

1-99-32

На правах рукописи
УДК 539.125.46;
539.171.016;
539.172.6

И-813

НОМОКОНОВ
Василий Петрович

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИЙ РОЖДЕНИЯ ϕ -МЕЗОНА
В $\bar{p}p$ -АННИГИЛЯЦИИ В ПОКОЕ

Специальность: 01.04.16 — физика ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Общая характеристика работы

Диссертация посвящена результатам, полученным в процессе обработки и физического анализа данных по антипротон-протонной аннигиляции в покое, набранных с помощью детектора OBELIX на кольце медленных антипротонов LEAR в ЦЕРН. Основные результаты опубликованы в работах [1]-[5].

Актуальность диссертации состоит в том, что представляемый здесь цикл работ направлен на исследование природы нового, недавно открытого явления – сильного нарушения правила Окубо-Цвейга-Ийзуки в аннигиляции покоящихся антипротонов. Провозглашенное еще в 60-х годах и проверенное во многих экспериментах, это правило гласит, что *процессы, описываемые диаграммами с разрывными кварковыми линиями, подавлены* [6].

Согласно нерелятивистской кварковой модели, нуклоны и антинуклоны не содержат странных кварков, в то время как ϕ мезон является практически чистым $s\bar{s}$ состоянием, с лишь небольшой примесью легких кварков. Таким образом, рождение ϕ мезона в антинуклон-нуклонной аннигиляции является “запрещенным” по ОЦИ процессом. Выход ϕ мезонов можно предсказать, основываясь на данных по рождению ω мезона, который имеет те же квантовые числа, но состоит лишь из легких кварков. Тогда, согласно нерелятивистской кварковой модели, выходы ϕ и ω мезонов должны относиться (с точностью до отношения фазовых объемов) как доли содержащихся в них легких кварков:

$$R = \frac{Y(\bar{p} + p \rightarrow \phi + X)}{Y(\bar{p} + p \rightarrow \omega + X)} = \tan^2 \delta = 4.2 \cdot 10^{-3} \cdot f \quad (1)$$

Здесь $\delta = \Theta - \Theta_0$: по квадратичной массовой формуле Гелл-Манна-Окубо угол смешивания $\Theta = 39^\circ$, а идеальный угол смешивания $\Theta_0 = 35.3^\circ$.

Правило ОЦИ получило многократное экспериментальное подтверждение в пион-нуклонных, нуклон-нуклонных и антинуклон-нуклонных на лету реакциях рождения $\phi(\omega)$ мезонов.

Недавно в экспериментах по нуклон-антинуклонным взаимодействиям в покое на пучке медленных антипротонов LEAR (ЦЕРН) было обнаружено интересное явление [7],[8]: оказалось, что в некоторых реакциях аннигиляции выход ϕ мезонов в несколько десятков раз превышает ожидаемый (1). Так, оказалось, что для реакций $\bar{p}p \rightarrow \phi\gamma$ и $\bar{p}p \rightarrow \omega\gamma$ [7] $R = (243 \pm 86) \cdot 10^{-3}$, а для реакций $\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^0$ и $\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^0$ [8] $R = (114 \pm 24) \cdot 10^{-3}$.

Работа выполнена в Объединенном институте ядерных исследований.

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник
М.Г.Сапожников

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник
В.В. Бармин (ИТЭФ),
кандидат физико-математических наук
младший научный сотрудник
А.Г. Ольшевский (ОИЯИ)

Ведущее научно-исследовательское учреждение:


ФИАН имени П.Н.Лебедева, Москва

Защита диссертации состоится “___” “_____” 1999 г.
в “___” часов на заседании Специализированного совета Д-047.01.03
при Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных
исследований, г.Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан “___” “_____” 1999 г.

Ученый секретарь Специализированного совета:


профессор Ю.А.Батусов

Эти открытия повлекли за собой оживленную дискуссию и появление целого ряда подходов и моделей, объясняющих это явление.

Мы попытались выяснить, какие факторы влияют на наблюдаемое нарушение правила ОЦИ – кинематика процесса, спин начального состояния, тип рождаемых совместно с ϕ мезоном частиц.

Цель работы состояла в исследовании рождения ϕ мезона в ряде реакций антипротон-протонной аннигиляции в покое при помощи универсального магнитного спектрометра OBELIX. В задачу входило:

- Измерение выходов реакций $\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^+\pi^-$ и $\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ для двух типов водородной мишени – жидкой и газообразной при давлении 3 атмосферы. Варьирование плотности мишени позволяет изменять соотношение между долями аннигиляций, происходящих из S- и P- волновых состояний $\bar{p}p$ атома.
- Изучение поведения выходов реакций $\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^+\pi^-$ и $\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ в зависимости от величины эффективной массы дипионной системы. Поскольку в реакциях антипротонной аннигиляции в покое $\bar{p}p \rightarrow \phi X$ переданный импульс однозначно связан с массой частиц, рождаемых с ϕ мезоном, интересно было сравнить величины отношений $R = \frac{Y(\bar{p}p \rightarrow \phi X)}{Y(\bar{p}p \rightarrow \omega X)}$ для разных эффективных масс системы X .
- Исследование реакции $\bar{p}p \rightarrow \phi\eta$ при трех различных типах водородной мишени – жидкой, и двух газообразных при давлениях 1 атм и 5 мбар. Стояла задача измерить выход реакции, выявить, какое спиновое состояние предпочтительней для рождения ϕ мезона в данном процессе и измерить вероятности аннигиляции по данному каналу для каждого начального состояния. Интересно было затем сопоставить полученный результат с имеющимися данными по реакции $\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^0$, которая идет из тех же начальных состояний, что $\bar{p}p \rightarrow \phi\eta$, но с изоспином $I = 0$.
- Изучение реакции $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\eta$ при трех типах водородной мишени – жидкой, и двух газообразных при давлениях 1 атм и 5 мбар, измерение выходов реакции, определение спиновой зависимости реакции.
- Разработка проекта эксперимента по изучению рождения ϕ мезона во взаимодействии поляризованных дейтронов с поляризованными протонами в реакции $\bar{d}p \rightarrow {}^3\text{He}\phi$ для проверки предсказаний модели поляризованного странного моря в нуклоне [9],[10].

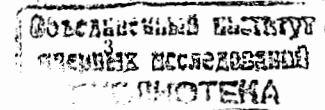
Научная новизна диссертации состоит в следующем:

- Впервые измерены выходы реакций $\bar{p}p \rightarrow \phi(\omega)\pi^+\pi^-$ с водородной мишенью при давлении 3 атм.
- Впервые получены результаты по зависимости выходов реакций $\bar{p}p \rightarrow \phi(\omega)\pi^+\pi^-$ от массы дипионной системы. Обнаружено, что отношение выходов ϕ и ω мезонов растет с уменьшением дипионной массы.
- Впервые проведено исследование реакции $\bar{p}p \rightarrow \phi\eta$ с мишенью при низком давлении и реакции $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\eta$ с жидкой мишенью и мишенью при низком давлении.
- Впервые обнаружена сильная зависимость выхода реакции $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\eta$ от плотности мишени.
- Открыто новое правило динамического отбора для реакции $\bar{p}p \rightarrow \phi\eta$, которое заключается в том, что вероятность этой реакции из состояния 1P_1 на порядок больше, чем из состояния 3S_1 . Такой результат оказался полностью противоположным закономерности, установленной для канала $\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^0$.
- Разработан проект эксперимента по проверке предсказаний модели поляризованной странности нуклона в реакции $\bar{d}p \rightarrow {}^3\text{He}\phi$.

Практическая ценность диссертации состоит в том, что полученные результаты расширили наши знания о свойствах явления нарушения правила ОЦИ в $\bar{p}p$ аннигиляции, позволили дискриминировать некоторые теоретические модели, а также могут быть полезными для планирования будущих экспериментов.

Автор защищает:

1. новые экспериментальные данные по изучению образования ϕ и ω мезонов в реакциях $\bar{p}p \rightarrow \phi(\omega)\pi^+\pi^-$ аннигиляции покоящихся антипротонов в жидкой и газообразной мишенях.
2. новые экспериментальные данные по измерению относительных вероятностей и выходов реакции $\bar{p}p \rightarrow \phi\eta$ с жидкой и газообразной мишенью при давлениях 1 атм и 5 мбар.



3. новые экспериментальные данные по измерению выхода реакции $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\eta$ с жидкой и газообразной мишенями при давлениях 1 атм и 5 мбар.

4. результаты моделирования эксперимента по проверке предсказаний модели поляризованной скрытой странности нуклона в реакции $\bar{d}p \rightarrow {}^3\text{He}\phi$.

Апробация работы и публикации. Основные результаты опубликованы в работах [1]-[5], а также были представлены автором на международных конференциях VII Workshop on High Energy Spin Physics (1997, Дубна), The Workshop on Production, Properties and Interaction of Mesons (1998, Краков), The fifth Biennial Conference on Low Energy Antiproton Physics (1998, Кальяри), а также на конференции Отделения физики РАН (1996, Москва), рабочих совещаниях коллаборации OBELIX и научных семинарах лабораторий ОИЯИ.

Структура и объем диссертации. Работа содержит 78 страниц, включая 28 рисунков и 15 таблиц. Диссертация состоит из восьми глав, включая введение и заключение.

Содержание работы

В первой главе дана общая характеристика работы, рассказывается о ее целях, научной новизне и практической ценности. Раскрывается содержание работы по главам.

Вторая глава посвящена правилу Окубо-Цвейга-Иизуки: его значение, теоретическое объяснение. Приводится обзор экспериментов по проверке правила ОЦИ, особое внимание уделено случаям обнаруженных отклонений от его предсказаний и их трактовке. Наиболее подробно рассказывается о модели скрытой поляризованной странности в нуклоне, предлагающей естественное объяснение случаям обнаруженных отклонений от правила ОЦИ. Обсуждается, каким образом можно экспериментально проверить справедливость этого правила.

Одним из наиболее чувствительных пробников правила ОЦИ является рождение ϕ мезона, поскольку он является практически чистым $\bar{s}s$ состоянием, и поэтому его рождение должно быть подавлено во взаимодействиях частиц, не содержащих странных кварков. Поэтому очень удобно сравнивать сечения рождения ϕ и ω мезонов. Окубо [6] предсказывает, что для

любых адронов A и B в начальном состоянии и адрона X в конечном состоянии, не содержащих странные кварки, должно выполняться равенство

$$R = \frac{\sigma(A + B \rightarrow \phi + X)}{\sigma(A + B \rightarrow \omega + X)} = 4.2 \cdot 10^{-3} \cdot f \quad (2)$$

Введем, согласно Окубо, параметр

$$Z = \frac{M(A + B \rightarrow \bar{s}s + X)}{[M(A + B \rightarrow \bar{u}u + X) + M(A + B \rightarrow \bar{d}d + X)]/\sqrt{2}} \quad (3)$$

который является мерой отклонения от предсказаний ОЦИ в амплитудах $M(A + B \rightarrow \bar{q}q + X)$. При строгом выполнении правила $Z = 0$. Тогда

$$R = \left(\frac{Z + \tan\delta}{1 - Z \tan\delta} \right)^2 \cdot f. \quad (4)$$

За почти тридцатилетний срок своего существования правило ОЦИ получило многократное экспериментальное подтверждение. Анализ существующих экспериментальных данных позволяет сказать, что в пион-нуклонных и нуклон-нуклонных взаимодействиях, а также в $\bar{p}p$ аннигиляции на лету, гипотезы о значениях параметров R и Z довольно хорошо подтверждаются. Так, взвешенные средние по этим параметрам, вычисленные по имеющимся данным о пион-нуклонных реакциях $\pi N \rightarrow \phi(\omega)X$, равны $\bar{R} = (3.3 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}$, $\bar{Z} = 0.9 \pm 0.1\%$. Те же величины для нуклон-нуклонных реакций имеют значения $\bar{R} = (14.7 \pm 1.5) \cdot 10^{-3}$, $\bar{Z} = 8.2 \pm 0.7\%$, а для нуклон-антинуклонной аннигиляции на лету $\bar{R} = (11.3 \pm 1.4) \cdot 10^{-3}$, $\bar{Z} = 5.0 \pm 0.6\%$.

Экспериментальные результаты показывают, что правило ОЦИ выполняется с неплохой точностью. Однако, существует вопрос о том, почему оно работает, то есть является ли правило логическим следствием теории сильных взаимодействий? КХД объясняет, почему правило ОЦИ работает в распадах тяжелых векторных мезонов - кваркониев в частицы, содержащие лишь легкие кварки. Правило ОЦИ можно получить также в КХД, в пределе большого числа цветов $N_c \rightarrow \infty$, тогда ОЦИ-запрещенные диаграммы подавляются на фактор $1/N_c$ [11].

В работах Липкина [12] и Гейгера и Изгура [13] показано, как можно интерпретировать правило ОЦИ в кварковой модели. Многие ОЦИ-запрещенные процессы могут протекать в два этапа, каждый из которых является ОЦИ-разрешенным, при этом авторы показывают, что вклады от некоторых промежуточных состояний сокращаются [13],[14].

Однако, сравнительно недавно было обнаружено сильное нарушение правила ОЦИ в $\bar{p}p$ аннигиляции в покое. Так, реакция $\bar{p}p \rightarrow \phi(\omega)\gamma$ дает $R = (243 \pm 86) \cdot 10^{-3}$ [7], а реакция $\bar{p}p \rightarrow \phi(\omega)\pi^0$ — $R = (114 \pm 24) \cdot 10^{-3}$ [8]. Специфика $\bar{N}N$ аннигиляции в покое позволяет в некоторых случаях исследовать зависимость R от спина начального состояния. Оказалось, что реакция $\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^0$, где было обнаружено одно из самых серьезных отклонений от предсказаний правила ОЦИ, идет только из спин-триплетного состояния 3S_1 , хотя разрешен процесс также и из 1P_1 [8].

Существенные отклонения от предсказаний правила ОЦИ в антинуклон-нуклонной аннигиляции в покое до сих пор не удалось объяснить с помощью моделей, основанных на традиционных концепциях. В то же время, модель поляризованной скрытой странности нуклона [9],[10] предлагает довольно естественное объяснение наблюдаемым экспериментальным фактам. Такая модель считает правило ОЦИ всегда выполняющимся, а факты увеличенного выхода ϕ мезонов относит на счет сложной структуры нуклона, а именно, наличия в нем примеси $\bar{s}s$ пар. В этом случае рождение ϕ мезона описывается связанной кварковой диаграммой. При этом, если ввести поляризованность такой пары, мы получим повышенный выход ϕ мезонов лишь из некоторых спиновых состояний.

В исследовании реакций $\bar{p}p$ аннигиляции в покое часто возможно восстановить начальное спиновое состояние системы перед аннигиляцией. Для того, чтобы описать эту технику, необходимо пояснить, какие процессы происходят перед аннигиляцией, то есть каким образом образуется и аннигилирует протон-антипротонная пара “в покое”.

Антипротон с небольшим импульсом, попавший в водородную мишень, замедляется и захватывается на орбиту водородного атома, освобождая электрон. Образующийся при этом $\bar{p}p$ атом имеет большие главное квантовое число n (около 30-ти) и орбитальный момент l . Атом снимает возбуждение через серию радиационных переходов. Когда антипротон достигает состояния с низким орбитальным моментом (S - или P - состояния), каскад прекращается и происходит аннигиляция. Однако на рассматриваемый процесс сильно влияют соударения с соседними атомами, которые посредством эффекта Штарковского смешивания могут индуцировать переход из состояния с большим n и большим l в S -состояние с большим n . В S -состоянии волновые функции протона и антипротона перекрываются, и происходит аннигиляция. При этом, чем больше плотность мишени, тем более вероятен последний процесс. Как следствие, радиационные переходы

подавляются, время каскада уменьшается и доля аннигиляций из S -волны увеличивается. В водороде при низком давлении эффект Штарковского смешивания играет пренебрежимо малую роль в атомном каскаде. Таким образом, исследуя выход реакции с мишенями различной плотности, можно сделать выводы о ее спиновой зависимости.

$\bar{p}p$ атом может проаннигилировать из шести состояний: 1S_0 , 3S_1 , 1P_1 , 3P_0 , 3P_1 и 3P_2 с соответствующими $J^{PC} = 0^{-+}, 1^{-+}, 1^{+-}, 0^{++}, 1^{++}$ и 2^{++} .

Здесь уместно ввести определения, которые понадобятся нам в дальнейшем. Выходом канала, обозначаемым за Y , будем называть вероятность аннигиляции в данное конечное состояние при использовании конкретной мишени. Вероятностью, которую обозначим за $B.R.$ (от английского Branching Ratio) будем называть вероятность аннигиляции по данному каналу из конкретного начального состояния. Так, $B.R.({}^3S_1 \rightarrow xy)$ обозначает вероятность аннигиляции в мезоны x и y из конкретного состояния 3S_1 .

Вопрос о доле аннигиляций из S и P состояния при данной плотности мишени широко обсуждается в литературе. В [15] приводятся следующие значения вероятностей аннигиляции из P -волны для различных водородных мишеней: в жидкости $f_p = 0.13 \pm 0.04$, в газе при давлении 1 атм $f_p = 0.58 \pm 0.06$ и в газе при давлении 5 мбар $f_p = 0.80 \pm 0.06$.

Третья глава знакомит с методикой получения медленных антипротонов в ЦЕРН, содержит подробное описание составных частей спектрометра OBELIX и их основных характеристик.

На ускорительном комплексе в ЦЕРН в приготовлении пучков медленных антипротонов были задействованы следующие машины: Протонный Синхротрон (Proton Synchrotron, PS), Антипротонный Накопитель (Antiproton Accumulator, AA) и Кольцо Медленных Антипротонов (Low Energy Antiproton Ring, LEAR).

Спектрометр OBELIX был задуман как многоцелевой детектор для изучения антинуклон-нуклонной аннигиляции в покое. Установка стояла в экспериментальном зале комплекса LEAR на пучке антипротонов с $P = 105$ МэВ/с и $I \approx 5 \cdot 10^4$ \bar{p} /с.

Внешний вид и основные компоненты спектрометра OBELIX [16],[17] показаны на Рис.1.

Начиная от центра, коротко перечислим основные составляющие спектрометра: мишень, спирально-проекционная камера (Spiral Projection Chamber, SPC) – вершинный детектор, внутренний слой из 30 сцинтилляцион-

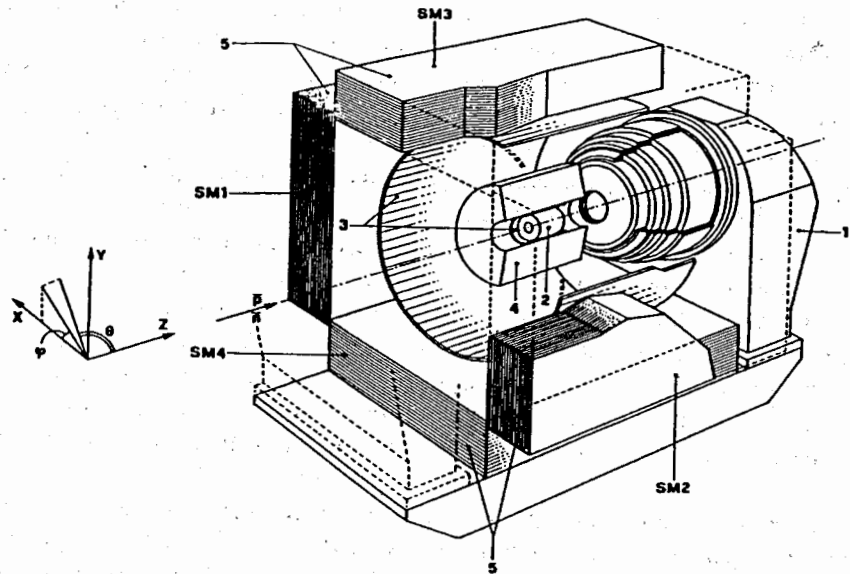


Рисунок 1: Основные компоненты спектрометра OBELIX: магнит OAFM (1), камера SPC (2), времяпролетные системы *tof* и *TOF* (3), камера JDC (4) и калориметр HARGD (5).

ных счетчиков времяпролетной системы (*tof*); струйная цилиндрическая дрейфовая камера (Jet Drift Chamber, JDC), внешний слой из 84 сцинтилляционных счетчиков времяпролетной системы (*TOF*); гамма-детектор высокого углового разрешения (High Angular Resolution Gamma Detector, HARGD) (4 модуля, сверху, снизу и по бокам установки).

Все компоненты детектора установлены внутри и по диаметру полюсов открытого магнита аксиального поля (Open Axial Field Magnet, OAFM). Возможно применение различных типов мишеней – содержащих либо газ при различных давлениях, либо жидкость. Удобная конструкция магнита обеспечивает свободный доступ ко всем частям установки. Угловой аксептанс спектрометра, в пределах которого доступно высокое разрешение по импульсу для заряженных частиц, надежная их идентификация по dE/dX и *TOF* (используя камеры SPC, JDC и времяпролетную систему, соответственно), а также регистрация гамма-лучей, составляет более 2π .

Установка позволяет регистрировать заряженные частицы (измеренные в JDC) со следующими порогами: пионы ~ 80 МэВ/с, каоны ~ 160 МэВ/с и

протоны ~ 300 МэВ/с. Указанные пороги обусловлены толщиной внутреннего слоя сцинтилляторов времяпролетной системы и (в случае применения жидкой мишени) веществом мишени. Информация об удельных энергетических потерях и времени пролета частиц обеспечивает π/K разделение до 0.5 ГэВ/с и K/p до 1.0 ГэВ/с.

В четвертой главе кратко объяснены процедуры отбора событий, нахождения эффективности срабатывания триггера, полного числа аннигиляций. Показана общая схема обработки данных. Рассказано об особенностях идентификации частиц в спектрометре, методах ее улучшения.

Все данные набирались с триггером, реализованным на базе времяпролетной системы.

Работа по определению эффективности срабатывания триггера была проведена при помощи анализа специально набранных данных, когда на ленту записывались все события и для каждого события записывалась информация о том, сработал триггер или нет. Описана также процедура нахождения полного числа аннигиляций, произошедших за время набора данных.

В этой же главе рассказано о схеме обработки данных, принятой в коллаборации OBELIX и идентификации частиц. Задача надежной идентификации частиц является критически важной для изучения явлений нарушения правила ОЦИ с ϕ мезонами, как и любой физики странных частиц вообще, поскольку рождение пионов сильно доминирует над каонами, и выделение событий с каонами поэтому затруднено. Здесь рассказывается об особенностях идентификации частиц по времени пролета и dE/dx , о преимуществах и недостатках каждого метода. Оба метода позволяют разделять пионы и каоны вплоть до импульса 0.5 ГэВ/с.

Пятая глава посвящена изучению кинематической зависимости отношения выходов ϕ и ω мезонов в реакциях $\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^+\pi^-$ и $\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$. Описана процедура физического анализа, обсуждаются полученные результаты.

Как уже было отмечено, интересно исследовать закономерности явления нарушения правила ОЦИ в $\bar{p}p$ аннигиляции, и, в частности, определить зависимость такого нарушения от кинематических переменных. Имеющиеся данные по аннигиляции в бинарные каналы дают указание на возможную зависимость значения R от массы системы, рождающейся с $\phi(\omega)$ мезоном. Для конечного состояния $\phi(\omega)\gamma$ $R_C = (285 \pm 100) \cdot 10^{-3}$ [18] (где за R_C обозначено поправленное на разницу в фазовых объемах значение R),

для $\phi(\omega)\pi^0 R_C = (113 \pm 18) \cdot 10^{-3}$ [18], то есть правило ОЦИ нарушается очень сильно. Однако для $\phi(\omega)\eta R_C = (7.9 \pm 2.6) \cdot 10^{-3}$ [18], $\phi(\omega)\rho$ дает $R_C = (11.8 \pm 3.0) \cdot 10^{-3}$ [19] [20], для $\phi(\omega)\omega R_C = (37.8 \pm 13.9) \cdot 10^{-3}$ [21] [22], что вообще не может рассматриваться как нарушение правила ОЦИ.

Исследуемые реакции $\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^+\pi^-$ и $\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ интересны тем, что здесь можно проверить наличие такой зависимости, не сравнивая разные пары бинарных каналов, а используя лишь одну пару каналов, варьируя массу дипионной системы.

Для изучения реакции $\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ был записан $1 \cdot 10^6$ событий при наборе данных с жидкой мишенью и $3 \cdot 10^6$ с газообразной. Триггер при этом требовал наличия четырех сигналов во внутренней времяпролетной системе и трех либо четырех во внешней. События отбирались по следующим признакам: наличие четырех треков от заряженных частиц в дрейфовой камере JDC; сумма всех четырех зарядов равна нулю.

Отбор событий $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$ проводился только по результатам процедуры кинематического анализа. Всего было отобрано 127904 событий $2\pi^+2\pi^-\pi^0$ для данных с жидкой мишенью и 230769 с газообразной.

Количество ω -мезонов, определенное по интенсивности пика в спектре инвариантных масс $\pi^+\pi^-\pi^0$, так же, как и рассчитанные эффективности регистрации, представлены в Таблице 1.

При наборе данных с жидкой мишенью на ленту было записано $16 \cdot 10^6$ событий реакции $\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^+\pi^-$, а с газообразной $1.5 \cdot 10^6$. Триггер при этом требовал наличия четырех сигналов во внутренней времяпролетной системе и трех либо четырех во внешней, а также наличия "медленной частицы", то есть хотя бы одна разность между сигналами в системах *tof* и *TOF* должна превышать 8 нсек.

Отбор полезных событий проводился по следующим признакам: наличие четырех треков от заряженных частиц в дрейфовой камере JDC; сумма всех четырех зарядов равна нулю; две частицы противоположного знака должны быть идентифицированы по времени пролета и dE/dx как каоны; кинематический фит должен показать соответствие события гипотезе $K^+K^-\pi^+\pi^-$ (4C фит) с 95% уровнем достоверности.

Таким образом, было отобрано 59229 событий для данных, набранных с жидкой мишенью и 7015 для случая с газообразной.

В Таблице 1 представлены измеренные значения R для обоих типов данных и для обоих интервалов по дипионной массе. В случае, когда мы рассматриваем все события, без какого-либо отбора по дипионной массе,

Таблица 1: Количество событий, эффективности регистрации, выходы ϕ и ω мезонов в реакциях $\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^+\pi^-$ и $\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ антипротон-протонной аннигиляции в жидкой и газообразной мишенях (приводятся только статистические ошибки). За $R(\phi/\omega)$ и $R_C(\phi/\omega)$ обозначены отношения выходов без и с поправкой на фазовый объем, соответственно.

	N_{ev}	$\epsilon, \%$	$Y \cdot 10^4$	$R(\phi/\omega) \cdot 10^3$	$R_C(\phi/\omega) \cdot 10^3$
Жидкий H_2					
Все события					
$\phi\pi^+\pi^-$	853±94	1.08 ± 0.03	3.5±0.4	4.9 ± 0.8	10.3 ± 1.6
$\omega\pi^+\pi^-$	32042±1541	4.60± 0.41	719±74		
$300 \text{ MeV}/c^2 < M_{\pi\pi} < 500 \text{ MeV}/c^2$					
$\phi\pi^+\pi^-$	408±67	2.29 ± 0.09	0.7±0.1	16.5 ± 3.5	20.4 ± 4.3
$\omega\pi^+\pi^-$	1918±244	4.67± 0.40	42.4±6.5		
H_2 при 3 атм					
Все события					
$\phi\pi^+\pi^-$	292±43	1.24±0.02	3.7±0.5	5.9 ± 0.9	12.5 ± 2.0
$\omega\pi^+\pi^-$	71640±1011	3.80± 0.20	628±34		
$300 \text{ MeV}/c^2 < M_{\pi\pi} < 500 \text{ MeV}/c^2$					
$\phi\pi^+\pi^-$	104±23	2.41±0.06	0.7±0.2	29.3 ± 8.6	36.2 ± 10.6
$\omega\pi^+\pi^-$	2701±578	3.74± 0.26	23.9±5.4		

отношение $R(\phi/\omega) \approx 5 \cdot 10^{-3}$ для случая аннигиляции как в жидкости, так и в газе. Это значение находится в согласии с предсказанием правила ОЦИ $R(\phi/\omega) \approx 4 \cdot 10^{-3}$. Однако, если мы рассматриваем события с малыми эффективными массами дипионной системы $300 \text{ МэВ}/c^2 < m_{\pi^+\pi^-} < 500 \text{ МэВ}/c^2$, величина $R(\phi/\omega)$ увеличивается в 3-4 раза и приводит к серьезному отклонению от правила ОЦИ. Такой эффект был наблюден впервые. Правый столбец Таблицы 1 содержит величины R , поправленные на разницу в фазовых пространствах в случаях рождения ϕ и ω мезонов. Как можно заметить, поправка не оказывает на эффект существенного влияния. Кроме того, $Y(\phi\pi^+\pi^-)$ для малых масс не меняется от аннигиляции в жидкости к аннигиляции в газе, в то время как выход $\omega\pi^+\pi^-$ для интервала $300 < m_{\pi^+\pi^-} < 500 \text{ МэВ}/c^2$ в газе меньше, чем в жидкости. Таким

образом, мы наблюдаем разницу механизмов рождения ϕ и ω мезонов, что противоречит представлениям типа ОЦИ, по которым ϕ мезон образуется за счет примеси легких кварков и поведение сечения его образования просто должно повторять поведение сечения образования ω мезона.

Шестая глава посвящена исследованию реакций $\bar{p}p \rightarrow \phi\eta$ и $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\eta$. Она рассказывает о методике определения вероятностей аннигиляции по данным каналам из различных начальных состояний, здесь обсуждается, какие теоретические модели способны объяснить и воспроизвести полученные правила динамического отбора для реакции $\bar{p}p \rightarrow \phi\eta$.

Одним из наиболее ярких примеров сильного нарушения правила ОЦИ в $\bar{p}p$ аннигиляции является реакция $\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^0$. Напомним, что помимо неожиданно большого значения ее выхода (по сравнению с выходом $\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^0$), было обнаружено сильное доминирование начального состояния 3S_1 над 1P_1 (законами сохранения квантовых чисел для данной реакции разрешены только эти два начальных состояния) [8]. В то же время, проделанные с жидкой мишенью измерения [7],[24] реакции

$$\bar{p} + p \longrightarrow \phi + \eta, \quad (5)$$

которая идет из тех же двух начальных состояний (но с другим изоспином), что и $\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^0$, не показали никаких серьезных отклонений от предсказаний правила ОЦИ: значение отношения $R(\phi/\omega) = (6.0 \pm 2.0) \cdot 10^{-3}$. Поэтому представляется интересным измерить зависимость значения выхода этого канала от спина начального состояния и сравнить ее с зависимостью для $\phi\pi^0$. Кроме того, интересно измерить также выходы реакции $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\eta$, установить ее предпочтительное начальное спиновое состояние.

Для решения этих задач были набраны данные с мишенями различных плотностей: мишень с жидким водородом, газообразным водородом при давлении 1 атм, а также газообразным водородом при низком давлении 5 мбар. Набор данных был осуществлен в 1994-1995 годах с триггером первого уровня, требовавшим наличие сигналов от двух счетчиков *tof* и двух сигналов от счетчиков *TOF*.

События отбирались с двумя треками в JDC, каждый длиной не менее 20 см. Обе частицы должны были быть распознаны как каон по результатам измерения dE/dx . Всего на ленту было записано 10.4, 6.7 и 9.4 миллионов событий с жидкой и газообразными мишенями при давлениях 1 атм и 5 мбар соответственно, а всем критериям отбора удовлетворило $1.81 \cdot 10^6$, $1.06 \cdot 10^5$ и $1.71 \cdot 10^5$ событий с мишенями, названными в том же порядке.

Для того, чтобы отобрать события реакции (5), нами были проанализированы распределения по инвариантной массе двух каонов $M_{K^+K^-}$ для событий с квадратом недостающей массы, близким к $m_\eta^2 = 0.3 \text{ ГэВ}^2/c^4$: $0.26 < M_{miss}^2 < 0.34 \text{ ГэВ}^2/c^4$. Эти распределения показаны в средней части Рис. 2. Левая же и правая части Рис. 2 демонстрируют распределения по $M_{K^+K^-}$ для интервалов по квадрату недостающей массы меньше и больше массы η , где число событий с η пренебрежимо мало: $0.15 < M_{miss}^2 < 0.23 \text{ ГэВ}^2/c^4$ (слева) и $0.37 < M_{miss}^2 < 0.45 \text{ ГэВ}^2/c^4$ (справа).

Условимся для краткости называть интервалы буквами "А", "В", "С" в порядке увеличения M_{miss}^2 .

Интервал "В" содержит подавляющую часть событий интересующей нас реакции. Вклад фонового канала

$$\bar{p} + p \longrightarrow \phi + \pi^0 + \pi^0 \quad (6)$$

наиболее значителен в интервал "А", в то время как события с конечным состоянием $\phi\pi^0\pi^0$ сконцентрированы главным образом в интервале "С".

С целью оценки вклада фоновых ($\bar{p}p \rightarrow \phi X$) реакций в интервал по недостающей массе "В", были определены количества событий с ϕ мезоном в соседних интервалах "А" и "С". Вычитание фона проводилось в предположении его гладкого распределения по квадрату недостающей массы. Моделирование различных фоновых каналов показало оправданность такого предположения.

Моделирование реакции (5) показывает, что эффективность регистрации ϵ_{reg} в случае аннигиляции из начального состояния 1P_1 меньше по величине, чем в случае с 3S_1 . Поэтому без дополнительной информации о том, какая часть событий идет из того или иного начального состояния, можно определить только верхний (в предположении, что все события имели начальное состояние 1P_1) и нижний (соответственно, 3S_1) пределы значений выхода исследуемого канала.

Количество событий N_{ev} с ϕ мезоном в каждом наборе данных можно представить как сумму вкладов двух источников:

$$N_{ev} = N_{ev}(^3S_1) + N_{ev}(^1P_1) \quad (7)$$

которые в свою очередь выражаются, следуя [15], как

$$N_{ev}(^3S_1) = (1 - f_p) \cdot \frac{3}{4} \cdot E(^3S_1) \cdot B.R.(^3S_1 \rightarrow \phi\eta) \cdot N_{ann} \cdot \epsilon_{reg}(^3S_1) \quad (8)$$

$$N_{ev}(^1P_1) = f_p \cdot \frac{3}{12} \cdot E(^1P_1) \cdot B.R.(^1P_1 \rightarrow \phi\eta) \cdot N_{ann} \cdot \epsilon_{reg}(^1P_1) \quad (9)$$

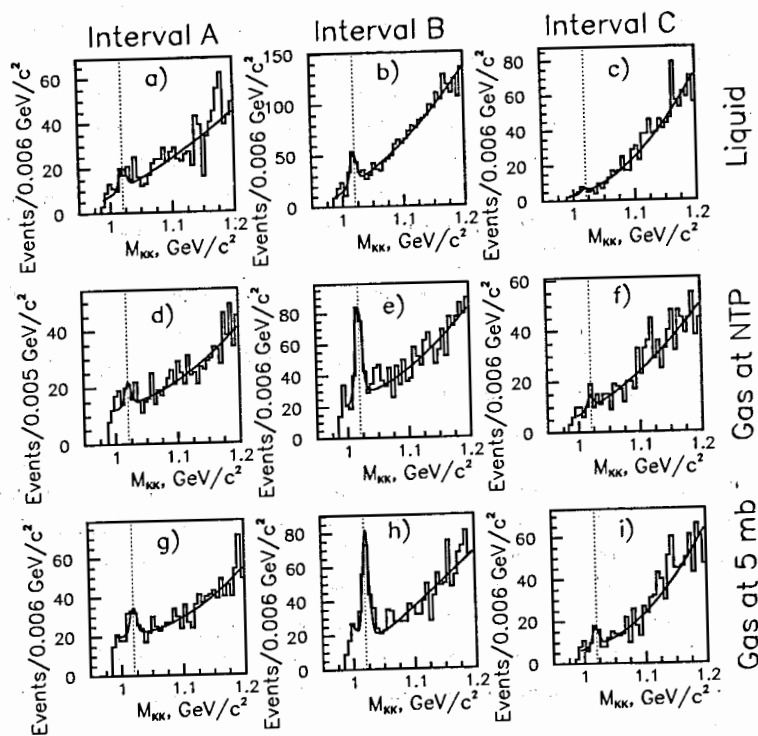


Рисунок 2: Распределение по M_{K+K^-} для трех интервалов по недостающей массе для трех плотностей мишени: для жидкой мишени (a,b,c), для газовых мишеней при давлениях 1 атм (d,e,f) и 5 мбар (g,h,i). Левый столбец соответствует интервалу "А" (см. текст), столбец (b,e,h) соответствует интервалу "В", и столбец (c,f,i) соответствует интервалу "С". Пунктирные линии показывают массу ϕ мезона.

Здесь за f_p обозначена доля аннигиляций из Р-состояний, множители $\frac{3}{4}$ и $\frac{3}{12}$ являются статистическими весами состояний 3S_1 и 1P_1 , соответственно. $E(^3S_1)$ и $E(^1P_1)$ являются факторами, которые отражают отклонение заселенности уровней от чисто статистического. Эти факторы были получены с помощью моделей атомного каскада [15]. Напомним, что под В.Р. мы подразумеваем вероятность того, что начальная система $\bar{p}p$ с определен-

ными квантовыми числами аннигилирует в данное состояние. Величины f_p и факторы E заимствованы из [15].

Измерения при трех плотностях водородной мишени дают нам величины N_{ev} . То есть, мы имеем три уравнения и два неизвестных параметра: $B.R.(^3S_1 \rightarrow \phi\eta)$ и $B.R.(^1P_1 \rightarrow \phi\eta)$. Значения этих параметров можно определить из процедуры подгонки. Были получены следующие вероятности:

$$B.R.(^3S_1 \rightarrow \phi\eta) = (0.76 \pm 0.31) \cdot 10^{-4} \quad (10)$$

$$B.R.(^1P_1 \rightarrow \phi\eta) = (7.72 \pm 1.65) \cdot 10^{-4} \quad (11)$$

Таким образом, мы обнаружили, что в реакции $\bar{p}p \rightarrow \phi\eta$ вероятность в случае спин-синглета 1P_1 в 10 раз выше, чем в случае триплета 3S_1 . То есть поведение, противоположное наблюдаемому в $\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^0$ [25]. Используя значения вероятностей, полученные выше, были вычислены полные выходы для каждой из мишеней.

Можно рассмотреть, как полученный результат можно интерпретировать с помощью имеющихся моделей нарушения правила ОЦИ.

Применение модели внутренней поляризованной странности здесь неоднозначно. Обильный выход ϕ мезонов в $\bar{p}p$ аннигиляции в покое объясняется в некоторых моделях перерасеянием K^*K или $\rho\rho$ в промежуточных состояниях (см. [26] и ссылки в них), взаимодействием каонов в конечном состоянии [27], примесью $\bar{s}s$ в нуклонной волновой функции с последующим ее "выбиванием" [28]. Некоторые из этих подходов предсказывают значения выходов, близкие к наблюдаемым, однако не могут объяснить ни наблюдаемую спиновую зависимость для $\phi\pi^0$, ни предсказать таковую для $\phi\eta$. Любопытно, что изучение реакций $np \rightarrow n\eta$ и $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}\eta$ [29] также показало преобладающее рождение η мезона из спин-синглетного состояния.

Интересно также выявить доминирующие начальные состояния для реакции $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\eta$. Поскольку в детекторе OBELIX порог регистрации реакции очень чувствителен к импульсу каонов, аксептанс реакции $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\eta$ очень неоднороден. Поэтому простой подсчет количества событий в пике от η мезона в спектре по недостающей массе и затем поправка на интегральную эффективность регистрации дали бы очень неточное значение выхода реакции. Поэтому мы разделили события на группы (каждая из которых отвечает определенному участку диаграммы Далитца), где аксептанс меняется слабо, вычислили эффективность регистрации для каждой группы событий и затем подсчитали полный выход реакции как сумму выходов для каждой группы. В итоге получили значения выходов

$Y = (6.36 \pm 0.29) \cdot 10^{-4}$ для жидкой мишени, $Y = (3.64 \pm 0.25) \cdot 10^{-4}$ для газовой мишени при давлении 1 атм и $Y = (1.94 \pm 0.23) \cdot 10^{-4}$ для газовой мишени при давлении 5 мбар.

Седьмая глава содержит подробное описание предложения эксперимента по проверке предсказаний модели поляризованной скрытой странности нуклона с помощью изучения реакции $\vec{d}\vec{p} \rightarrow {}^3\text{He}\phi$.

Ряд интригующих особенностей рождения ϕ мезона в антипротон-протонной аннигиляции в покое может быть объяснен при помощи модели поляризованной скрытой странности в нуклоне [10]. Постулированная в модели спиновая зависимость выхода ϕ может быть обнаружена в целом ряде процессов, например, в



В [10] предсказывается, что рождение ϕ будет усилено в случае, когда спины протона и дейтрона параллельны. Соответственно, в случае противоположно направленных спинов, модель предсказывает подавление рождения ϕ мезона.

В то же время, "стандартный" двухчастичный механизм рождения ${}^3\text{He}$ в реакции (12) (через цепочку $pp \rightarrow d\pi$ и $\pi N \rightarrow XN$) [31] предсказывает абсолютно противоположное поведение выхода ϕ . Так, вычисленная величина асимметрии

$$A = \frac{Y(\uparrow\uparrow) - Y(\uparrow\downarrow)}{Y(\uparrow\uparrow) + Y(\uparrow\downarrow)} \quad (13)$$

(где за Y обозначен выход ${}^3\text{He}$ для параллельной и антипараллельной ориентации спинов протона и дейтрона) вблизи порога равна $A = -0.95$. Модель же внутренней поляризованной странности предсказывает положительную асимметрию.

Выходы ϕ (и ω) мезонов в реакции (12) были измерены на SATURNE II с неполяризованным пучком и мишенью [30]. Было обнаружено существенное отклонение от предсказаний правила ОЦИ: $R(\phi/\omega) = (80 \pm 3_{-4}^{+10}) \cdot 10^{-3}$.

Важно сравнить особенности рождения ϕ и ω мезонов. Эффекты ядерной динамики формирования ${}^3\text{He}$ должны быть сходными с обоими мезонами. Поэтому рождение ω мезона является хорошим источником информации о стандартном механизме рождения векторных мезонов.

Таким образом, ожидается, что отношение сечений ϕ/ω будет большим, а асимметрия (13) в случае с ϕ мезоном – большой и положительной.

В ЛВЭ ОИЯИ осуществляется проект [32], в рамках которого предполагается использование поляризованной протонной мишени и магнитного

спектрометра BES. Последний может быть использован для регистрации ядра ${}^3\text{He}$ в реакциях:



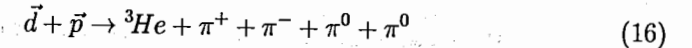
Поляризованная мишень уже установлена в экспериментальном зале, и на ней проведены первые измерения [33],[34]. Общий вид установки BES показан на Рис. 3. Спектрометр включает в себя магниты SP57 и SP40, пропорциональные камеры и времяпролетные годоскопы. Реакцию с ϕ мезоном можно будет измерить, дополнив установку сцинтилляционными и черенковскими счетчиками.

Бинарные реакции (14)-(15) предполагается отбирать по пику от ${}^3\text{He}$ в спектре недостающих масс.

В качестве рабочей точки по импульсу дейтронного пучка мы выбрали 5.35 ГэВ/с, где, как было показано в работе [31], сечение реакции (12) достигает максимального значения.

Предполагается регистрировать ядра ${}^3\text{He}$ по времени пролета и определению заряда детекторами спектрометра BES и измерять их импульс и угол. Затем события с $\phi(\omega)$ мезонами могут быть отобраны по пику в спектре недостающих масс. Мы провели моделирование изучаемой реакции. Размытие пиков от ϕ и ω мезонов за счет конечного разрешения спектрометра и потерей в 20-сантиметровой мишени оказалось небольшим.

Для того, чтобы регистрировать ϕ и ω мезоны по пикам в спектре недостающих масс, построенном по измерению вектора импульса ядра ${}^3\text{He}$, необходимо учесть наличие фоновых процессов со значительно превосходящими сечениями, главным образом: $\vec{d} + \vec{p} \rightarrow {}^3\text{He} + n \cdot \pi$. С целью оценки уровня фона, мы смоделировали события одной из наиболее опасных фоновых реакций



а также исследовали реакцию (12) на связанном, неполяризованном протоне. Оказалось, что пик от ϕ мезона в спектре недостающих масс очень сильно размыт из-за фермиевского движения нуклонов в ядре. Наша оценка показывает, что сигнал от реакции на свободном протоне в 14 раз сильнее такого на связанном нуклоне, если оба распределения по недостающей массе проинтегрировать в пределах интервала $m_\phi \pm 3\sigma$, где за σ обозначена ширина пика ϕ .

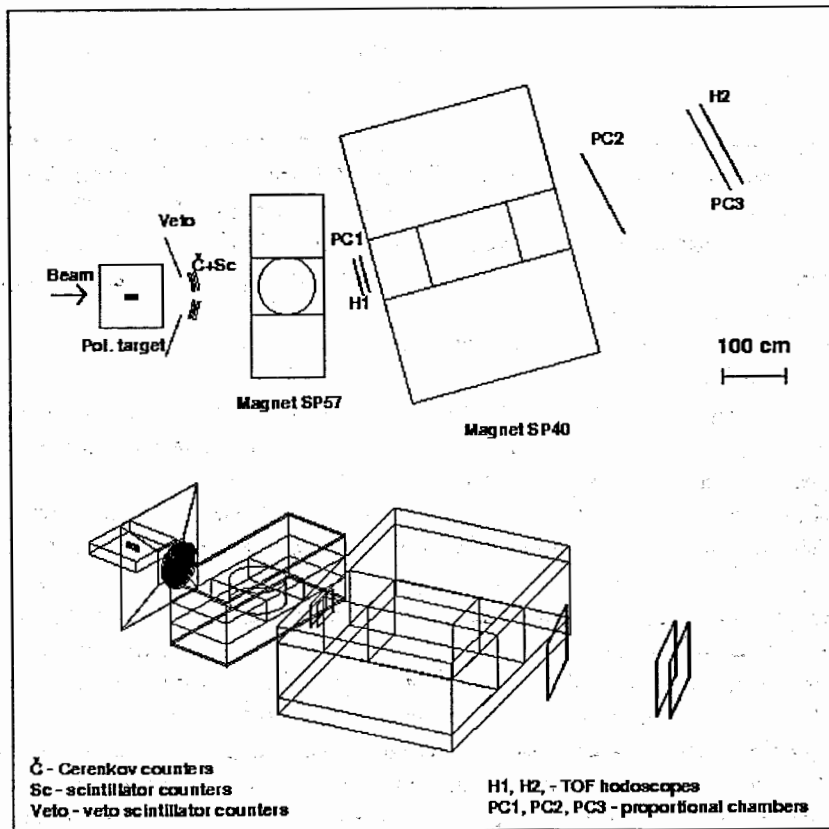


Рисунок 3: Общий вид предлагаемой установки.

Предлагается применить следующую схему подавления фона. Сборка из черенковских счетчиков, действие которых основано на явлении полного внутреннего отражения, за которой следует набор схожих по форме и размеру сцинтилляционных счетчиков, располагается непосредственно после мишени, перед спектрометром BES. Детектор покрывает интервал углов $5^\circ < \theta < 20^\circ$ относительно оси пучка и позволяет отобрать события с двумя

медленными заряженными частицами в определенном угловом диапазоне. Кроме того, предполагается установить veto-детектор, покрывающий углы $\theta > 20^\circ$. Этот детектор поможет исключить события с заряженными частицами, летящими под большими углами.

Триггер будет требовать наличия в событии ядра ${}^3\text{He}$ и отсутствия сигналов с veto детекторов. В off-line анализе будут отбираться события с двумя сигналами с системы сцинтилляторов при условии отсутствия сигналов в черенковском счетчике. После отбора по скорости ($\beta < 0.9$), множественности ($N = 2$), углам ($5^\circ < \theta < 20^\circ$) и наличию ${}^3\text{He}$, реакция (16) подавляется на фактор $\sim 2 \cdot 10^3$, а реакция на связанном нуклоне – на фактор $\sim 4 \cdot 10^3$.

Каналы с большей множественностью имеют более низкие значения сечений, а каналы с малой множественностью характеризуются наличием быстрых пионов, которые будут давать сигнал в черенковском счетчике. Поэтому подавление фона на фактор порядка $10^3 - 10^4$ представляется вполне достижимым.

Нами была сделана оценка статистики для импульса пучка $p_d = 5.35$ ГэВ/с. Для того, чтобы получить ~ 10000 событий (12), требуется 9 дней поляризованного дейтронного пучка интенсивностью $N_d = 10^8 \text{ сек}^{-1}$. Предполагаемая точность измерения асимметрии составит $\delta A = 0.025$.

В восьмой главе обсуждаются полученные в работе результаты. Данная диссертационная работа посвящена изучению рождения ϕ мезона в антипротон-протонной аннигиляции в покое на спектрометре OBELIX, установленном на пучке антипротонов накопителя LEAR в ЦЕРН. Была выполнена обработка данных, найдены критерии отбора, выделены изучаемые реакции, сделано моделирование этих реакций по Монте Карло и проведен физический анализ с целью понять причины явления сильного нарушения правила Окубо-Цвейга-Иизуки в аннигиляции покоящихся антипротонов. Разработан проект эксперимента по рождению ϕ мезонов пучком поляризованных дейтронов на поляризованной протонной мишени ускорительного комплекса ЛВЭ ОИЯИ, который позволил бы проверить предсказания модели поляризованной скрытой странности нуклона.

Основные результаты диссертации можно сформулировать следующим образом:

- Измерены выходы реакций

$$\bar{p} + p \rightarrow \phi + \pi^+ + \pi^- \quad (17)$$



аннигиляции покоящихся антипротонов в жидкой водородной мишени и в газообразной водородной мишени при 3 атм. Изучалась зависимость выхода реакций от величины эффективной массы дипионной системы. Оказалось, что в случае аннигиляции в жидкой мишени, выходы реакций равны $Y(\phi\pi^+\pi^-) = (3.5 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}$ и $Y(\omega\pi^+\pi^-) = (719 \pm 74) \cdot 10^{-4}$. Для интервала эффективных масс дипионной системы 300 – 500 МэВ/ c^2 выходы реакций составляют $Y(\phi\pi^+\pi^-) = (0.7 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}$ и $Y(\omega\pi^+\pi^-) = (42.4 \pm 6.5) \cdot 10^{-4}$. В случае газообразной мишени при 3 атм $Y(\phi\pi^+\pi^-) = (3.7 \pm 0.5) \cdot 10^{-4}$ и $Y(\omega\pi^+\pi^-) = (628 \pm 34) \cdot 10^{-4}$ для всего диапазона масс; $Y(\phi\pi^+\pi^-) = (0.7 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$ и $Y(\omega\pi^+\pi^-) = (23.9 \pm 5.4) \cdot 10^{-4}$ для интервала по эффективной массе дипионной системы 300 – 500 МэВ/ c^2 .

Таким образом, выход ϕ мезона не меняется от одной мишени к другой, а выход ω меняется, что говорит о разных механизмах образования ϕ и ω мезонов.

- Обнаружено, что отношение выходов $R(\phi/\omega)$ реакций (17) и (18) увеличивается при уменьшении массы дипионной системы: Для жидкой мишени $R(\phi/\omega) = (4.9 \pm 0.8) \cdot 10^{-3}$ для всех масс $\pi^+\pi^-$ и $R(\phi/\omega) = (16.5 \pm 3.5) \cdot 10^{-3}$ для $300 < m_{\pi^+\pi^-} < 500$ МэВ/ c^2 . В случае газообразной мишени при 3 атм эти значения равны $(5.9 \pm 0.9) \cdot 10^{-3}$ и $(29.3 \pm 8.6) \cdot 10^{-3}$, соответственно.

Таким образом, впервые обнаружена зависимость степени нарушения правила ОЦИ в реакциях $\bar{p}p \rightarrow \phi X$ от эффективной массы системы X .

Сравнение с выходами реакций $\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^0, \phi\eta$ и $\phi\pi^+\pi^-$ из состояния 3S_1 показывает на уменьшение величины $R(\phi X/\omega X)$ с ростом инвариантной массы системы X , что может указывать на наличие зависимости степени нарушения правила ОЦИ от переданного импульса.

- Измерен выход реакции



аннигиляции покоящихся антипротонов в трех водородных мишенях: жидкой; газообразной при давлении 1 атм и газообразной при давлении 5 мбар. Измерение с газом при низком давлении было проведено

впервые. Получены следующие значения выходов реакции (19):

$$Y = (0.71 \pm 0.07) \cdot 10^{-4} \text{ (жидкий водород),}$$

$$Y = (1.33 \pm 0.15) \cdot 10^{-4} \text{ (газ при давлении 1 атм),}$$

$$Y = (1.66 \pm 0.20) \cdot 10^{-4} \text{ (газ при давлении 5 мбар).}$$

- Впервые получены вероятности аннигиляции (19) из определенных начальных состояний. Оказалось, что вероятность аннигиляции из состояния 1P_1

$$B.R.(^1P_1) = (7.72 \pm 1.65) \cdot 10^{-4} \quad (20)$$

на порядок превышает вероятность аннигиляции из состояния 3S_1

$$B.R.(^3S_1) = (0.76 \pm 0.31) \cdot 10^{-4} \quad (21)$$

Таким образом, обнаружено новое динамическое правило отбора - доминантность выхода реакции $\bar{p}p \rightarrow \phi\eta$ из состояния 1P_1 . Интересно, что в схожем процессе аннигиляции $\bar{p}p \rightarrow \phi\pi^0$ практически полностью доминирует другое начальное состояние - 3S_1 . Такая зависимость вероятностей выходов этих реакций позволила дискриминировать ряд моделей нарушения правила ОЦИ.

- Измерен выход реакции



при аннигиляции покоящихся антипротонов в трех водородных мишенях: жидкой; газообразной при давлении 1 атм и газообразной при давлении 5 мбар:

$$Y = (6.36 \pm 0.29) \cdot 10^{-4} \text{ (жидкий водород),}$$

$$Y = (3.64 \pm 0.25) \cdot 10^{-4} \text{ (газ при давлении 1 атм),}$$

$$Y = (1.94 \pm 0.23) \cdot 10^{-4} \text{ (газ при давлении 5 мбар).}$$

Измерения с жидкой мишенью и мишенью при низком давлении проведены впервые. Выход данной реакции в жидкости больше, чем в газе, что указывает на повышенный выход реакции из S-волны.

- Разработан проект эксперимента по проверке модели поляризованной скрытой странности нуклона в измерении асимметрии рождения ϕ мезона в реакции $d\bar{p} \rightarrow ^3He\phi(\omega)$ на ускорительном комплексе ЛВЭ ОИЯИ

с использованием поляризованного дейтериевого пучка и поляризованной водородной мишени. Выполнено моделирование условий регистрации данной реакции на спектрометре BES. Рассчитаны свойства системы черенковских счетчиков для идентификации каонов. Промоделированы фоновые условия и показана выполнимость этого эксперимента на ускорительном комплексе ЛВЭ ОИЯИ.

Список литературы

- [1] A. Bertin, M. Bruschi, S. De Castro, A. Ferretti, D. Galli, B. Giacobbe, U. Marconi, M. Poli, M. Piccinini, N. Semprini-Cesari, R. Spighi, S. Vecchi, A. Vezzani, F. Vigotti, M. Villa, A. Vitale, A. Zoccoli, G. Belli, M. Corradini, A. Donzella, E. Lodi Rizzini, L. Venturelli, A. Zenoni, C. Cicalò, A. Masoni, G. Puddu, S. Serçi, P. P. Temnikov, G. Usai, O. Yu. Denisov, O. E. Gorchakov, V. P. Nomokonov, S. N. Prakhov, A. M. Rozhdestvensky, M. G. Sapozhnikov, V. I. Tretyak, P. Gianotti, C. Guaraldo, A. Lanaro, V. Lucherini, F. Nichitiu, C. Petrascu, A. Rosca, V. G. Ableev, C. Cavion, U. Gastaldi, M. Lombardi, A. Andrighetto, M. Morando, G. Bendiscioli, V. Filippini, A. Fontana, P. Montagna, A. Rotondi, A. Saino, P. Salvini, F. Balestra, E. Botta, T. Bressani, M. P. Bussa, L. Busso, D. Calvo, P. Cerello, S. Costa, L. Fava, A. Feliciello, L. Ferrero, A. Filippi, R. Garfagnini, A. Grasso, D. D'Isep, A. Maggiora, S. Marcello, D. Panzieri, D. Parenà, E. Rossetto, F. Tosello, G. Zosi, M. Agnello, F. Iazzi, B. Minetti, G. V. Margagliotti, G. Pauli, S. Tessaro, L. Santi, **New data on OZI rule violation in $\bar{p}p$ annihilation at rest**, Phys. Lett. B **388** (1996) 450
- [2] V. Alberico, A. Bertin, M. Bruschi, M. Capponi, S. De Castro, R. Doná, A. Ferretti, D. Galli, B. Giacobbe, U. Marconi, M. Piccinini, M. Poli, N. Semprini Cesari, R. Spighi, S. Vagnoni, S. Vecchi, F. Vigotti, M. Villa, A. Vitale, A. Zoccoli, R. Bianconi, M. Corradini, E. Lodi Rizzini, L. Venturelli, A. Zenoni, C. Cicalò, A. Masoni, G. Puddu, S. Serçi, P. Temnikov, G. Usai, O. Gortchakov, V. Nomokonov, S. Prakhov, A. Rozhdestvensky, M. Sapozhnikov, V. Tretyak, P. Gianotti, C. Guaraldo, A. Lanaro, V. Lucherini, F. Nichitiu, C. Petrascu, V. Ableev, C. Cavion, U. Gastaldi, M. Lombardi, G. Maron, L. Vannucci, G. Vedovato, G. Bendiscioli, V. Filippini, A. Fontana, P. Montagna, A. Panzarasa, A. Rotondi, P. Salvini, C. Scoglio, N. Mirfakhraee, F. Balestra, M. P. Bussa, L. Busso, P. Cerello, O.

Denisov, L. Ferrero, R. Garfagnini, A. Grasso, A. Maggiora, D. Panzieri, F. Tosello, L. Valacca, G. Zosi, E. Botta, T. Bressani, D. Calvo, S. Costa, F. D'Isep, A. Feliciello, A. Filippi, S. Marcello, M. Agnello, F. Iazzi, B. Minetti, G. Pauli, S. Tessaro, L. Santi,

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

- [3] V. Nomokonov, **Study of reaction $\bar{p}p \rightarrow \phi\eta$ of antiproton annihilation at rest at three hydrogen target densities**, Proceedings of the VII Workshop on High Energy Spin Physics, July 7-12, 1997, Dubna, Russia, E2-97-413, (1997) 241
- [4] В.Ю.Алексахин, Н.Ангелов, Ф.Ф.Губер, А.Б.Курепин, В.П.Номоконов, Е.А.Пасюк, Н.М.Пискунов, М.Г.Сапожников, И.М.Ситник, Е.А.Строковский, С.Н.Филиппов, Ю.А.Усов, **Поиск эффектов нарушения правила ОЦИ в рождении ϕ и ω мезонов при взаимодействии пучка поляризованных дейтронов с поляризованной протонной мишенью (Проект PDHE3)**, Краткие сообщения ОИЯИ, 2-97 [2], стр. 81
- [5] V. Nomokonov, **Study of $\bar{p}p \rightarrow \phi\eta$ and $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\eta$ channels of antiproton annihilation at rest at three hydrogen target densities**, Acta Physica Polonica B **29** (1998) 2547
- [6] S. Okubo, Phys. Lett. **5** (1963) 165 and Phys. Rev. D **16** (1977) 2336; G. Zweig, CERN Report No.8419/TH412 (1964); I. Iizuka, Prog. Theor. Phys. Suppl. **37 38** (1966) 21
- [7] C. Amsler et al., Phys. Lett. B **346** (1995) 363
- [8] V. G. Ableev et al., Nucl. Phys. A **594** (1995) 375
- [9] J. Ellis et al., Phys. Lett. B **217** (1989) 173
- [10] J. Ellis et al., Phys. Lett. B **353** (1995) 319
- [11] G. 't Hooft, Nucl. Phys. B **72** (1974) 461; B **75** (1974) 461; G. Veneziano, Nucl. Phys. B **117** (1976) 519

- [12] Harry J. Lipkin, WIS-91/79/Nov-PH
- [13] P. Geiger and N. Isgur, Phys. Rev. D **44** (1991) 799
- [14] H. J. Lipkin, Nucl. Phys. B **291** (1987) 720
- [15] C.J. Batty, Nucl. Phys. A **601** (1996) 425
- [16] R.Armenteros et al., CERN/PSCC/86-4 (1986)
- [17] Adamo A. et al., Sov.J.Nucl.Phys., 1992, **55** 1732
- [18] M.A. Faessler et al., Phys. At. Nuclei **57** (1994) 1693
- [19] J. Reifenrother et al., Phys. Lett. B **267** (1991) 299
- [20] P. Weidenauer et al., Z.Phys. C **59** (1993) 387
- [21] R. Bizzarri et al., Nucl. Phys. B **27** (1971) 140
- [22] C. Amsler et al., Z.Phys. C **58** (1993) 175
- [23] B. Maglic et al., Phys. Rev. Lett. **7** (1961) 178
- [24] C. Amsler et al., Phys. Lett. B **319** (1993) 373
- [25] The OBELIX collaboration. A. Bertin et al., Proceedings HADRON'95 Conference, (Manchester, 1995)
- [26] O.E. Gortchakov, M.P.Locher, V.E.Markushin, S. von Rotz, Z.Phys. A **353** (1996) 447; D. Buzatu, F.M. Lev, Phys. Lett. B **329** (1994) 143
- [27] V.E.Markushin, M.P.Locher, PSI preprint PSI-PR-97-17
- [28] T.Gutsche, A.Faessler, G.D.Yen, S.N.Yang, Nucl. Phys. B Proc. Suppl. **56 A** (1997) 311
- [29] E. Chiavassa et al., Phys. Lett. B **337** (1994) 192
- [30] R. Wurzinger et al., Phys. Rev. C **51** (1995), R443; R. Wurzinger et al., Phys. Lett. B **374** (1996) 283
- [31] L.A.Kondratyuk, Yu.N.Uzikov, Pisma v ZhETP, **63** (1996) 3
- [32] I.M.Sitnik et al., JINR Rapid Comm. N2[70]-95.
- [33] N. A. Bazhanov et al., Nucl. Instr. and Meth. A **372** (1996) 349
- [34] B.P.Adiasevich et al., Z.Phys., C **71** (1996) 65

Рукопись поступила в издательский отдел
9 февраля 1999 года.