0^q	0	0	0
C_0^k	1	1	1
C_1	$0.2^{+0.33}_{-0.28}$	$2.5^{+1.8}_{-0.95}$	$0.83^{+0.34}_{-0.24}$
C_2	$1.1^{+0.39}_{-0.34}$	$3.9^{+2.2}_{-1.15}$	$1.95^{+0.28}_{-0.30}$
C_3	0	0	0
C_4	$-1.9^{+0.44}_{-0.50}$	$-6.4^{+1.6}_{-3.1}$	$-3.30^{+0.38}_{-0.44}$
$P(\{\{K^+ \bar{K}^0\}_s d\}_p)$	80%	79%	84%
$P(\{\{\bar{K}^0 d\}_s K^+\}_p)$	64%	72%	65%
$P(\{\{K^+ d\}_s \bar{K}^0\}_p)$	23%	16%	21%
χ^2/ndf	74.5/42	126/55	251/100

Результаты индивидуальной и совместной подгонки стабильны, что позволяет, используя ее результаты, провести процедуру коррекции на аксептанс спектрометра. Полученные распределения для двухчастичных инвариантных масс для данных с энергией возбуждения 104.7 МэВ приведены на рисунке 4.3. Там же приводится их сравнение с результатами совместной подгонки. Поправленные на аксептанс распределения для систем $\bar{K}^0 d$ и $K^+ d$ сильно отличаются друг от друга: для первой системы предпочтительны малые инвариантные массы, для второй сечение растет с увеличением $M_{K^+ d}$. Это еще более очевидно при построении отношения распределений $\bar{K}^0 d$ к $K^+ d$. Для исключения разницы масс заряженного и нейтрального каонов, которая составляет порядка 4 МэВ/с², данное отношение построено как функция переменной $\Delta M = M_{\text{inv}}(Kd) - m_K - m_d$. Отношение быстро падает с увеличением ΔM , что похоже на ранее обсуждавшуюся ситуацию с отношениями масс для систем $K^- pp$ и $K^+ pp$ для реакции $pp \rightarrow ppK^+ K^-$.

Хотя полное описание сечений реакции $pp \rightarrow dK^+ \bar{K}^0$, приведенное на ри-

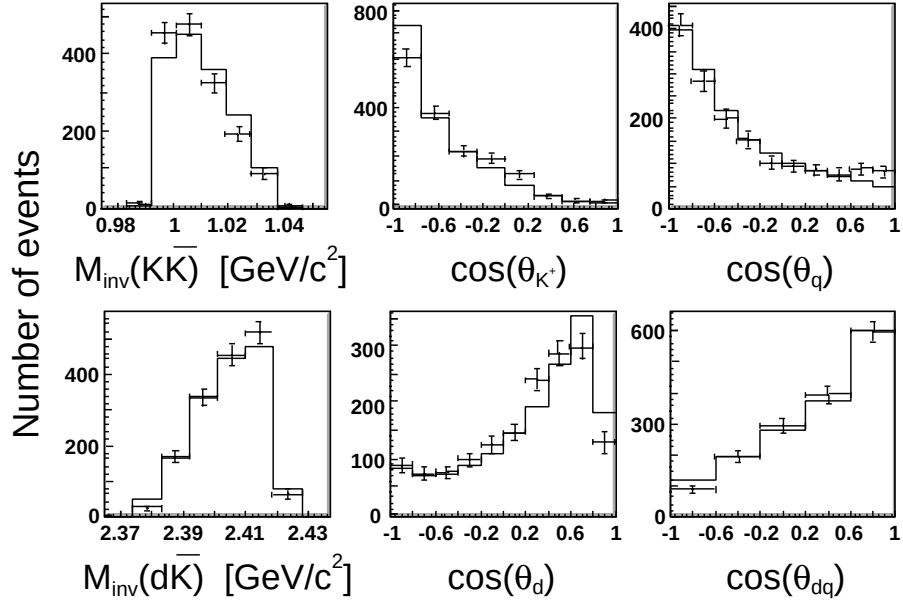


Рис. 4.1: Результаты подгонки параметров уравнения 4.3 для энергии возбуждения 47.4 МэВ. Здесь, $(\theta_{K^+}, \theta_d, \theta_q)$ углы вылета K^+ мезона, дейтона и системы $K^+\bar{K}^0$ по отношению к направлению пучка в системе центра масс. Угол между относительным импульсом системы $K^+\bar{K}^0$ и импульсом дейтона обозначен как θ_{dq} .

сунке 4.3 достаточно разумно, очевидно, что точки систематически лежат ниже результатов подгонки в области малых масс системы K^+d и больших масс системы $\bar{K}^0d$. Особенно хорошо расхождение между результатами подгонки и данными проявляется для отношения этих масс.

4.3 Влияние $a_0^+(980)$ -резонанса и $\bar{K}^0d$ взаимодействия в конечном состоянии.

Эффекты взаимодействия в конечном состоянии в s -волновых $K^+\bar{K}^0$ и $\bar{K}^0d$ системах должны действовать одновременно, как показано на рисунке 4.4.

Важно помнить, что при включении эффектов взаимодействия в конечном состоянии, используя выражения 4.12 и 4.13, теряются нормировочные члены, и поэтому единственной наблюдаемой величиной является импульсная зависимость s -волновых вкладов. Более того, невозможно определить изменение вероятности систем находиться в s -волне, которая появляется из-за взаимо-

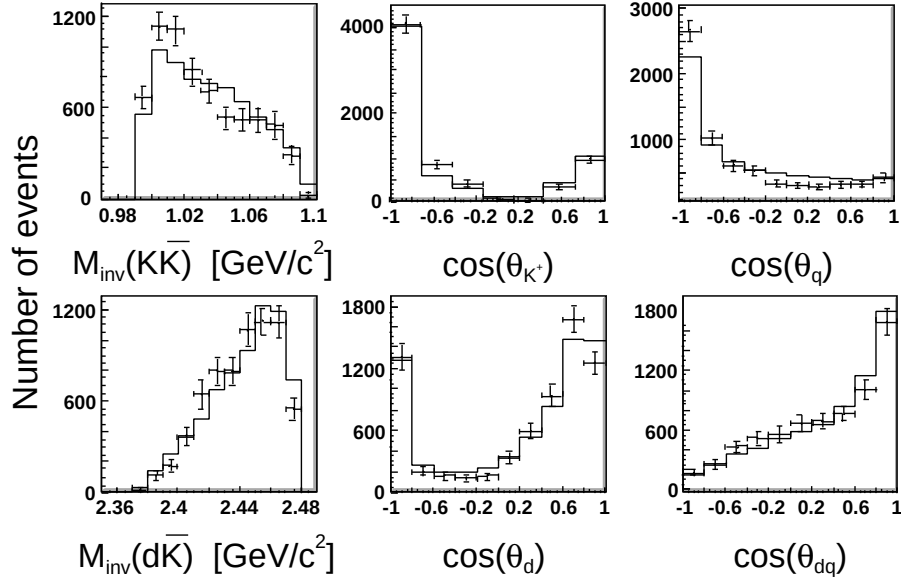


Рис. 4.2: То же что и на рисунке 4.1, но для энергии возбуждения 104.7 МэВ.

действия в конечном состоянии. Для этой цели нужны полные потенциалы взаимодействия для $K\bar{K}$ и $\bar{K}d$. Поэтому данная работа ограничивается выяснением ответа на вопрос "как суммарное взаимодействие в конечном состоянии изменяет распределения по инвариантной массе". Процедура одновременного включения в рассмотрения обоих эффектов аналогична случаю рассмотренной выше реакции $pp \rightarrow ppK^+K^-$ — бралось произведение соответствующих факторов.

$$G_{a_0}(q_{K\bar{K}}) = \frac{N}{M_{a_0}^2 - m_{K\bar{K}}^2 - iM_{a_0}(\bar{g}_{\pi\eta}q_{\pi\eta} + \bar{g}_{K\bar{K}}q_{K\bar{K}})}. \quad (4.12)$$

$$F_{\bar{K}d}(Q) = \frac{1}{(1 - iQa_{\bar{K}d})}. \quad (4.13)$$

В принципе, только s -волновые амплитуды должны умножаться на соответствующие факторы, определенные уравнениями 4.12 и (или) 4.13. Однако как видно из таблицы 4.1, соответствующие s -волны доминируют в обоих каналах $K^+ \bar{K}^0$ и $\bar{K}^0 d$. Поэтому для значительного упрощения было предположено, что квадрат полной амплитуды $\langle |\overline{\mathcal{M}}^2| \rangle$ равен произведению квадратов соответствующих факторов:

$$\langle |\overline{\mathcal{M}}^2| \rangle \longrightarrow \langle |\overline{\mathcal{M}}^2| \rangle \times |F_{\bar{K}d}(Q)|^2 \times |G_{a_0}(q)|^2. \quad (4.14)$$

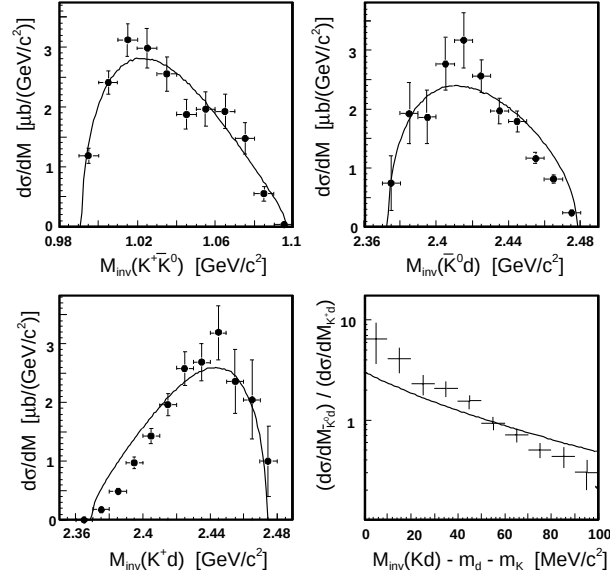


Рис. 4.3: Дифференциальные сечения как функции инвариантных масс для реакции $pp \rightarrow dK^+\bar{K}^0$ для энергии возбуждения 104.7 МэВ. Линией показано решение с постоянными коэффициентами (для совместной подгонки). Также показано отношение $\bar{K}^0d$ и K^+d распределений как функция переменной $\Delta M = M_{\text{inv}}(Kd) - m_K - m_d$.

Из-за этого предположения p -волновая часть конечного состояния модифицируется с такой же интенсивностью, чего не может быть из за малого перекрытия волновых функций. С другой стороны, это предположение позволяет избежать введение в рассмотрение дополнительных параметров, которые зависят от относительной фазы между s и p волнами.

Новая подгонка (одновременная для двух наборов экспериментальных данных) была произведена с использованием выражения 4.14. В качестве параметров $a_0^+(980)$ -резонанса были использованы данные, полученные в других противоречащих друг-другу работах, которые соответствуют широкому и узкому резонансам. Результаты подгонки приведены на рисунке 4.5. Спектр инвариантных масс системы $K^+\bar{K}^0$ описывается лучше в случае широкого $a_0^+(980)$ -резонанса. Наибольшее улучшение описания наблюдается для отношения $\bar{K}^0/K^+$ спектров инвариантных масс. Примечательно, что данное улучшение описания почти не зависит от ширины $a_0^+(980)$ -резонанса.

Из-за малого фазового объема экспериментальные данные для энергии возбуждения 47.7 МэВ нечувствительны к параметрам $a_0^+(980)$ -резонанса (см.

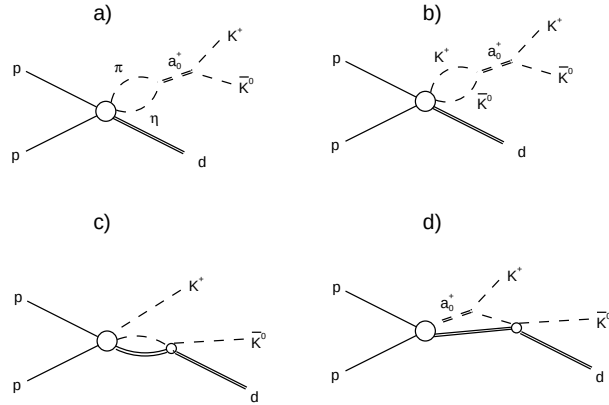


Рис. 4.4: Диаграммы для реакции $pp \rightarrow dK^+ \bar{K}^0$: a,b) соответствуют прямому рождению $a_0(980)$, включающего сильный эффект $(\pi\eta, K\bar{K})$ рассеяния, c) отражает нерезонансное $dK^+ \bar{K}^0$ рождение поправленное на $\bar{K}d$ взаимодействие в конечном состоянии. d) включает оба эффекта “перерассеяния”.

рис. 4.6). Отношение спектров инвариантных масс для систем $\bar{K}^0 d$ и $K^+ d$ приподнято для малых масс. Однако этот эффект слабее предсказанного подгонкой, проведенной с использованием выражения (4.14).

4.4 Полные сечения реакции

Расчет энергетической зависимости полного сечения реакции $pp \rightarrow dK^+ \bar{K}^0$ производился с использованием выражения 4.9. При малых энергиях для обеих систем, где возможны взаимодействия в конечном состоянии $K^+ \bar{K}^0$ и $\bar{K}^0 d$, должны быть области, где сечения увеличиваются благодаря влиянию обоих эффектов сразу. Как видно из рисунка 4.7, решение с постоянными коэффициентами не может описать сразу оба измерения. Однако включения $a_0^+(980)$ -резонанса (с шириной > 70 МэВ) и $\bar{K}d$ взаимодействия существенно улучшает описание.

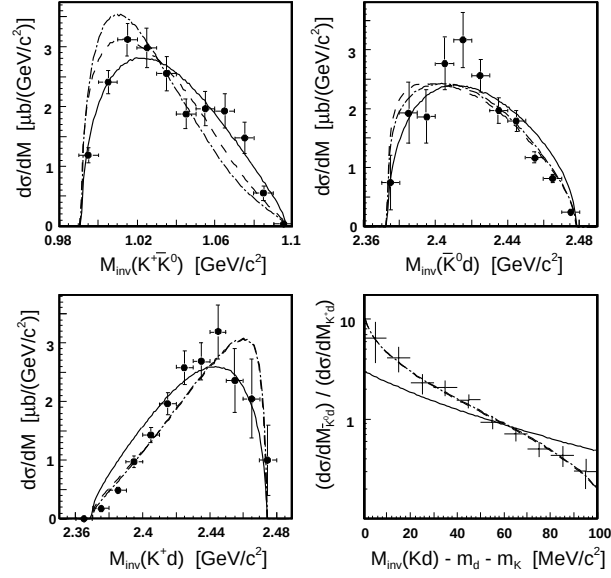


Рис. 4.5: Спектр инвариантной массы для реакции $pp \rightarrow dK^+ \bar{K}^0$ для данных, полученных при энергии возбуждения 104.7 МэВ, и их сравнение с результатами подгонки, проводившийся с использованием выражения 4.14 для обоих наборов данных. Пунктирная линия отражает результат для широкого, а штрих-пунктирная — для узкого $a_0^+(980)$ -резонанса. Результат подгонки без включения взаимодействий в конечном состоянии показан сплошной кривой.

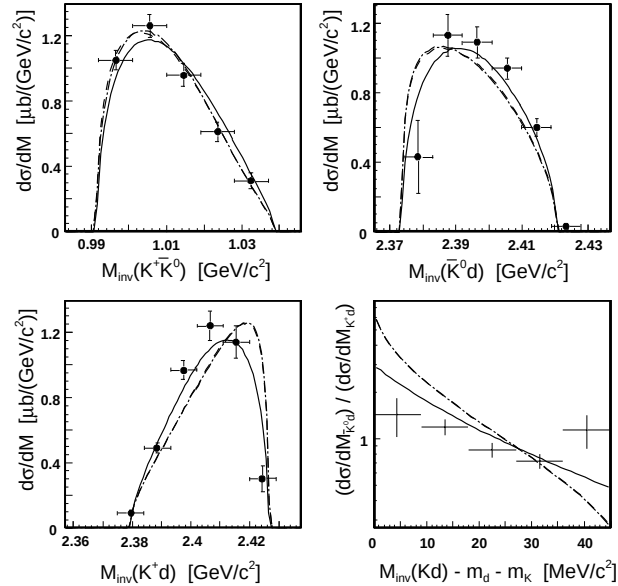


Рис. 4.6: То же что на рисунке 4.5, но для данных на энергии возбуждения 47.4 МэВ.

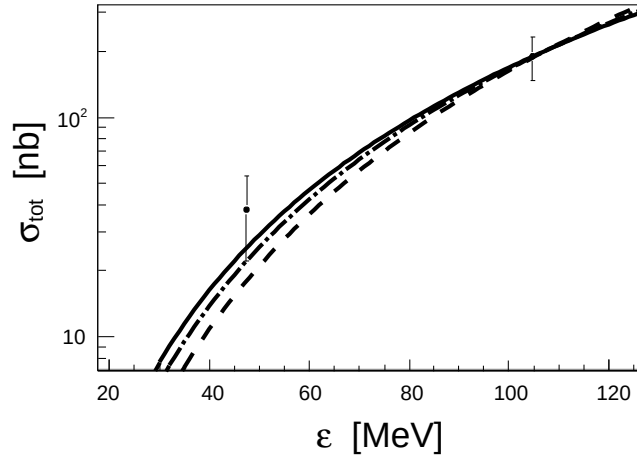


Рис. 4.7: Полное сечение реакции $pp \rightarrow dK^+ \bar{K}^0$ как функции энергии возбуждения ϵ . Точки с ошибками полученные экспериментальные значения. Пунктирная линия показывает зависимость трехчастичного фазового объема, поправленного на парциально-волновое распределение, полученное подгонкой с постоянными коэффициентами (см. таб. 4.1). Сплошная линия отражает энергетическую зависимость полного сечения, полученного с использованием выражения 4.14. Включение только одного взаимодействия в конечном состоянии $a_0^+(980)$ или $\bar{K}d$ приводит к практически идентичным результатам — штрихпунктирная линия. Все теоретические распределения нормированы на большую точку.

Глава 5

Проверка правила Окубо-Цвейга-Изуки

5.1 Сведения о рождении ω -мезона в pN соударениях.

Мировые данные по полному сечению рождения ω -мезона в реакции $pp \rightarrow pp\omega$, полученные коллаборациями SPESIII [125], ANKE [126], TOF [127, 128] и DISTO [44], прекрасно описываются следующей параметризацией:

$$\log_{10} \sigma = -0.855 + 0.495 \log_{10} Q + 0.230 (\log_{10} Q)^2, \quad (5.1)$$

где Q берется в МэВ, а σ в мкб [126].

Сечения рождения ω -мезона на нейтроне в реакции $pn \rightarrow d\omega$ получены коллаборацией ANKE [129] и составляют $\sigma_{tot}(pn \rightarrow d\omega) = 2.9 \pm 0.8$ мкб для энергии возбуждения $Q = 28^{+16}_{-20}$ МэВ и 8.5 ± 2.8 мкб для $Q = 57^{+21}_{-15}$. Как видно, эти данные пригодны лишь для оценки отношения выходов ϕ - и ω -мезонов из-за большой погрешности. Из этого также следует, что на сегодняшний день нет никакой особой надобности получения сечения рождения ϕ -мезона в реакции $pn \rightarrow d\phi$ с очень высокой точностью, т.е. прецизионная декомпозиция спектра инвариантной массы системы K^+K^- .

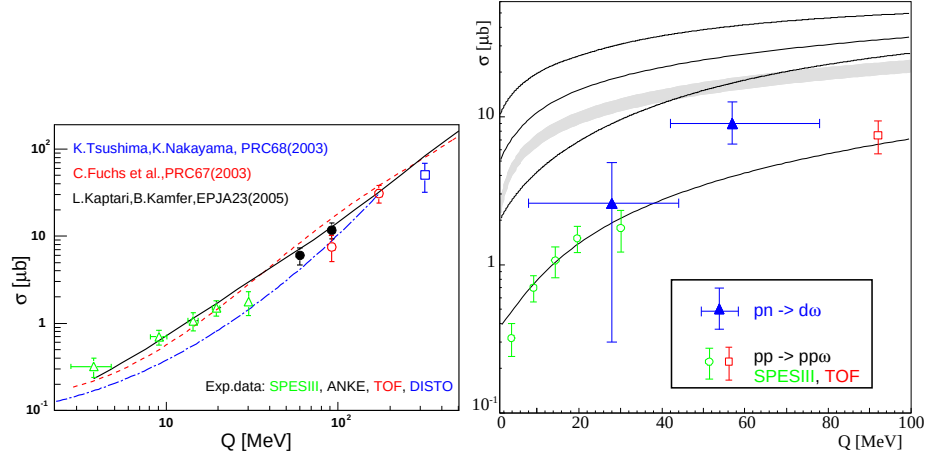


Рис. 5.1: Энергетические зависимости полного сечения реакций $pp \rightarrow pp\omega$ и $pn \rightarrow d\omega$.

5.2 $pn \rightarrow d\phi$

Как видно на рисунке 2.16b, пик от ϕ -мезонов доминирует в спектре инвариантных масс системы K^+K^- . Фон от не- ϕ -мезонной части K^+K^- спектра составляет порядка 8%.

Для фиксированной энергии возбуждения ϵ распределения по всем кинематическим переменным следовали фазовому объему, кроме распределения по углу вылета каона в системе ϕ -мезона. Вблизи порога реакция $pn \rightarrow d\phi$ идет только из начального 1P_1 состояния. Поэтому ее амплитуду можно записать в виде:

$$\mathcal{M} = \hat{p}(\vec{\epsilon}_d^\dagger \times \vec{\epsilon}_\phi^\dagger)\Phi_{pn}, \quad (5.2)$$

где $\hat{p}$ — единичный вектор параллельный направлению пучка, $\vec{\epsilon}_d$ и $\vec{\epsilon}_\phi$ — векторы поляризации дейтона и ϕ -мезона, а Φ_{pn} описывает спин-0 начальное состояние. Из структуры матричного элемента следует, что ϕ -мезон ориентирован перпендикулярно направлению пучка. Таким образом, каоны не могут быть рождены вдоль пучка, и для них ожидается $\sin^2 \Theta_\phi^K$ зависимость распада. Если ввести в рассмотрение более высокие парциальные волны, то в наиболее общем случае дифференциальное сечение можно записать в виде:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_\phi^K} = \frac{3}{8\pi} \cdot (a \sin^2 \Theta_\phi^K + 2b \cos^2 \Theta_\phi^K); \quad (5.3)$$

оно нормировано так, что $\sigma = a + b$. Для больших энергий возбуждения аксептанс в задней полусфере (система центра масс) больше чем в передней, однако,

все угловые распределения не отличаются от симметричных.

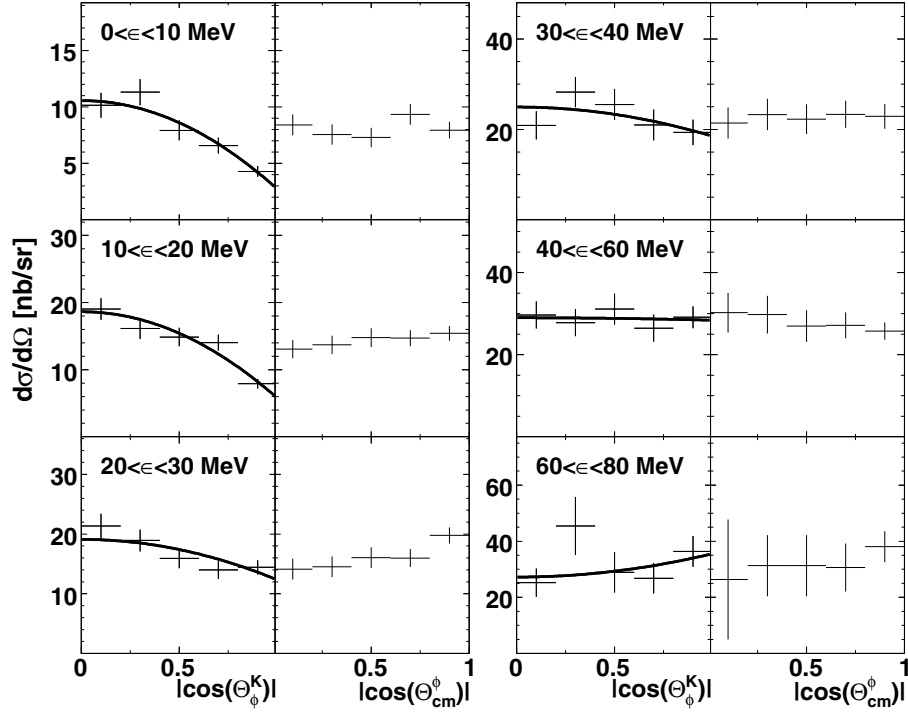


Рис. 5.2: Угловые распределения вылета каонов в разных системах для реакции $pn \rightarrow d\phi \rightarrow dK^+K^-$ для разных энергий возбуждения. Линиями показана параметризация, описанная в тексте.

На рисунке 5.2 представлены угловые распределения вылета каонов в разных системах. Разрешение по $\cos \Theta$ лежит в диапазоне $0.02 - 0.04$. При малых энергия возбуждения доминирует $\sin^2 \Theta_\phi^K$ зависимость. Данные хорошо согласуются с соотношением $b/a \approx (0.012 \pm 0.001) \text{ } \epsilon/\text{МэВ}$. Данное отношение показывает, что вклад высших парциальных волн при высоких энергиях возбуждения достаточно высок. Распределения по $\cos \Theta_{c.m.}^K$ изотропны, как и следовало ожидать.

На рисунке 5.3 представлена энергетическая зависимость полного сечения реакции $pn \rightarrow d\phi$ вблизи порога. Фазовый объем двухчастичных реакций рассчитан как функция $\sqrt{\epsilon}$; отклонения от этой функции, вызванные шириной ϕ -мезона, не превышают 4%. Как показано на рисунке 5.3, данные полностью согласуются с параметризацией $\sigma_{tot}(pn \rightarrow d\phi) = (48 \pm 1) \sqrt{\epsilon/\text{MeV}} \text{ нб}$.

Вблизи порога сечение s -волнового изоскалярного рождения ϕ -мезона в реакции $pn \rightarrow pn\phi$ может быть вычислено используя метод, описанный в работе [130] и проверенный для рождения η -мезона в нуклон-нуклонных соударе-

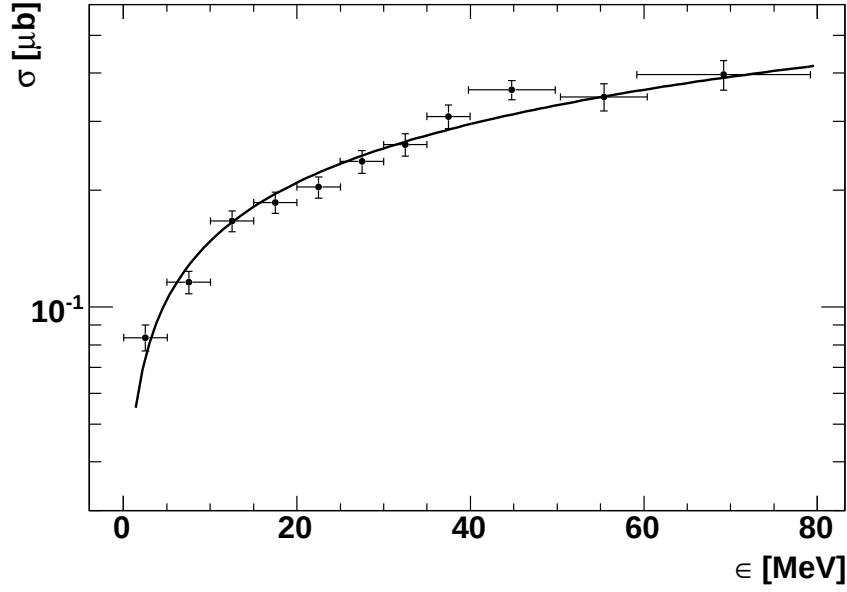


Рис. 5.3: Энергетическая зависимость полного сечения реакции $pn \rightarrow d\phi$ вблизи порога. Линией показана параметризация, описанная в тексте.

ниях [131]. Согласно таким расчетам, отношение $\sigma(pn \rightarrow pn\phi) / \sigma(pp \rightarrow pp\phi) \approx 2.3 \pm 0.5$.

5.3 Отношение сечений рождения ϕ - и ω -мезонов.

Современные (модельнозависимые) исследования [48] показывают, что за счет динамики процессов и без привлечения модели поляризованной странности в нуклоне, $\sigma_\phi/\sigma_\omega$ может в 4.5 раза превышать R_{OZI} . Полученное нами отношение сечений для реакций типа $pp \rightarrow pp\phi(\omega)$ составило $(6 \pm 2) \cdot R_{OZI}$. Оно не зависит от энергии возбуждения и систематически превышает модельные расчеты. Для pn начального состояния измеренное отношение выходов векторных мезонов также согласуется с теорией в рамках полученных ошибок.

Однако следует заметить, что последние измерения дифференциальных сечений [128] не обнаружили существенной анизотропии углового распределения мезонов при энергии возбуждения 90 МэВ, которая предсказывается такими расчетами. В июле 2008 года на спектрометре ANKE были проведены высоко-статистические измерения реакции $pn \rightarrow d\omega$, анализ которых позволит значи-

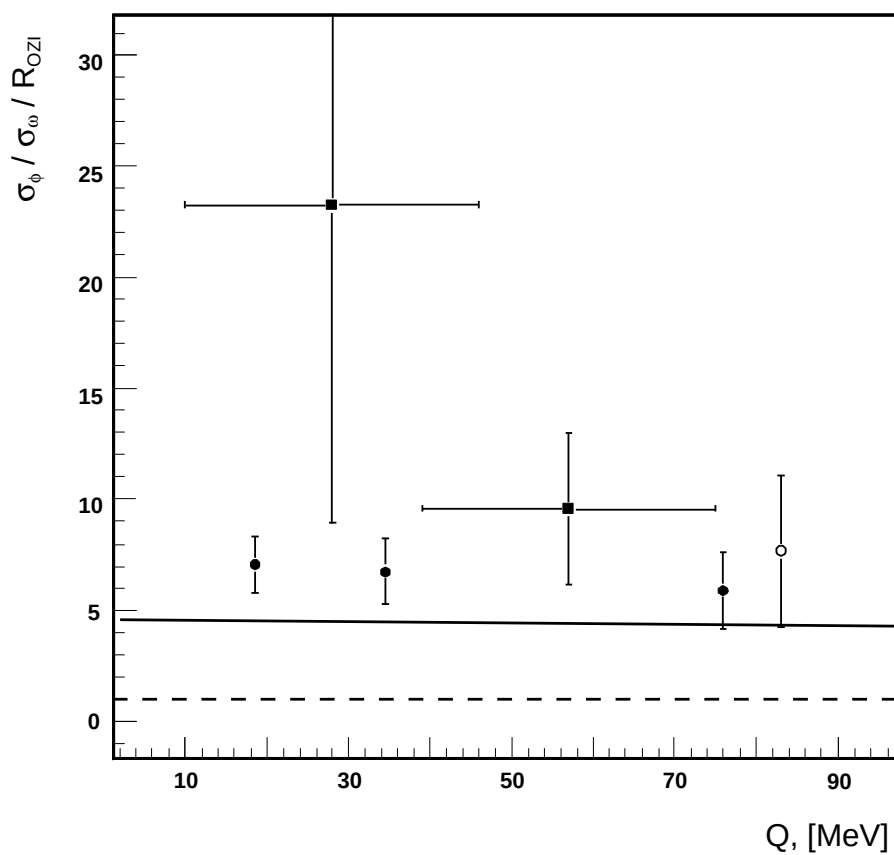


Рис. 5.4: Отношение сечений рождения ϕ - и ω -мезонов, отнесенное к отношению, следующему из правила Цвейга-Окубо-Изуки. Черные кружки — результаты данной работы для реакции $pp \rightarrow pp\phi(\omega)$, белый кружок — результат сотрудничества DISTO. Черными квадратами показано представленное в данной работе отношение для реакции $pn \rightarrow d\phi(\omega)$. Сплошной линией показан теоретический расчет с учетом $g_{\rho\pi\omega}$ [48], пунктирной — без такого учета.

тельно улучшить точность существующих данных и получить отношение $\sigma_\phi/\sigma_\omega$ в pn -канале с точностью, сопоставимой с pp -каналом. Кроме того, в период с 2009 по 2011 гг. планируется проведение эксперимента по изучению рождения ϕ -мезона в реакции $pn \rightarrow pn\phi$ вблизи порога.

Заключение

Достигнутый уровень выделения полезных событий позволил при светимости, обеспечиваемой ускорителем COSY, измерять сечения реакций образования $K\bar{K}$ пар в нуклон-нуклонных соударениях на уровне 10 нб.

В результате анализа были получены полные и дифференциальные сечения реакций: $pp \rightarrow pp\phi$, $pn \rightarrow d\phi$, $pp \rightarrow pp\{K^+K^-\}_{non-\phi}$ и $pp \rightarrow dK^+\bar{K}^0$ при малых энергиях возбуждения (до 110 МэВ).

Впервые полученное отношение сечений рождения ϕ и ω мезонов около порога их образования в нуклон-нуклонных взаимодействиях составило в среднем $(6 \pm 2) \cdot R_{OZI}$ в $pp \rightarrow pp\phi(\omega)$ канале и не зависело от энергии возбуждения, что находится в согласии с модельными расчетами. Для $pn \rightarrow d\phi(\omega)$ канала измеренное отношение выходов векторных мезонов также согласуется с теорией в рамках полученных ошибок, причем точность вычисления отношения ограничена качеством данных ω -мезонного рождения.

Измененные отношения спектров инвариантных-масс $(d\sigma/dM_{K^-p})/(d\sigma/dM_{K^+p})$ для реакции $pp \rightarrow pp\{K^+K^-\}_{non-\phi}$ и $(d\sigma/dM_{\bar{K}^0d})/(d\sigma/dM_{K^+d})$ для $pp \rightarrow dK^+\bar{K}^0$ показали, что это отношение возрастает в районе малых масс. Это говорит о достаточно сильном антикаон-нуклонном взаимодействии в конечном состоянии. Для реакции $pp \rightarrow pp\{K^+K^-\}_{non-\phi}$ был определен модуль длины K^-p рассеяния, который оказался равным 1.5 фм.

Парциально-волновой анализ, проведенный для реакции $pp \rightarrow dK^+\bar{K}^0$, показал, что $K^+\bar{K}^0$ пары образуются в s -волне (канал, в котором возможно рождение $a_0^+(980)$ -резонанса). При этом ширина $a_0^+(980)$ -мезона должна превышать 70 МэВ.

Исследование спектра инвариантных-масс $d\sigma/dM_{K^-K^+}$ для реакции $pp \rightarrow pp\{K^+K^-\}_{non-\phi}$ показало наличие порогового эффекта, связанного с $K^+K^- \rightleftharpoons K^0\bar{K}^0$ перерассеянием. Предложенная для описания данного эффекта модель

показывает доминирование изоскалярной амплитуды рождения каонной пары над изовекторной.

Основные результаты опубликованы в работах [132–136] и представлены на международных конференциях в Кракове (Польша), Майнце (Германия) и Юлихе (Германия) [137, 138].

Приложение А

Кинематический фит

Пусть $(x_1, \dots, x_n)$ — кинематические переменные измеряемые в эксперименте с погрешностью $(\sigma_1, \dots, \sigma_n)$, а $f_j(x_1, \dots, x_n)$ — набор функций определяющих кинематику процесса ($j = \overline{1, m}$). Необходимо найти такой набор поправок к измеренным переменным — $(\delta_1, \dots, \delta_n)$, чтобы:

$$f_j(x_1 + \delta_1, \dots, x_n + \delta_n) = 0, \quad (\text{A.1})$$

и

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i^2}{\sigma_i^2} = \text{minimum}. \quad (\text{A.2})$$

Определим функцию $F(\delta_1, \dots, \delta_n)$ как

$$F(\delta_1, \dots, \delta_n) = \sum_{j=1}^m \lambda_j \cdot f_j(x_1 + \delta_1, \dots, x_n + \delta_n) + \chi^2. \quad (\text{A.3})$$

Этим мы ввели дополнительный набор неизвестных $(\lambda_1, \dots, \lambda_m)$. Как и χ^2 , функция $F(\delta_1, \dots, \delta_n)$ должна быть минимальна. То есть, мы получили систему $n + m$ уравнений:

$$\begin{aligned} f_j(x_1 + \delta_1, \dots, x_n + \delta_n) &= 0, \\ \frac{\partial F}{\partial \delta_i} &= 0. \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

Разложим функции $f_j(x_1 + \delta_1, \dots, x_n + \delta_n)$ в ряд Тейлора:

$$f_j(x_1 + \delta_1, \dots, x_n + \delta_n) \approx f_j(x_1, \dots, x_n) + \sum_{i=1}^n \frac{\partial f_j}{\partial x_i} \cdot \delta_i. \quad (\text{A.5})$$

Тогда из А.4 получаем систему линейных уравнений относительно δ_i и λ_j :

$$f_j(x_1, \dots, x_n) + \sum_{i=1}^n \frac{\partial f_j}{\partial x_i} \cdot \delta_i = 0, \quad (\text{A.6})$$

$$\sum_{j=1}^m \frac{\partial f_j}{\partial x_i} \cdot \lambda_j + \frac{2\delta_i}{\sigma_i^2} = 0, .$$

Запишем ее в матричном виде:

$$f_m + J_{mn} \cdot \delta_n = 0, \quad (\text{A.7})$$

$$J_{nm}^T \cdot \lambda_m + 2 \cdot S_{nn}^{-1} \cdot \delta_n = 0,$$

где:

$$f_m = \begin{pmatrix} f_1(x_1, \dots, x_n) \\ \vdots \\ f_m(x_1, \dots, x_n) \end{pmatrix}, \quad \delta_n = \begin{pmatrix} \delta_1 \\ \vdots \\ \delta_n \end{pmatrix}, \quad \lambda_m = \begin{pmatrix} \lambda_1 \\ \vdots \\ \lambda_m \end{pmatrix},$$

$$J_{mn} = \begin{pmatrix} \frac{\partial f_1}{\partial x_1} & \dots & \frac{\partial f_1}{\partial x_n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial f_m}{\partial x_1} & \dots & \frac{\partial f_m}{\partial x_n} \end{pmatrix}, \quad S_{nn} = \begin{pmatrix} \sigma_1^2 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \sigma_2^2 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & \sigma_n^2 \end{pmatrix},$$

Решаем:

$$\delta_n = -\frac{1}{2} \cdot S_{nn} \cdot J_{nm}^T \cdot \lambda_m, \quad (\text{A.8})$$

$$\lambda_m = 2 \cdot (J_{mn} \cdot S_{nn} \cdot J_{nm}^T)^{-1} \cdot f_m, \quad (\text{A.9})$$

$$\delta_n = -(S_{nn} \cdot J_{nm}^T) \cdot (J_{mn} \cdot S_{nn} \cdot J_{nm}^T)^{-1} \cdot f_m, \quad (\text{A.10})$$

Если бы $f_j(x_1, \dots, x_n)$ была линейной функцией, то решение было бы точным. Однако вследствие допущения А.5 полученные значения поправок представляют собой лишь первое приближение к точному решению. Его поиск осуществляется итерационным методом, то есть, при каждом последующем шаге производится замена $x_i \rightarrow x_i + \delta_i$, и находятся новые значения поправок.

Для исследования реакции $pp \rightarrow dK^+ \bar{K}^0$ в качестве функции определяющей кинематику процесса бралась разность квадратов недостающей массы системы dK^+ и массы $\bar{K}^0$ -мезона:

$$f(\vec{p}(d), \vec{p}(K^+)) = m^2 - m^2(\bar{K}^0). \quad (\text{A.11})$$

Поправки искались по формуле:

$$\delta_i = -\frac{\frac{\partial f}{\partial x_i} \cdot \sigma_i^2}{\sum_{i=1}^6 \left(\frac{\partial f}{\partial x_i}\right)^2 \cdot \sigma_i^2} \cdot f(x_1, \dots, x_6). \quad (\text{A.12})$$

Литература

- [1] G.E. Brown *et al.*, A novel mechanism for kaon condensation in neutron star matter. Phys. Lett. B **291**, (1992) 355 – 362.
- [2] T. Yamazaki, Y. Akaishi, (K^-, π^-) production of nuclear $\bar{K}$ bound states in proton-rich systems via Λ^* doorways. Phys. Lett. B **535**, (2002) 70 – 76.
- [3] D. Morgan, Is the 0^+ nonet respectable? Phys. Lett. B **51**, (1974) 71 – 78.
- [4] G. Janssen *et al.*, Structure of the scalar mesons $f_0(980)$ and $a_0(980)$. Phys. Rev. D **52**, (1995) 2690 – 2700.
- [5] R.J. Jaffe, Multiquark hadrons. I. Phenomenology of $q^2\bar{q}^2$ mesons. Phys. Rev. D **15**, (1977) 267 – 280.
- [6] N.N. Achasov *et al.*, $S^* - \delta^0$ mixing as a threshold phenomenon. Phys. Lett. B **88**, (1979) 367 – 371.
- [7] V.P. Nomokonov, M.G. Sapozhnikov, Experimental tests of the Okubo-Zweig-Izuka rule in hadron interactions. Phys. Part. Nucl. **34**, (2003) 184 – 239.
- [8] M. Hartmann, Yu. Kiselev *et al.*, COSY-Proposal. Study of the K^- and ϕ nuclear potentials in pA reactions at ANKE. (2005).
- [9] P. Sixel *et al.*, Inclusive ϕ production in K^-p and π^+p interactions and comparison with J/ψ production. Nucl. Phys. B **199**, (1982) 381 – 398.
- [10] Particle Data Group, Review of Particle Physics. J. Phys. G **33**, (2006) 38, 563 – 567.
- [11] M.N. Achasov *et al.*, Measurements of the parameters of the $\phi(1020)$ resonance through studies of the processes $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$, $K_S K_L$, and $\pi^+\pi^-\pi^0$. Phys. Rev. D **63**, (2001) 072022.

- [12] G. Zweig, CERN Report No.8419/TH412 (1964)
- [13] S. Okubo, Phys. Lett. B **5**, (1963) 165.
- [14] H.J. Lipkin, Int. J. Mod. Phys. E **1**, (1992) 603.
- [15] D.W. Davies *et al.*, Strange-particle production in π^+d interactions from 1.1 to 2.4 GeV/c. Phys. Rev. D **2**, (1970) 506.
- [16] D.W. Davies *et al.*, Production and decay of η and ω mesons in the reaction $\pi^+d \rightarrow (p)p\pi^+\pi^-\pi^0$ between 1.1 to 2.4 GeV/c. Phys. Rev. D **2**, (1970) 2564.
- [17] M. Abolins *et al.*, Production of multimeson resonances by $\pi^+\rho$ interaction and evidence for a $\pi\omega$ resonance. Phys. Rev. Lett. **11**, (1963) 381.
- [18] M. Abolins *et al.*, ϕ -meson production in π^-p and K^-p interactions from 3 to 6 GeV/c. Phys. Rev. Lett. **32**, (1974) 1463.
- [19] D. Cohen *et al.*, ϕ -meson production in the reactions $\pi^\pm N \rightarrow K^-K^+N$ at 6 GeV/c. Phys. Rev. Lett. **38**, (1977) 269.
- [20] R. Baldi *et al.*, Comparison of ϕ production by π , K and p incident on protons at 10 GeV. Phys. Lett. B **65**, (1977) 381.
- [21] P.L. Woodworth *et al.*, Test of the Zweig rule in π^-p interactions at 19 GeV. Phys. Lett. B **65**, (1977) 89.
- [22] V. Dorofeev *et al.*, Proc. NAN1995 Conf., Moscow, (1995).
- [23] M. Aguilar-Benitez *et al.*, Vector meson production in π^-p interactions at 360 GeV/c. Z. Phys. C **44**, (1989) 531.
- [24] V. Blobel *et al.*, Test of the Zweig selection rule in ϕ production by pp collisions. Phys. Lett. B **59**, (1975) 88.
- [25] S. Golovkin *et al.*, Proc. NAN1995 Conf., Moscow, (1995).
- [26] M. Aguilar-Benitez *et al.*, Inclusive particle production 400 GeV/c pp -interactions. Z. Phys. C **50**, (1991) 405.
- [27] A.M. Cooper *et al.*, ϕ and ω meson production in $\bar{p}p$ annihilations at 0.70 – 0.76 GeV/c and the OZI rule. Nucl. Phys. B **146**, (1978) 1.

- [28] R.A. Donald *et al.*, The applicability of Zweig's rule to $\bar{p}p$ annihilations at 3.6 GeV/c. Phys. Lett. B **61**, (1976) 210.
- [29] C.K. Chen *et al.*, Properties of the reaction $\bar{p}p \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^-$ at 2.32 GeV/c. Nucl. Phys. B **130**, (1977) 269.
- [30] J. Reifenröther and E. Klempt, Antiprotonic hydrogen: From atomic capture to annihilation. Nucl. Phys. A **503**, (1989) 855 – 898.
- [31] C. Batty, S- and P-state annihilation in $\bar{p}p$ interactions at rest. Nucl. Phys. A **601**, (1996) 425 – 444.
- [32] C. Amsler *et al.*, Observation of radiative $\bar{p}p$ annihilation into a ϕ meson. Phys. Lett. B **346**, (1995) 346.
- [33] C. Amsler, Proton-antiproton annihilation and meson spectroscopy with the Crystal Barrel. Rev. Mod. Phys. **70**, (1998) 1293.
- [34] R. Dona, The annihilation process $\bar{p}p \rightarrow \pi^0 \omega$ at rest in liquid and gaseous hydrogen. Proc. LEAP1995 Conf., Villasimius, (1998). Nucl. Phys. A **655**, (1999) 213c.
- [35] A. Alberico *et al.*, Study of ϕ and $f'_2(1525)$ meson production in $\bar{p}p$ annihilation at rest. Phys. Lett. B **438**, (1998) 430.
- [36] V.G.. Ableev *et al.*, Measurements of the $\bar{p}d$ annihilation at rest. Nucl. Phys. A **585**, (1995) 577.
- [37] V.G.. Ableev *et al.*, ϕ and ω meson production in $\bar{n}p$ annihilation and the OZI rule. Phys. Lett. B **334**, (1994) 327.
- [38] A. Filippi *et al.*, Study of $\bar{n}p \rightarrow \phi \pi^+$ and $\bar{n}p \rightarrow \omega \pi^+$ annihilation reactions in flight. Nucl. Phys. A **655**, (1999) 453.
- [39] A. Alberico *et al.*, Measurements of the reaction $\bar{p}p \rightarrow \phi \eta$ of antiproton annihilation at rest at three hydrogen target densities. Phys. Lett. B **432**, (1998) 427.
- [40] M.G. Sapozhnikov, Experimental results on strangeness production. Proc. LEAP1995 Conf., Villasimius, (1998). Nucl. Phys. A **655**, (1999) 151c.

- [41] A. Bertin *et al.*, New data on OZI rule violation in $\bar{p}p$ annihilation at rest. Phys. Lett. B **388**, (1998) 450.
- [42] O.E. Gorchakov *et al.*, Measurements of the $\bar{p}d \rightarrow \phi n$ Pontecorvo reaction for antiproton annihilation at rest. Phys. Lett. B **528**, (2002) 34.
- [43] C. Amsler *et al.*, First observation of Pontecorvo reactions with a recoiling neutron. Phys. Lett. A **351**, (1995) 325.
- [44] F. Balestra *et al.*, ϕ and ω meson production in pp reactions at $p_{lab}=3.67$ GeV/c. Phys. Rev. C **63**, (2001) 024004.
- [45] R. Wurzinger *et al.*, Near-threshold production of ω mesons in the $pd \rightarrow {}^3\text{He}\omega$ reaction. Phys. Rev. C **51**, (1995) 443.
- [46] R. Wurzinger *et al.*, Observation of η' and ϕ meson production very close to threshold in the $pd \rightarrow {}^3\text{He}X$ reaction. Phys. Lett. B **374**, (1996) 283.
- [47] F. Bellemann *et al.*, Experimental study of the $pd \rightarrow {}^3\text{He}K^+K^-$ and $pd \rightarrow {}^3\text{He}\phi$ reactions close to threshold. Phys. Rev. C **75**, (2007) 015204
- [48] L.P. Kaptari, B. Kampfer, Combined analysis of near-threshold production of ω and ϕ mesons in nucleon-nucleon collisions within an effective meson-nucleon model. Eur. Phys. J. A **23** (2005) 291.
- [49] S. Godfrey, N.Isgur, Mesons in a relativized quark model with chromodynamics. Phys. Rev. D **32**, (1985) 189.
- [50] F.E. Close *et al.*, $f_0(975)$, $a_0(980)$ as eye-witnesses of confinement. Phys. Lett. B **319**, (1993) 291.
- [51] D.V. Bugg, Decays of σ , κ , $a_0(980)$ and $f_0(975)$. Eur. Phys. J. C **47**, (2006) 57.
- [52] S.M. Flatte, Coupled-channel analysis of the $\pi\eta$ and $K\bar{K}$ systems near $K\bar{K}$ threshold. Phys. Lett. B **63**, (1976) 224.
- [53] N.N. Achasov, A.V. Kiselev, New analysis of the KLOE data on the $\phi \rightarrow \eta\pi^0\gamma$ decay. Phys. Rev. D **68**, (2003) 014006.

- [54] V. Baru *et al.*, Flatte-like distributions and the $a_0(980)/f_0(980)$ mesons. Eur. Phys. J. A **23**, (2005) 523.
- [55] J.A. Oller, E. Oset, Chiral symmetry amplitudes in the S -wave isoscalar and isovector channels and the σ , $f_0(980)$, $a_0(980)$ scalar mesons. Nucl. Phys. A **620**, (1997) 438.
- [56] C. Amsler *et al.*, Proton-antiproton annihilation into $\eta\pi\pi$ -observation of a scalar resonance decaying into $\eta\eta$. Phys. Lett. B **291**, (1992) 347 .
- [57] C. Amsler *et al.*, Study of $\bar{p}p$ annihilation at rest into $\omega\eta\pi^0$. Phys. Lett. B **327**, (1994) 425 – 432.
- [58] S. Teige *et al.*, Properties of the $a_0(980)$ -meson. Phys. Rev. D **59**, (1999) 012001-1 – 012001-12.
- [59] D. Barberis *et al.*, A study of the centrally produced $\eta\pi^0$ and $\eta\pi^-$ systems in pp interactions at 450 GeV/ c . Phys. Lett. B **488**, (2000) 225 – 233.
- [60] R. Armenteros *et al.*, Experimental results on the $\bar{p}p \rightarrow \bar{K}K\pi$ at rest; non- K^* -resonating events. Phys. Lett. **17**, (1965) 344 – 347.
- [61] R. Armenteros *et al.*, Experimental results on the $\bar{p}p \rightarrow \bar{K}K\pi$ at rest; K^* -production. Phys. Lett. **17**, (1965) 170 – 171.
- [62] N. Barash *et al.*, Antiproton annihilation in hydrogen at rest. Reaction $\bar{p}+p \rightarrow K + \bar{K} + \pi$. Phys. Rev. **139**, (1965) B1659 – B1664.
- [63] B. Conforto *et al.*, Experimental results on the $(K\bar{K})$ and (Kp) systems as observed in the annihilations $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\pi$ at rest. Nucl. Phys. B **3**, (1967) 469 – 503.
- [64] C. Amsler *et al.*, Protonium annihilation into $K_L^0 K_S^0 \pi^0$ and $K_L^0 K_S^0 \eta$. Phys. Lett. B **319**, (1993) 373 – 380.
- [65] A. Abele *et al.*, Observation of $f_0(1500)$ decay into $K_L K_L$. Phys. Lett. B **385**, (1996) 425 – 432.
- [66] A. Abele *et al.*, $\bar{p}p$ annihilation at rest into $K_L K \pm \pi^\mp$. Phys. Rev. D **57**, (1998) 3860 – 3872.

- [67] D.V. Bugg *et al.*, Coupled channel analysis of data on $\bar{p}p \rightarrow 3\pi^0, \eta\eta\pi^0, \eta\pi^0\pi^0$ at rest, with the N/D method. Phys. Rev. D **50**, (1994) 4412.
- [68] A. Bertin *et al.*, Study of the isovector scalar mesons in the channel $\bar{p}p \rightarrow K^\pm K_S^0 \pi^\mp$ at rest with initial angular momentum state selection. Phys. Lett. B **434**, (1998) 180 – 188.
- [69] A. Abele *et al.*, Antiproton-proton annihilation at rest into $K^+K^-\pi^0$. Phys. Lett. B **468**, (1999) 178 – 188.
- [70] M. Bargiotti *et al.*, Results of the coupled channel analysis of $\pi^+\pi^-\pi^0, K^+K^-\pi^0$ and $K^\pm K_S^0 \pi^\mp$ final states from $\bar{p}p$ annihilation at rest in hydrogen targets at different densities. Phys. Lett. B **561**, (2003) 233 – 240.
- [71] M. Bargiotti *et al.*, Coupled channel analysis of $\pi^+\pi^-\pi^0, K^+K^-\pi^0$ and $K^\pm K_S^0 \pi^\mp$ from $\bar{p}p$ annihilation at rest in hydrogen targets at three densities. Eur. Phys. J. C **26**, (2003) 371 – 388.
- [72] J. Reifenröther *et al.*, ϕ production in $\bar{p}p$ annihilation at rest. Phys. Lett. B **267**, (1991) 299 – 308.
- [73] S. Ganguly *et al.*, Properties of $\bar{p}p$ annihilations into strange particles at 702 and 757 MeV/c. Nucl. Phys. B **183**, (1981) 295 – 329.
- [74] C. Amsler *et al.*, Study of $K\bar{K}$ resonances in $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\pi^0$ at 900 and 1640 MeV/c. Phys. Lett. B **639**, (2006) 165 – 171.
- [75] A. Gurtu *et al.*, Production and decay properties of the D(1285) meson in K^-p interaction at 4.2 GeV/c. Nucl. Phys. B **151**, (1979) 181 – 192.
- [76] M. Corden *et al.*, Observation on the D, E and δ mesons in the π^-p interaction at 12 and 15 GeV/c. Nucl. Phys. B **151**, (1978) 253 – 268.
- [77] D. Barberis *et al.*, A measurement of the branching fractions of the $f_1(1285)$ and $f_1(1420)$ produced in central pp interactions at 450 GeV/c. Phys. Lett. B **440**, (1998) 225 – 232.
- [78] A. Bertin *et al.*, A search for axial vectors in annihilations $\bar{p}p \rightarrow K^\pm K_{missed}^0 \pi^\mp \pi^+ \pi^-$ at rest in gaseous hydrogen at NTP. Phys. Lett. B **400**, (1997) 226 – 238.

- [79] G. Adams *et al.*, Observation of pseudoscalar and axial vector resonances in $\pi^- p \rightarrow K^+ K^- \pi^0 n$ at 18 GeV/c. Phys. Lett. B **516**, (2001) 264 – 272.
- [80] J. Abdallah *et al.*, Measurement of inclusive $f_1(1285)$ and $f_1(1420)$ production in Z decays with the DELPHI detector. Phys. Lett. B **569**, (2003) 129 – 139.
- [81] D. Barberis *et al.*, A study of the $K\bar{K}\pi$ channel produced centrally in pp interactions at 450 GeV/c. Phys. Lett. B **413**, (1997) 225 – 231.
- [82] M. Acciarri *et al.*, Light resonances in $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ and $\eta \pi^+ \pi^-$ final states in $\gamma\gamma$ collisions at LEP. Phys. Lett. B **501**, (2001) 1 – 11.
- [83] P. Achard *et al.*, $f_1(1285)$ formation in two-photon collisions at LEP. Phys. Lett. B **526**, (2002) 269 – 277.
- [84] L. de Billy *et al.*, Spin and parity of the $D^0(1280)$ meson. Nucl. Phys. B **176**, (1980) 1 – 12.
- [85] W. Lockman *et al.*, Study of the $a_0(980)$ meson in radiative J/ψ decay. Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **21**, (1991) 55 – 60.
- [86] B. French *et al.*, A partial wave analysis of the centrally produced $K^+ K^-$ system in pp interactions at 300 GeV/c. Phys. Lett. B **460**, (1999) 213 – 218.
- [87] D. Barberis *et al.*, A partial wave analysis of the centrally produced $K_S^0 K_S^0$ and $K^+ K^-$ systems in pp interactions at 450 GeV/c and new information on the spin of the $f_J(1700)$. Phys. Lett. B **453**, (1999) 305 – 315.
- [88] D. Barberis *et al.*, A coupled channel analysis of the centrally produced $K^+ K^-$ and $\pi^+ \pi^-$ final states in pp interactions at 450 GeV/c. Phys. Lett. B **462**, (1999) 462 – 470.
- [89] T. Armstrong *et al.*, Study of the centrally produced $\pi\pi$ and $K\bar{K}$ systems. Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **21**, (1991) 49 – 54.
- [90] J. Bai *et al.*, Partial wave analysis of $J/\psi \rightarrow \gamma(K^+ K^- \pi^0)$. Phys. Lett. B **440**, (1998) 217 – 224.
- [91] J. Bai *et al.*, Partial wave analysis of $J/\psi \rightarrow \gamma(K^\pm K_S^0 \pi^\mp)$. Phys. Lett. B **476**, (2000) 25 – 32.

- [92] M. Ablikim *et al.*, The σ pole in $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$. Phys. Lett. B **598**, (2004) 149 – 158.
- [93] M. Ablikim *et al.*, Study $J/\psi \rightarrow \omega K^+K^-$. Phys. Lett. B **603**, (2004) 138 – 145.
- [94] M. Ablikim *et al.*, Resonances in $J/\psi \rightarrow \phi\pi^+\pi^-$ and $J/\psi \rightarrow \phi K^+K^-$. Phys. Lett. B **607**, (2005) 243 – 253.
- [95] M.N. Achasov *et al.*, The $\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ decay. Phys. Lett. B **485**, (2000) 349.
- [96] R.R. Akhmetshin *et al.*, Study of the decay ϕ decays into $\pi^0\pi^0\gamma$ and $\eta\pi^0\gamma$ final states. Phys. Lett. B **380**, (1999) 380.
- [97] A. Aloisio *et al.*, Study of the decay $\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ with the KLOE detector. Phys. Lett. B **537**, (2002) 21.
- [98] E.M. Aitala *et al.*, Study of the decay $\phi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ with the KLOE detector. Phys. Rev. Lett. **86**, (2001) 765.
- [99] K. Ackerstaff *et al.*, Production of $f_0(980)$, $f_2(1270)$ and $\phi(1020)$ in hadronic Z^0 decay. Eur. Phys. J. C **4**, (1998) 19.
- [100] R. Nacasch *et al.*, Study of the $D(1285)$ and $E(1420)$ resonances produced in $\bar{p}p$ annihilations at 700 – 760 MeV/ c . Nucl. Phys. B **135**, (1978) 203 – 223.
- [101] J. Link *et al.*, Study of the $D^0 \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$ decay. Phys. Lett. B **610**, (2005) 225 – 234.
- [102] H. Grässler *et al.*, Production and decay of the $\delta(970)$ and $D(1285)$ mesons in $\pi^\pm p$ interaction at 16 GeV/ c^2 . Nucl. Phys. B **121**, (1977) 189 – 209.
- [103] P. Winter *et al.*, Kaon pair production close to threshold. Phys. Lett. B **635**, (2006) 23.
- [104] A. Aloisio *et al.*, Study of the decay $\phi \rightarrow \eta\pi^0\gamma$ with the KLOE detector. Phys. Lett. B **536**, (2002) 209.
- [105] B. Borasoy *et al.*, K^-p scattering length from scattering experiments. Phys. Rev. C **74**, (2007) 055201.

- [106] A. Sibirtsev *et al.*, Determination of the $\bar{K}^0 d$ scattering length from the reaction $pp \rightarrow dK^+ \bar{K}^0$. Phys. Lett. B **601**, (2004) 132.
- [107] Ulf-G. Meißner *et al.*, Kaon-nucleon scattering lengths from kaonic deuterium experiments. Eur. Phys. J. C **47** (2006) 473.
- [108] N. Isgur, G. Karl, P -wavebarions in the quark model. Phys. Rev. D **18**, (1978) 4187.
- [109] R.H. Dalitz, S.F. Tuan, The phenomenological representation of $\bar{K}$ -nucleon scattering and reaction amplitudes. Ann. Phys. **3**, (1960) 307.
- [110] T. Inoue, A pentaquark picture of $\Lambda(1405)$. arXiv:0708.2339 [hep-ph], (2007).
- [111] J.A. Oller, Ulf-G. Meißner Chirral dynamics in the presence of bound states: kaon-nucleon interaction revisited. Phys. Lett. B **500**, (2001) 263.
- [112] D. Jido *et al.*, Chirral dynamics of the two $\Lambda(1405)$ states. Nucl. Phys. A **725**, (2003) 181.
- [113] M. Agnello *et al.*, Evidence for a kaon-bound state $K^- pp$ produced in K^- absorbtion reactions at rest. Phys. Rev. D **94**, (2005) 212303.
- [114] R. Maier, Cooler Synchrotron COSY - performance and perspectives. Nucl. InstrMeth. A **390** (1997) 1
- [115] S. Barsov *et al.*, ANKE, a new facility for medium energy hadron physics at COSY-Juelich. Nucl. Instr. Meth. A **462** (2001) 364-381
- [116] R. Santo *et al.*, The Münster cluster target for internal storage ring experiments. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A **386** (1997) 228.
- [117] A. Khoukaz *et al.*, Systematic studies on hydrogen cluster beam production. Eur. Phys. J. D **5**, (1999) 275.
- [118] R.A. Arndt *et al.*, Nucleon-nucleon elastic scattering to 3 GeV. Phys. Rev. C **62** (2000) 034005. <http://gwdac.phys.gwu.edu>
- [119] I.Ambats *et al.*, Systematic study of $\pi^\pm p$, $K^\pm p$, pp and $\bar{p}p$ forward elastic scattering from 3 to 9 GeV/c. Phys. Rev. D **9** (1974) 1179.

- [120] С.Н. Дымов, Исследование развала дейтона протонами 0.6 – 1.9 ГэВ с испусканием вперед протонной пары. Диссертация.
- [121] V. Bernard, N.Kaiser, Ulf-G. Meißner, Novel approach to pion and η production in proton proton collisions. Eur. Phys. J. A **4** (1999) 259.
- [122] T.H. Tan, A study of hyperon-nucleon interaction in the reaction $\bar{K}d \rightarrow \pi^- p \Lambda$ at rest. Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 395.
- [123] R.H. Dalitz, S.F. Tuan, The phenomenological description of K nucleon reaction processes. Ann. Phys. (N.Y.) **10** (1960) 307.
- [124] R.H. Dalitz, On the strong interactions of the strange particles. Rev. Mod. Phys. **33** (1961) 471.
- [125] F. Hibou *et al.*, Near-threshold production of ω mesons in $pp \rightarrow pp\omega$ reaction, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 492.
- [126] S. Barsov *et al.*, Study of ω -meson production in pp collisions at ANKE. Eur. Phys. J. A **31** (2007) 95.
- [127] S.Abd El-Samad *et al.*, Production of ω mesons in proton-proton collisions. Phys. Lett. B **522** (2001) 16.
- [128] M.Abdel-Bary *et al.*, Comparison of isoscalar vector meson production cross-sections in proton-proton collisions. Phys. Lett. B **647** (2007) 351.
- [129] S. Barsov *et al.*, Near threshold production of omega mesons in the $pn \rightarrow d\omega$ reaction. Eur. Phys. J. A **21** (2004) 521.
- [130] G. Fäldt, C. Wilkin, Bound state and continuum production in large momentum transfer reactions. Phys. Lett. B **382** (1996) 209.
- [131] H. Calén *et al.*, Measurements of the quasifree $pn \rightarrow pn\eta$ reaction. Phys. Rev. C **58** (1998) 2667.
- [132] A. Dzyuba *et al.*, Scalar-isovector $K\bar{K}$ production close to threshold. Eur. Phys. J. A **29** (2006) 245.
- [133] Y. Maeda, ..., A. Dzyuba *et al.*, Precision measurement of the quasi-free $pn \rightarrow d\phi$ reaction close to threshold. Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 142301.

- [134] Y. Maeda, ..., A. Dzyuba *et al.*, Kaon pair production in proton proton collisions. Phys. Rev. C **77** (2008) 015204.
- [135] A. Dzyuba *et al.*, Coupled-channel effects in the $pp \rightarrow ppK^+K^-$ reaction. Phys. Lett. B **668** (2008) 315.
- [136] A. Dzyuba *et al.*, Interpretation of $K^+\bar{K}^0$ pair production in pp collisions. Eur. Phys. J. A **38** (2008) 1.
- [137] Alexey Dzyuba for the ANKE collaboration, Scalar KK bar production close to threshold at ANKE. Int. J. Mod. Phys. A **22** (2007) 505–508
- [138] Alexey Dzyuba for the ANKE collaboration, Kaon-pair production in hadron-induced reaction. Proceedings of the IX Intern. Conf. on Hypernuclear and Strange Particle Physics, Springer (2007) 357.