



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

3-175

1-83-629

ЗАЙМИДОРОГА
Олег Антонович

**КОГЕРЕНТНОЕ ОБРАЗОВАНИЕ
БОЗОННЫХ РЕЗОНАНСНЫХ СОСТОЯНИЙ
В ПРОЦЕССАХ ДИФРАКЦИИ АДРОНОВ
НА ЯДРАХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ**

Специальность: 01.04.16 - физика атомного ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени доктора физико-математических наук

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований

Официальные оппоненты: член-корреспондент АН СССР,
профессор

В.В. ВЛАДИМИРСКИЙ

доктор физико-математических наук,
профессор

В.А. ЦАРЕВ

доктор физико-математических наук,
профессор

С.А. БУНЯТОВ

Ведущая организация: Институт физики высоких энергий
г. Серпухов (пос. Протвино).

Защита диссертации состоится " " _____ 1983 года
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 " " _____ 1983 года

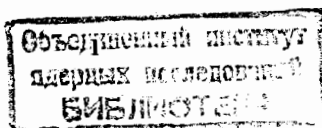
Ученый секретарь
Специализированного совета
доктор физико-математических наук

Ю.А. БАТУСОВ

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. Взаимодействия мезонов с ядрами при высоких энергиях с определенной вероятностью приводят к событиям такого типа, когда в результате дифракционной диссоциации падающего адрона на ядре как целом рождается тяжелая бозонная система, а ядро остается в основном состоянии. Такое изменение состояния характеризуется тем, что бозонная система имеет непрерывный массовый спектр состояний, насыщаемый как образованием резонансов, так и продуктами диссоциации адрона в нерезонансную систему. Неупругие дифракционные процессы имеют большое сходство с упругим рассеянием, их сечения слабо зависят от энергии и в этих процессах ярко проявляются волновые свойства сталкивающихся частиц. При высоких энергиях вклад этих процессов в полное сечение соизмерим с упругим рассеянием. В t - канале преобладает обмен состояниями с квантовыми числами вакуума и рожденная бозонная система сохраняет дискретные квантовые числа налетающего мезона, а спин и четность этих состояний принадлежат к "ненатуральной серии" по четности $\Delta P = (-1)^{\Delta J}$, где $\Delta P, \Delta J$ - изменение четности и орбитального момента системы. Вследствие большой передачи энергии бозонной системе при малых переданных 4-х импульсах и ограниченном числе состояний системы по спину и четности эти процессы представляют возможность изучения возбужденных состояний динамических структур дифракционно-образуемых бозонных систем, т.е. установить спектр уровней возбуждения составной структуры элементарной частицы как по орбитальному, так и по радиальному квантовому числу.

При малых переданных 4-х импульсах высокая степень когерентности парциальных волн в дифракционном процессе приводит к усилению рождения резонансных состояний на ядерных мишенях и к сильной поляризации конечного состояния. Вследствие этого, ценным свойством изучения дифракционно-рожденных резонансных систем, является возможность однозначного определения спина и четности состояний. Кроме того, исследование процессов когерентного рождения резонансов на ядерных мишенях дает возможность определения сечения поглощения неста-



обильных систем нуклоном в разных состояниях по спину и четности. Важные сведения могут быть получены также о механизме процесса дифракции при высоких энергиях.

Цель настоящей работы состояла в экспериментальном исследовании когерентного образования 3π и 5π - бозонных систем в процессах дифракционной диссоциации π^- -мезонов на ядрах при высоких энергиях, анализе бозонной 3π -системы по спину и четности и спектроскопии резонансных состояний.

Научная новизна

Впервые экспериментально изучен спектр уровней возбуждения составной структуры взаимодействующего π^- -мезона как по орбитальному, так и по радиальному квантовому числу в процессе когерентного образования резонансных состояний мезонами на ядрах при высоких энергиях.

Получены новые данные о дифференциальных сечениях когерентного образования бозонной 3π и 5π системы для широкого интервала инвариантных масс и ядерных мишеней при 25 и 40 ГэВ/с.

Определено полное сечение когерентного процесса и его А-зависимость.

Установлена А-зависимость дифференциальных сечений когерентного и некогерентного процессов.

Определено сечение поглощения бозонной системы нуклоном.

Осуществлен парциально-волновой анализ данных и определено волновое содержание бозонных состояний по спину и четности и поведение интенсивностей и относительных фаз волн в зависимости от инвариантной массы системы, передачи 4-х импульса и атомного веса ядра мишени.

Установлены резонансные свойства A_1 -системы в волне Γ^+ и определены параметры этого состояния.

Показано, что когерентный механизм при малых передачах 4-х импульса усиливает образование A_1 -резонанса.

Впервые обнаружен эффект усиления проявления резонансных свойств A_1 -сигнала с увеличением атомного веса ядра мишени.

Обнаружены два новых псевдоскалярных резонансных состояния в парциальной волне 0^- . Установлены их параметры, сечение образования и поглощения. Наблюдаемые состояния $\pi\pi'$ (1240) и $\pi\pi''$ (1770), имеющие квантовые числа пиона и сильные каналы распада, непосредственно свидетельствуют о составной структуре пиона и в рамках кварковой теории являются радиальными возбуждениями кварк-антикварковой системы.

Получены новые доказательства резонансной природы A_3 -системы в каналах распада $f\pi$, $\rho\pi$ и $\epsilon\pi$.

Получены указания на существование новых резонансных состояний - возможных кандидатов в радиально-возбужденные состояния A_1 и A_3 -мезонов.

Развит новый метод анализа, использующий информацию об интенсивностях и фазах волн и позволяющий установить положение стабильных полюсов в амплитудах в комплексной энергетической плоскости, соответствующее положению резонансов.

Для определения нерезонансного вклада в когерентное образование 3π -системы и описания экспериментальных данных осуществлен парциально-волновой анализ событий, сгенерированных по модели нерезонансного рождения на ядерной мишени с учетом эффектов ядерного перерассеяния, перерассеяния через резонанс в конечном состоянии и прямого рождения резонансов.

Разработана и осуществлена система обработки данных с контролем качества и точности измерений и прецизионная геометрическая и кинетическая реконструкции событий в автоматизированном варианте обширного экспериментального материала.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Когерентное образование бозонных систем мезонами на ядрах в дифракционном процессе позволяет изучать спектр возбуждений составной динамической структуры падающего мезона как по орбитальному, так и по радиальному квантовому числу.

2. Обнаружены два новых псевдоскалярных резонансных состояния с квантовыми числами пиона с массами 1240 и 1770, распадающихся по сильному каналу. Эти резонансы, являясь радиальными возбуждениями пиона, служат прямым доказательством составной структуры легчайшего адрона.

3. Установлены резонансные свойства $A_1(\Gamma^+)$ и $A_3(2^-)$ систем и получены указания на возможное существование их радиально-возбужденных состояний.

4. Обнаружен эффект усиления проявления резонансных свойств A_1 -сигнала с увеличением атомного веса ядра. Когерентный механизм усиливает образование A_1 -резонанса при малых передаваемых 4-х импульсах.

Экспериментальные данные, выносимые на защиту, получены в пятом совместном эксперименте ГКАЭ-ЦЕРН, выполненном на синхротроне 70 ГэВ ИФВЭ в г. Серпухове коллективом международного сотрудничества научных групп из Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований и Национального института ядерной физики Италии (Милан и Болонья). Автор диссертации был инициатором прове-

дения исследования дифракционной диссоциации мезонов на созданном в ОИЯИ пятиметровом магнитном искровом спектрометре (МИС), являлся одним из ответственных исполнителей при проведении измерений в ИФВЭ, возглавлял работы в ЛЯП ОИЯИ по созданию системы измерений снимков с МИС, обработке и анализу данных на ЭВМ, а также принимал участие в настройке процесса измерений снимков МИС на сканирующих автоматах HPD в Болоньи, в обработке и анализе данных на ЭВМ в Милане и Женеве.

Научное и практическое значение работы

Проведено изучение спектроскопических уровней возбуждения составной структуры мезона как по орбитальному, так и по радиальному квантовому числу. Полученные результаты могут быть использованы для развития теоретических предсказаний по возможным новым радиальным состояниям, основанных на свойствах унитарной симметрии и для построения лагранжиана кварк-антикваркового взаимодействия.

Свойства радиальных состояний чувствительны к соотношению между короткодействующей сингулярной частью кваркового взаимодействия и взаимодействия, обеспечивающего конфайнмент, поэтому их изучение может дать новую информацию о динамике кварков.

Результаты диссертации могут быть использованы для апробации релятивистских вариантов хромодинамики и решения проблемы удержания кварков внутри адронов, так как спектроскопия энергетических уровней радиальных возбуждений содержит важную информацию о зависимости от межкварковых расстояний потенциала сил, удерживающих кварки в адроне.

Особенностью спектроскопии легких кварков является то, что она является одним из основных источников сведений о непертурбативных эффектах в квантовой хромодинамике. Проведенными исследованиями положено начало исследований в важном направлении - спектроскопии радиальных состояний легких кварков.

На основе полученных результатов могут быть извлечены важные сведения о пространственной картине адронных взаимодействий и механизме процесса дифракционной генерации резонансов.

Апробация работы:

Результаты исследований доложены на сессиях Отделения физики АН СССР (1980, 1981 и 1982 г.г.), на заседании бюро Отделения ядерной физики АН СССР (1982 г.), на Научно-координационном Совете ИФВЭ (1982 г.), на Ученом совете ОИЯИ (1981, 1982 г.г.), на международных конференциях и симпозиумах по физике высоких энергий, проходивших в Японии (Токио, 1978 г.), Швейцарии (Женева, 1979 г.), США (Медисон, 1980 г.), Польше (Казимирж 1980, 1981 г.г.), СССР (Дуб-

на, 1981 г.), США (Нортдам, 1981г.), Португалии (Лиссабон, 1981 г.), Франции (Париж, 1982 г.).

Публикации: Основное содержание диссертации опубликовано в работах 71-217.

Объем и структура. Диссертация состоит из введения и семи глав. Она изложена на 202 страницах, включая 61 рисунок и список цитируемой литературы.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

В главе I определяется предмет исследования и обсуждаются свойства процесса, некоторые аспекты теории многократного рассеяния адронов на ядрах и возбуждения внутренней структуры элементарной частицы. Она состоит из семи параграфов.

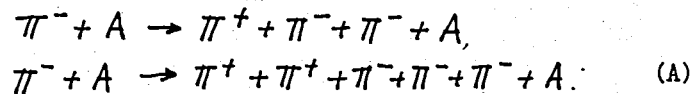
В § I рассмотрена кинематика процесса дифракции. В § 2 на основе общей структуры амплитуды процесса дифракции адронов на ядрах сделан анализ вклада отдельных членов и показано, что амплитуды, не зависящие от спина и изоспина, дают вклад в когерентный процесс. Это обстоятельство приводит к определенным правилам отбора состояний и к механизму селекции, рассмотренных в §§ 3 и 4. Поскольку в когерентном процессе ядро взаимодействует как целое и состояние ядра не изменяется, то между падающим адроном и ядром возможен обмен состояниями с квантовыми числами вакуума (полюс Померанчука) или ω -реджеоном. В случае обмена вакуумным полюсом рожденная бозонная система сохраняет дискретные квантовые числа падающего мезона (заряд, барионное число, странность, C и G четность, изоспин), а изменение спина и четности приводит к рождению этой системы в состояниях 0^- , 1^+ , 2^- , ..., ("ненатуральная серия"). Для обмена ω -реджеоном сохраняются те же квантовые числа, кроме C и G -четности. Вследствие этих свойств изучение процессов дифракции адронов на ядрах позволяет также проводить исследования самого ядра и возбуждения его определенных состояний. В § 5 рассмотрены основные положения теории многократного рассеяния адронов на ядрах и получено дифференциальное сечение когерентного процесса. Возбуждение внутренних динамических структур элементарных частиц в процессах дифракции обсуждается в § 6. Рассмотрен процесс дифракции адрона на сложной составной системе и показано, что связь эйкональной фазы в оптическом подходе с фазой в подходе многократных столкновений на уровне конstituентов позволяет установить, что мнимая часть оптической фазы определяется внутренним возбуждением составной системы. Составные и дуально-резонансные модели адронов предсказывают существование возбужденных состояний с

одинаковыми квантовыми числами как у налетающей частицы при ее диссоциации, но имеющих разные радиальные квантовые числа. Такая возможность возникает из-за большой передачи энергии составной системе при малом переданном импульсе, а также из-за ограниченного набора состояний по спину и четности в конечном состоянии.

В § 7 кратко описана экспериментальная ситуация к моменту настоящих исследований.

Глава II содержит девять параграфов и посвящена постановке экспериментов на 5-метровом магнитном искровом спектрометре на ускорителе 70 ГэВ в г. Серпухове.^[1]

Исследование процессов когерентного образования мезонных систем мезонами на ядрах $Be, C, Al, Si, Ti, Cu, Ag, Ta$ и Pb при энергиях 25 и 40 ГэВ было осуществлено в процессах:



При селекции когерентных взаимодействий использование ядерных мишеней имеет ряд преимуществ по сравнению с водородными мишенями:

- из-за малости переданного 4-х импульса ядру обеспечивается высокая степень когерентности волн в широком диапазоне инвариантных масс,
- из-за малого вклада некогерентных процессов, идущих на отдельных нуклонах, и малого вклада амплитуд с переворотом спина,
- отсутствуют неоднозначности анализа, обусловленные образованием резонанса N^* ,
- из-за возможности изучения поглощения нестабильной бозонной системы в ядерной материи.

В § I рассмотрены экспериментальные условия, обеспечивающие регистрацию процесса, когда ядро остается в основном состоянии. Система запрещающих счетчиков-сандвичей, окружающих мишень, служила для исключения случаев возбуждения и развала ядра. Использование такой техники позволило в дальнейшем анализе осуществить разделение когерентных и некогерентных событий из-за разного наклона дифракционного пика и некогерентного сечения. В § 2 рассмотрены требования к точности измерений 4-х мерной передачи и инвариантной массы, рожденной бозонной системы в когерентном процессе. В § 3 сформулированы требования к точности измерения импульсов и углов заряженных частиц для выделения случаев с рождением дополнительных нейт-

ральных мезонов.^[2] Показано, что для выделения как медленных, так и быстрых нейтральных мезонов необходимо достичь импульсного разрешения для заряженных частиц $\frac{\Delta P_{\perp}}{P} \approx \frac{m\pi}{P}$. §§ 4-8 посвящены описанию экспериментальной установки. Магнитный искровой спектрометр (МИС) содержит 50 оптических камер размером 1,3 x 1,1 м² с зазором 2 см. Камеры заполнялись неоном с добавкой фреона для уменьшения времени памяти при больших ионных нагрузках. Применение широкозазорных искровых камер позволило обеспечить высокую ливневую эффективность камер до 15 частиц и слежение разряда вдоль траектории частиц для угла до 30°. Радиационная длина МИС составляла 108 метров. Перед каждой парой камер располагались медные конверторы, толщиной 8 мм, для материализации гамма-квантов и с отверстием ϕ 60 см для заряженных частиц. Общий вид спектрометра приведен на рис. I. Свет от искр

с помощью системы зеркал собирался пятью парами объективов на две фотоленки, шириной 35 мм, образуя стереоизображение рабочего объема. База фотосъемки - 280 см., а расстояние съемки - 920 см. В пространстве спектрометра располагалась в двух плоскостях реперная система из 32 крестов. Для определения траектории частицы, вызвавшей триггер, служила система из десяти искровых камер с шагом 1 мм и шести пропорциональных камер с шагом 1 мм, расположенных в канале транспортировки пучка мезонов.^[2] Для идентификации частицы, вызвавшей триггер, служили два восьмиметровых и один четырехметровый газопроводные черенковские счетчики. При импульсе 38,7 ГэВ/с пучок имел примесь K-мезонов 1,8% и 0,3% - \bar{P} . Шесть сцинтилляционных счетчиков в совпадениях и три антисовпадетельных счетчика мониторировали интенсивность пучка, при этом для уменьшения

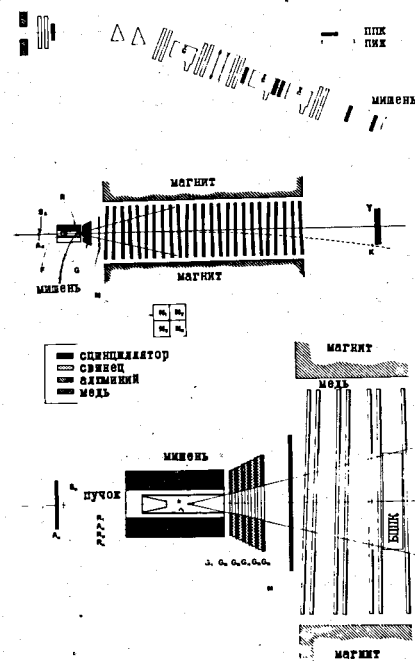


Рис. I. Общий вид магнитного искрового спектрометра на канале π^- -мезонов ускорителя 70 ГэВ в Серпухове.

загрузки искровых камер и обеспечения амплитудного анализа в кремневом детекторе, электроника пучкового монитора содержала блок кратных совпадений, который выбирал определенный временной интервал между частицами пучка и триггером как до, так и после триггера. Информация с камер и счетчиков поступала в ЭВМ HP 2100. Мишень помещалась внутри вето-системы на расстоянии 70 см от первой камеры МИС. Толщины мишеней были выбраны из условия, чтобы погрешность в углах за счет многократного рассеяния в мишени была меньше измерительной ошибки в углах треков в спектрометре. Вето-система, длиной 50 см по пучку и толщиной шесть радиационных единиц, окружала мишень и определяла аксептанс входа в спектрометр, равный 28° . Для селекции множественности заряженных частиц использовалась пропорциональная камера $60 \times 60 \text{ см}^2$ с шагом 2 мм, расположенная внутри магнита. Плоскости камер X и Y были включены на совпадения с требованием, чтобы по крайней мере две частицы находились внутри конуса $\pm 14^\circ$. Для подавления нейтральных мезонов в угловом диапазоне $\pm 6^\circ$ служил гамма-детектор $1 \times 1 \text{ м}^2$, который располагался непосредственно у входного окна магнита. В результате была достигнута вероятность имитации триггера 6×10^{-5} для частицы без взаимодействия. Расчет эффективности регистрации когерентных процессов (A) и разрешение установки рассмотрены в § 9. Эффективность регистрации когерентных процессов до передач $0,5 \text{ (ГэВ/с)}^2$ не зависит от 4-х мерной передачи и близка к 100 %, а от инвариантной массы 3π - системы для массы $0,8 \text{ ГэВ/с}^2$ составляет 100 % и затем медленно падает до 85 % для массы 2 ГэВ/с^2 . Рассмотрены возможные источники систематических сдвигов в массах частиц за счет дисторсии оптической системы, неоднородности магнитного поля и погрешностей измерения координат реперных крестов. [4]

В главе III рассмотрены вопросы системы обработки данных. Разработанная система измерений снимков и обработки позволяет осуществлять: автоматическое измерение снимков с помощью сканирующего автомата HPD без предварительного снятия маски события, графический контроль основных этапов обработки, контроль точности измерений, определение и учет дисторсии фильма и системы измерений и эффективности каждого этапа обработки. Эта система включает автоматическое распознавание треков на стереопроекциях события, осуществление обработки данных магнитного поля и оптической системы, восстановление вершины взаимодействия, геометрической и кинематической реконструкции события. [18]

В § I изложена система управления процессом измерения на сканирующих автоматах HPD/3/. Фильмовая информация измерялась на двух скани-

рующих автоматах Национального измерительного центра в Болонье, работающих в режиме "пуш-пул" совместно со специализированным процессом, и на сканирующем автомате ОИЯИ. Осуществлена настройка основных параметров сканирующих автоматов. [57] Основными характеристиками настройки служили эффективность регистрации искр, реперов, величина остаточной дисторсии фильма, точность определения центра репера и ее дисперсия. Для многолучевых событий эффективность измерений на автоматах составила 95-97 %. В процессе измерений контролировалось качество и точность измерений реперов, делался учет дисторсии фильма и осуществлялся графический контроль каждого этапа обработки. В § 2 изложен алгоритм нахождения непрерывной карты магнитного поля спектрометра из дискретного набора измерений. Осуществлена физическая проверка найденной карты поля путем решения уравнений Максвелла. В § 3 представлена общая структура системы обработки. В § 4 построена математическая модель оптической системы спектрометра, связывающая измерения изображений на фильме с положением в пространстве. Параметры этой модели, не зависящие от условий фотографирования и измерений, являются оптическими константами системы. При поиске этих кон-

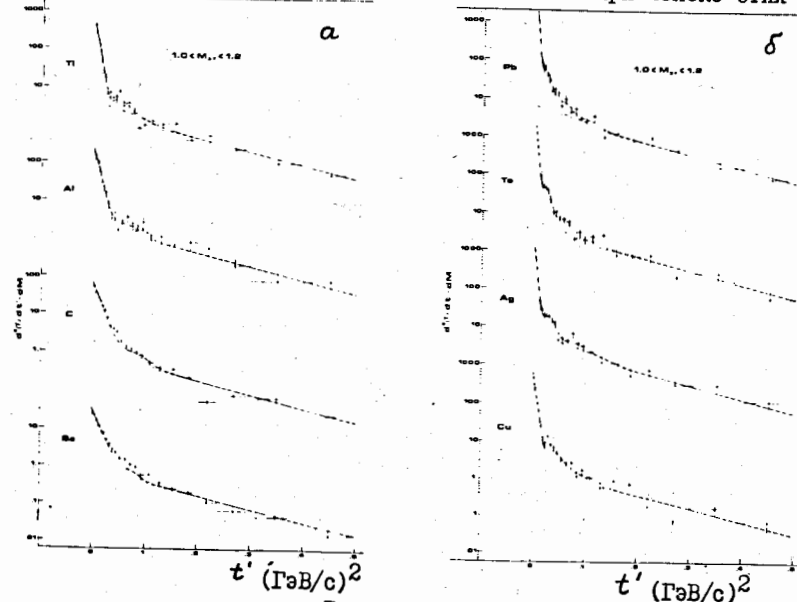


Рис. 2.

Дифференциальное сечение образования 3π - системы на ядрах в интервале масс $I - I,2 \text{ ГэВ/с}^2$

a - на ядрах Be, C, Al, Ti.
b - Cu, Ag, Ta, Pb.

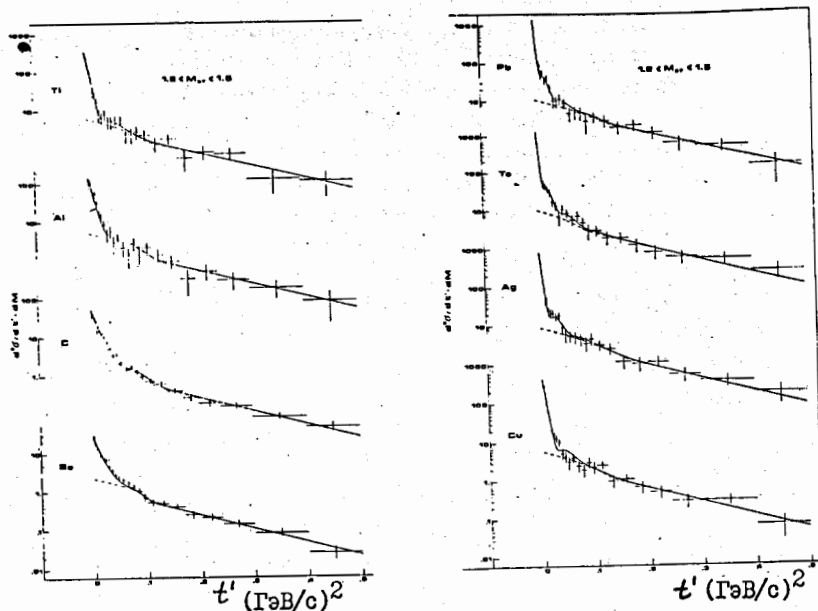


Рис. 3.

Дифференциальное сечение образования 3π -системы на ядрах в интервале масс $1,2 - 1,5 \text{ ГэВ}/c^2$.

стант были учтены искажения фльма на всех этапах обработки и измерений, дисторсии оптической системы и влияние магнитного поля. Импульсное разрешение спектрометра получено равным $\frac{\Delta p}{p} = (0,5 \pm 0,15) \%$, а разрешение по глубинному и азимутальному углу соответственно равно $\delta\lambda = 0,15 \text{ мрад}$ и $\delta\varphi = 0,15 \text{ мрад}$. [13]

В § 5 изложен метод распознавания образов на двух проекциях.

Проведены изменения в работе программы и алгоритмов с целью повышения эффективности распознавания событий, надежности и качества присоединенных искр к треку. Достигнута эффективность системы распознавания

92 % и она не зависит от интенсивности случайного фона на снимке.

В §§ 6,7,8 рассмотрены вопросы геометрического и кинематического восстановления события и поиска вершины взаимодействия. Тщательная калибровка допусков на браковку точек, геометрических и кинематических параметров системы обработки позволила осуществить массовую обработку данных измерений. Полное число измеренных событий составило

753000 событий, при этом 153000 3π -событий, 14786 5π -событий. Разрешение по инвариантной массе составило $26 \text{ МэВ}/c^2$ в области масс 3π -системы $\sim 1 \text{ ГэВ}/c^2$ и $34 \text{ МэВ}/c^2$ для массы 2 ГэВ . Разрешение по 3-мерной передаче $\delta q_{\perp} = 17 \text{ МэВ}/c$.

В четвертой главе приведено дифференциальное сечение процесса дифракционного образования 3π -системы на ядрах. Дифференциальное сечение 3π -системы получено на восьми ядрах, для трех интервалов масс 3π -системы: $1,2 - 1,5$; $1,5 - 1,8$ и $1,8 - 2,1 \text{ ГэВ}/c^2$ и представлено на рис. 2,3,4. [6] Сплошной кривой показан результат фита сечения по теории многократного рассеяния, пунктирной - некогерентное сечение. Получены данные о наклоне сечений для восьми ядер и трех интервалов 3π -масс. Наклон дифракционного пика практически не зависит от массы рожденной 3π -системы и сильно меняется от легкого к тяжелому ядру. Вклад некогерентных событий в дифракционной области составляет 6% для ядра ^{208}Pb и 2% для свинца. Наклон некогерентного сечения получен равным $\sim 8 (\text{ГэВ}/c)^{-2}$. Из анализа A -зависимости дифференциальных сечений при $t'=0$ получено, что интерсепт сечения имеет зависимость $\sim A^{4/3}$ для трех диапазонов масс 3π -системы. Интерсепт некогерентного сечения, полученный экстраполяцией из области больших передач, согласуется с

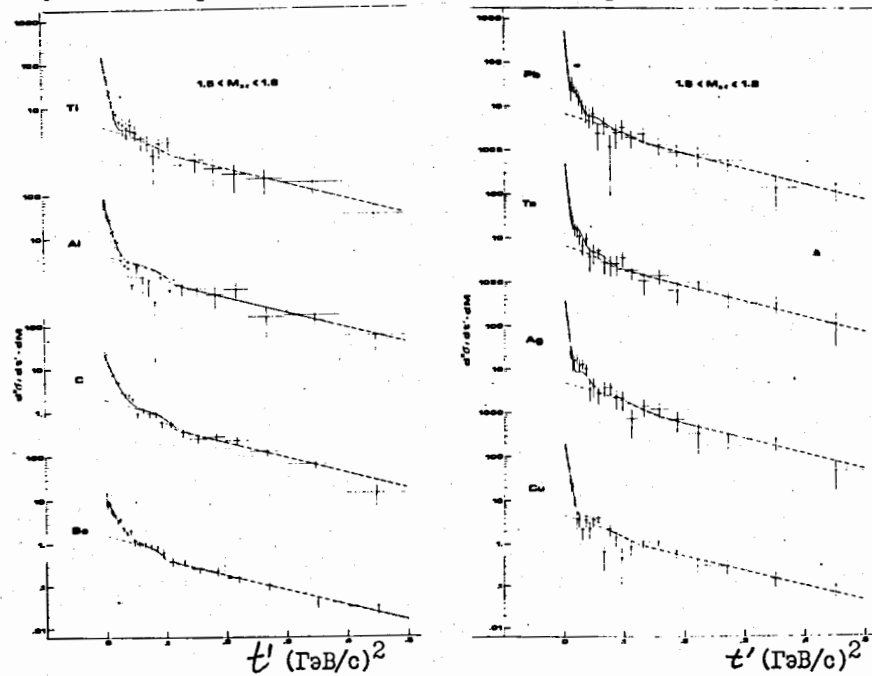


Рис. 4

Дифференциальное сечение образования 3π -системы на ядрах в интервале масс $1,5 - 1,8 \text{ ГэВ}/c^2$.

зависимостью $\sim A^{1/3}$ и отражает тот факт, что некогерентное рассеяние происходит на отдельных нуклонах. Спектр эффективных масс 3π -системы для когерентных событий представлен на рис. 5. Из сравнения спектра масс для бериллия и свинца видно, что ядерный формфактор подавляет когерентное рождение больших масс при увеличении атомного веса ядра мишени.

В § I приведены результаты фита дифференциального и интегрального сечений процесса (А). Дифференциальное сечение есть сумма вкладов когерентного и некогерентного сечения:

$$\frac{d^2\sigma}{dt'dM_{3\pi}} = \frac{d^2\sigma_{\text{ког}}}{dt'dM_{3\pi}} + \frac{d^2\sigma_{\text{неког}}}{dt'dM_{3\pi}},$$

где

$$\frac{d^2\sigma_{\text{ког}}}{dt'dM_{3\pi}} = C(t', M_{3\pi}) \cdot A^2 \cdot |\tilde{F}(t', M_{3\pi})|^2,$$

$$C(t', M_{3\pi}) = C_0(M_{3\pi}) \cdot \exp(-Bt'),$$

$$C_0(M_{3\pi}) = \left. \frac{d^2\sigma}{dt'dM_{3\pi}} \right|_{t'=0}$$

C_0 - сечение 3π -рождения на нуклоне, A - атомный вес ядра мишени.

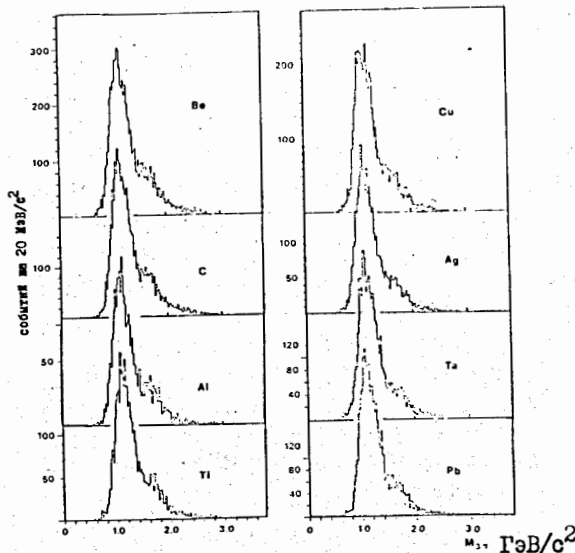


Рис. 5. Спектры масс 3π -систем для разных ядер.

В соответствии с теорией многократного рассеяния формфактор имеет вид:

$$\tilde{F}(t', M_{3\pi}) = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} dz \int_0^{\infty} d\delta \cdot \delta \cdot \exp(i \frac{M_{3\pi}^2 - m_{\pi}^2}{2\rho} z) \cdot J_0(\sqrt{t'} \delta) \rho(\delta, z) \times$$

$$\exp(i\chi(\delta)) \cdot \exp[-(1-i\alpha_1) \frac{\sigma_1 T_1(\delta, z)}{2}] \cdot \exp[-(1-i\alpha_2) \frac{\sigma_2 T_2(\delta, z)}{2}]$$

(δ, z) - координата рождения, δ - прицельный параметр, ось z направлена вдоль импульса ρ падающего мезона, $\rho(\delta, z)$ - плотность ядерной материи $\rho(z) = [1 + \exp(\frac{z-a}{a})]^{-1}$ с параметрами $a = 0,545$ ферми и $C = 1,12\varphi \cdot A^{1/3}$, T_1 и T_2 - профильные функции падающей и выходящей волны; $\exp(i\chi)$ - фактор, учитывающий кулоновское рассеяние входящей частицы; α_1 и α_2 - отношение реальной к мнимой части сечения πN и $(3\pi)N$ взаимодействия; σ_1 и σ_2 - полное сечение πN и $(3\pi)N$ - взаимодействия.

$$\frac{d^2\sigma_{\text{неког}}}{dt'dM_{3\pi}} = I_0(M_{3\pi}, A) \cdot S(t', M_{3\pi}, A) \frac{d^2\sigma_{\text{нуклон}}}{dt'dM_{3\pi}},$$

где I_0 - нормировочный фактор, $S(t', M_{3\pi}, A)$ - эффективность регистрации некогерентных событий. При сравнении с экспериментальным сечением в теоретическое выражение была внесена поправка на экспериментальное разрешение. Результат фита дифференциальных сечений показан сплошными кривыми на рис. 2,3,4 с параметрами $\alpha_2 = 0$, $B = 8 (\text{ГэВ}/\text{с})^{-2}$, $\sigma_2 = (16,9 \pm 0,6)$ мбн для интервала 1-1,2 ГэВ/с², $(15,2 \pm 0,6)$ мбн для 1,2-1,5 и $(17, \pm 1,1)$ мбн для 1,5-1,8 ГэВ/с². Интегральное сечение и результат фита показаны на рис. 6^{19/}.

В § 2 представлены дифференциальное и интегральное сечения образования 5π -системы. На рис. 7а представлено дифференциальное сечение и на рис. 7б интегральное сечение образования 5π -системы, сплошной кривой показан результат фита. Сечение поглощения 5π -системы нуклоном получено равным 10 мбн^{21/} как сечение поглощения 3π -системы нуклоном, так и 5π свидетельствует о малости поглощения нестабильной бозонной системы в ядерной материи.^{7/}

В главе У рассмотрен метод парциально-волнового анализа данных и общие характеристики процесса. Анализ данных был выполнен для: а) когерентных событий для всех ядер вместе с $t' < t'^*$, где t'^* - 4-передача, соответствующая первому дифракционному минимуму в сечении, б) отдельно для групп ядер с целью определения А-зависимости поведения парциальных волн, в) для некогерентных событий с

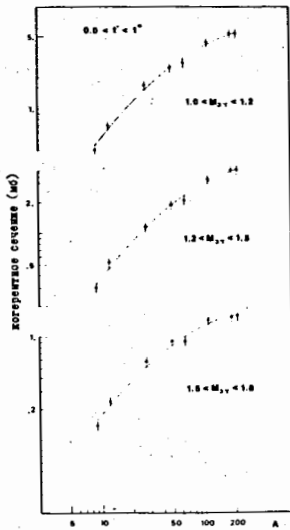


Рис. 6.

Интегральное сечение когерентного процесса для трех интервалов масс 3π -системы.

Интегральное сечение когерентного процесса для трех интервалов масс 3π -системы. В § 4 изложен метод парциально-волнового анализа, развитый для анализа процесса дифракционного рождения $\pi^+\pi^-\pi^-$ -системы на протоне (G. Ascoli et al., Phys. Rev., 1973, D7, 669). Рожденная 3π -система с массой $M_{3\pi}$ в состоянии с полным угловым моментом J , четностью P и магнитным квантовым числом $M = J_z$ рассматривается как состоящая из дипионного состояния со спином j , магнитным числом m , орбитальным моментом ℓ π^- -мезона относительно дипиона. Требование сохранения четности и инвариантности относительно вращений позволяет выразить матрицу плотности состояний через состояние оператора отражения относительно плоскости рождения, имеющее то преимущество, что состояния со значением оператора отражения, равным +1, соответствуют обмену "натуральной серии" по четности. Показано, что в процесс дифракции адронов дают вклад преимущественно малые значения орбитального момента, а вклад больших значений падает экспоненциально.

Сечение процесса (A) имеет вид

$$W(t, M_{3\pi}, S_1, S_2, \theta, \chi, \varphi) = \sum_{\substack{JPM\eta \\ J'P'M'\eta'}} m^{JPM\eta} \rho_{JPM\eta J'P'M'\eta'} (m^{J'P'M'\eta'})^*$$

где $\rho_{JPM\eta J'P'M'\eta'}$ - матрица плотности описывает рождение состояния с полным угловым моментом J , проекцией углового момента M , чет-

$t'^* < t' < 0,5$ (ГэВ/с)² для всех ядер вместе, γ) для разных интервалов по t' для групп легких и тяжелых ядер.

В § I проведен анализ далитц-распределений и спектра дипионных масс, который показал, что доминирующий вклад в спектр дипионных масс дают ρ -мезон и f -мезон, а также S -волновое $\pi^+\pi^-$ -состояние. Параметризация S -состояния дипионной системы была сделана как с \mathcal{E} -резонансом ($J^P = 0^+, m_{\mathcal{E}} = 0,77$ ГэВ, $\Gamma = 0,4$ ГэВ), так и с фазой упругого $\pi\pi$ -рассеяния. В § 2 рассмотрены основные характеристики процесса в t -канальной системе координат.

§ 3 посвящен безмодельным методам анализа спинового содержания по плотности состояний далитц-распределений и методу моментов.

В § 4 изложен метод парциально-волнового анализа, развитый для анализа процесса дифракционного рождения $\pi^+\pi^-\pi^-$ -системы на протоне (G. Ascoli et al., Phys. Rev.,

1973, D7, 669). Рожденная 3π -система с массой $M_{3\pi}$ в состоянии с полным угловым моментом J , четностью P и магнитным квантовым числом $M = J_z$ рассматривается как состоящая из дипионного состояния со спином j , магнитным числом m , орбитальным моментом ℓ π^- -мезона относительно дипиона. Требование сохранения четности и инвариантности относительно вращений позволяет выразить матрицу плотности состояний через состояние оператора отражения относительно плоскости рождения, имеющее то преимущество, что состояния со значением оператора отражения, равным +1, соответствуют обмену "натуральной серии" по четности. Показано, что в процесс дифракции адронов дают вклад преимущественно малые значения орбитального момента, а вклад больших значений падает экспоненциально.

Сечение процесса (A) имеет вид

$$W(t, M_{3\pi}, S_1, S_2, \theta, \chi, \varphi) = \sum_{\substack{JPM\eta \\ J'P'M'\eta'}} m^{JPM\eta} \rho_{JPM\eta J'P'M'\eta'} (m^{J'P'M'\eta'})^*$$

где $\rho_{JPM\eta J'P'M'\eta'}$ - матрица плотности описывает рождение состояния с полным угловым моментом J , проекцией углового момента M , чет-

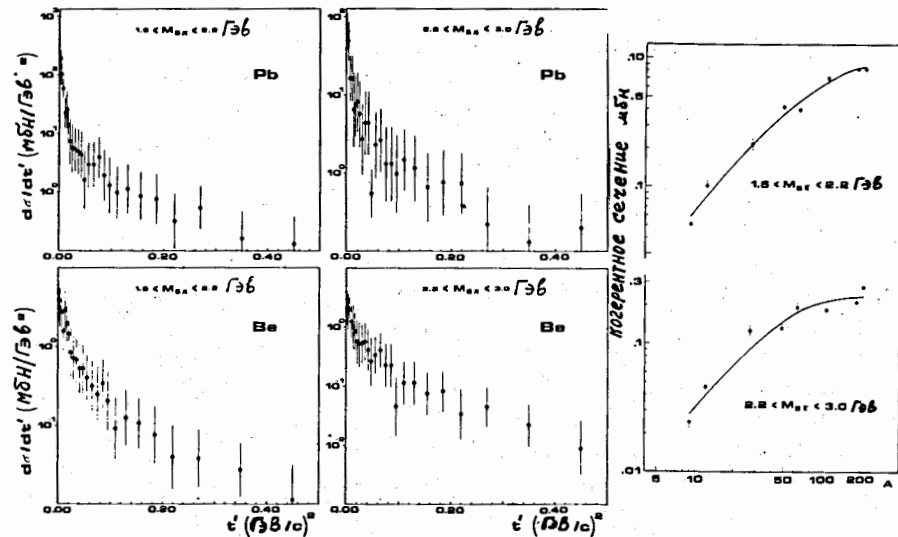


Рис. 7а.

Дифференциальное сечение образования 5π -системы для ядер Pb и Be и двух интервалов масс.

Рис. 7б.

Интегральное сечение образования 5π -системы

ностью P , собственным значением оператора отражения η . Матричный элемент $m^{JPM\eta}$ описывает распад системы в состояние с определенным орбитальным моментом дипиона ℓ относительно отрицательного пиона и спином дипиона j :

$$m^{JPM\eta} = \sum_{\ell, j} C^{JPej} m^{JPM\eta} \eta_{ej}$$

Матричный элемент распада в системе покоя 3π -системы с осью квантования вдоль направления падающего мезона выражен через далитцовскую амплитуду с факторизацией вклада двухчастичного состояния (изобарное приближение) и углы ориентации 3π -системы. Искомыми параметрами являются элементы ρ -матрицы и комплексные параметры матричного элемента C^{JPej} . Так как матричный элемент один и тот же для разных каналов данного J^P -состояния, то это позволяет находить комплексные параметры разных каналов данного J^P -состояния и определить относительные фазы состояний.

В § 5 вычислена амплитуда распада 3π -системы через далитцовскую амплитуду $\pi^+\pi^-$ -системы, симметризованную относительно перестановки координат отрицательного π^- -мезона. Сделана нормировка состояний и амплитуда распада усреднена по ширине интервала 4-х передач

и массы 3π - системы. При анализе свойств амплитуды распада показано, что интерференция состояний с разной модой распада для одинаковых частиц обусловлена бозе-симметризацией амплитуды. Это обстоятельство имеет определяющее значение для измерения реальной и мнимой частей элементов матрицы плотности и устраняет непрерывную неоднозначность решения. В конце параграфа проанализированы преимущества и недостатки сделанных приближений, в частности, тот недостаток, что вычисленная в § 5 амплитуда распада не удовлетворяет условию унитарности 3π - состояний.

В § 6 изложен метод учета унитарности 3π - состояний. Унитарные уравнения трехчастичной системы получены в форме уравнений Гайтлера, связывающих T - матрицу трехчастичного рассеяния с реальной K - матрицей. Решение этих уравнений по методу Фаддеева позволило унитаризовать матричный элемент $M^{\alpha\beta}$. Унитарность двухчастичной амплитуды получена из требования правильного порогового поведения амплитуды в соответствии с теоремой Ватсона.

В § 7 изложен метод определения комплексных параметров $c^{\alpha\beta j}$, реальных и мнимых частей элементов матрицы плотности на основе обобщенного метода максимума правдоподобия.

В главе шесть приведены результаты парциально-волнового анализа экспериментальных данных. В программу парциально-волнового анализа были внесены изменения, учитывающие геометрический аксептанс триггерной системы спектрометра. Полное число когерентных событий для $t^* < t^{**}$, где t^{**} соответствует положению первого минимума в дифференциальном сечении, составило 110900 событий для всех ядер. При этом величина t^{**} для отдельных ядер составляла: Be и C - $0,04$ (ГэВ/с)², Al и Si - $0,03$ (ГэВ/с)², Ti и Cu - $0,02$ (ГэВ/с)², Ag и Ta - $0,01$ (ГэВ/с)², Pb - $0,008$ (ГэВ/с)². Определение набора необходимых парциальных волн, зависящего от массы 3π - системы, представляет собой итерационный процесс из-за того, что даже при ограничении величиной спина 3π - системы $J \leq 2$, величиной орбитального момента дипиона $l \leq 2$ и магнитного числа $M \leq 1$, необходимо 36 парциальных волн. Так как результат анализа не зависел от того, сколько дополнительных волн включено, то вкладом волн меньше 1% с фактором когерентности больше 0,6 было пренебрежено в окончательном фите данных. Состояние 3π - системы имеет следующие спиновые индексы: $J^P M \eta$, где J^P - спин и четность 3π - системы, l - орбитальный момент дипиона, M - проекция спина на направление падающего мезона - оси Z в системе Готфрида-Джексона и η - собственное значение оператора отражения в плоскости рождения, $\eta = \pm 1$. Было найдено, что вклад волн с $\eta = -1$ мал и составляет $\sim 0,1\%$. Вклад волн с переверотом спина, для которых $M \geq 1$ оказался малым, поэтому для обозначения спинового состояния 3π - системы

примем - $J^P l$, имея в виду, что $M \eta = 0+$.

В системе 3π в каждом событии присутствует один из дипионов: $\epsilon(0^+)$, $\rho(1^-)$, $f(2^+)$. Что касается S - состояния дипионной системы, то ее параметризация была сделана как ϵ - резонансом, так и с фазами $\pi^+\pi^-$ и $\pi^0\pi^0$ рассеяний. Интенсивность 0^+S волны и изменение ее фазы в пределах ошибок не зависит от параметризации дипионной системы, в то время как интенсивность 1^+S волны для $\pi\pi$ - параметризации на 25% больше ϵ - параметризации и интерференция волн 1^+S и 1^+P имеет разные знаки. На рис. 8 приведены интенсивности волн 1^+S , 0^+S и 0^-P для разного типа параметризаций дипионной амплитуды, а на рис. 9 фактор когерентности между волнами 0^+S и 1^+S . В качестве опорной волны в области масс $0,8-1,4$ ГэВ/с² взята волна 0^-P , а в интервале $1,4-2$ ГэВ/с² - 1^+S . Волна $0^+P(\rho\pi)$ имеет медленно меняющийся сигнал в широкой области масс и волна 2^+D_{1+} , хорошо установленного A_2 -резонанса, относительно 0^-P имеет явный резонансный характер. Исследована A -зависимость вклада парциальных волн для области $t^* \leq 0,1$ (ГэВ/с)² и трех интервалов масс 3π - системы. Найдено, что вклад состояний 0^- и 2^- систематически уменьшается с атомным весом ядра-мишени, а вклад состояния 1^+ - увеличивается. Получено сечение когерентного образования 3π - системы в различных квантовых состояниях, его описание по формулам теории многократного рассеяния позволило получить сведения о сечении поглощения парциальных волн в

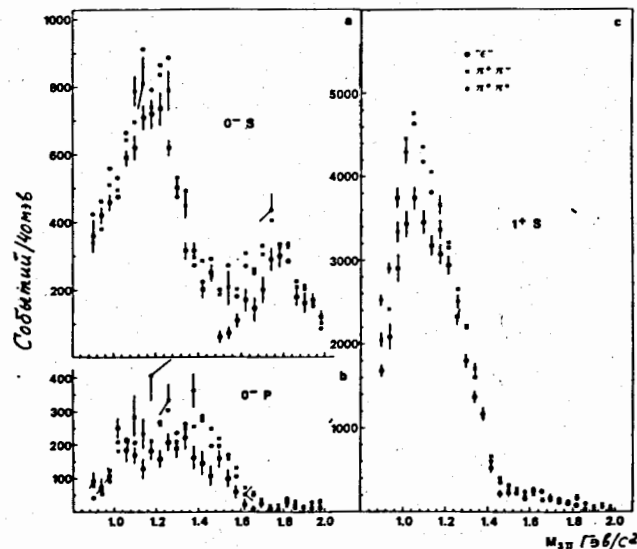


Рис. 8.

Интенсивность волн 0^+S , 1^+S и 0^-P для трех параметризаций дипионной амплитуды.

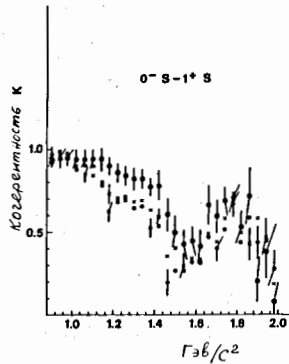


Рис. 9.

Степень когерентности волн 0^-S и 1^+S .

ляет несколько процентов и увеличивается с ростом t' и $M_{3\pi}$. Найдено, что когерентно-образованная система имеет преимущественно минимальное значение третьей компоненты спина.

В § I представлены данные анализа резонансных свойств Γ^+ -состояния. Изучение резонансных свойств ΛI -сигнала в Γ^+ состоянии основано на волновом анализе данных в когерентной области, t' и A -зависимости относительных фаз.

	$0.9 < M_{3\pi} < 1.2$	$1.2 < M_{3\pi} < 1.5$	$1.5 < M_{3\pi} < 1.8$
$0^- S$	16 ± 1	15 ± 1	18 ± 2
$0^- P$	21 ± 3	30 ± 6	9 ± 6
0^-	28 ± 8	26 ± 9	63 ± 16
0^-	23 ± 3	28 ± 5	16 ± 7
$1^+ S$	15 ± 1	9 ± 1	15 ± 5
$1^+ P$	15 ± 3	16 ± 4	17 ± 5
$1^+ D$	-	11 ± 2	11 ± 4
1^+	14 ± 1	11 ± 1	14 ± 2
$\Gamma^+ S$	-	60 ± 19	21 ± 3
$\Gamma^+ P$	33 ± 19	44 ± 12	31 ± 10
Γ^+	33 ± 19	42 ± 10	23 ± 3

Рис. 10.

Сечение поглощения парциальных волн в трех интервалах масс 3π -системы.

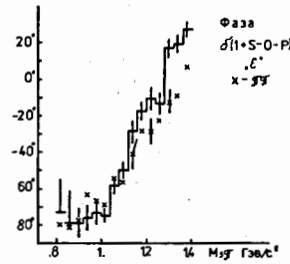


Рис. 11.

Относительная фаза волны $\delta(1^+S - 0^-P)$ для двух параметризаций.

Изменение относительной фазы $\delta(1^+S - 0^-P)$ на легких ядрах и водороде сравнимо по величине и с изменением этой фазы в некогерентной области на ядрах. Сделан вывод о том, что большее проявление резонансных свойств $1^+S(\pi\pi)$ -состояния с ростом атомного веса ядра обусловлен тем, что нерезонансная ($\rho\pi$)-система сильнее поглощается в ядерной материи, чем резонансное.

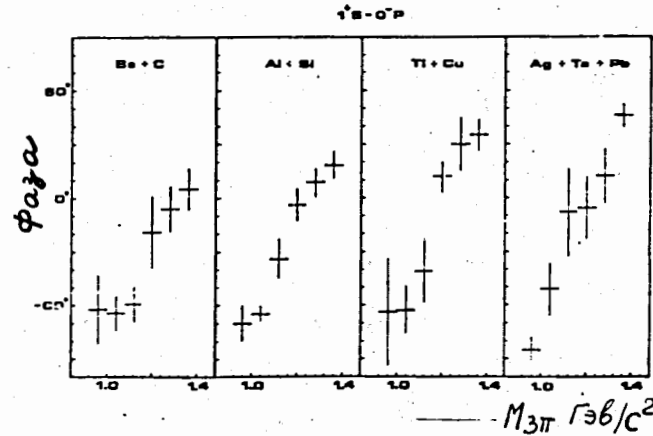


Рис. 12.

A -зависимость фазы $\delta(1^+S - 0^-P)$

представлено на рис. 13 и в пределах ошибок не зависит от параметризации дипионной амплитуды, ее величина составляет $\sim 85^\circ$. Массовый спектр 0^-S волны в интервале масс 0,8–1,4 GeV/c^2 хорошо описывается резонансной формулой Брейта-Вигнера. Относительная фаза $\delta(0^-S - 1^+S)$

На рис. 11 показан ход изменения относительной фазы 1^+S волны относительно 0^-P для когерентных событий. Относительная фаза изменяется на 110° для ϵ -параметризации на 85° для $\pi\pi$ -параметризации. Этот результат свидетельствует о резонансном поведении 1^+S волны. Вклад резонансного состояния в волне 1^+S составляет 29%. Изучение A -зависимости относительной фазы $\delta(1^+S - 0^-P)$ показало, что с увеличением атомного веса ядра мишени изменение относительной фазы увеличивается с 70° для легких ядер до 130° для тяжелых ядер (рис. 12), что свидетельствует об усилении резонансного рождения ΛI -системы на тяжелых ядрах.

В § 2 представлены результаты исследования резонансных свойств 0^-S -волны. Вклад состояния 0^- в области масс 1–1,4 GeV/c^2 составляет 23% для легких ядер и 14% для тяжелых ядер. Изменение относительной фазы $\delta(0^-S - 0^-P)$ в диапазоне масс 0,8–1,4 GeV/c^2

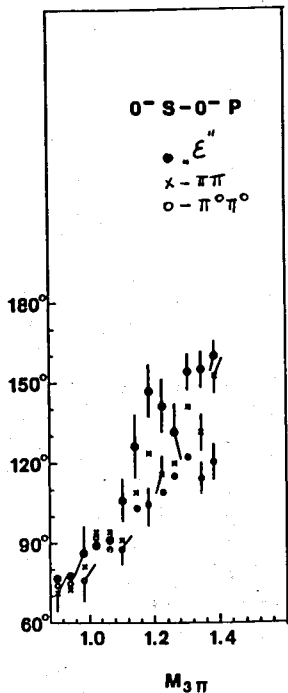


Рис. 13.

Относительная фаза волн $0^-S, 0^-P$ для трех параметризаций дипионной амплитуды.

используются информация об интенсивностях и фазах парциальных волн и состоит в поиске стабильных полюсов в амплитудах в нижней части комплексной энергетической плоскости, соответствующих положению резонансов. Поиск стабильных полюсов в амплитудах осуществлялся в совместном описании данных как интенсивностей, так и взаимных фаз волн $1^+S, 0^-S$ и 0^-P с экспоненциальным нерезонансным фоном. Положение и ширины резонансных состояний получены следующими: ^[16, 17]

$$M_{A1} = (1255 \pm 23) \text{ МэВ}, \quad \Gamma_{A1} = (292 \pm 40) \text{ МэВ},$$

(рис. 14) в этой же области масс, где волна 1^+S проявляет резонансный характер, постоянна и равна 150° . Свойства 0^-S состояния не изменяются с увеличением атомного веса ядра. Значительное изменение относительной фазы $\delta(0^-S-0^-P)$ в области масс $0,8-1,4 \text{ ГэВ}/c^2$, постоянство фазы волны 0^-S относительно резонансной волны 1^+S в той же области масс, а также брейт-вигнеровская форма массового спектра непосредственно указывают на существование резонанса 0^-S в системе $(\pi^+\pi^-)_S + \pi^0$ с квантовыми числами пиона (π^+ - резонанс).^[11] В области масс $1,4-2,2 \text{ ГэВ}/c^2$, как видно из массового спектра 0^-S волны (рис. 8), присутствует второй пик, имеющий брейт-вигнеровскую форму. На рис. 14 приведена относительная фаза $\delta(0^-S-1^+S)$, изменение которой в области масс $1,4-2 \text{ ГэВ}/c^2$ составляет величину $\sim 120^\circ$. Оба резонансных состояния в волне 0^-S (π^+ и π^0) имеют дискретные квантовые числа пиона и распадаются по сильному каналу в состояние $(\pi^+\pi^-)_S + \pi^0$. В рамках кварковой модели они являются радиально-возбужденными состояниями $(q\bar{q})$ -системы.^[12]

В § 3 рассмотрен метод определения параметров резонансов с помощью Паде-аппроксимаций.^[14] Этот метод использует всю име-

сечение рождения $\sigma_{\pi^+A1} = (430 \pm 27) \text{ мкб/нуклон}$,
 $M_{\pi^+} = (1240 \pm 30) \text{ МэВ}, \quad \Gamma_{\pi^+} = (360 \pm 120) \text{ МэВ}$,
сечение рождения $\sigma_{\pi^0\pi^0} = (54 \pm 3,7) \text{ мкб/нуклон}$,
 $M_{\pi^0} = (1770 \pm 30) \text{ МэВ}, \quad \Gamma_{\pi^0} = (360 \pm 50) \text{ МэВ}$,
сечение рождения $\sigma_{\pi^+\pi^0} = (11 \pm 1,3) \text{ мкб/нуклон}$.

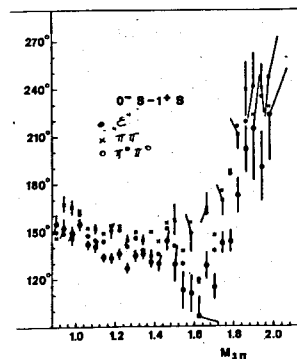


Рис. 14.
Относительная фаза $\delta(0^-S-1^+S)$ в интервале масс $0,8-2,2 \text{ ГэВ}/c^2$ для трех параметризаций дипионной амплитуды.

менение относительной фазы, при этом максимальное изменение фаз для трех волн находится при $\sim 1,6 \text{ ГэВ}/c^2$. Взаимные относительные фазы $2^-S, 2^-P$ и 2^-D составляют небольшую величину и согласуются с представлением, что $A3$ -мезон связан с тремя каналами. В области масс больше $1,6 \text{ ГэВ}/c^2$ заметный вклад дает состояние $2^-D(4\pi)$. Эта волна имеет характерный пик в области масс $\sim 1,85 \text{ ГэВ}/c^2$, а ее фаза относительно 1^+S начинает нарастать только с массы $1,65 \text{ ГэВ}/c^2$ и максимальный ход соответствует массе $1,85 \text{ ГэВ}/c^2$. Поведение фазы $\delta(2^-S-2^-D(4\pi))$ до области масс $1,7 \text{ ГэВ}/c^2$ постоянно, а в области больших масс падает, что обусловлено изменением фазы волны $2^-D(4\pi)$. Как массовый спектр, так и фаза $2^-D(4\pi)$ -волны показывает присутствие резонансного состояния в этой волне при $\sim 1,85 \text{ ГэВ}/c^2$. Подобные свойства этого состояния наблюдаются в опыте на водородной мишени (Daum et al, Phys. Lett., 1980, 89B). На основании совместного описания состояний $2^-S, 2^-P, 2^-D(\epsilon\pi)$ и $2^-D(4\pi)$ было найдено, что состояние 2^- содержит резонанс как с массой $\sim 1,7 \text{ ГэВ}/c^2$ ($A3$), так и с массой $2,1 \text{ ГэВ}/c^2$.

В § 4 приведены результаты исследования резонансных вкладов в области больших масс $3\pi^-$ -системы.^[16] В этой области масс доминирует вклад 2^- состояния. Проблема существования $A3$ -резонанса в этой волне не была разрешена в ранних экспериментах, вследствие недостаточного разрешения и статистики. Данные настоящих исследований непосредственно свидетельствуют о дифракционном образовании $A3$ -резонанса, распадающегося по трем каналам $2^-S(4\pi), 2^-P(\rho\pi)$ и $2^-D(\epsilon\pi)$. На рис. 15 представлены интенсивности этих волн и их фазы относительно волны 1^+S . Форма массовых спектров не зависит от вида параметризации дипионной амплитуды, и интерференция между каналами мала. Волны $2^-S, 2^-P$ и 2^-D относительно 1^+S показывают существенное изменение относительной фазы, при этом макси-

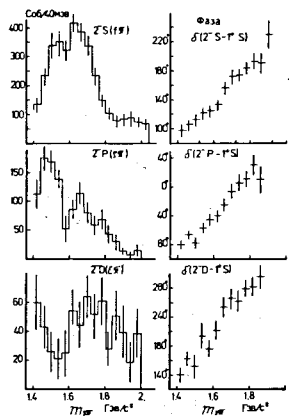


Рис. 15.

Интенсивности волн 2^-S , 2^-P и 2^-D и их относительные фазы относительно волны $1+S$.

В § 5 приведены данные, свидетельствующие о наблюдении резонансного состояния в волне $1+D(\rho\pi)$ в области масс $\sim 1,7$ ГэВ/ c^2 . Ее фаза относительно волны $1+S$ в области масс $1,4 - 1,9$ ГэВ/ c^2 изменяется на 100° , а массовый спектр имеет максимум в районе $\sim 1,7$ ГэВ/ c^2 . Параметры этого состояния, определенные с помощью Паде-аппроксимации, получены равными

$$M_{1+D} = (1670 \pm 90) \text{ МэВ}/c^2, \quad \Gamma_{1+D} = (300 \pm 100) \text{ МэВ}.$$

В рамках кварковой модели это состояние может быть интерпретировано как кандидат в радиально-возбужденное состояние $A1$ -мезона. Получены указания также на возможное существование второго 2^+ состояния в волне $2^+P1+(\pi\pi)$, подобно $A2$ -мезону в области малых масс. Анализ показал бесструктурное поведение волн со спином 3^+ . Результаты парциально-волнового анализа данных при энергии 25 ГэВ на ядре Ac подтверждают основные результаты, полученные при 40 ГэВ.

В главе УП представлены результаты анализа по нерезонансной модели рождения 3π -состояния и рассмотрены некоторые вопросы мезонной спектроскопии.

Трудность выявления резонансных свойств состояний, рожденных в дифракционных процессах, обусловлена тем, что падающий адрон диссоциирует в нерезонансную систему в соответствии с механизмом Дрел-

Данные нашей работы подтверждают этот вывод. Состояние с массой $2,15$ ГэВ/ c^2 является кандидатом в радиально-возбужденное состояние $A3$ -резонанса, а состояние с меньшей массой ($1,6 - 1,7$) - четвертым каналом распада 2^- -состояния. Наблюдаемое поведение интенсивности и фазы волны $2^-D(\pi\pi)$ объясняется сильной интерференцией основного и радиально-возбужденного состояния в канале $(\pi\pi)$. Параметры $A3$ -состояния определены с помощью метода Паде-аппроксимации и получены равными

$$\begin{aligned} M_{2^-S} &= (1624 \pm 21) \text{ МэВ}/c^2, \\ \Gamma_{2^-S} &= (304 \pm 22) \text{ МэВ}, \\ M_{2^-P} &= (1622 \pm 35) \text{ МэВ}/c^2, \\ \Gamma_{2^-P} &= (404 \pm 108) \text{ МэВ}, \\ M_{2^-D} &= (1693 \pm 28) \text{ МэВ}/c^2, \\ \Gamma_{2^-D} &= (330 \pm 90) \text{ МэВ}. \end{aligned}$$

ла-Хида-Декка (модель Декка). Для описания экспериментальных данных по этой модели были учтены эффекты ядерного перерасеяния, перерасеяния в конечном состоянии через резонанс и прямое резонансное рождение. Диаграммы, отвечающие указанным эффектам, приведены на рис. 16. Результаты расчета этих диаграмм были проанализированы по программе парциально-волнового анализа. Расчет был сделан для ядра меди в области масс $0,8 - 1,4$ ГэВ/ c^2 и интервале передач $t' = 0,004 - 0,006$ (ГэВ/ c^2). Результат анализа по полюсному графику показал, что фаза $\delta(1+S-0^+P)$ постоянна и равна -40° и не воспроизводит данных опыта на ядерной мишени (рис. 17). Фаза $\delta(0^+S-0^+P)$ также постоянна и равна 180° , а на опыте она меняется от $+70$ до 170° (рис. 18).

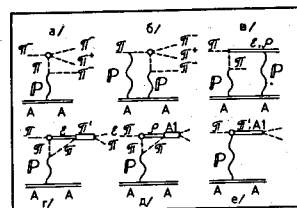


Рис. 16.

Диаграммы модели Декка.

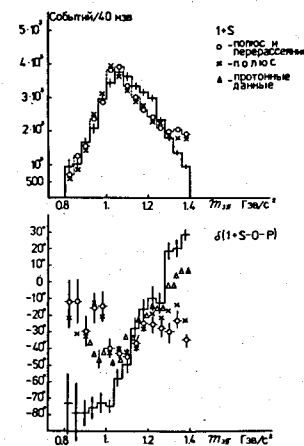


Рис. 17.

Интенсивность волны $1+S$ и относительная фаза $\delta(1+S-0^+P)$ и сравнение с расчетом по модели Декка.

Вклад графика с ядерным перерасеянием оказался малым и не изменяет хода фаз. Интенсивности волн $1+S$ и 0^+S имеют характерный максимум в районе $1,05$ ГэВ/ c^2 . Анализ этих данных по методу Паде-аппроксимации позволяет эффективно описать данные по модели с полюсом на верхнем листе. Анализ данных с учетом перерасеяний в конечном состоянии и прямого резонансного рассеяния в области масс менее $1,1$ ГэВ/ c^2 повторяет основные черты анализа только с одним полюсным членом, а в области более $1,1$ ГэВ/ c^2 описывает экспериментальные данные.

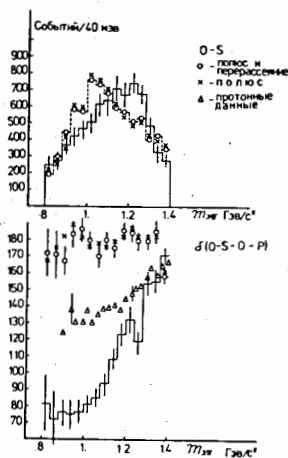


Рис. 18.
Интенсивность волны 0^-5
и относительная фаза
 $\delta(0^-5-0^0)$ и сравнение с
расчетом по модели Декка.

В § I рассмотрены некоторые аспекты мезонной спектроскопии. Установленные свойства A_1 -резонанса позволили завершить поиск с $C=+1$ для P -волны в $9\bar{9}$ -системе вместе с установленными изоскалярами D (1285) и E (1425). Проведено сравнение с результатами квантово-хромодинамических расчетов массы и мод распада радиально-возбужденного состояния пиона π' .

В заключение приведены основные результаты диссертации

1. Разработана постановка экспериментов на магнитном искровом спектрометре по исследованию рождения бозонных систем в процессах когерентной генерации частиц при высоких энергиях в широком диапазоне эффективных масс и передаваемых 4-х импульсов.

2. Разработана система обработки измерений на автоматических измерительных устройствах с контролем качества и точности измерений, автоматической системой распознавания образов, прецизионной геометрической и кинематической реконструкцией событий.

3. Получено дифференциальное сечение когерентного образования бозонных систем на восьми ядрах для широкого интервала эффективных масс при энергии 25 и 40 ГэВ.

Определено полное сечение процесса и A -зависимость полного сечения. Найдено полное сечение поглощения рожденной нестабильной системы нуклоном.

Обнаружен эффект усиления рождения тяжелых резонансных систем для больших значений продольного импульса лидирующей частицы.

4. Осуществлен парциально-волновой анализ экспериментальных данных, установлено волновое содержание и вклад отдельных парциальных волн. Сведения об интенсивностях и относительных фазах получены в широкой области состояний по спину и четности.

а) Установлено, что доминирующий вклад дают состояния "ненатуральной" серии $0^-, 1^+, 2^-, \dots$, а вклад состояний "натуральной" серии мал.

б) Состояния с собственным значением оператора отражения, равным $\eta = -1$, дают ничтожно малый вклад во всей области инвариантных масс.

в) В t -канале когерентно-образованная бозонная система имеет преимущественно минимальное значение третьей компоненты спина, которое разрешено для обмена ряда "натуральной" серии по четности. Бозонная система в конечном состоянии имеет сильную поляризацию и рождается практически в чистом квантово-механическом состоянии.

5. Установлены резонансные свойства в парциальной волне 1^+ (A_1 -система) и определены параметры этого резонанса. Когерентный механизм усиливает образование A_1 -резонанса. Резонансные свойства A_1 -состояния сильнее проявляются с увеличением атомного веса ядра мишени, при этом относительный выход состояния 1^+ растет с увеличением атомного веса ядра. Поглощение 1^+ состояния в ядерной материи меньше, чем сечение поглощения других парциальных амплитуд и, чем сечение πN -взаимодействия.

6. Наблюдены два резонансных состояния в парциальной волне 0^- и установлены их квантовые числа, основные параметры, сечение образования и поглощения. Эти состояния, имеющие дискретные квантовые числа пиона и распадающиеся по сильному каналу, свидетельствуют о составной структуре наилегчайшего адрона и являются радиально-возбужденными состояниями $9\bar{9}$ -системы.

7. Установлены резонансные свойства A_3 -состояния в каналах распада 4π , $P\pi$ и $E\pi$ и определены параметры этого резонанса.

8. Получены указания на существование новых резонансных состояний в парциальных волнах $1^+D(P\pi)$ и $2^-D(4\pi)$ - возможных кандидатов в радиально-возбужденные состояния A_1 и A_3 резонансов.

9. Развита метод анализа результатов парциально-волнового анализа, использующий всю имеющуюся информацию об интенсивностях и фазах парциальных волн и позволяющий установить положение стабильных полюсов в амплитудах в комплексной энергетической плоскости, ответственных за положение резонансов в парциальных амплитудах.

10. Осуществлен парциально-волновой анализ сгенерированных событий по модели нерезонансного рождения с учетом эффектов ядерного перерассеяния, перерассеяния через резонанс в конечном состоянии и прямого резонансного рождения. Вклад ядерного перерассеяния для малых передач оказался несущественен. Результат Паде-анализа полюсной амплитуды нерезонансного рождения согласуется с представлением, что нерезонансная амплитуда содержит полюс на верхнем листе вблизи порога $P\pi$ -системы. Сравнение с экспериментальными данными позволило

установить, что для описания данных необходимо принимать во внимание эффекты перерасеяния через резонанс в конечном состоянии и прямое резонансное рождение. При этом получено удовлетворительное описание данных на водородной мишени, в то время как нерезонансная модель не описывает поведения фаз в области малых масс на ядерных мишенях.

II. Проведено систематическое изучение процессов когерентного образования бозонных резонансных систем на ядрах. Разработана и апробирована надежная и чувствительная методика обнаружения малоинтенсивных резонансных состояний.

12. Показано, что когерентное образование бозонных систем на ядрах в дифракционном процессе обладает уникальной возможностью, позволяющей изучать резонансные состояния и их радиальные возбуждения в одном процессе. Факт существования радиальных состояний π -мезона π' и π'' непосредственно доказывает составную структуру пиона. Эти исследования открывают новые возможности в важном направлении: спектроскопии радиальных состояний легких кварков, являющейся одним из основных источников сведений о непертурбативных эффектах в квантовой хромодинамике — одной из важнейших задач физики высоких энергий.

Основное содержание диссертации отражено в следующих публикациях X)

1. Tjarkin A.A., Vishniakov V.V., Vassilevski I.M., Pisarev A.F., Zaimidoroga O.A., Bellini G., Bertocchi L., Cantore A., di Corato M., Frabetti P., Iori I., Manfredi P.F., Micheletti S., Navarra F., Rancoita P.G., Vegni G.

Предложение эксперимента по исследованию когерентного образования на ядрах систем 3π , 5π и $K\pi\pi$ на ускорителе в Серпухове. CERN, РИ EP-73/32, 1973, Geneva, p 1-18.

2. Вишняков В.В., Займидорога О.А., Иванов В.В., Иванченко И.М., Иваншин Ю.И., Карпенко И.Н., Кузнецов В.Н., Пахомов В.Л., Чвилов А.С., Программа сбора и обработки данных с бесфилимовых проволочных камер пятиметрового искрового спектрометра МИС ОИЯИ, IO-7966, Дубна, 1974, с. 1-7.
3. Бадалян С.Г., Говорун Н.Н., Дикусар Н.Д., Займидорога О.А., Ружичка Я. Управление процессом автоматического измерения снимков и фильтрацией информации при обработке данных с МИС. ОИЯИ, IO-10338, Дубна, 1976, с. 1-19.

X) Названия статей даны в русском переводе.

4. Lytkin L., Palombo F., Tarantini M., Vegni G., Zaimidoroga O.A. Анализ точности по эффективной массе и 4-х-мерному передаваемому импульсу для мезонных систем. ОИЯИ, EI-10718, Дубна, 1977, с. 1-22.
5. Bacillieri P., Dikoussar N., Luvisetto M., Masetti M., Ugolini E., Zaimidoroga O.

Анализ снимков эксперимента по исследованию процессов дифракции мезонов на спектрометре МИС с использованием системы HPD-SHP. ИФН, TC-78/8, Болонья, 1978, с. 1-10.

6. Bellini G., di Corato M., Frabetti P.L., Ivanshin Yu.I., Lytkin L.K., Otwinowski S., Palombo F., Sala A., Sala S., Sychkov S.I., Tjarkin A.A., Vegni G., Moroni E., Vassilevski I.M., Vishniakov V.V., Zaimidoroga O.A.

Когерентные, полукогерентные и некогерентные процессы на ядрах при 40 ГэВ/с. Труды III Варшавского симпозиума по физике элементарных частиц, Казимирж, 1980, с. 121-129.

7. Bellini G., di Corato M., Frabetti P.L., Ivanshin Yu.I., Lytkin L.K., Menasce D., Otwinowski S., Palombo F., Pernegr J., Sala A., Sala S., Sychkov S.I., Tjarkin A.A., Vassilevski I.M., Vegni G., Vishniakov V.V., Zaimidoroga O.A.

Новый 0^-S -мезон и новые результаты по состоянию 1^+S в 3π -системе, когерентно образованной на ядрах. 5π -когерентное образование на ядрах. Труды IV Варшавского симпозиума по физике элементарных частиц. Казимирж, 1981, с. 187-196.

8. Bellini G., di Corato M., Menasce D., Palombo F., Pernegr J., Sala A., Sala S., Vegni G., Ivanshin Yu.I., Lytkin L.K., Sychkov S.I., Tjarkin A.A., Vassilevski I.M., Vishniakov V.V., Zaimidoroga O.A., Frabetti P.L.

Новый 0^-S мезон и новые результаты об 1^+S состоянии в когерентно рожденной 3π -системе. CERN, EP/81-97, Geneva, 1981, p. 1-12.

9. Bellini G., di Corato M., Palombo F., Pernegr J., Sala A., Vegni G., Ivanshin Yu.I., Lytkin L.K., Sychkov S.I., Tjarkin A.A., Vassilevski I.M., Vishniakov V.V., Zaimidoroga O.A., Frabetti P.L.

Когерентное рождение 3π -системы на ядрах. I. Свидетельство существования 0^-S -резонанса. CERN, EP/81-98, Geneva, 1981, p 1-7.

10. Bellini G., di Corato M., Frabetti P.L., Ivanshin Yu.I., Lytkin L.K., Palombo F., Pernegr J., Sala A., Sala S., Sychkov S.I., Tjarkin A.A., Vassilevski I.M., Vegni G.,

Vishniakov V.V., Zaimidoroга O.A.

Когерентное рождение 3π -системы на ядрах. П. Зависимость фазового сдвига 1^+S - волни от атомного номера мишени. CERN EP/81-110, Geneva, 1981, p. 1-8.

11. Ананьева М.А., Беллини Д.-П., Василевский И.М., Венъи Г., Вишняков В.В., Дикорато М., Займидорога О.А., Иваньшин Ю.И., Лаурикайнен П., Лыткин Л.К., Моисеенко В.А., Никаноров В.И., Паломбо Ф., Пернегр Я., Писарев А.Ф., Писарев И.Л., Сала А., Сычков С.Я., Тяпкии А.А., Фрабетти П.Л., Черненко Л.П.
Обнаружение возбужденного состояния пиона - нового псевдоскалярного мезона. ОИЯИ, Р1-81-556, Дубна, 1981, с. 1-4.
12. Беллини Д.П., Василевский И.М., Венъи Г., Вишняков В.В., Дикорато М., Займидорога О.А., Иваньшин Ю.И., Лыткин Л.К., Паломбо Ф., Пернегр Я., Сала А., Сала С., Сычков С.Л., Тяпкии А.А., Фрабетти П.Л.
Обнаружение возбужденного состояния пиона - нового псевдоскалярного мезона. Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 34, № 9, с. 511-514.
13. Займидорога О.А., Лаурикайнен П., Лыткин Л.К., Паломбо Ф.
Оптические константы спектрометра МИС. ОИЯИ, IO-82-227, Дубна, 1982, с. 1-7.
14. Nichitiu F., Zaimidoroга O.
Метод определения параметров резонансов с помощью Паде-аппроксимации с использованием интенсивностей и относительных фаз парциальных волн. ОИЯИ, EI-82-120, Дубна, 1982, с.1-8.
15. Ananieva M.A., Bellini G., Chernenko L.P., di Corato M., Frabetti P.L., Ivanshin Yu.I., Lytkin L.K., Moseenko V.A., Nikanorov V.I., Palombo F., Pisarev I.L., Sala A., Sychkov S.I., Tjarkin A.A., Vassilevski I.M., Vegni G., Vishniakov V.V., Zaimidoroга O.A.

Диссоциация π -мезона в 3π - систему на ядре Ac при 25 ГэВ. Труды 21-й Международной конференции по физике высоких энергий, Париж, 1982.

16. Bellini G., di Corato M., Palombo F., Pernegr J., Sala A., Sala S., Vegni G., Frabetti P.L., Ivanshin Yu.I., Lytkin L.K., Sychkov S.I., Tjarkin A.A., Vassilevski I.M., Vishniakov V.V., Zaimidoroга O.A.
Свидетельство существования новых 0^-S резонансов в $\pi^+\pi^-\pi^-$ -системах. Physical Review Letters, 1982, v. 48, No 25, p. 1697-1700.
17. Bellini G., di Corato M., Ivanshin Yu.I., Nichitiu F.,

Palombo F., Tjarkin A.A., Zaimidoroга O.A.

О доказательстве существования радиально-возбужденного состояния пиона π^1 и аксиально-векторного $A1$ -резонанса в процессе когерентного образования 3π - системы на ядрах π -мезонами. ОИЯИ, EI-82-488, Дубна, 1982, с. 1-6.

18. Ананьева М.А., Бачильери П., Гальперин А.Г., Говорун Н.Н., Дацко В.С., Дикорато М., Дикусар Н.Д., Займидорога О.А., Иваньшин Ю.И., Кюттала Э., Лаурикайнен П., Лувизетто М., Лыткин Л.К., Мазетти М., Мороз В.И., Паломбо Ф., Пимиа М., Рапортиренко А., Ружичка Я., Сала А., Сала С., Сомов Л.Н., Тхай Ле Гханг, Харьюзов М.Р., Черненко Л.П.
Система обработки данных магнитного искрового спектрометра (МИС) ОИЯИ. Система измерений на автоматах. Распознавание образов событий. ОИЯИ, IO-82-232, Дубна, 1981, с. 1-16.
19. Bellini G., Chernenko L.P., Datsko V.S., di Corato M., Frabetti P.L., Ivanshin Yu.I., Laurikainen P., Lytkin L.K., Manfredi P.F., Micheletti S., Moiseenko V.A., Nikanorov V.I., Otwinowski S., Palombo F., Pernegr J., Pernica M., Pisarev A.F., Pisarev I.L., Sala A., Sala S., Sychkov S.I., Szeptycka M., Tjarkin A.A., Vassilevski I.M., Vegni G., Vishniakov V.V., Zaimidoroга O.A., Antipov V.V., Galperin A.G., Moroni L., Petrov V.A.

3π - ядро соударения в когерентном рождении на ядрах при

- 40 ГэВ/с. Nuclear Physics, 1982, B199, No 1, p. 1-26.
20. Беллини Д., Займидорога О.А., Иваньшин Ю.И., Лыткин Л.К., Паломбо Ф., Пономарев Л.А., Тарасов В.Е., Тяпкии А.А., Фрабетти П.Л.
Фазовый анализ системы $\pi^+\pi^-\pi^-$, когерентно образованной на ядрах, и модель Декка. ОИЯИ, Р1-83-606, Дубна, 1983, с. 1-17.
21. Bellini G., di Corato M., Menasce D., Palombo F., Sala A., Sala S., Frabetti P.L., Antipov V.V., Chernenko L.P., Ivanshin Yu.I., Lytkin L.K., Tjarkin A.A., Vassilevski I.M., Zaimidoroга O.A., Pimia M.
Полное сечение взаимодействия 5π - системы с нуклоном. ЦЕРН, EP/83-35, 1983, с. 1-12.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 сентября 1983 года.