

Ц-941



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1 - 8521

ЦЫГАНОВ
Эдуард Николаевич

ИЗМЕРЕНИЕ РАДИУСА π^- -МЕЗОНА
В ОПЫТЕ ПО π^-e -РАССЕЯНИЮ
ПРИ ЭНЕРГИИ 50 ГЭВ

Специальность 01. 04. 01. - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1975

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий
Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

член-корреспондент АН СССР, профессор	М.Г. Мещеряков
доктор физико-математических наук, профессор	Л.И. Липидус
доктор физико-математических наук	В.С. Кафтанов.

Ведущее предприятие:

Институт физики высоких энергий, г. Серпухов.

Автореферат разослан " " _____ 1975 г.

Защита диссертации состоится " " _____ 1975 г.
на заседании Ученого совета Лаборатории высоких энергий
Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна,
Московской области, в конференц-зале ЛВЭ в II часов.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ.

Ученый секретарь Совета
кандидат физико-математических наук

М.Ф. Лихачев

1 - 8521

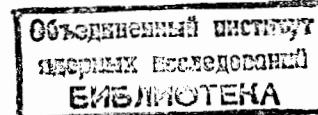
ЦЫГАНОВ
Эдуард Николаевич

ИЗМЕРЕНИЕ РАДИУСА π^- -МЕЗОНА
В ОПЫТЕ ПО π^-e -РАССЕЯНИЮ
ПРИ ЭНЕРГИИ 50 ГЭВ

Специальность 01. 04. 01. - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)



Изучение структуры вещества с помощью хорошо понятых законов электромагнетизма сыграло огромную роль в физике. Для объяснения экспериментальных данных по электромагнитной структуре нуклона Намбу постулировал^{/1/} существование векторных мезонов. Впоследствии, благодаря, в основном, работам Сакураи^{/2/}, выяснилась глубокая связь электромагнитных распадов векторных мезонов с фундаментальными идеями теории калибровочных полей. Были предсказаны и обнаружены ρ , ω и ϕ -мезоны, играющие большую роль в физике элементарных частиц. Конкретным выражением связи свойств векторных мезонов и структуры частиц явилась модель векторной доминантности^{/2/}. Наиболее существенным параметром модели является константа перехода фотон - векторный мезон, или связанное с ней отношение вероятности распада, например, ρ -мезона на электрон-позитронную пару к полной вероятности распада (B_ρ). Первое измерение этой константы в Дубне^{/3/} при изучении реакции $\pi^+ p \rightarrow e^+ e^- n$ дало значение

$$B_\rho = \frac{\Gamma_{\rho ee}}{\Gamma_{\text{tot}}} = (5,3 \pm 1,1) \times 10^{-5},$$

впоследствии подтвержденное измерениями на встречных пучках в Новосибирске^{/4/} и Орсе^{/5/} (последнее табличное значение $B_\rho = (4,3 \pm 0,5) \times 10^{-5}$). Исходя из модели векторной доминантности, электрический радиус пиона равен 0,63 фм.

В основе этого результата лежит метод учета ближайших сингулярностей. Однако нет гарантии, что ρ -мезонная сингулярность контролирует всю область эффективных масс виртуальных фотонов, вплоть до нуля. Более того, векторная доминантность испытывает затруднения при описании фактора нуклона. В связи с изложенным, большую актуальность

приобретают опыты по измерению формфактора пиона вне области ρ -пика и особенно в пространственноподобной области.

Было предложено несколько методов исследования формфактора Π -мезона в пространственноподобной области переданных импульсов. Наиболее успешными до сих пор опытами были эксперименты Брауна и др.^{/6/} по электророждению Π -мезонов на нуклонах, например, в реакции $e^- + p \rightarrow e^- + \Pi^+ + n$. В 1959 году Фразер^{/7/} показал, что из такого рода экспериментов, пользуясь экстраполяцией типа Чу-Лоу дифференциальных сечений к величине $t = \mu^2$ (μ — масса Π -мезона), можно извлечь величину формфактора Π -мезона. С тех пор экспериментальные точности при изучении этой реакции улучшились на один-два порядка, однако и в настоящее время они далеко не достаточны для проведения сколько-нибудь определенной экстраполяции к Π -мезонному полюсу. Поэтому в экспериментах Брауна и др.^{/6/} и других аналогичных опытах^{/8/} авторы обычно извлекают информацию о формфакторе Π -мезона, пользуясь так называемой электрической борновской моделью и рассчитывая поправки к ней методом дисперсионных соотношений для фиксированного t (методом Берендса^{/9/}). Таким способом в работе^{/10/} получено значение среднеквадратичного радиуса Π -мезона $\langle r_{\Pi}^2 \rangle^{1/2} = 0,70$ фм. Хотя авторы показывают, что используемая модель неплохо описывает различные аспекты экспериментальных данных при вылете рождающихся Π -мезонов под малыми углами по отношению к направлению виртуального фотона, теоретическая неоднозначность интерпретации данных остается весьма значительной. Авторы^{/6/} и^{/10/} не приводят оценок систематической ошибки в $\langle r_{\Pi}^2 \rangle^{1/2}$, связанной с использованной моделью.

Хофштадтером^{/11/} был предложен метод определения формфактора Π -мезона по измерению дифференциальных сечений упругого рассеяния положительных и отрицательных Π -мезонов на ядрах гелия, базирующийся на том обстоятельстве, что изоспин ядра He^4 равен нулю и, таким образом, ядерное взаимодействие положительных и отрицательных Π -мезонов с ядром

должно быть одинаковым. В работах Кроу и др.^{/12/} по рассеянию Π -мезонов на гелии было найдено, что зарядовый радиус Π -мезона равен $(2,96 \pm 0,43)$ фм. Кристенсен^{/13/}, однако, показал, что анализ этих данных с более точным учетом радиационных поправок дает $r_{\Pi} \leq 1,0$ фм. В работе Никитчу и Щербак^{/14/} было найдено, что анализ этих данных с использованием второго набора фаз $\Pi - He^4$ рассеяния приводит к результату $\langle r_{\Pi}^2 \rangle^{1/2} = (0,80 \pm 0,40)$ фм и без более сложного учета радиационных поправок. В подробном анализе мировых данных, выполненных этой же группой^{/15/}, было показано, что $\langle r_{\Pi}^2 \rangle^{1/2} = (0,83 \pm 0,17)$ фм. По-видимому, этот метод пока еще не может претендовать на более точное определение зарядового радиуса Π -мезона.

В работе Бережнева и др.^{/16/} были получены интересные данные о формфакторе Π -мезона во времениподобной области передач импульса при малых t при изучении реакции $\Pi^- + p \rightarrow e^- + e^+ + n$. Здесь так же, как и в опытах по электророждению, необходимо выделить вклад диаграммы с испусканием одного виртуального Π -мезона, однако теперь уже с времениподобным γ -квантом. В этой работе, в предположении, что $F_{\Pi} = F_1^V$, получено значение $\langle r_{\Pi}^2 \rangle^{1/2} = (0,75 \pm 0,14)$ фм. Систематическая ошибка, связанная с использованной моделью, не приводится.

Единственным модельно-независимым методом изучения поведения формфактора Π -мезона в области пространственноподобных передач импульса и получения среднеквадратичного зарядового радиуса Π -мезона является измерение дифференциального сечения рассеяния заряженных Π -мезонов на атомных электронах. Однако все эксперименты такого рода до сих пор были безуспешными. В работе Аллена и др., выполненной на жидководородной камере при энергии 16 ГэВ, и в работе Гришина и др., выполненной при энергии 4 ГэВ на снимках с пропановой камеры^{/17/}, удалось получить лишь верхнюю границу радиуса Π -мезона (4,5 фм в работе Аллена и др. и 6,6 фм в работе Гришина и др.)

Наиболее детальным исследованием этого процесса до сих пор была

работа Кассела и др., выполненная электронной методикой в Брукхейвене при энергии первичных Π -мезонов 20 ГэВ. Результаты этой работы, к сожалению, не были опубликованы в связи с экспериментальными трудностями, возникшими при выполнении опыта и обработке данных. Авторы этой работы смогли дать также лишь весьма грубую верхнюю оценку размеров Π -мезона: $\langle r_{\Pi}^2 \rangle^{1/2} \leq 3,3$ фм.

Суммируя изложенное выше, можно сказать, что во времениподобной области передаваемых четырех-импульсов, исследованной на встречных электрон-позитронных пучках, имеется довольно хорошее согласие экспериментальных данных с предсказаниями модели векторной доминантности, особенно в области ρ -пика. Однако экстраполяция этих данных к точке $t = 0$ для определения среднеквадратичного радиуса Π -мезона существенно зависит от поведения фазы $\delta_1^{\Pi-\Pi}$ рассеяния в области малых значений массы $\Pi-\Pi$ системы, где отсутствуют какие-либо экспериментальные данные. Как показано в работе Левина и Окубо^{/19/}, неопределенность в поведении этой фазы в области $4\mu^2 \leq t \leq 16\mu^2$ может существенно изменить значение зарядового радиуса Π -мезона, предсказываемое моделью векторной доминантности. В области пространственноподобных передаваемых импульсов имевшиеся до сих пор экспериментальные данные были получены косвенным путем. Иллюстрацией возможных погрешностей в этих измерениях, связанных с неоднозначной теоретической интерпретацией данных, служит, например, расхождение данных DESY^{/20,18/} с работами^{/6,10/}

Эксперименты по прямому измерению дифференциального сечения Π -е рассеяния, выполненные до сих пор, не обнаружили неточности Π -мезона из-за весьма малой величины эффекта и несовершенства экспериментальной методики.

Запуск ускорителя ИФЭ (Серпухов) позволил в 1970-74 гг. выполнить эксперимент по Π -е рассеянию при энергии 50 ГэВ, в котором были достаточно точно установлены размеры Π -мезона^{/21/}. В этом опыте, по сравнению с опытом Кассела и др., была достигнута приблизительно в

70 раз лучшая точность измерения эффекта протяженности Π -мезона. Методические и физические исследования, выполненные при проведении этого опыта с целью измерения зарядового радиуса Π -мезона и нашедшие отражение в работах^{/21-38/}, положены в основу настоящей диссертации.

Диссертация состоит из Введения, пяти глав и Заключения.

В первой главе рассматриваются вопросы планирования и постановки эксперимента, описывается аппаратура, использовавшаяся в опыте, приводятся параметры первичного пучка, жидководородной мишени, анализирующего магнита.

Постановка эксперимента по Π -е рассеянию на ускорителе ИФЭ (Серпухов) была предложена^{/22/} группой физиков из Объединенного института ядерных исследований (Дубна) и затем независимо физиками из Калифорнийского университета (Лос-Анджелес). В 1970 году эти группы объединили свои усилия и эксперимент проводился ими совместно. При планировании эксперимента был выполнен подробный анализ условий, необходимых для изучения реакции упругого Π -е рассеяния при энергиях, доступных на ускорителе ИФЭ (Серпухов). Оптимизация экспериментальной установки была проведена с помощью расчетов методом Монте-Карло.

Эксперимент был поставлен на канале № 12 протонного синхротрона ИФЭ. Расположение аппаратуры на канале показано на рис. I. Установка включала жидководородную мишень, анализирующий магнит, три блока из бесфильмовых магнитоотрижционных искровых камер и пропорциональных камер и запускалась системой сцинтилляционных счетчиков и черенковских счетчиков полного поглощения. Аппаратура работала на линии с ЭВМ Хьюлетт-Паккард 2116 В.

Выбор жидкого водорода в качестве мишени был обусловлен тем, что такая мишень имеет наибольшую плотность электронов на единицу веса (минимум фона от сильных взаимодействий), дает наименьшие радиационные потери энергии для вторичных электронов; поправка на поглощение Π -мезонов, участвующих в реакции, для такой мишени является минимальной

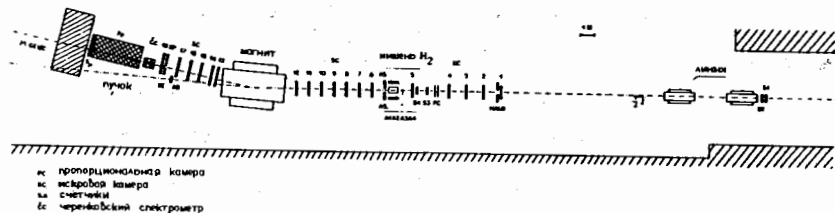


Рис.1. Расположение экспериментальной аппаратуры на канале № 12 ускорителя ИФЭУ.

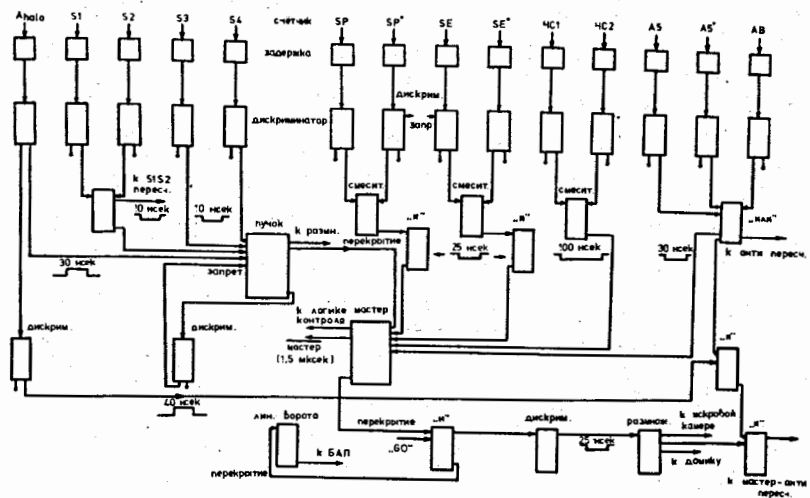


Рис.2. Блок-схема электронной логики системы запуска.

Прецизионная жидководородная мишень была изготовлена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ^{39/}. Стабилизация давления, плоские окна и специальный экран, защищающий рабочий объем водорода от потока пузырей кипения, обеспечивали знание количества водорода в области взаимодействия с точностью до 0,05%.

Для анализа импульсов вторичных частиц применялся стандартный магнит Н-типа с длиной дорожки 3 м и апертурой 20 см (высота) на 50 см (ширина). Этот магнит использовался также для анализа импульсного распределения первичного пучка. Три компоненты магнитного поля V_x, V_y, V_z были измерены в 70 тысячах точек с систематической ошибкой около $\pm 0,1\%$ (таким образом, было выполнено 420 тысяч измерений). Измерения были автоматизированы, контроль за качеством измерений и регистрация данных производились с помощью ЭВМ.

Пучок Π -мезонов, падающий на жидководородную мишень, регистрировался с помощью 4-х мониторинговых счетчиков $S1 - S4$ ^{27,35/}. Счетчик A_{hcl0} с отверстием для пучка работал в схеме антисовпадений с остальными счетчиками монитора и применялся с целью ограничения крыльев пучка. Сцинтилляционный счетчик $A5$ с латунным конвертером толщиной в две радиационные единицы и с отверстием диаметром 100 мм подавлял запуски от неупругих взаимодействий, происходивших в мишени. Счетчик AB размещался в конце установки непосредственно на траектории частиц с импульсом 50 ГэВ/с и служил для уменьшения ложных запусков от взаимодействия пучковых частиц с веществом спектрометра. Счетчики SP и SE предназначались для регистрации Π -мезонов и электронов после рассеяния. Для идентификации событий μ - e -рассеяния использовались два счетчика, расположенные за защитой из блоков железа толщиной 3 м.

В эксперименте для большей надежности использовались два аналоговых набора блоков быстрой электроники. Один комплект состоял из коммерчески доступных модулей западных фирм, другой - из блоков стан-

дартной (100 МГц) наносекундной логики, разработанной и изготовленной в ЛВЭ ОИЯИ^{/40/}. Блок-схема системы запуска представлена на рис.2.

Для срабатывания схемы MASTER, запускающей установку, необходимо наличие сигналов со счетчиков SE и SP, расположенных в конце спектрометра. Сигналы с обоих фотоумножителей каждого из этих счетчиков поступали в систему запуска по схеме "ИЛИ". Такое включение давало возможность непрерывного контроля работы фотоумножителей.

Для срабатывания схемы MASTER требовался также сигнал с черенковских счетчиков полного поглощения (на рис.2 обозначены как ЧС1 и ЧС2), свидетельствующий о наличии импульса большой амплитуды, то есть вероятного электрона, хотя бы в одном из этих счетчиков. Черенковский спектрометр^{/28/} состоял из двух радиаторов, разделенных тонкой алюминиевой фольгой. Каждый радиатор представлял собой блок свинцового стекла размерами 20 см x 24 см x 40 см. На одном из торцов радиатора устанавливался фотоумножитель ФЭУ-49.

Для определения траекторий взаимодействующих частиц в эксперименте применялись искровые камеры с магнитострикционным съемом информации, описанные в работах^{/46,26/}. Использовалось 18 искровых камер, съем информации осуществлялся как с земляного, так и с высоковольтного электродов. Камеры были расположены в трех блоках. Все промежутки между ними заполнялись гелием. В эксперименте применялись также две однокоординатные пропорциональные камеры, расположенные между искровыми камерами первого блока. Конструкция и параметры пропорциональных камер приведены в работах^{/47,25/}.

Данные регистрировались и передавались в ЭВМ с помощью параллельно-последовательной системы считывания^{/23/}. Система регистрировала до 300 координат искр с магнитострикционных камер, 40 выходов с быстрых схем двойных совпадений, данные с 16 пересчетных устройств быстрой электроники, фиксированные данные, набираемые на контрольной панели с помощью переключателей, и напряжения с 32 точек экспери-

ментальной аппаратуры. Вся информация, содержащая для одного события 336 16-разрядных слов, за время около 2,4 мс передавалась в ЭВМ, которая накапливала зарегистрированные данные на магнитной ленте, определяла параметры установки при наладке, контролировала работу аппаратуры при наборе статистики, обрабатывала часть накопленной информации, вплоть до выделения событий II-е рассеяния.

Во второй главе рассматриваются вопросы работы использованных детекторов и аппаратуры в эксперименте, использование "он-лайн" - программ для контроля за ходом работы, описывается проведение опыта, процедура набора рабочей статистики.

Для контроля за работой установки, а также для предварительной оценки получаемых результатов была создана система "он-лайн" программ, по которым обрабатывались зарегистрированные события^{/29,30/}. Результаты представлялись в виде гистограмм (около 200) или численных таблиц, причем оператор мог с помощью панели управления вызвать любую из них на дисплей, напечатать или стереть ее.

Контроль за работой счетчиков SE и SP (единственные сцинтилляционные счетчики, эффективность которых нужно было знать для получения абсолютного сечения процесса) проводился с помощью анализа информации со схемы, регистрирующей срабатывания каждого фотоумножителя установки. На рис.3 приведена гистограмма относительной частоты срабатывания каждого ФЭУ за определенное число запусков. Фотоумножители SE1 и SE2, SP1 и SP2, включенные в каждом счетчике по схеме "ИЛИ", срабатывают с относительной вероятностью около 0,997. Это означает, что эффективность счетчиков SE и SP отличается от единицы лишь в пятом-шестом знаке.

Работа черенковских спектрометров также контролировалась с помощью результатов "он-лайн" анализа. На рис.4 приведены амплитудные спектры сигналов со счетчиков ЧС1 и ЧС2. В правой части спектров для обоих счетчиков видны характерные пики, соответствующие регистрации

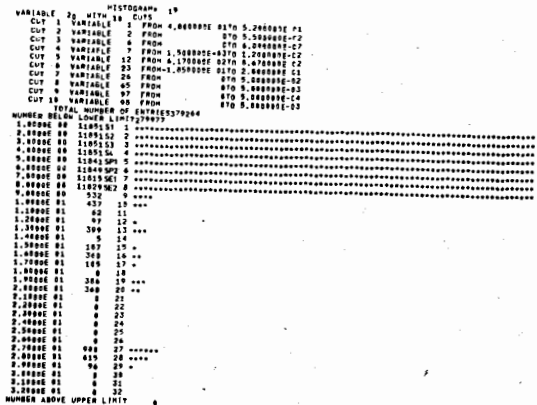


Рис.3. Гистограмма относительной частоты срабатывания сцинтилляционных счетчиков установки.

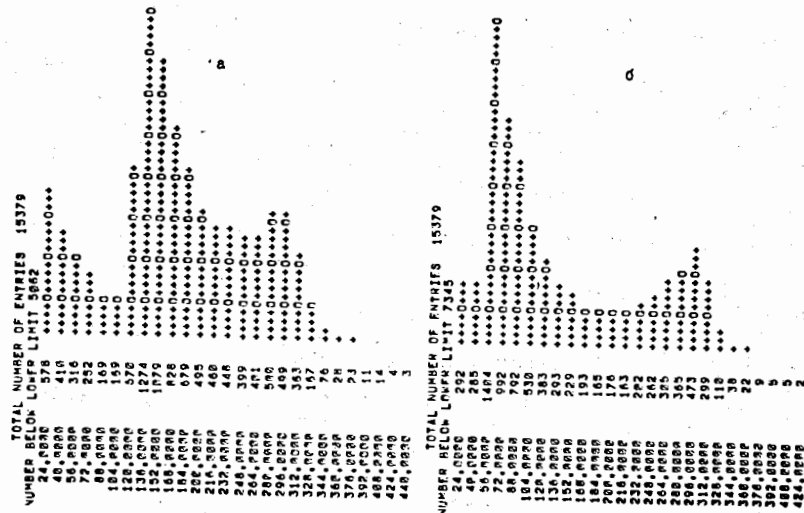


Рис.4. Амплитудный спектр сигналов с черенковских счетчиков полного поглощения ("он-лайн"): а) счетчик ЧС1, б) счетчик ЧС2.

электронов из события П-е рассеяния. Стабильность положения этих пиков в процессе набора статистики свидетельствовала о надежной работе черенковских спектрометров. На этом же рисунке хорошо виден эффект порогов, характеризующих минимальную амплитуду сигналов, необходимых для запуска установки. Это обстоятельство позволяло достаточно хорошо контролировать стабильность порогов.

Подробная информация о характеристиках черенковских ливневых счетчиков была получена при "офф-лайн" анализе экспериментальных данных. На рис.5 приведен спектр амплитуд сигналов от электронов для счетчика ЧС2. Амплитуды нормированы на энергию электронов, измеренную с помощью магнитного спектрометра. Видно, что электроны надежно идентифицировались с помощью этого прибора.

Искровые камеры работали в эксперименте с эффективностью 90-98%, для больших камер она была достаточно высокой даже при наличии 5-6 искр в камерах. Аналогичные результаты были получены ранее в работах /48,49/. Для малых искровых камер эффективность существенно падала уже при наличии 2-3 дополнительных фоновых искр, вследствие большой фоновой загрузки на единицу площади. Эффективность пропорциональных камер была высокой (~99%) при малых загрузках и падала до 92-95% при реальных загрузках эксперимента.

Для регистрации параметров первичного пучка, необходимых при дальнейшей обработке экспериментальных данных, во время экспозиции установки регулярно проводились специальные сеансы с запуском установки от мониторингового телескопа.

За время набора статистики было зарегистрировано свыше $2,5 \times 10^6$ запусков установки, из которых около 3% содержали события упругого П-е рассеяния. При дальнейшем анализе 98% полученных экспериментальных данных было использовано для обработки, что свидетельствует о высокой надежности аппаратуры и хорошем качестве оперативного контроля

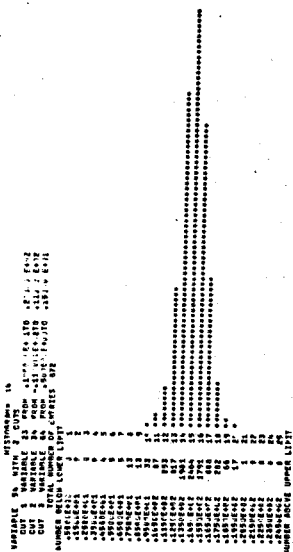


Рис.5. Нормализованный амплитудный спектр для вторичных электронов, попадающих в счетчик ЧС2.

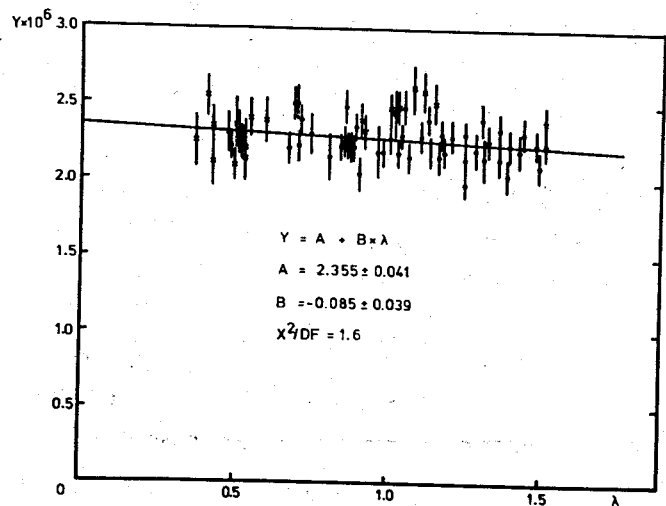


Рис.6. "Выходы" реакции в зависимости от интенсивности первичного пучка. Данные получены с помощью окончательного варианта программы поиска и выделения событий.

Третья глава посвящена процедуре поиска и выделения событий упругого Π -е рассеяния, в ней описываются программы, разработанные для этой цели, приводится сравнение результатов, полученных с помощью различных вариантов программ.

Эффективность спектрометра определяется как качеством работы экспериментальной аппаратуры (в основном, трековых детекторов), так и качеством программ, разработанных для поиска и идентификации событий /31,32/. В эксперименте, в связи с малой величиной исследуемого сечения, было необходимо использовать интенсивный поток падающих частиц. Высокая интенсивность приводила к большой загрузке искровых камер. Вследствие малых углов разлета вторичных частиц и большой пространственной плотности пучка фоновые частицы существенно затрудняли поиск событий. Были реализованы два подхода к поиску и реконструкции Π -е события. Первый подход был основан на последовательном восстановлении треков Π -е события в каждом из трех блоков, начиная с первого, с дальнейшей реконструкцией события. В таком методе возможность восстановления рабочих треков резко уменьшается, если событие сопровождается двумя или тремя фоновыми частицами.

Фоновая загрузка на единицу площади в камерах третьего блока в зоне поиска рабочих треков значительно меньше, чем в камерах второго блока, вследствие отклоняющего действия магнита и разнице в импульсах частиц первичного пучка и вторичных частиц из акта Π -е рассеяния. Поэтому события Π -е рассеяния, сопровождающиеся фоновыми частицами, легче реконструировать, если начинать поиск из третьего блока искровых камер. Однако этот второй метод также имеет недостатки, связанные с необходимостью находить в третьем блоке однозначную пространственную связь между проекциями треков в X - и Y -плоскостях.

Таким образом, оба алгоритма поиска и реконструкции событий имели свои преимущества и недостатки. При обработке данных эти два метода были скомбинированы корректным образом в единый алгоритм, что

позволило существенно поднять эффективность нахождения событий.

В эксперименте весь статистический материал был обработан трижды с помощью программ различной степени сложности. Хорошим критерием качества работы программы поиска событий может служить сравнение "выходов" исследуемой реакции, т.е. числа событий Π -е рассеяния в пересчете на один первичный Π -мезон, для различных условий эксперимента. На рис.6 приведена зависимость "выходов" от интенсивности первичного пучка. Данные получены с помощью окончательного варианта программы поиска и выделения событий. Фигирование данных прямой линией показывает, что эффективность спектрометра несколько уменьшается с возрастанием интенсивности первичного пучка (приблизительно на $5\% \pm 2\%$). На рис.7 для примера приведена зависимость для данных, полученных на том же статистическом материале первоначальным вариантом программы поиска событий. Обработка данных этим вариантом программы была проведена физиками UCLA. Уменьшение эффективности спектрометра с увеличением интенсивности достигает $30\% + 40\%$.

Создание высокоэффективных программ поиска и выделения событий в нашем эксперименте явилось решающим звеном в процессе обработки данных и получении надежного физического результата. На это были направлены основные усилия коллектива физиков ОИЯИ, принимавших участие в анализе результатов эксперимента. Несовершенство программ, использованных для обработки данных этого эксперимента в UCLA, послужило основной причиной сообщения предварительных результатов этого эксперимента /41/, дававших указание на неожиданно большой зарядовый радиус Π -мезона.

Глава четвертая посвящена процедуре определения эффективности спектрометра /33,34/. В случае детектирующего устройства, имеющего, как в нашем случае, переопределение координатной информации, можно, восстановив траектории частиц, найти эффективность работы каждого детектора и промоделировать работу устройства в целом.

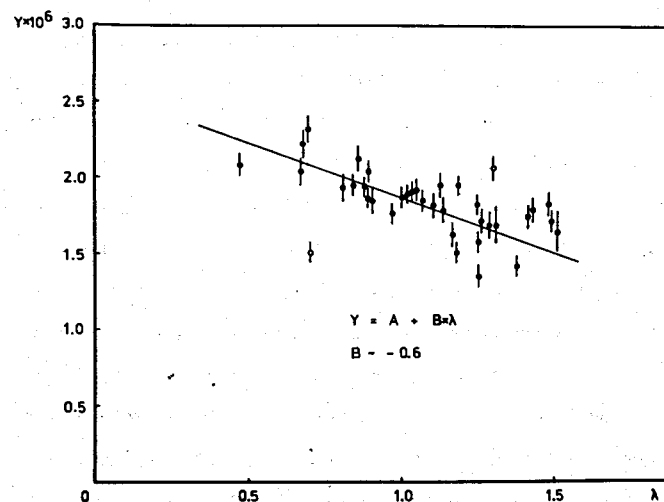


Рис.7. "Выходы" реакции в зависимости от интенсивности первичного пучка. Данные получены с помощью первого варианта программы.

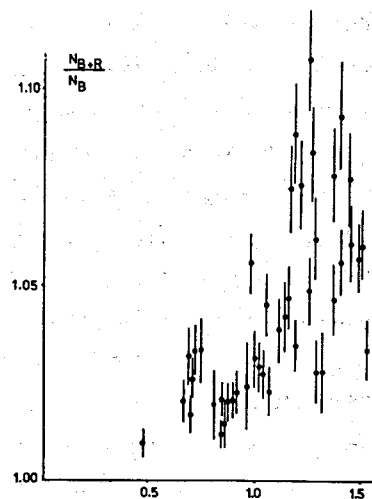


Рис.8. Отношение числа событий Π -е рассеяния, найденных двумя различными версиями программы поиска и выделения событий на одном и том же статистическом материале, в зависимости от интенсивности первичного пучка.

Однако непосредственно воспользоваться таким подходом в нашем случае было нельзя, так как работа отдельных искровых камер не являлась полностью независимой. При проведении эксперимента существовало много причин, приводящих к корреляциям между срабатываниями камер.

Выход был найден в разбиении зарегистрированных событий на различные группы в соответствии с внешними условиями, влиявшими на работу искровых камер. В этом случае можно определить эффективность камер для каждой группы, получив матрицу параметризованных эффективностей. В каждой такой группе, когда зафиксированы все внешние условия, определяющие работу детекторов, срабатывания камер можно считать независимыми. Разыгрывая затем для каждого моделируемого события внешние условия в соответствии с их реальным спектром в эксперименте и используя параметризованные эффективности камер, оказалось возможным достаточно правильно промоделировать работу спектрометра.

Существенную информацию о работе спектрометра удалось получить, сравнивая результаты обработки одного и того же первичного статистического материала двумя программами поиска и выделения событий, различающимися по своей сложности. На рис.8 приведены результаты такого сравнения. По оси абсцисс отложена величина, пропорциональная интенсивности первичного пучка, по оси ординат — отношение числа событий П-е рассеяния, найденных двумя версиями программы поиска и выделения. Из рисунка видно, что основная причина ухудшения эффективности спектрометра связана с увеличением интенсивности первичного пучка.

Многие внешние условия, влияющие на эффективность камер, такие, как время прохождения фоновой частицы, время между настоящим и предшествующим срабатыванием установки и другие, в нашем случае не могли быть представлены явным образом, вследствие отсутствия соответствующей информации. Учет корреляций, вызываемых такими незафиксированными изменениями внешних условий, в дальнейшем был выполнен эмпирически.

В качестве исходных значений вероятности регистрации искр треков П-е рассеяния использовались параметризованные эффективности для каждой камеры. В дальнейшем эти исходные значения эффективностей были скорректированы с учетом двух эффектов.

Первая коррекция представляла собой учет эффекта завышения эффективности камеры, вычисляемой по отсутствию искр в некотором диапазоне вокруг фитированного трека. Эффект заключается в том, что программа включает в рабочие треки фоновые искры, если камера не сработала по треку П-е рассеяния, а фоновая частица прошла достаточно близко от траектории рабочей частицы.

Вторая коррекция была связана с тем, что в использованной параметризации не были учтены некоторые незафиксированные условия, влияющие на эффективность камер. Учет корреляций, вызываемых изменениями этих условий, был выполнен эмпирически. Необходимая степень таких добавочных корреляций была определена подбором максимального соответствия характеристик реальных и генерированных событий. Наиболее чувствительным к различного рода корреляциям работы камер являлось распределение событий по полному числу искр.

На рис.9 приведено распределение событий по полному числу искр для одной из типичных групп статистики. Сплошной линией приведены данные для реальных событий П-е рассеяния, пунктирной линией представлены данные по событиям, моделированным без учета добавочных корреляций. Эти распределения плохо согласуются друг с другом, хотя средние значения числа искр обоих распределений практически совпадают. Видно, что значительная часть реальных событий несколько "лучше" моделированных, зато небольшая их часть существенно "хуже". В соответствии с этим, при введении коррекции мы завышали эффективность всех камер для большей части генерированных событий и занижали ее для остальных событий. Доля "хороших" и "плохих" событий, а также

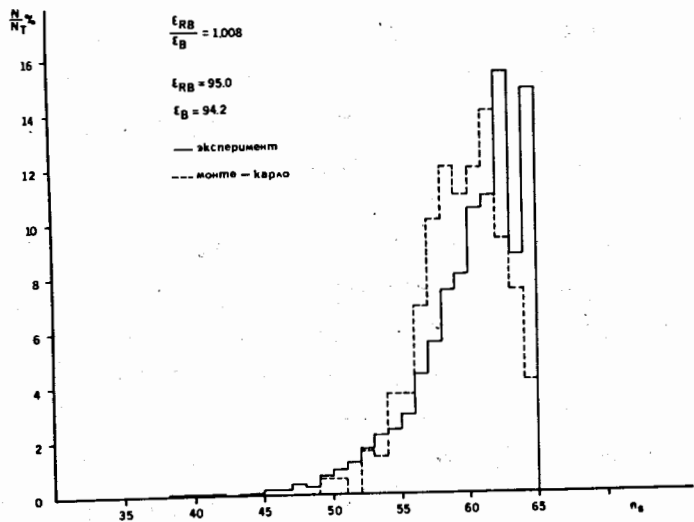


Рис.9. Распределение событий по полному числу искр. События Монте-Карло генерированы без учета добавочных корреляций.

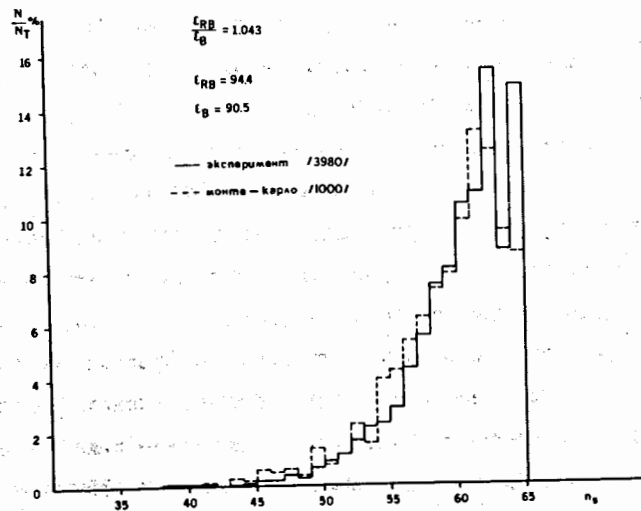


Рис.10. Распределение событий по полному числу искр. События Монте-Карло генерированы с учетом добавочных корреляций.

степень трансформации исходных значений эффективностей камер тщательно подбирались таким образом, чтобы привести распределения генерированных событий в максимальное соответствие с реальными данными.

На рис.10 приведены распределения событий по полному числу искр для генерированных и реальных событий после введения коррекции. Видно, что распределение генерированных событий соответствует реальным данным в существенно большей степени. Лучше согласуется с реальными данными в этом случае и величина отношения эффективностей двух различных вариантов программы поиска и восстановления событий. Эта величина, равная 1,044 для реальных данных, без учета дополнительных корреляций составляет 1,008, с учетом их в соответствии с описанной выше процедурой равняется 1,043.

Для определения средней эффективности спектрометра в эксперименте данные по всем сеансам были взвешены в соответствии со статистикой мониторинжных отсчетов в каждом сеансе. Полученная таким образом эффективность спектрометра оказалась равной 0,940.

На рис.11 представлены те же данные, что и на рис.6, исправленные на эффективность спектрометра. В пределах одного стандартного отклонения для этих данных не наблюдается зависимости "выхода" реакции от интенсивности, что является убедительным аргументом в пользу корректности вычислений эффективности спектрометра.

В пятой главе описывается вычисление поправок к дифференциальному сечению Π -е рассеяния, излагается процедура получения данных по формфактору Π -мезона.

Измеренное в опыте сечение Π -е рассеяния оказывается отличным от сечения, теоретически вычисленного для точечного Π -мезона, не только из-за наличия формфактора Π -мезона, но и за счет радиационных поправок, т.е. вклада неоднотонных диаграмм. Расчет радиационных поправок с учетом конкретных условий описываемого эксперимента был проведен в соответствии с работами/43,44/. Учитывался реальный

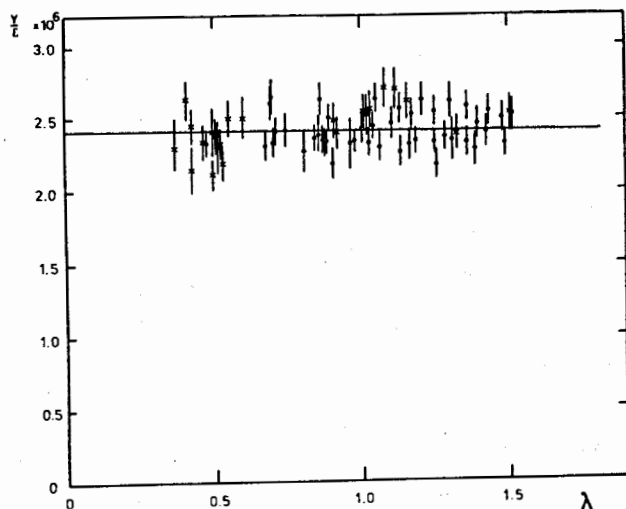


Рис.11. "Выходы" реакции, скорректированные на эффективность спектрометра.

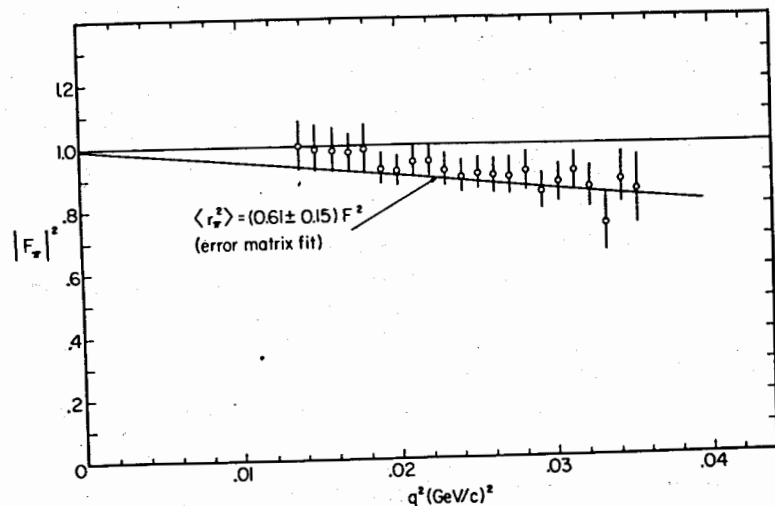


Рис.12. $|F_\pi|^2$ в зависимости от квадрата переданного импульса. Указанные ошибки являются диагональными членами матрицы ошибок. Сплошные кривые приведены для точечного π -мезона и для наилучшего фита экспериментальных данных.

энергетический спектр первичного пучка, кинематические обрезания, использованные в программе выделения событий π -е рассеяния, принималась в расчет вероятность регистрации γ -квантов, испускаемых в акте π -е рассеяния, антисовпадательным счетчиком с конвертором толщиной в две радиационные единицы, распложенным за водородной мишенью. Теоретические сечения π -е рассеяния, ожидаемые для точечного π -мезона, рассчитывались с учетом потерь энергии вторичным электроном на тормозное излучение в мишени и веществе спектрометра.

При вычислении экспериментального дифференциального сечения π -е рассеяния было необходимо учесть свыше 20 поправок, часть из них являлась зависящими от q^2 , остальные входили в качестве постоянного множителя. Описание некоторых поправок приводится ниже.

Как уже отмечалось, во время экспозиции для определения параметров пучка регулярно проводились сеансы запусков установки от мониторингового телескопа. Эти данные обрабатывались затем специальной программой, восстанавливающей траектории частиц и определяющей их импульсы. Доля частиц, импульсы которых находились внутри использованных при отборе событий упругого π -е рассеяния кинематических обрезаний, $4.8 \text{ ГэВ/с} \leq P \leq 52 \text{ ГэВ/с}$, составляла 0,958. Интересно отметить, что хвост импульсного распределения частиц первичного пучка обрывался около 27 ГэВ/с, что соответствует минимальной энергии μ -мезонов от распадов первичных π -мезонов.

Для вычисления поправок на поглощение π -мезонов использовались неупругие b_d и полные b_{tot} сечения взаимодействия пионов с ядрами, полученные в работах /45,46/.

Фон от пустой мишени был определен в специальном сеансе и составлял 3,9%. Сюда входит фон от стенок мишени и от событий π -е рассеяния на атомах воздуха, попадающих в границы обрезаний по Z . Границы обрезаний отстояли от границ водорода на 25 см. При ограниченной

точности определения Z -координаты вершины события это приводило к потере некоторой доли случаев. В одном из экспериментальных сеансов ($\sim 30\%$ статистики) мишень была модифицирована таким образом, что ее внешние вакуумные стенки были вынесены на расстояние 100 см от границ области, заполненной водородом. В этом сеансе границы обрезаний по Z были выбраны отстоящими на 75 см от границ водорода, что гарантировало отбрасывание фона от воздуха и внешних стенок водородной мишени и не приводило к потерям рабочей статистики. Фон от пустой мишени в этом сеансе рассчитывался и составлял 0,99%. Данные этого сеанса были использованы для определения поправок, связанных с Z -обрезаниями в остальной части статистики.

Содержание μ -мезонов с энергией от 48 до 52 ГэВ в первичном пучке было определено с помощью регистрации событий μ -е рассеяния. События μ -е рассеяния с энергией вторичного электрона больше, чем 22 ГэВ, были выделены с помощью кинематики. По этим данным было оценено, что доля μ -мезонов с энергией от 48 до 52 ГэВ в первичном пучке составляет 0,80%.

Поправка на примесь K^- -мезонов и антипротонов в первичном пучке была введена по данным работы /45/.

Данные о квадрате формфактора Π -мезона в зависимости от квадрата переданного импульса q^2 были получены делением экспериментальных дифференциальных сечений с учетом всех поправок на теоретически ожидаемые сечения для точечного Π -мезона.

$$|F_{\Pi}(q^2)|^2 = (d\sigma/dE)_{\text{exper.}} / (d\sigma/dE)_{\text{mott.}}$$

Полученные значения квадратов формфакторов приведены на рис. 12 и в таблице. В этой же таблице приведены также значения статистических и полных ошибок.

Таблица

Экспериментальные результаты.

№ точки	q^2 (Gev/c) ²	$ F_{\Pi} ^2$	Статистическая ошибка	Полная ошибка
I	0,0138	1,002	0,059	0,079
2	0,0149	0,991	0,055	0,074
3	0,0159	0,986	0,053	0,069
4	0,0169	0,983	0,052	0,076
5	0,0179	0,990	0,057	0,077
6	0,0190	0,924	0,016	0,050
7	0,0200	0,916	0,015	0,048
8	0,0210	0,946	0,016	0,047
9	0,0220	0,948	0,019	0,050
10	0,0231	0,918	0,020	0,051
11	0,0241	0,896	0,023	0,052
12	0,0251	0,905	0,025	0,053
13	0,0261	0,896	0,028	0,055
14	0,0272	0,894	0,033	0,059
15	0,0282	0,912	0,034	0,060
16	0,0292	0,847	0,032	0,059
17	0,0302	0,873	0,038	0,062
18	0,0312	0,910	0,036	0,059
19	0,0323	0,856	0,043	0,067
20	0,0333	0,742	0,057	0,089
21	0,0343	0,886	0,059	0,081
22	0,0353	0,849	0,081	0,109

Полная ошибка содержит квадратичным образом суммированные оценки систематических ошибок всех поправок, использованных при вычислении сечений. Систематические ошибки максимальным образом положительно скоррелированы между всеми парами точек.

Данные фитировались выражением

$$|F_{\Pi}|^2 = (1 + Aq^2)^{-2}$$

и средний квадрат радиуса извлекался из соотношения

$$\langle r_n^2 \rangle = -6(dF/dq^2).$$

При фитировании использовалась полная матрица ошибок. Мы получили:

$$\langle r_n^2 \rangle^{1/2} = (0,78 \pm 0,10) \text{ фм.}$$

Необходимо отметить, что два в значительной степени независимых анализа наших данных, выполненные в ОИЯИ и в Калифорнийском университете (г. Лос-Анджелес), не привели к полностью совпадающим результатам.

Результат одного анализа $\langle r_n^2 \rangle = 0,47 \text{ фм}^2$, результат другого анализа $\langle r_n^2 \rangle = 0,72 \text{ фм}^2$. Различие было вызвано, главным образом, различием

в эффективности использованных программ поиска событий, а также способом оценки эффективности этих программ. Принимая во внимание это расхождение, приводящее к разнице в факторах около 3%, мы соответствующим образом скорректировали данные, увеличив их ошибки.

Наш результат представляет собой первое прямое измерение зарядового радиуса Π -мезона и может быть сравнен как с предсказанием модели векторной доминантности

$$\langle r_n^2 \rangle / \langle r_{\text{vdm}}^2 \rangle = 1,54 \pm 0,38,$$

так и с размерами протона

$$\langle r_n^2 \rangle / \langle r_p^2 \rangle = 0,91 \pm 0,23.$$

В Заключение приводятся основные выводы диссертации.

1. Предложен эксперимент по Π -е рассеянию при энергии 50 ГэВ на ускорителе ИФЭ (Серпухов) с целью измерения зарядового радиуса Π -мезона. Рассчитана оптимальная геометрия опыта, оценены необходимые параметры пучка, требования к точности измерения кинематических характеристик событий, приведены оценки скорости ложных запусков установки, возможного физического фона и т.д. Правильность основных оценок была подтверждена в дальнейшем при проведении эксперимента.

2. Создана экспериментальная установка для опыта по Π -е рассеянию. Установка состояла из искровых камер, пропорциональных камер^{/47/}, сцинтилляционных счетчиков, черенковских ливневых счетчиков и работала на линии с ЭВМ. Для управления работой экспериментальной установки, регистрации информации и передачи данных в ЭВМ была разработана и изготовлена регистрирующая электроника, отличающаяся быстродействием, хорошей точностью и высокой надежностью. В этой установке впервые в СССР в физическом эксперименте использовались пропорциональные камеры. После окончания эксперимента по Π -е рассеянию установка была использована для выполнения эксперимента по интерференционному измерению фазы амплитуды упругого Π -р рассеяния на малых углах при энергиях 40 и 50 ГэВ /50,56/ на ускорителе ИФЭ. Был создан комплекс аппаратуры на линии с ЭВМ для проведения магнитных измерений и в короткий срок проведены детальные измерения магнитного поля анализирующего магнита с высокой точностью ($\pm 0,1\%$). Была создана сложная система "он-лайн" программ, позволяющих производить настройку и обеспечивать удобный и надежный контроль всех узлов аппаратуры. Установка по своим параметрам (точность, информативность, быстродействие) во время проведения эксперимента была одной из лучших в мире среди работающих установок такого класса.

3. Проведен набор статистики в эксперименте по Π -е рассеянию при энергии 50 ГэВ. Всего в эксперименте было зарегистрировано свыше $2,5 \times 10^6$ событий, из них около 3% являлись событиями упругого Π -е рассеяния. При дальнейшей обработке около 98% записанных на магнитные ленты экспериментальных данных было использовано для окончательной обработки, что свидетельствует о высокой надежности работы аппаратуры в эксперименте.

4. Для обработки экспериментальных данных был разработан ряд сложных программ. Программы поиска и реконструкции событий, а также

программы определения абсолютной эффективности спектрометра, использованные для окончательной обработки данных в ОИЯИ, оказались значительно более эффективными и надежными, чем аналогичные программы, использованные физиками Калифорнийского университета (Лос-Анджелес) для обработки данных этого совместного эксперимента. Это обстоятельство оказалось решающим фактором при получении надежных физических выводов. Был разработан ряд вспомогательных программ и проведены соответствующие расчеты для вычисления более 20 поправок, необходимых для получения дифференциального сечения Π -е рассеяния.

По программам, разработанным в ОИЯИ, была проведена обработка всего статистического материала, полученного в эксперименте. Обработка проводилась на ЭВМ БЭСМ-6, СДС I604 A, IBM 360/44, ICL 420, СДС 6200, расчеты заняли около 3500 часов в эквиваленте БЭСМ-6.

5. Впервые в прямом опыте, то есть безмодельным способом, получено значение зарядового радиуса Π^- -мезона, который оказался равным $\langle r_{\Pi}^2 \rangle^{1/2} = (0,78 \pm 0,10)$ фм. Это измерение является наиболее точным в настоящее время. Данные по формфакторам Π^- -мезона, полученные в эксперименте в 22 точках по переданному импульсу в области $0,014 \leq q^2 \leq 0,035$ (ГэВ/с)², хорошо соответствуют измерениям, выполненным на встречных пучках.

Эксперимент, которому посвящена настоящая диссертация, открывает собой серию аналогичных экспериментов по изучению структуры заряженных нестабильных частиц. Детальное изучение поведения формфактора Π -мезона и измерение среднеквадратичного размера заряженного K -мезона возможно и планируется в настоящее время на ускорителе Национальной ускорительной лаборатории имени Ферми (Батавия), изучение структуры заряженных гиперонов станет доступным после ввода в действие ускорителя на несколько ТэВ.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах /21-36/, а также доложены на Сессии отделения ядерной физики АН СССР (Москва, февраль 1974 г.) и на ХУП Международной конференции по физике высоких энергий (Лондон, июль 1974 г.).

Литература

1. Y.Nambu. Phys.Rev., 106, 1366 (1957)
2. Дж.Сакураи. "Токи и мезоны", перевод с английского. Москва, Атомиздат, 1972.
3. M.A.Azimov et al. Phys.Lett., 24B, 349 (1967)
R.G.Astvatsaturov et al. Phys.Lett., 27B, 45 (1968)
4. В.А.Ауслендер и др. ЯФ, т.9, II4, 1969.
5. D.Benaksas et al. Phys.Lett., 39B, 289 (1972)
6. C.N.Brown et al. Phys.Rev., D8, 92 (1973)
C.J.Bebek et al. Phys.Rev., D9 1229 (1974)
7. W.P.Fraser. Phys.Rev., 125, 1763 (1959)
8. C.W.Akerlof et al. Phys.Rev., 163, 1482 (1967)
C.Mistretta et al. Phys.Rev., 184, 1487 (1969)
9. F.A.Berends. Phys.Rev., D1, 2590 (1970)
10. C.J.Bebek et al. Contributed paper 574 to XV11 International Conference on High Energy Physics (London, July, 1974)
11. M.M.Sternheim, R.Hofstadter. Nuovo Cimento, 38, 1854 (1965).
12. K.M.Crowe et al. Phys.Rev., 180 (1968).
13. R.A.Cristensen. Phys.Rev., D1, 1469 (1970).
14. F.Nichitiu, Yu.A.Shcherbakov. JINR, E2-6982, Dubna, 1973
15. Л.Александров, Т.Ангелеску, И.В.Фаломкин, Ф.Никитиу, Ю.А.Щербаков. Препринт ОИЯИ, P1-8328, 1974.
16. С.Ф.Бережнев. Материалы XVI Международной конференции по физике высоких энергий, Батавия, т2, II3, 1972. С.Ф.Бережнев, ЯФ, I7, 85, 1973.
17. I.Allan et al. Nuovo Cimento, 32, 1144 (1964).
В.Г.Гришин, Э.П.Кистенев, Му Цзынь, ЯФ, 2, 886, 1965.
18. S.Dubnicka and V.A.Meshcheryakov, JINR, E2-7982, Dubna, 1974.
19. D.N.Levin, S.Okubo. Phys.Rev., D6, 3149 (1972).
20. C.Driver et al. Nucl. Phys., B30, 245 (1971).

21. G.Adylov et al. JINR, E1-8047, Dubna, 1974.
G.T.Adylov et al. Phys.Lett., 51B, 402 (1947).
22. D.Yu.Bardin et al. JINR, E1-4786, Dubna, 1969.
23. Z.Gurik et al. JINR, E1-5818, Dubna, 1971.
24. W.Gajewski et al. JINR, E13-6659, Dubna, 1972.
25. Yu.V.Zanevsky et al. Nucl. Instr. and Meth., 100, 481 (1972).
26. G.T.Adylov et al. JINR, E13-6658, Dubna, 1972.
27. G.T.Adylov et al. JINR, E13-6749, Dubna, 1972.
28. G.T.Adylov et al. JINR, E1-6976, Dubna, 1973.
29. G.T.Adylov et al. JINR, E1-6907, Dubna, 1973.
30. G.T.Adylov et al. JINR, E1-6908, Dubna, 1973.
31. Г.Т.Адьялов и др. ОИЯИ, I-8011, Дубна, 1974.
32. Г.Т.Адьялов и др. ОИЯИ, I-8012, Дубна, 1974.
33. Г.Т.Адьялов и др. ОИЯИ, I-8105, Дубна, 1974.
34. Г.Т.Адьялов и др. ОИЯИ, I-8123, Дубна, 1974.
35. Г.Т.Адьялов и др. Материалы Второй Республиканской конференции молодых физиков, издательство "ФАН", май 1974, г.Ташкент, стр.232.
36. Г.Т.Адьялов и др. ОИЯИ, P1-8297, Дубна, 1974.
37. Г.Т.Адьялов и др. ОИЯИ, P13-8376, Дубна, 1974.
38. Г.Т.Адьялов и др. ОИЯИ, P13-8368, Дубна, 1974.
39. Ю.Т.Борзунов и др. ОИЯИ, 8-5418, Дубна, 1970.
40. В.А.Арефьев и др. ОИЯИ, I3-5447, Дубна, 1970.
41. P.Sherard. Bull. Amer. Phys. Soc. 17, 435 (1972).
42. Д.Ю.Бардин, В.Б.Семикоз, Н.М.Шумейко, ЯФ, 10, 1020, 1969.
43. D.Yu.Bardin, G.V.Micelmacher, N.M.Shumeiko, JINR, E2-6235, 1972
44. Ю.Б.Бушнин и др. ЯФ, 16, 1224, 1972.
45. Дж.Аллаби и др. ЯФ, 12, 3, 1970.
46. Т.С.Григалашвили и др. ОИЯИ, P3-5324, Дубна, 1970.
47. Yu.V.Zanevsky et al. Nucl. Instr. and Meth., 94, 233 (1971).

48. Т.С.Григалашвили и др. ОИЯИ, I3-5273, Дубна, 1970.
49. С.Г.Басиладзе и др. ОИЯИ, PI-536I, Дубна, 1970.
50. Z.Guzik et al. Nucl. Instr. and Meth. 104, 337, 1972.
51. G.T.Adylov et al. JINR, E1-6909, Dubna, 1973.
52. G.T.Adylov et al, JINR, E1-7934, Dubna, 1974.
53. A.A.Derevchekov et al. Phys. Lett. 48B, 367, 1974.
54. Г.Т.Адълов и др. ОИЯИ, I-825I, Дубна, 1974.
55. Г.Т.Адълов и др. ОИЯИ, I-8250, Дубна, 1974.
56. В.Д.Апокин и др. ИФВЭ, СЭФ 74-II3, Серпухов, 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел

10 января 1975 г.