

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1-97-289

На правах рукописи

УДК 539.12.043

539.125.46

539.128.2

Д-332

ДЕНИСОВ
Олег Юрьевич

ИССЛЕДОВАНИЕ АННИГИЛЯЦИИ ОСТАНОВИВШИХСЯ
АНТИПРОТОНОВ В ГАЗООБРАЗНОМ ДЕЙТЕРИИ

Специальность: 01.04.16 — физика ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1997

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем
Объединённого института ядерных исследований.

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук

М.Г.Сапожников

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук

В.М.Колыбасов

доктор физико-математических наук

С.А.Хорозов

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва.

Защита диссертации состоится _____ 1997 г.

в _____ час. на заседании диссертационного Совета Д-047.01.03 при
Лаборатории ядерных проблем Объединённого института ядерных
исследований, г. Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в Библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан _____ 1997 г.

Учёный секретарь диссертационного Совета

доктор физико-математических наук

Ю.А.Батусов

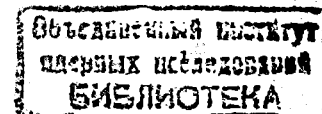
ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. Физика антипротон-ядерных взаимодействий при низких энергиях была предметом особенного интереса не одного поколения физиков. Исследования взаимодействий низкоэнергетичных антипротонов с ядрами актуальны как с точки зрения ядерной физики, так и физики элементарных частиц. При аннигиляции медленного антипротона в ядре в малом объёме выделяется порядка 2 ГэВ энергии, что даёт возможность изучения таких феноменов, как глоболов, гибридных состояний, позволяет заниматься мезонной спектроскопией. Аннигиляция в ядре является источником информации о $p\bar{p}$ взаимодействии. С точки зрения ядерной физики, интересным является изучение влияния ядра при аннигиляции антипротона на одном из его нуклонов. Важным представляется исследование взаимодействия продуктов аннигиляции с остатками ядра - взаимодействие в конечном состоянии. Также необходимо отметить повышенный интерес к многонуклонной аннигиляции - процессу, в котором во взаимодействии принимают участие два или более нуклонов ядра.

Особенно важным, с точки зрения выявления механизма как антипротон-ядерного, так и антипротон-нуклонного взаимодействия, является изучение аннигиляции на наилегчайшем ядре - ядре дейтерия. С одной стороны, это довольно рыхлая ядерная структура с небольшой энергией связи, что даёт возможность практически в чистом виде исследовать аннигиляцию антипротона на нейтроне. С другой стороны, наличие нуклона-спектатора, не участвующего в акте аннигиляции непосредственно, позволяет изучать его взаимодействие с продуктами аннигиляции (перерасеяние в конечном состоянии).

Необходимо подчеркнуть, что большая часть накопленной к настоящему времени статистики по аннигиляции антипротонов в дейтерии была получена на пузырьковых камерах, т.е. в жидкости. Вследствие этого, особенно важными и актуальными являются исследования широкого класса процессов аннигиляции именно в газообразном дейтерии с целью сравнения их результатов с результатами, полученными для аннигиляции в жидкостной мишени. Различие аннигиляции в жидкости и газе заключается, главным образом, в проценте аннигиляции из S и P -волн и это может вести к сильному различию вероятностей аннигиляции для мишеней разного типа.

Поистине уникальную информацию о динамике аннигиляции и структуре ядра могут принести исследования реакций с высокоимпульсным



($P > 400$ МэВ) нуклоном в конечном состоянии. До настоящего времени мы располагали исключительно скудными данными о такого рода процессах. Кроме того, общепринятым считалось, что источником протонов с высоким импульсом в $\bar{p}d$ аннигиляции является перераспределение аннигиляционных π -мезонов в конечном состоянии на нуклоне-спектраторе. Вместе с тем, до настоящего времени не было получено экспериментального доказательства образования в аннигиляции такого известного продукта πp перераспределения, как Δ -изобара.

Приведенная выше физическая аргументация в совокупности с качественно новыми возможностями универсального спектрометра, каковым является *OBELIX*, делает проведенные нами исследования важными и актуальными.

Цель работы. Использование нами на спектрометре *OBELIX* газобразной дейтериевой мишени при нормальной температуре и давлении ставило основной задачей получение новых экспериментальных данных для реакций аннигиляции в покое со следующими конечными состояниями:

$$\bar{p}d \rightarrow 2\pi^- \pi^+ p$$

$$\bar{p}d \rightarrow 2\pi^- \pi^+ \pi^0 p$$

$$\bar{p}d \rightarrow 2\pi^- 2\pi^+ n_s$$

$$\bar{p}d \rightarrow 3\pi^- 2\pi^+ p$$

$$\bar{p}d \rightarrow 3\pi^- 2\pi^+ \pi^0 p$$

$$\bar{p}d \rightarrow 3\pi^- 3\pi^+ n_s$$

как для низкоэнергетичной части спектра импульсов нуклона-спектратора $p < 200$ МэВ/с, так и для его высокоимпульсной компоненты $p > 400$ МэВ/с. В задачу входило измерение вероятностей аннигиляции по всем перечисленным каналам и всесторонний анализ спектров инвариантных масс систем $\pi\pi$, $\pi\pi\pi$, $\pi\pi\pi\pi$ и πp , который не был выполнен никогда ранее. При анализе этих данных ставилась задача произвести сравнение полученных результатов с результатами, полученными ранее другими экспериментами, и предсказаниями различных теоретических моделей.

Научная новизна и практическая ценность работы. Впервые для аннигиляции антипротонов в газобразном дейтерии проведено детальное, систематическое исследование процессов с различной пионной множественностью в конечном состоянии. Важно, что эти процессы были всесторонне исследованы как для спектрометрического $p < 200$ МэВ/с, так и для высокого $p > 400$ МэВ/с импульса нуклона в конечном состоянии. Измерены вероят-

ности аннигиляции для всех исследованных каналов. Их сравнение с данными по аннигиляции в жидкости показало отсутствие систематического различия в результатах, что было совсем неочевидно до проведения данной работы. Впервые измеренный при аннигиляции в газе выход ω -мезона позволил осуществить проверку правила Окубо-Цвейга-Изуки, которая показала сильное его нарушение (≈ 30 раз): Впервые, опять же, в процессах аннигиляции антипротонов на ядрах зарегистрирован четкий сигнал от образования Δ -изобары; показано, что доля событий с Δ растёт по мере увеличения множественности пионов в конечном состоянии. Получено верхнее ограничение на вероятность существования $\Delta\Delta$ конфигурации дейтрона. Подтверждён эффект, заключающийся в изменении положения широкого пика в спектре инвариантной массы системы из четырёх пионов в реакции $\bar{p}d \rightarrow 3\pi^- 2\pi^+ p$ с ростом импульса протона, обсуждены причины этого сдвига. Эти результаты представляют практическую ценность для планирования дальнейших экспериментов по изучению антипротон-ядерных взаимодействий и проверки моделей антипротон-ядерной аннигиляции. В частности, наши новые результаты по исследованию антипротонной аннигиляции с высокоимпульсным протоном в конечном состоянии побудили активное обсуждение в печати и положили начало целому циклу исследований, проводимых коллаборацией *OBELIX*.

Апробация работы и публикации. Результаты диссертации были представлены и обсуждались на Международной конференции Нуклоны и Антинуклоны (1993, Москва), на Международной конференции Адроны-93 (1993, Комо, Италия), на Международной конференции Мезоны и Ядра (1994, Дубна), на Международной конференции Общее в Ядерной Физике и Физике Частиц (1994, Туксон, США), на Международной конференции Дейтрон-95 (1995, Дубна) и Дейтрон-97 (1997, Дубна), а также на ряде научных семинаров ЛЯП ОИЯИ, ИНФН (секция Турина, Италия), ФИАН (Москва, Россия), ИТЭФ (Москва, Россия), на рабочих совещаниях Коллаборации *OBELIX* (Турин, ЦЕРН). По материалам диссертации опубликовано 6 печатных работ.

Объём работы. Диссертация состоит из введения, трёх глав и заключения. Объём диссертации - 122 страница, включая 44 рисунка и 12 таблиц. Список цитируемой литературы состоит из 52 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обсуждается важность и актуальность изучения аннигиляции антипротонов в веществе, в частности, в газобразном дейтерии.

Кратко изложены основные проблемы, исследуемые в диссертации, мотивируются цели и задачи работы. Рассматривается структура диссертации.

Первая глава диссертации посвящена описанию экспериментальной установки и методическим вопросам. В ней приводится схема антипротонного комплекса ЦЕРН, рассматривается конструкция и характеристики детекторов установки *OBELIX*, обсуждается процедура обработки данных, применённая в диссертации, излагается методика определения эффективности срабатывания времяпролётной системы установки и процедура определения вероятности аннигиляции.

В настоящее время эксперименты с антипротонами низких энергий проводятся главным образом в ЦЕРН на накопительном кольце *LEAR* (*Low Energy Antiproton Ring*). Антипротонные пучки *LEAR* обладают уникальными характеристиками. Так, например, величина разброса по импульсу составляет всего $\frac{\Delta p}{p} = 1 \times 10^{-3}$, интенсивность пучка может варьироваться от 2×10^4 до 1×10^6 антипротонов в секунду, диапазон импульсов - от 90 до 1900 МэВ/с.

Данные, анализируемые в диссертации, были получены с помощью универсального спектрометра *OBELIX*. Спектрометр *OBELIX* предназначен для изучения \bar{p} и \bar{n} аннигиляций в жидком и газообразном веществе. Установка расположена в Южном экспериментальном зале ускорительного комплекса *LEAR*.

Общая схема установки *OBELIX* показана на Рис.1.

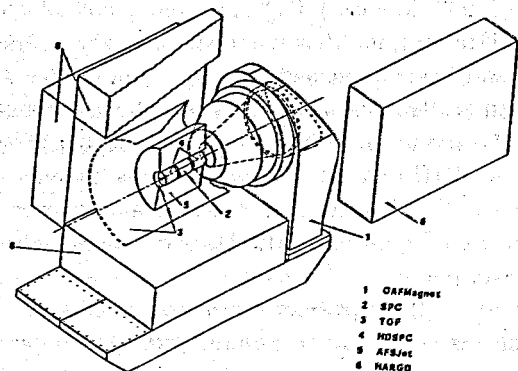


Рис. 1: Схема установки *OBELIX*.

Основные компоненты детектора таковы:

- вершинный детектор, дрейфовая спирально-проекционная камера

SPC (*Spiral Projection Chamber*), предназначенный для точного измерения вершины аннигиляции и детектирования рентгеновских лучей;

- внутренний слой сцинтилляционных счетчиков (*time-of-flight, tof*), состоящий из 30 модулей размером $1 \times 3 \times 80$ см³;

- главный трековый детектор, цилиндрическая дрейфовая камера *JDC* (*Jet Drift Chamber*) размером в диаметре 1.6 м, характеризующийся высоким пространственным разрешением и возможностью измерения ионизационных потерь;

- внешний слой сцинтилляционных счетчиков (*TOF*), состоящий из 84 модулей размером $4 \times 9 \times 300$ см³;

- калориметрический детектор для регистрации γ -лучей с высоким угловым разрешением (*High Angular Resolution Gamma Detector, HARGD*), состоящий из четырёх супермодулей размером $3 \times 4 \times 0.8$ м³, каждый из которых представляет собой плоскости дрейфовых трубок, прослоенных свинцовой конверторной фольгой.

Все компоненты детектора установлены между полюсами магнита с аксиальным полем величиной 0.5 Т (*Open Axial Field Magnet, OAFM*). Конфигурация магнита обеспечивает простой доступ ко всем внутренним компонентам спектрометра и позволяет детектировать заряженные частицы в телесном угле близком к 4π .

Основными преимуществами детектора являются:

- геометрия установки, близкая к 4π ;

- возможность разделения по времени пролёта и ионизационным потерям частиц различных типов (π, K, p) до импульса порядка 1 ГэВ/с;

- возможность идентификации всех продуктов аннигиляции, включая нейтральные частицы и мягкие рентгеновские фотоны с энергией до нескольких десятков КэВ;

- возможность использования мишеней с различными плотностями (жидкость и газ при разных давлениях).

Для адекватного воспроизведения экспериментальных данных и определения абсолютных выходов (вероятностей аннигиляции) по тем или иным каналам, в программу моделирования должны быть заложены реальные эффективности срабатывания всех элементов установки. Одним из важнейших детекторов спектрометра *OBELIX* является времяпролётная система, которая используется при выработке триггера и идентификации типа частиц, образовавшихся при аннигиляции. Для учёта эффективности срабатывания счётчиков этой системы в программу моделирования *ОХМС* нами была включена карта эффективностей счётчиков, определённая при обработке

экспериментальных данных.

Для определения эффективности *TOF* системы был использован набор данных с открытым триггером. Было найдено, что средняя эффективность счётчиков внутренней времяпролётной системы составляет $93 \pm 1\%$, внешней - $88 \pm 1\%$.

При вычислении вероятности аннигиляции (Y) антипротонов в рабочем веществе мишени спектрометра *OBELIX* по определённому каналу нами использовалась следующая формула:

$$Y = \frac{N_{exp}}{N_{monit}} \times \frac{1}{\epsilon_{MC} \times \epsilon_{Trig}} \quad (1)$$

где N_{exp} - количество событий данного канала, найденное на экспериментальных данных; N_{monit} - полное число аннигиляций, произошедшее в рабочем веществе мишени; ϵ_{MC} - эффективность регистрации событий, принадлежащих данному каналу; ϵ_{Trig} - эффективность срабатывания триггера при удовлетворении события всем триггерным условиям.

Полное количество аннигиляций, произошедших в то время, когда установка открыта для приёма данных, можно представить в следующем виде:

$$N_{monit} = N_0 \times \frac{N_{readout}}{N_{trig}} \times (1 - W_{mylar} - W_{inflight} - W_{front}) \times \frac{1}{\epsilon_M} \quad (2)$$

где N_0 - количество событий хотя бы с одним срабатыванием внутреннего времяпролётного детектора, N_{Tr} - количество событий, удовлетворивших всем триггерным условиям, $N_{Readout}$ - количество событий, записанных на магнитный носитель, W_{mylar} - количество аннигиляций на майларовой стенке мишени, $W_{inflight}$ - вероятность того, что произошла аннигиляция на лету, а не в покое, W_{front} - вероятность аннигиляции на входном окне мишени, ϵ_M - эффективность внутренней *TOF* системы как мониторирующего устройства. ϵ_M включает в себя неэффективность времяпролётной системы к событиям аннигиляции в чисто нейтральную моду и потерю событий с незарегистрированными заряженными частицами в конечном состоянии вследствие негерметичности внутреннего слоя *TOF*. Вычисленная нами величина $\epsilon_M = 0.982 \pm 0.004$.

Для определения W_{mylar} , $W_{inflight}$, W_{front} и ϵ_{Trig} использовался набор данных с открытым триггером, имеющий специальный флаг на принадлежность события временному интервалу, внутри которого может быть активирован триггер на множественность. Были получены следующие величины перечисленных параметров:

- процент фоновых событий аннигиляции на майларовых стенках мишени ($W_{mylar} = (0.62 \pm 0.02)\%$);
- процент фоновых событий от аннигиляций на лету ($W_{inflight} = (0.80 \pm 0.04)\%$);
- процент фоновых событий от аннигиляций на входном окне мишени ($W_{front} < 0.14\%$ на 95% уровне достоверности);
- эффективность срабатывания триггера ($\epsilon_{Trig} = (99 \pm 1)\%$).

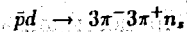
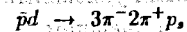
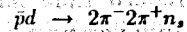
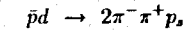
Полученные в этой главе результаты позволили перейти к выделению конкретных каналов $\bar{p}d$ аннигиляции и вычислению их вероятностей.

Вторая глава диссертации посвящена описанию выделения различных каналов аннигиляции остановившихся антипротонов в газообразном дейтерии на спектрометре *OBELIX*. При этом необходимо учитывать характерные конструктивные особенности установки и характеристики её детекторов. Поэтому логично рассматривать три различные класса процессов:

- реакции с импульсом нуклона-спектатора $p < 200$ МэВ/с;
- реакции с импульсом нуклона-спектатора $p > 400$ МэВ/с;
- реакция $\bar{p}d \rightarrow \pi^- \omega p$.

Такая классификация процессов аннигиляции обуславливается тем, что, с одной стороны, протоны-спектаторы с импульсом меньше 200 МэВ/с не регистрируются камерой *JDC*, т.к. поглощаются веществом мишени, вершинным детектором *SPC* или счётчиками внутренней времяпролётной системы, с другой стороны, только протон с импульсом больше 400 МэВ/с может быть надёжно выделен по времяпролётной информации.

Для выделения реакций первого типа:



нами использовались данные, набранные с триггером на множественность 3-8 отсчётов как во внутреннем, так и во внешнем времяпролётном счётчиках. Методы выделения этих каналов схожи между собой и каждый из них можно разделить на несколько этапов. На первом этапе производится первичный отбор событий по качеству информации, проверяется наличие отсчётов со всех детекторов установки *OBELIX* и формируется выходная структура данных *BIG NTuple*. На втором этапе производится проверка на множественность частиц в *JDC* и правильность их суммарного заряда. На третьем этапе производится кинематический фит отобранных событий для

соответствующих гипотез (кинематический фит с одной степенью свободы, т.к. одна частица невидима) и создаётся $NTuple$ следующего уровня, с вычисленными χ^2 и фитированными значениями кинематических параметров события. Четвёртый этап является завершающим для выделения того или иного топологического канала $\bar{p}d$ аннигиляции. На нём производился отбор событий по χ^2 10% уровню достоверности.

В Таб.1 для соответствующих каналов аннигиляции указано количество событий, удовлетворивших всем критериям отбора, выбранным для выделения данной реакции.

Таблица 1. Количество событий, прошедших все критерии отбора для выбранных реакций.

Конечное состояние. Количество событий (10% с.л.)	
$2\pi^- \pi^+ p_s$	745
$2\pi^- 2\pi^+ n_s$	2024
$3\pi^- 2\pi^+ p_s$	1079
$3\pi^- 3\pi^+ n_s$	252

Кроме этого, для каждого выделенного канала нами была оценена примесь от фоновых процессов с дополнительными π^0 -мезонами в конечном состоянии. Было найдено, что величина этой примеси зависит от множественности заряженных частиц в конечном состоянии и варьируется от 10% до 1%

Для выделения реакций второго типа нами использовались данные 1994 года, набранные с триггерными условиями 4-8 отсчётов во внутреннем времяпролётном счётчике и 3-8 во внешнем.

Были выделены следующие процессы аннигиляции:

$$\bar{p}d \rightarrow 2\pi^- \pi^+ p \quad (3)$$

$$\bar{p}d \rightarrow 2\pi^- \pi^+ \pi^0 p \quad (4)$$

$$\bar{p}d \rightarrow 3\pi^- 2\pi^+ p \quad (5)$$

$$\bar{p}d \rightarrow 3\pi^- 2\pi^+ \pi^0 p \quad (6)$$

Характерной особенностью реакций (3-6) является наличие высокоэнергетичного протона в конечном состоянии. Для выделения таких событий использовалась времяпролётная система установки OBELIX.

Для выделения каналов (3-6) налагаются следующие условия на мно-

жественность и суммарный заряд в цилиндрической дрейфовой камере JDC:

- множественность равна 4 для каналов (3-4);
- множественность равна 6 для каналов (5-6);
- полный заряд $Q_{tot} = 0$ для всех вышеперечисленных реакций.

Далее, для выделения каналов (3) и (5) использовался кинематический фит с четырьмя степенями свободы (все конечные продукты реакции видимы). Для выделения каналов (4) и (6) с одним невидимым π^0 -мезоном в конечном состоянии использовался кинематический фит с одной степенью свободы. В обоих случаях отбирались события с χ^2 соответствующем 10% уровню достоверности для выделяемого канала. В Таб.2 для соответствующих каналов аннигиляции указано количество событий, удовлетворивших всем критериям отбора выбранным для выделения данной реакции.

Таблица 2. Количество событий, прошедших все критерии отбора для выбранных реакций.

Конечное состояние. Количество событий (10% с.л.)	
$2\pi^- \pi^+ p$	1587
$2\pi^- \pi^+ \pi^0 p$	9389
$3\pi^- 2\pi^+ p$	2562
$3\pi^- 2\pi^+ \pi^0 p$	2420

Для оценки примеси в выделенных каналах событий от реакций с дополнительными π^0 -мезонами в конечном состоянии было проделано моделирование соответствующих реакций аннигиляции. Определённая таким образом примесь варьируется от 16 до 0.2 процента и уменьшается с увеличением множественности в конечном состоянии.

Необходимость выделения канала $\bar{p}d \rightarrow \pi^- \omega p$, была продиктована отсутствием данных по этому процессу в газообразном дейтерии, требуемых для сравнения выходов ω и ϕ -мезонов для проверки правила Окубо-Цвейга-Изуки. При выделении канала

$$\bar{p}d \rightarrow \pi^- \omega p_s \quad (7)$$

$$\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$$

аннигиляции нами были использованы следующие критерии отбора:

- три трека заряженных частиц в JDC;

- суммарный заряд частиц, зарегистрированных JDC $Q_{tot} = -1$.

Информация с вершинного детектора SPC также использовалась в том случае, если в нём был зарегистрирован трек положительно заряженной частицы, не связывающийся ни с одним из треков в JDC .

Фоновые реакции

$$\begin{aligned} \bar{p}d &\rightarrow 2\pi^- \pi^+ p_s \\ \bar{p}d &\rightarrow 2\pi^- \pi^+ m\pi^0 p_s, \text{ где } m = 2, 3.. \end{aligned}$$

были подавлены критериями отбора по недостающей массе $MM1^2$ и $MM2^2$, где

$$MM1^2 = (M_p + M_d - \sum_i^3 E_i)^2 - P_{tot}^2 - M_p^2 \quad (8)$$

где E_i - энергия заряженного пиона и P_{tot}^2 - квадрат полного импульса всех заряженных пионов:

$$P_{tot}^2 = (\sum_i^3 \vec{P}_i)^2 \quad (9)$$

и

$$MM2^2 = (M_p + M_d - \sum_i^4 E_i)^2 - P_{tot}^2 - M_p^2 \quad (10)$$

где E_i - энергия заряженного пиона или протона и P_{tot}^2 - квадрат полного импульса всех заряженных частиц:

$$P_{tot}^2 = (\sum_i^4 \vec{P}_i)^2 \quad (11)$$

Были приняты следующие ограничения на $MM1$ и $MM2$:

$$0.1 \text{ МэВ} < MM1 < 1.2 \text{ МэВ};$$

$$-0.1 \text{ МэВ} < MM2 < 0.1 \text{ МэВ}.$$

При дальнейшем отборе нами была использована кинематическая особенность бинарной реакции $\bar{p}n \rightarrow \pi^- \omega$, согласно которой пион отдачи должен иметь импульс в районе 750 МэВ/с. В то же время, импульс положительно заряженного пиона от распада ω -мезона должен быть меньше 700 МэВ/с. Этот факт позволяет подавить фоновые события с низкоимпульсными π^- и высокоимпульсными π^+ . После анализа смоделированных данных, были выбраны следующие обрезания на импульсы пионов:

- импульс π^- -мезона $P > 600$ МэВ/с;

- импульс π^+ -мезона $P < 600$ МэВ/с.

Всего было найдено 222 ± 39 событий с ω -мезоном в конечном состоянии.

Таким образом, использование описанных процедур отбора событий позволило нам надёжно выделить перечисленные каналы аннигиляции медленных антипротонов. Необходимо отметить, что до настоящего времени не существовало экспериментальных данных по аннигиляции антипротонов в газообразном дейтерии для всех вышеперечисленных реакций.

В третьей главе производится анализ экспериментальных данных и обсуждаются основные результаты проведённого исследования.

Всего, за время проведения данной работы, нами было проанализировано $\approx 5.6 \times 10^6$ событий аннигиляции антипротонов. Как уже отмечалось выше, универсальный спектрометр *OBELIX* позволяет нам работать как на жидкостной, так и на газообразной мишенях. В настоящей работе нами измерены значения вероятностей следующих процессов аннигиляции оставшихся антипротонов в газообразном дейтерии:

$$\bar{p}d \rightarrow 2\pi^- \pi^+ p_s \quad (12)$$

$$\bar{p}d \rightarrow 2\pi^- 2\pi^+ n_s \quad (13)$$

$$\bar{p}d \rightarrow 3\pi^- 2\pi^+ p_s \quad (14)$$

$$\bar{p}d \rightarrow 3\pi^- 3\pi^+ n_s \quad (15)$$

При определении вероятностей аннигиляции нами принималась во внимание систематическая ошибка, обусловленная следующими факторами:

- неопределённость в процедуре моделирования экспериментальных данных с учётом ядерных взаимодействий;

- неопределённость в определении вершины взаимодействия, ведущая к некоторому различию распределений для экспериментальных и смоделированных данных.

Полная систематическая ошибка, включающая вышеперечисленные факторы, составила $\epsilon_{0.5}^{+2}\%$.

При определении вероятности аннигиляции с импульсом нуклона-спектратора в конечном состоянии $p < 200$ МэВ/с принимались во внимание данные работы *Bizzari*, согласно которым вероятности аннигиляции на протоне и на нейтроне, внутри ядра дейтрона, соотносятся как $R(\bar{p}n/\bar{p}p) = 0.81 \pm 0.30$.

В Таб.3 для соответствующих каналов аннигиляции (первый столбец) приведены:

- количество событий, прошедших все критерии отбора (N соб.);

- эффективность выделения данного канала (ϵ_{MC});

- вероятность аннигиляции по данному каналу (Вер.);
- данные, полученные другими экспериментами.

Таблица 3. Вероятности аннигиляции антипротонов в дейтерии.

Кон.сост.	N соб.	$\epsilon_{MC}\%$	Вер. %	Друг.эксп.
$2\pi^- \pi^+$	745	11.6 ± 0.1	2.71 ± 0.11	1.57 ± 0.21
				3.4 ± 0.2
				2.4 ± 0.4
$2\pi^- 2\pi^+$	2024	12.8 ± 0.1	5.40 ± 0.20	6.9 ± 0.6
$3\pi^- 2\pi^+$	1079	7.7 ± 0.2	5.90 ± 0.22	5.15 ± 0.47
				6.9 ± 0.5
$3\pi^- 3\pi^+$	123	1.84 ± 0.1	2.28 ± 0.27	4.2 ± 0.2
				2.1 ± 0.2

Из результатов, приведённых в Таб.3, можно заключить, что полученные значения вероятностей аннигиляции антипротонов в газообразном дейтерии не имеют значимого отклонения от результатов предыдущих экспериментов на пузырьковых камерах. Это говорит в пользу того, что процент S и P -волн в жидком и газообразном дейтерии могут различаться незначительно.

Одной из задач, стоявших перед коллаборацией *OBELIX*, была задача проверки правила Окубо-Цвейга-Изуки, состоявшая в измерении отношения выхода в аннигиляции антипротонов на газообразном дейтерии ω и ϕ -мезонов. Это делает особенно важным определение вероятности аннигиляции по каналу



К настоящему времени канал аннигиляции (16) изучался несколькими группами. В частности, процесс исследовался в экспериментах на пузырьковых камерах и полученные данные находятся в противоречии с более поздними результатами, полученными коллаборацией *Crystal Barrel* при аннигиляции антипротонов в жидком водороде по каналу



Таким образом, особенно важным было определение вероятности аннигиляции остановившихся антипротонов по каналу

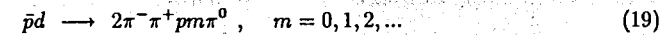


на установке *OBELIX*, что позволило бы впервые получить данные по этому каналу для газообразного дейтерия и минимизировать систематические ошибки при оценке нарушения правила *OZI*.

Как было отмечено ранее, всего в этом канале нами было выделено 222 ± 39 событий, что соответствует вероятности аннигиляции, определённой по вышеописанной схеме $Y = (11.1 \pm 2.0) \times 10^{-3}$. Этот результат расходится с данным экспериментов, проведённых ранее на жидком дейтерии, но великолепно согласуется с результатом коллаборации *Crystal Barrel*, который, безусловно, более надёжен.

Набор данных, накопленный нами на спектрометре *OBELIX* с триггером на множественность (3-8) отсчётов во внешнем и внутреннем детекторах времяпролётной системы (ноябрь 1991), содержал заметное количество событий с высокоимпульсным протоном в конечном состоянии. Отметим, что протоны со спекторным импульсом ($P_{prot} < 400$ МэВ/с) имеют большую вероятность захватиться веществом мишени, вершинного детектора и внутреннего слоя сцинтилляционных счётчиков, что делает невозможным их выделение по времени пролёта. Это дало нам возможность произвести анализ спектров инвариантных масс системы πp на предмет поиска сигнала от Δ -изобары, не обнаруженного в более ранних исследованиях.

Для увеличения статистики были выбраны события инклюзивного канала:



Протоны и пионы были идентифицированы по информации времяпролётной системы спектрометра. Отбирались протоны с импульсами $P_{prot} > 400$ МэВ/с.

Чёткий пик от Δ^{++} -изобары был найден в распределении по инвариантной массе системы $\pi^+ p$, в то время, как распределение по инвариантной массе системы $\pi^- p$ выглядело достаточно гладким. Распределение в системе $\pi^+ p$ было аппроксимировано функцией Брейта-Вигнера, наложенной на полином третьей степени:

$$F_{fit} = BW_{\Delta} + a_0 + a_1 x + a_2 x^2 + a_3 x^3 \quad (20)$$

виден чёткий пик в области массы Δ -изобары, в то время как в спектре системы π^+p такого ярко выраженного сигнала нет. Нами был проведён детальный анализ всех этих процессов и было показано, что ни в одной из исследованных нами реакций $\bar{p}d$ аннигиляции пик в инвариантной массе системы π^+p не является наведённым сигналом от образования какого-либо пионного резонанса.

Для определения параметров пика, распределения по инвариантной массе системы π^+p были описаны нами следующей функцией:

$$F = A_1 * BW(\Gamma_\Delta, M_\Delta, m) + A_2 * p3(b_1, b_2, b_3, b_4, m) \quad (21)$$

где BW -функция Брейта-Вигнера с шириной Γ и массой M :

$$BW(\Gamma_\Delta, M_\Delta, m) = \frac{\Gamma_\Delta}{((m - M_\Delta)^2 + (\Gamma_\Delta/2)^2)}$$

и

$$p3(b_1, b_2, b_3, b_4, m) = b_1 + b_2 * m + b_3 * m^2 + b_4 * m^3.$$

При фитировании параметры $A_1, A_2, \Gamma_\Delta, M_\Delta$ оставались свободными, а параметры полинома b_1, \dots, b_4 были зафиксированы из аппроксимации спектров инвариантных масс системы π^+p . Результаты аппроксимации показаны в Таб.5.

Таблица 5. Параметры пика в спектре инвариантных масс π^+p , найденные из аппроксимации.

Реакция.	$M_{\Delta^{++}}, \text{ МэВ.}$	$\Gamma_{\Delta^{++}}, \text{ МэВ.}$
$\bar{p}d \rightarrow 2\pi^- \pi^+ p$	1244 ± 15	132 ± 13
$\bar{p}d \rightarrow 2\pi^- \pi^+ \pi^0 p$	1236 ± 4	129 ± 13
$\bar{p}d \rightarrow 3\pi^- 2\pi^+ p$	1229 ± 3	121 ± 6
$\bar{p}d \rightarrow 3\pi^- 2\pi^+ \pi^0 p$	1220 ± 3	113 ± 10

Как следует из приведённой выше таблицы, параметры пика в спектре инвариантных масс системы π^+p с хорошей точностью совпадают с массой и шириной Δ^{++} -изобары. Для каждого из выделенных каналов нами было вычислено количество Δ^{++} как интеграл функции Брейта-Вигнера с известными параметрами и доля аннигиляций, идущих с образованием изобары.

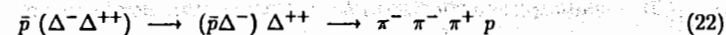
Принимая во внимание некоторый произвол в выборе формы фона, нами была оценена систематическая ошибка, определяющаяся выбранным методом аппроксимации. Для этого спектры системы π^+p были описаны функцией с фиксированными (табличными) параметрами Δ^{++} и свободными параметрами полинома. Различие в доле аннигиляций, идущих через образование Δ^{++} , определённое из сравнения результатов применения двух разных методов аппроксимации, приведено в Таб.6 как вторая ошибка (первая - статистическая).

Таблица 6. Количество Δ^{++} в каждом из анализируемых каналов и доля аннигиляций, идущих с образованием изобары (первая ошибка статистическая, вторая - систематическая).

Реакция	Количество Δ^{++}	Доля %
$\bar{p}d \rightarrow 2\pi^- \pi^+ p$	183 ± 27	$18.0 \pm 2.6 \pm 1.7$
$\bar{p}d \rightarrow 2\pi^- \pi^+ \pi^0 p$	1621 ± 188	$30.1 \pm 3.4 \pm 1.5$
$\bar{p}d \rightarrow 3\pi^- 2\pi^+ p$	1772 ± 120	$52.0 \pm 3.5 \pm 2.7$
$\bar{p}d \rightarrow 3\pi^- 2\pi^+ \pi^0 p$	1589 ± 163	$55.2 \pm 6.0 \pm 6.1$

Таким образом, доля аннигиляций с образованием Δ^{++} -изобары растёт с увеличением множественности пионов в конечном состоянии. Этот экспериментальный факт не противоречит нашему представлению о перерасеянии в конечном состоянии как основном источнике образования этого резонанса. В настоящее время ведутся расчёты, целью которых является проверка количественного согласия предсказания теории и экспериментальных данных.

Надёжное выделение на экспериментальных данных сигнала от Δ^{++} -изобары позволило нам предпринять попытку обнаружения $\Delta\Delta$ конфигурации дейтрона. Действительно, если какую-то часть времени дейтрон может существовать вследствие возбуждения внутренних степеней свободы нуклона, как двойная $\Delta(1232)$ конфигурация, то возможен следующий процесс аннигиляции:



В этом процессе пучковый антипротон аннигилирует внутри ядра на Δ^- -изобаре с образованием $\pi^- \pi^-$ пары и спектаторная Δ^{++} распадается в $\pi^+ p$ систему. Необходимо подчеркнуть, что только аннигиляция даёт нам такую

необычную возможность поиска $\Delta\Delta$ компоненты в дейтроне.

Эта реакция была исследована с теоретической точки зрения. Было показано, что при аннигиляции по каналу (22) можно ожидать пик в области больших масс системы $\pi^+\pi^-$. Более того, что было совсем не очевидно, ширина сигнала от $\bar{p} \Delta^- \rightarrow 2\pi^-$ аннигиляции (Δ^- далеко вне массовой поверхности) может быть в интервале (60–100) МэВ, что делает её достаточно легко выделяемой.

Имеющаяся у нас статистика позволила нам получить только верхнее ограничение на реакцию (22):

$$Y_{\bar{p}(\Delta^-\Delta^+)\rightarrow 2\pi^-\pi^+p} \leq 6.5 \times 10^{-5} \quad (23)$$

соответствующее 90% уровню достоверности:

Для получения верхнего предела на существование $\Delta\Delta$ конфигурации разумно использовать предположение, что вероятность аннигиляции по каналу $\bar{p} \Delta^- \rightarrow 2\pi^-$ в первом приближении совпадает с таковой для канала $\bar{p}N \rightarrow 2\pi$ и составляет $\approx 5 \times 10^{-3}$. Используя это предположение и полученное верхнее ограничение (23), мы можем оценить вероятность существования дейтрона как $\Delta\Delta$ конфигурации. Значение этой вероятности $P_{\Delta\Delta} \leq 1\%$ совпадает по порядку величины с верхним пределом полученным другими экспериментальными группами и находится в согласии с теоретическими предсказаниями.

Некоторые интересные особенности поведения состояния $\xi(1480)$, ранее детектированного различными экспериментальными группами и распадающегося в четыре π -мезона, были обнаружены в $\bar{p}d$ аннигиляции. Так коллаборация *ASTERIX* впервые обнаружила, а мы подтвердили на существенно более чистом наборе данных, что положение пика $\xi(1480)$ зависит от импульса протона в реакции

$$\bar{p}d \rightarrow 3\pi^+ 2\pi^- p \quad (24)$$

Так, при импульсе протона в конечном состоянии $P < 200$ МэВ/с были найдены следующие параметры резонанса: $M = 1497 \pm 8$ МэВ и $FWHM = 177 \pm 14$ МэВ. В то время, как для событий с импульсом протона $P > 400$ МэВ/с: $M = 1305 \pm 5$ МэВ и $FWHM = 326 \pm 15$ МэВ.

В Таб.7 приводятся данные о положении пиков различных состояний для двух интервалов импульса протонов. Положение резонансов ω , ρ и f_2 не зависит от импульса протона. В то же время, широкое возбуждение в инвариантной массе четырёх пионов меняет своё положение с ростом импульса протона-спектратора. Как уже было отмечено, для объяснения этого

эффекта привлекается механизм перераспределения одного из пионов от распада $\xi(1480)$ на протоне, что может привести к искажению первоначального положения пика. Но почему такой ситуации не наблюдается в случае обычных мезонных резонансов?

Таблица 7. Аппроксимированные значения положений резонансов для двух интервалов импульсов протона.

Резонанс	$p < 200$ МэВ/с	$p > 400$ МэВ/с
ω	772 ± 5	782.0 ± 3.1
ρ	739 ± 15	734 ± 9
$\xi(1480)$	1497 ± 8	1305 ± 5

Для прояснения причин изменения положения пика $\xi(1480)$ в зависимости от импульса протона спектратора было сделано моделирование процесса:

$$\bar{p}d \rightarrow \pi^- X p \quad (25)$$

$$X \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$$

в предположении, что X - резонанс с параметрами $\xi(1480)$: массой 1480 МэВ и шириной 110 МэВ. При моделировании были использованы два различных спектра протонов для интервала импульсов $P > 400$ МэВ/с. В качестве первого использовалось плоское распределение, предполагающее, что высокоимпульсная компонента спектра является константой. Такое распределение хорошо согласуется с экспериментальными данными и может быть объяснено перераспределением на протоне одного из пионов от аннигиляции. Второе распределение было монотонно убывающим, что соответствовало волновой функции дейтрона и не предполагало взаимодействия в конечном состоянии.

Проведённым моделированием было показано, в $\bar{p}d$ аннигиляции в покое введение простого кинематического ограничения на импульс протона $P > 400$ МэВ/с решительным образом подавляет часть пика широкого резонанса в области 1.5 ГэВ со стороны больших масс.

Вместе с тем, этот эффект не может воспроизвести увеличения ширины пика в инвариантной массе четырёх π -мезонов. Если принять во внимание наличие в этом канале аннигиляции мощного сигнала от Δ^{++} -изобары, то, видимо, можно утверждать, что перераспределение в конечном состоянии одного из пионов от распада образовавшегося в аннигиляции резонанса является

истинной причиной кажущегося сдвиг пика $\xi(1480)$.

В заключении кратко сформулированы главные результаты проведённого исследования.

1. Выполнены методические исследования работы установки *OBELIX*, позволившие определить эффективность срабатывания как внутренней, так и внешней времепролётных систем спектрометра $(93 \pm 1)\%$ и $(88 \pm 1)\%$ соответственно) и надёжно выделить следующие каналы аннигиляции медленных антипротонов в газообразном дейтерии с импульсом нуклона-спектратора в конечном состоянии $p < 200$ МэВ/с:

$$\bar{p}d \rightarrow 2\pi^- \pi^+ p, \quad (26)$$

$$\bar{p}d \rightarrow 2\pi^- 2\pi^+ n, \quad (27)$$

$$\bar{p}d \rightarrow 3\pi^- 2\pi^+ p, \quad (28)$$

$$\bar{p}d \rightarrow 3\pi^- 3\pi^+ n, \quad (29)$$

$$\bar{p}d \rightarrow \pi^- \omega p, \quad (30)$$

$$\bar{p}d \rightarrow 2\pi^- \pi^+ p \quad (31)$$

$$\bar{p}d \rightarrow 2\pi^- \pi^+ \pi^0 p \quad (32)$$

$$\bar{p}d \rightarrow 3\pi^- 2\pi^+ p \quad (33)$$

$$\bar{p}d \rightarrow 3\pi^- 2\pi^+ \pi^0 p \quad (34)$$

с импульсом протона в конечном состоянии $p > 400$ МэВ/с.

2. Впервые в газообразном дейтерии измерены вероятности $\bar{p}d$ аннигиляции по каналам (26)-(29) с 3-6 заряженными π -мезонами в конечном состоянии и импульсом протона-спектратора $p < 200$ МэВ/с. Полученные вероятности аннигиляции в газе практически совпадают с соответствующими вероятностями для аннигиляции в жидкости.

3. Впервые в аннигиляции на газообразном дейтерии измерена вероятность реакции с образованием ω -мезона $Y(\bar{p}n \rightarrow \pi^- \omega) = (11.1 \pm 2.0) \times 10^{-3}$, что позволило осуществить проверку правила Окубо-Цвейга-Изуки, которая показала сильное отклонение (в 30 раз) экспериментальных данных по отношению $R(Y(\bar{p}n \rightarrow \phi\pi^-)/(Y(\bar{p}n \rightarrow \omega\pi^-)))$ от предсказания ОЦИ.

4. Впервые измерены вероятности $\bar{p}d$ аннигиляции с высокоимпульсным протоном в конечном состоянии ($p > 400$ МэВ/с) для реакций (31)-(34)

с множественностью 3-6 π -мезонов в конечном состоянии. Вероятности аннигиляции по каналам (31),(33) уменьшаются с ростом импульса протона на один и тот же фактор.

5. Впервые в процессах аннигиляции антипротонов на ядрах зарегистрирован чёткий сигнал от рождения Δ^{++} -изобары. Было проведено систематическое исследование рождения Δ^{++} в реакциях (31)-(34) с 3-6 пионами в конечном состоянии. Найдено, что доля событий с образованием Δ^{++} возрастает по мере увеличения множественности π -мезонов в конечном состоянии и достигает $\approx 50\%$ для канала $\bar{p}d \rightarrow 3\pi^- 2\pi^+ \pi^0 p$.

6. При изучении реакции аннигиляции $\bar{p}d \rightarrow -\pi^- \pi^+ p$ получен верхний предел $\bar{p}d$ аннигиляции по каналу (22):

$$Y_{\bar{p}}(\Delta^- \Delta^{++}) \rightarrow 2\pi^- \pi^+ p \leq 6.5 \times 10^{-5}$$

соответствующий 90% уровню достоверности. Это дало возможность сделать оценку верхнего предела на существование $\Delta\Delta$ конфигурации дейтрона $P_{\Delta\Delta} \leq 1\%$. Эта цифра совпадает по порядку величины с результатами полученными ранее другими экспериментальными группами.

7. Проведено систематическое исследование спектров инвариантных масс систем $\pi\pi$, $\pi\pi\pi$ и $\pi\pi\pi\pi$ для реакций (26)-(34). При анализе реакции аннигиляции $\bar{p}d \rightarrow 3\pi^- 2\pi^+ p$ для двух интервалов импульса протона ($p < 200$ МэВ/с и $p > 400$ МэВ/с) был обнаружен сдвиг широкого пика в инвариантной массе четырёх π -мезонов с ростом импульса протона в конечном состоянии в то время, как положение пиков других пионных резонансов (ρ , ω) осталось неизменным.

Результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. V.G.Ableev, A.Adamo, M.Agnello, F.Balestra, G.Belli, G.Bendischioli, A.Bertin, P.Boccaccio, G.C.Bonazzola, E.Botta, T.Bressani, M.Bruschi, M.P.Bussa, L.Busso, D.Calvo, M.Capponi, B.Cereda, P.Cerello, C.Cicalo, M.Corradini, S.Costa, S.De Castro, C.De Leo, O.Yu.Denisov, D.D'Isep, A.Donzella, L.Fava, A.Feliciello, L.Ferrero, A.Filippi, V.Filippini, A.Fontana, D.Galli, R.Garfagnini, U.Gastaldi, B.Giacobbe, P.Gianotti, O.E.Gorchakov, A.Grasso, C.Guaraldo, F.Iazzi, A.Lanaro, E.Lodi Rizzini, M.Lombardi, V.Lucherini, A.Maggiora, G.Maneva, S.Mercello, U.Marconi, G.V.Margagliotti, G.Marone,

A.Masoni, I.Massa, B.Minetti, P.Montagna, M.Morando, F.Nichitiu, D.Panzieri, G.Pauli, M.Piccinini, G.Piragino, M.Poli, S.N.Prakhov, G.Puddu, R.A.Ricci, E.Rosetto, A.Rotondi, A.M.Rozhdestvensky, A.Siano, P.Salvini, L.Santi, M.G.Sapozhnikov, N.Semprini-Cesari, S.Serci, R.Spighi, P.P.Temnikov, S.Tessaro, F.Tosello, V.I.Tretyak, G.Usai, L.Vannucci, S.Vecchi, G.Vedovato, L.Venturelli, M.Villa, A.Vitale, A.Zenoni, A.Zoccoli, G.Zosi, Study of the OZI-Rule violation in antiproton violation in deuterium at rest, Proc. Hadron-93 Conference, Como, 1993.

2. V.G.Ableev, A.Adamo, M.Agnello, F.Balestra, G.Belli, G.Bendiscioli, A.Bertin, P.Boccaccio, G.C.Bonazzola, E.Botta, T.Bressani, M.Bruschi, M.P.Bussa, L.Busso, D.Calvo, M.Capponi, B.Cereda, P.Cerello, C.Cicalo, M.Corradini, S.Costa, S.De Castro, C.De Leo, O.Yu.Denisov, D.D'Isep, A.Donzella, L.Fava, A.Feliciello, L.Ferrero, A.Filippi, V.Filippini, A.Fontana, D.Galli, R.Garfagnini, U.Gastaldi, B.Giacobbe, P.Gianotti, O.E.Gorchakov, A.Grasso, C.Guaraldo, F.Iazzi, A.Lanaro, E.Lodi Rizzini, M.Lombardi, V.Lucherini, A.Maggiara, G.Maneva, S.Mercello, U.Marconi, G.V.Margagliotti, G.Maron, A.Masoni, I.Massa, B.Minetti, P.Montagna, M.Morando, F.Nichitiu, D.Panzieri, G.Pauli, M.Piccinini, G.Piragino, M.Poli, S.N.Prakhov, G.Puddu, R.A.Ricci, E.Rosetto, A.Rotondi, A.M.Rozhdestvensky, A.Siano, P.Salvini, L.Santi, M.G.Sapozhnikov, N.Semprini-Cesari, S.Serci, R.Spighi, P.P.Temnikov, S.Tessaro, F.Tosello, V.I.Tretyak, G.Usai, L.Vannucci, S.Vecchi, G.Vedovato, L.Venturelli, M.Villa, A.Vitale, A.Zenoni, A.Zoccoli, G.Zosi, Measurement of the ϕ - and ω - meson production in antiproton annihilation at rest on deuterium, Proc. of NAN-93 conference, Moscow, 1993, Published in Yadernaya Fiz., vol.57, N.10, 1994, p.1787-1792;

3. V.G.Ableev, A.Adamo, M.Agnello, F.Balestra, G.Belli, G.Bendiscioli, A.Bertin, P.Boccaccio, G.C.Bonazzola, E.Botta, T.Bressani, M.Bruschi, M.P.Bussa, L.Busso, D.Calvo, M.Capponi, B.Cereda, P.Cerello, C.Cicalo, M.Corradini, S.Costa, S.De Castro, C.De Leo, O.Yu.Denisov, D.D'Isep, A.Donzella, L.Fava, A.Feliciello, L.Ferrero, A.Filippi, V.Filippini, A.Fontana, D.Galli, R.Garfagnini, U.Gastaldi, B.Giacobbe, P.Gianotti, O.E.Gorchakov, A.Grasso, C.Guaraldo, F.Iazzi, A.Lanaro, E.Lodi Rizzini, M.Lombardi, V.Lucherini, A.Maggiara, G.Maneva, S.Mercello, U.Marconi, G.V.Margagliotti, G.Maron, A.Masoni, I.Massa, B.Minetti, P.Montagna, M.Morando, F.Nichitiu, D.Panzieri, G.Pauli, M.Piccinini, G.Piragino, M.Poli, S.N.Prakhov, G.Puddu, R.A.Ricci, E.Rosetto, A.Rotondi, A.M.Rozhdestvensky, A.Siano, P.Salvini, L.Santi, M.G.Sapozhnikov, N.Semprini-Cesari, S.Serci, R.Spighi, P.P.Temnikov, S.Tessaro, F.Tosello, V.I.Tretyak, G.Usai, L.Vannucci, S.Vecchi, G.Vedovato, L.Venturelli, M.Villa, A.Vitale, A.Zenoni, A.Zoccoli, G.Zosi, Lastes results from Obelix on hadron spectroscopy, Proc. of 5th Conference on Intersection of Nuclear and Particle Physics, St. Petersburg, USA, 1994.

4. V.G.Ableev, M.Agnello, F.Balestra, G.Bendiscioli, A.Bertin, P.Boccaccio, E.Botta, T.Bressani, M.Bruschi, M.P.Bussa, L.Busso, D.Calvo, M.Capponi, B.Cereda, P.Cerello,

C.Cicalo, S.Costa, S.De Castro, O.Yu.Denisov, D.D'Isep, A.Donzella, L.Fava, A.Feliciello, L.Ferrero, A.Filippi, V.Filippini, A.Fontana, D.Galli, R.Garfagnini, U.Gastaldi, B.Giacobbe, P.Gianotti, O.E.Gorchakov, A.Grasso, C.Guaraldo, F.Iazzi, A.Lanaro, E.Lodi Rizzini, M.Lombardi, V.Lucherini, A.Maggiara, G.Maneva, S.Mercello, U.Marconi, G.V.Margagliotti, G.Maron, A.Masoni, B.Minetti, P.Montagna, M.Morando, F.Nichitiu, D.Panzieri, G.Pauli, M.Piccinini, M.Poli, S.N.Prakhov, G.Puddu, R.A.Ricci, E.Rosetto, A.Rotondi, A.M.Rozhdestvensky, A.Siano, P.Salvini, L.Santi, M.G.Sapozhnikov, N.Semprini-Cesari, S.Serci, R.Spighi, P.P.Temnikov, S.Tessaro, F.Tosello, V.I.Tretyak, G.Usai, L.Vannucci, S.Vecchi, G.Vedovato, L.Venturelli, M.Villa, A.Vitale, A.Zenoni, A.Zoccoli, G.Zosi, Measurement of the $\bar{p}d$ annihilation at rest, Preprint JINR-E15-94-343, Aug. 1994, 42pp.

5. V.G.Ableev, M.Agnello, F.Balestra, G.Bendiscioli, A.Bertin, P.Boccaccio, E.Botta, T.Bressani, M.Bruschi, M.P.Bussa, L.Busso, D.Calvo, M.Capponi, B.Cereda, P.Cerello, C.Cicalo, S.Costa, S.De Castro, O.Yu.Denisov, D.D'Isep, A.Donzella, L.Fava, A.Feliciello, L.Ferrero, A.Filippi, V.Filippini, A.Fontana, D.Galli, R.Garfagnini, U.Gastaldi, B.Giacobbe, P.Gianotti, O.E.Gorchakov, A.Grasso, C.Guaraldo, F.Iazzi, A.Lanaro, E.Lodi Rizzini, M.Lombardi, V.Lucherini, A.Maggiara, G.Maneva, S.Mercello, U.Marconi, G.V.Margagliotti, G.Maron, A.Masoni, B.Minetti, P.Montagna, M.Morando, F.Nichitiu, D.Panzieri, G.Pauli, M.Piccinini, M.Poli, S.N.Prakhov, G.Puddu, R.A.Ricci, E.Rosetto, A.Rotondi, A.M.Rozhdestvensky, A.Siano, P.Salvini, L.Santi, M.G.Sapozhnikov, N.Semprini-Cesari, S.Serci, R.Spighi, P.P.Temnikov, S.Tessaro, F.Tosello, V.I.Tretyak, G.Usai, L.Vannucci, S.Vecchi, G.Vedovato, L.Venturelli, M.Villa, A.Vitale, A.Zenoni, A.Zoccoli, G.Zosi, Measurement of the $\bar{p}d$ annihilation at rest, Nucl. Phys. A585, 1995, p. 577.

6. A.Bertin, M.Bruschi, M.Capponi, A.Collamati, S.De Castro, R.Dona, A.Ferretti, D.Galli, B.Giacobbe, U.Marconi, M.Piccinini, M.Poli, N.Semprini-Cesari, R.Spighi, S.Vecchi, A.Vezzani, F.Vigotti, M.Villa, A.Vitale, A.Zoccoli, M.Corradini, A.Donzella, E.Lodi Rizzini, L.Venturelli, A.Zenoni, C.Cicalo, A.Masoni, G.Puddu, S.Serci, P.Temnikov, G.Usai, O.Gorchakov, S.Prakhov, A.Rozhdestvensky, M.Sapozhnikov, V.Tretyak, P.Gianotti, C.Guaraldo, A.Lanaro, V.Lucherini, F.Nichitiu, C.Petrascu, A.Rosca, V.Ableev, C.Cavion, U.Gastaldi, M.Lombardi, G.Maron, L.Vannucci, G.Vedovato, G.Bendiscioli, V.Filippini, A.Fontana, P.Montagna, A.Rotondi, A.Saino, P.Salvini, C.Scoglio, F.Balestra, E.Botta, T.Bressani, M.P.Bussa, L.Busso, D.Calvo, P.Cerello, S.Costa, O.Denisov, L.Fava, A.Feliciello, L.Ferrero, A.Filippi, R.Garfagnini, A.Grasso, A.Maggiara, S.Mercello, D.Panzieri, D.Parena, E.Rossetto, F.Tosello, L.Valacca, G.Zosi, M.Agnello, F.Iazzi, B.Minetti, G.Pauli, S.Tessaro, L.Santi, New data on Δ^{++} -baryon production in $\bar{p}d$ annihilation at rest, Phys. Lett. B403, 1997, p. 177.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 сентября 1997 года.