

X-29

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

УДК 539.121.42

1-85-538

ХАЧАТУРОВ

Бахши Александрович

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ
В π^- p-ОБМЕННОМ РАССЕЙЯНИИ
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 40 ГэВ/с
И ОПРЕДЕЛЕНИЕ АМПЛИТУДЫ
ПИОН-НУКЛОННОГО РАССЕЙЯНИЯ

Специальность: 01.04.01 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1985

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований.

Научные руководители:

доктор физико-математических наук,
профессор

Ю.М.Казаринов

кандидат физико-математических наук

А.А.Деревщиков

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук

В.Н.Болотов

кандидат физико-математических наук

Б.Ж.Залиханов

Ведущее научно-исследовательское учреждение - Ленинградский институт ядерной физики им. Б.П.Константинова

Защита диссертации состоится "___" _____ 1985 г.

в _____ часов на заседании специализированного Совета Д-047.01.03 при Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований, г.Дубна, Московской области.

Автореферат разослан "___" _____ 1985 г.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь специализированного Совета
доктор физико-математических наук

Ю.А.Батусов

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. Проведение экспериментов по программе полного опыта является одной из важнейших задач в физике пион-нуклонных взаимодействий. Непосредственная цель этой программы - прямое восстановление матрицы упругого рассеяния пионов нуклонами.

При низких и промежуточных энергиях πN -системы эта задача решается проведением фазового анализа. В области высоких энергий использование фазового анализа затруднено большим числом состояний по орбитальному моменту и необходимостью учета неупругих процессов. В связи с этим при высоких энергиях используется метод прямого восстановления амплитуды пион-нуклонного рассеяния, для проведения которого необходимо измерение, как минимум, семи независимых наблюдаемых физических величин, составляющих полный опыт.

С этой целью на ускорителе ИФВЭ с начала 70-х годов проводились систематические исследования поляризационных параметров в π^+p -упругих соударениях при импульсе 40 ГэВ/с. Были выполнены эксперименты по измерению угловой зависимости поляризации P^{\pm} в упругом $\pi^{\pm}p$ -рассеянии и параметра R^{-} в упругом $\pi^{\pm}p$ -рассеянии. Кроме того, при этой энергии были измерены дифференциальные сечения I^{+} , I^{-} и I^{0} в реакциях $\pi^+p \rightarrow \pi^+p$, $\pi^-p \rightarrow \pi^-p$ и $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$ соответственно.

Таким образом, на момент начала настоящей работы были определены шесть независимых наблюдаемых величин в пион-нуклонном рассеянии при 40 ГэВ/с.

Для завершения полного опыта при этой энергии на ускорителе ИФВЭ было решено измерить поляризацию P^0 в реакции



Цель работы - экспериментальное исследование угловой зависимости поляризации в реакции (I) при импульсе 40 ГэВ/с для прямого восстановления амплитуды πN -рассеяния.

Научная новизна исследования. Впервые с высокой точностью измерена поляризация в обменном π^-p -рассеянии при 40 ГэВ/с с регистрацией всех продуктов реакции (I). Полученные данные указывают на сложную зависимость $P(t)$ в исследованном интервале квадрата

переданного четырехимпульса t . В частности, при $|t| = 0,22 \pm 0,24$ (ГэВ/с)² обнаружен минимум $P(t)$, существование которого известные на начало данной работы теоретические модели не предсказывали. Амплитудный анализ, выполненный в данной работе, позволил объяснить это явление.

Практическая ценность. Созданная с участием диссертанта экспериментальная установка позволила провести исследования поляризационных явлений в широком круге π^-p -зарядообменных реакций с η , η' (958), f^0 (1270) и другими мезонами в конечном состоянии.

Разработан и реализован простой магнитный спектрометр на основе годоскопических фотоумножителей, позволяющий измерять средний импульс пучка частиц с ошибкой менее 0,5%.

Полученные экспериментальные данные завершили полный опыт в πN -рассеянии при 40 ГэВ и позволили провести безмодельное восстановление амплитуды пион-нуклонного рассеяния с точностью до общего фазового множителя в интервале $0 < |t| \leq 0,9$ (ГэВ/с)².

На защиту выносятся следующие положения:

1. Создание экспериментальной установки для измерения поляризации в реакции $\pi^-p \rightarrow \pi^0 n$ при импульсе 40 ГэВ/с с регистрацией обоих продуктов реакции.

2. Создание аппаратуры для измерения среднего импульса пучка адронов и электронов и проведение соответствующих измерений.

3. Измерение поляризации $P(t)$ в реакции $\pi^-p \rightarrow \pi^0 n$ при 40 ГэВ/с.

4. Проведение прямого восстановления амплитуды пион-нуклонного рассеяния.

Апробация работы. Результаты диссертации докладывались на научных семинарах в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ и в Институте физики высоких энергий (Протвино), на Международном симпозиуме по поляризационным явлениям в физике высоких энергий в Дубне (1981 г.), на Международном семинаре по спиновым явлениям в физике высоких энергий в Протвино (1983 г.).

Публикации: По результатам диссертации опубликовано пять работ /1-5/.

Структура диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения, содержит 89 страниц, 33 рисунка и 16 таблиц. Список цитируемой литературы состоит из 73 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

В первой главе кратко изложен формализм упругого πN -рассеяния, дано определение полного опыта и приведены выражения поляризационных параметров нуклона отдачи P , R и A через амплитуды пион-нуклонного рассеяния. Сделан обзор результатов ранее выполненных экспериментов по измерению поляризации в реакции $\pi^-p \rightarrow \pi^0 n$ в интервале энергий 2-40 ГэВ.

Во второй главе дано описание экспериментальной аппаратуры, использованной для измерения поляризации в π^-p -обменном рассеянии (I) при импульсе налетающего π^- -мезона 40 ГэВ/с.

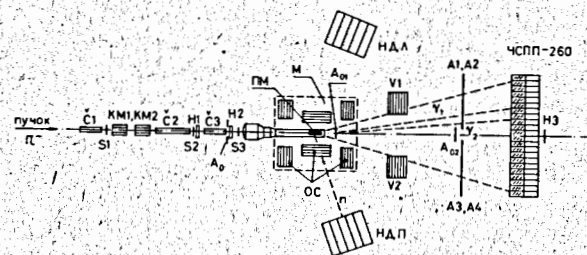


Рис. I. Схема расположения экспериментальной установки для измерения поляризации $\pi^-p \rightarrow \pi^0 n$ (вид сверху).

$S1, S2, S3, C1 \div C4$ - сцинтилляционные и пороговые черенковские счетчики; $H1, H2$ - пучковые годоскопы; $KM1, KM2$ - корректирующие пучковые магниты; OC - система вето-счетчиков; $ПМ$ - поляризованная протонная мишень "замороженного" типа; M - магнит мишени; $A_{01}, A_{02}, A1 \div A4$ - счетчики антисовпадений; ЧСПП-260 - гамма-спектрометр; $H3$ - годоскоп для контроля положения спектрометра; $НДЛ, НДП$ - левый и правый блоки нейтронного детектора.

Экспериментальная установка состояла из следующих основных узлов (рис. I):

- 1) Аппаратуры для регистрации пучка налетающих π^- -мезонов;
- 2) Поляризованной протонной мишени (ПМ);
- 3) Системы счетчиков антисовпадений (вето-счетчиков) вокруг мишени, обеспечивавших подавление фоновых процессов (OC);
- 4) Нейтронного детектора, служившего для регистрации нейтрона и определения направления его вылета (НДЛ, НДП);

5) Гамма-спектрометра, обеспечивавшего измерение энергии и направления вылета гамма-квантов от распада π^0 -мезонов (ЧСПП-260);

6) Электронной аппаратуры и системы автоматического считывания и контроля зарегистрированных данных.

Пучок отрицательных адронов с импульсом 40 ГэВ/с мониторировался с помощью трех сцинтилляционных счетчиков S_1, S_2, S_3 и фокусировался на поляризованную протонную мишень (ППМ). Состав пучка - $\pi^- : K^- : \bar{p} = 97,9 : 1,8 : 0,3\%$. Сорт частиц, падавших на мишень, идентифицировался тремя пороговыми черенковскими счетчиками $\check{C}_1, \check{C}_2, \check{C}_3$. Угол входа частиц в мишень с точностью $\pm 0,4$ мрад определялся двумя двухкоординатными годоскопами $H_1(X_1, Y_1)$ и $H_2(X_2, Y_2)$.

В поляризованной протонной мишени "замороженного" типа с горизонтальным криостатом в качестве рабочего вещества использовался пропандиол ($C_3H_8O_2$), заключенный в ампулу диаметром 20 мм и длиной 200 мм. Отношение числа протонов в сложных ядрах вещества мишени (связанных протонов) к числу поляризованных протонов составляло 4,2. Среднее значение поляризации мишени в течение эксперимента $P_T = (80 \pm 3)\%$.

Фоновые измерения проводились с углеродной мишенью (безводородным эквивалентом), одинаковой по содержанию сложных ядер с поляризованной мишенью и имевшей те же геометрические размеры.

Система вето-счетчиков вокруг мишени (OC) состояла из шести блоков, перекрывающих весь телесный угол 4π ср за исключением телесного угла гамма-детектора. Первый счетчик каждого блока регистрировал заряженные частицы. За ним располагались четыре сцинтилляционных счетчика, прослоенных пластинами свинца или вольфрама (4-5 радиационных длин) для регистрации гамма-квантов. Счетчик A_{01} , размещенный непосредственно за мишенью, подавлял события, в которых частицы пучка не взаимодействовали с мишенью или взаимодействовали с испусканием заряженных частиц вперед. Вето-счетчики V_1 и V_2 представляли собой сэндвичи из сцинтиллятора и свинца с окном в середине, размер которого соответствовал телесному углу гамма-спектрометра. Эти счетчики служили для подавления событий с заряженными частицами и гамма-квантами, не попавшими в аперттуру спектрометра. Счетчики $A_{01}, A_{02}, A_1 \div A_4$ (рис.1) использовались для организации "нейтрального триггера".

Все вето-счетчики были включены на антисовпадение с пучковым монитором $S_1 \cdot S_2 \cdot S_3$. Одновременно с измерением потока частиц, падавших на мишень, измерялись случайные антисовпадения вето-счетчи-

ков с пучковым монитором для внесения поправки в показания монитора при обработке зарегистрированных событий.

Для регистрации пары гамма-квантов от распада π^0 -мезона использовался годоскопический черенковский спектрометр (ЧСПП-260), содержащий 260 счетчиков полного поглощения с радиаторами из свинцового стекла ТФ-1 размером $38 \times 38 \times 450$ мм³ (18 радиационных длин по пучку).

Усиление каждого канала спектрометра контролировалось с помощью вспышек светодиодов заданной интенсивности один раз за каждый цикл ускорителя. Это позволило учесть временной дрейф усиления ($\sim 10\%$) и существенно улучшить энергетическое разрешение спектрометра. Контроль положения ЧСПП-260 относительно оси пучка осуществлялся с помощью годоскопа НЗ.

Энергетическое разрешение спектрометра, определенное по событиям реакции (I), оказалось равным 9% (полная ширина на полувысоте). Градуировка энергетической шкалы проводилась на пучке электронов с энергией от 10 до 40 ГэВ. Нелинейность шкалы оказалась равной 1%. Проведение градуировки энергетической шкалы спектрометра потребовало определения импульса налетающего пучка электронов с точностью не хуже 1%. Калибровочные измерения гамма-спектрометра проводились в начале каждого сеанса на электронном пучке с энергией 26 ГэВ.

Нейтронный детектор (рис.2) состоял из двух годоскопических блоков, установленных симметрично относительно оси пучка (НДЛ и НДП). Оба блока имели угловой аксептанс 30° по азимутальному углу φ и регистрировали нейтроны в интервале $0,15 \leq |t| \leq 1,3$ (ГэВ/с)². Блоки разделены на ячейки из пластического сцинтиллятора размером $10 \times 10 \times 50$ см³, каждая из которых с торца просматривалась фотоумножителем. Блок состоял из 40 ячеек: по 5 ячеек в горизонтальном слое (угол отдачи нейтронов) и 8 слоев по вертикали (азимутальный угол). Эффективность отдельной ячейки нейтронного детектора, определенная по событиям исследуемой реакции перезарядки, составляла $30 \pm 35\%$ для нейтронов с энергией больше 200 МэВ (рис.3). Расчет эффективности

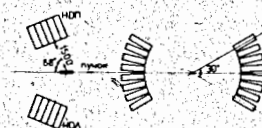


Рис.2. Схема расположения нейтронного детектора.

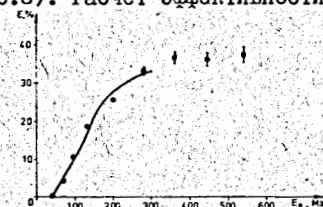


Рис.3. Эффективность ячейки нейтронного детектора. Кривая - расчет.

отдельной ячейки нейтронного детектора производился для порога регистрации 10 МэВ (в единицах эквивалентной энергии электрона). Величина порога срабатывания счетчиков нейтронного детектора определялась числом случайных совпадений с пучковым монитором. Градуировка порога каждого канала НД проводилась на мюонах от ускорителя.

Для накопления данных в эксперименте использовалась ЭВМ HP-2100А с оперативной памятью 32 К и стандартным набором внешних устройств, работавшая в линию с экспериментальной установкой. Для связи электронной аппаратуры с ЭВМ применялась информационно-аппаратная система DASU.

При проведении эксперимента система автоматического сбора и обработки информации с установки выполняла следующие функции:

1. Прием и накопление данных с установки.
 2. Контроль за работой отдельных узлов установки.
 3. Получение характеристик событий, необходимых для контроля за правильностью работы всей установки в целом.
 4. Настройка и калибровка отдельных узлов установки, выполняющиеся перед набором данных с установки.
- Запуск установки определялся условием.

$$TR - EVENT = S1 \cdot S2 \cdot S3 \cdot (\sum A_i) \cdot \Sigma, \quad (2)$$

где A_i — сигналы от вето-счетчиков и счетчиков антисовпадений A_{01} , A_{02} , $A_1 \div A_4$, $V1$ и $V2$ (рис.1), а сигнал Σ соответствовал суммарному энерговыделению в ЧСПП более 20 ГэВ. В результате уровень "нейтрального" триггера (отношение числа запусков установки к числу частиц, прошедших через мишень) составил:

- $2 \cdot 10^{-5}$ — для поляризованной мишени;
- $1,7 \cdot 10^{-5}$ — для безводородного эквивалента мишени;
- $0,8 \cdot 10^{-5}$ — для фоновых измерений ("пустая" мишень).

Проведение энергетической калибровки гамма-спектрометра потребовало определения импульса пучка электронов с точностью не хуже 1%. Для этой цели были разработаны и изготовлены двойные сцинтилляционные годоскопы на годоскопических фотоумножителях и создан магнитный спектрометр на их основе.

Для определения импульса частиц использовалась схема опыта, показанная на рис.4. Импульс частицы в канале определялся по углу отклонения φ_0 в магнитном поле из соотношения

$$P = 0,3 N \int / \varphi_0, \quad (3)$$

где $N \int$ — интеграл магнитного поля вдоль траектории частицы. Магнитный спектрометр содержал две пары сцинтилляционных годоскопов на ГФЭУ, расположенных до и после магнита M_2 . Расстояния между годос-

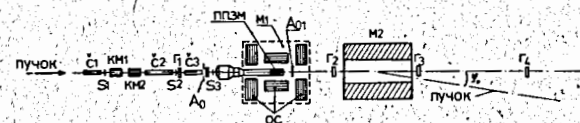


Рис.4. Схема опыта по измерению среднего импульса пучка частиц.

$\Gamma_1 - \Gamma_4$ — годоскопы на ГФЭУ, M_2 — магнит СП-12.

копами определялись размерами канала и размещенных на нем элементов. Это наложило жесткие требования на разрешение годоскопов. Для достижения необходимого разрешения по импульсу, а также в связи с требуемыми условиями отбора по фону применялись двойные сцинтилляционные годоскопы.

Угол отклонения измерялся дважды: с помощью годоскопов $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_4$ и $\Gamma_1, \Gamma_3, \Gamma_4$ с последующим усреднением двух измеренных величин. Значение величины $N \int$ было получено путем измерения карты магнитного поля и интегрирования значений $N \int$ вдоль траектории частицы.

Измеренное значение импульса пучка электронов составило 26,5 ГэВ/с (эта величина совпадает с расчетной), а разброс по импульсу (за вычетом аппаратного разрешения спектрометра) $\pm 2,5\%$.

Предложенное в работе устройство для определения импульса частиц является простым переносным прибором, легко приспособляемым к существующей геометрии экспериментальной установки и обеспечивающим точность измерения импульса отдельной частицы $\pm 1,5\%$ при импульсах до 40 ГэВ/с, а среднего импульса пучка частиц с ошибкой менее 0,5%.

Созданная экспериментальная установка позволяла идентифицировать исследуемую реакцию перезарядки (I) при наличии большого фона (сечение реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ при 40 ГэВ/с равно ~ 10 мкб, в то время как полное сечение $\pi^- p$ взаимодействия составляет ~ 25 мб). Высокая надежность каждого из узлов установки позволила обеспечить бесперебойную работу в течение 7 сеансов продолжительностью до 30 суток на ускорителе ИФЭУ и зарегистрировать ~ 9 млн. событий на поляризованной мишени и ~ 2 млн. событий на безводородном эквиваленте мишени.

В третьей главе описывается процедура обработки экспериментальных данных и вычисления ошибок, приводятся основные источники возможных систематических ошибок. Показано, что регистрация обоих продуктов реакции (I) существенно уменьшает возможность возникновения систематических ошибок. Приведен полученный результат измерения поляризации в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ при импульсе 40 ГэВ/с и обсуждаются качественные особенности зависимости поляризации от t .

В эксперименте измеряется асимметрия

$$\varepsilon(t)_{\text{изм}} \cdot \langle \cos \Psi \rangle = \frac{N^+(t) - N^-(t)}{N^+(t) + N^-(t)}, \quad (4)$$

где $N^+(t)$ и $N^-(t)$ - число событий, зарегистрированных при положительном и отрицательном направлениях поляризации мишени; нормированных на поток частиц, прошедших через мишень; $\langle \cos \Psi \rangle$ - усредненный по всем событиям косинус угла между нормалью к плоскости рассеяния и направлением поляризации мишени \bar{P}_T . При этом асимметрия, связанная с обменным π^-p -рассеянием на поляризованных протонах мишени, равна

$$a(t) = \varepsilon(t)_{\text{изм}} \cdot D(t); \quad (5)$$

$D(t)$ - коэффициент, учитывающий наличие сложных ядер в ППМ, определен следующим образом:

$$D(t) = \frac{N^+(t) + N^-(t)}{N^+(t) + N^-(t) - 2 \cdot K \cdot N^c(t)} \quad (6)$$

В выражении (6) - $N^c(t)$ - число событий, зарегистрированных от безводородного эквивалента поляризованной протонной мишени, K - коэффициент, учитывающий небольшую разницу в содержании связанных протонов в поляризованной мишени и безводородном эквиваленте.

Поляризация $P(t)$ в реакции перезарядки (I) связана с асимметрией $a(t)$ соотношением

$$P(t) = \frac{a(t)}{\bar{P}_T}, \quad (7)$$

где \bar{P}_T - средняя поляризация мишени. Соответственно, статистическая ошибка поляризации $\Delta P(t)$ равна

$$\Delta P(t) \approx \pm \frac{D(t)}{\bar{P}_T \langle \cos \Psi \rangle \sqrt{N(t)}} \quad (8)$$

При изучении реакции $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$ возможны две постановки эксперимента:

- 1) Регистрируется только выход π^0 -мезонов.
- 2) Регистрируются оба продукта реакции (I).

В первом случае выделение реакции производится с помощью характерной кинематики распада π^0 -мезона заданной энергии (таким образом были получены предварительные данные о $P(t)$ в реакции (I)).

Во втором случае эффективность установки заметно снижается за

счет малой эффективности регистрации нейтрона, однако отношение фон/эффект улучшается в 3-5 раз, что весьма важно при работе с мишенями, содержащими большое число связанных протонов в ядрах. Кроме того, использование полной кинематики реакции (I) дает дополнительно важное преимущество - практически полностью исключает фон от неупругих процессов, происходящих на водороде мишени.

Программа обработки зарегистрированных событий разделялась на две части:

1. Выделение π^0 -мезона.

2. Восстановление кинематических параметров нейтрона и соответствующий отбор событий реакции перезарядки (I).

После применения критериев отбора π^0 -мезона было оставлено для дальнейшего анализа $2,2 \cdot 10^6$ событий, зарегистрированных гамма-спектрометром в измерениях с поляризованной мишенью, и $5 \cdot 10^6$ событий с безводородным эквивалентом мишени. Из них около 7% составляли случаи со сработавшим нейтронным детектором. Для каждого отобранного события вычислялись квадрат переданного четырехимпульса t и азимутальный угол π^0 -мезона φ_{π^0} . Затем данные со сработавшим нейтронным детектором обрабатывались отдельно.

Для вычисления событий перезарядки π^-p -мезонов на поляризованном водороде мишени использовались отклонения в азимутальном угле Ψ и полярном угле θ_R , возникающие при рассеянии на связанных протонах за счет внутриядерного движения.

Для этого строились распределения числа событий по разности $\Delta \Psi = \varphi_n - \varphi_{\pi^0}$ между измеренным азимутальным углом нейтрона φ_n и углом $\varphi_{\pi^0} = \varphi_{\pi^0} - 180^\circ$, вычисленным из азимутального угла π^0 -мезона в предположении рассеяния на покоящемся протоне и аналогичные распределения по $\Delta \theta_R$. На рис.5 показано распределение событий по $\Delta \Psi$. Пик при $\Delta \Psi = 0$ соответствует π^-p -обменному рассеянию на поляризованных протонах. Пунктиром показаны распределения, полученные при измерениях с безводородным эквивалентом. Границы отбора по $\Delta \Psi$ и $\Delta \theta_R$ составили $\pm 6^\circ$.

В результате отбора фон от обменного рассеяния на связанных протонах уменьшался от 3 до 5 раз в различных интервалах Δt по сравнению с данными, полученными в измерениях без регистрации нейтрона отдачи (рис.6).

В главе рассмотрены возможные источники систематических ошибок в результате эксперимента. Показано, что систематическая ошибка результата незначительна и лежит в пределах статистической ошибки.

Значения поляризации, полученные в результате обработки событий с зарегистрированным нейтроном отдачи, представлены на рис.7.

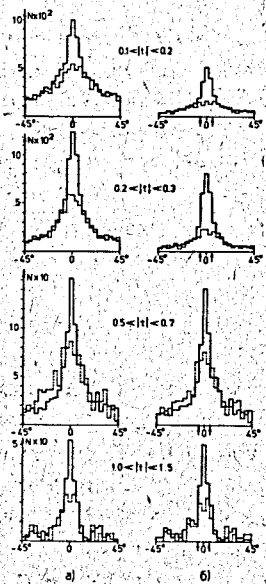


Рис.5. Распределение разности $\Delta\varphi = 180^\circ - (\varphi_{\pi^*} - \varphi_n)$, в различных интервалах по t , где φ_{π^*} и φ_n - азимутальные углы π^* -мезона и нейтрона соответственно. Стрелками указаны границы отбора. а) до отбора по θ_R , б) после отбора по θ_R . Пунктир - фон от безводородного эквивалента мишени.

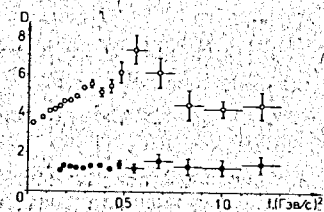


Рис.6. Коэффициент $D(t)$, учитывающий наличие протонов сложных ядер в мишени; \circ - без регистрации нейтрона отдачи; \bullet - с регистрацией нейтрона отдачи.

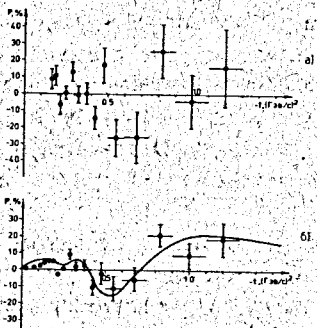


Рис.7. Зависимость поляризации в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ от t при импульсе 40 ГэВ/с: а) результат получен по событиям с регистрацией нейтрона отдачи, б) результат, полученный усреднением данных - с регистрацией нейтрона отдачи и без регистрации нейтрона. Сплошная кривая $P(t)$ получена в модели Редже с нелинейными траекториями.

Сравнение с результатами, полученными без регистрации нейтрона в той области t , где эффективно работает нейтронный детектор, показывает, что в пределах ошибок они согласуются достаточно удовлетворительно. Этот факт свидетельствует о том, что оценка система-

тической ошибки в величине поляризации, возникающей за счет фона квазиупругих и неупругих событий в этом случае, сделана правильно.

Полученная зависимость поляризации от квадрата переданного четырехимпульса t достаточно сложна. Качественно в этой зависимости можно выделить следующие особенности:

1) В области $|t| \leq 0,4(\text{ГэВ}/c)^2$ поляризация положительна, достигает в максимуме величины 5%, однако в области $0,2 < |t| < 0,26(\text{ГэВ}/c)^2$ впервые обнаружен минимум $P(t)$, в котором значение поляризации равно нулю в пределах статистической ошибки. Если данные $P(t)$ в области $0,1 < |t| < 0,4(\text{ГэВ}/c)^2$ аппроксимировать прямой линией, то уровень достоверности такого описания менее 2%.

2) В области $0,4 < |t| \leq 0,75(\text{ГэВ}/c)^2$ поляризация меняет знак, становясь отрицательной. Среднее значение $P(t)$ в этой области $(-8,7 \pm 3,5)\%$.

3) В области $0,75 < |t| \leq 1,3(\text{ГэВ}/c)^2$ поляризация снова становится положительной. В пределах трех стандартных отклонений $P(t)$ отлична от нуля и равна $(15 \pm 5)\%$.

Рассмотрено поведение поляризации в реакции $\pi^- p$ обменного рассеяния $P(s, t)$ в энергетическом диапазоне 2-40 ГэВ. В первых двух областях Δt поляризация убывает с ростом энергии. В районе $0,7 < |t| < 1,3(\text{ГэВ}/c)^2$ $P(s, t)$ имеет тенденцию к росту при 40 ГэВ/с.

Полученная зависимость $P(t)$ находится в резком противоречии с существовавшими на начало работы предсказаниями теоретических моделей. Опубликование предварительных данных о поляризации в реакции (I) при 40 ГэВ/с стимулировало появление новых теоретических работ, обзор которых приведен в главе.

В четвертой главе рассматривается процедура подготовки данных для прямого восстановления амплитуд пион-нуклонного рассеяния, метод проведения амплитудного анализа, в результате которого было получено три набора амплитуд и выбран наиболее предпочтительный из них. Показано, что для устранения неоднозначности решения необходимо измерения поляризационных параметров R^+ и R^- с лучшей точностью и в более широком интервале квадрата переданного импульса t . В результате анализа выбранного решения была найдена причина минимума $P^0(t)$ при $|t| \approx 0,22 \pm 0,24(\text{ГэВ}/c)^2$.

Измерение поляризации в реакции перезарядки (I) завершило полный опыт при 40 ГэВ/с и позволило провести безмодельное восстановление амплитуд пион-нуклонного рассеяния при фиксированных значениях t с точностью до общего фазового множителя ($\varphi_{++}^0 = \frac{\pi}{2}$).

На основе выражений наблюдаемых величин πN -рассеяния через

спиральные амплитуды $F_{\mu\nu}^I$ в прямом s -канале составлялась система из 7-ми уравнений, которая решалась методом наименьших квадратов с использованием стандартной программы FUMILI.

Поскольку восстановление амплитуд проводилось при фиксированных значениях t , в анализе использовались значения наблюдаемых величин I^+ , I^- , I^0 , R^+ и R^- с их ошибками также при фиксированных t , полученные в результате их аппроксимации заданными функциями. Значения параметров аппроксимации приведены в таблицах.

Величины R^+ и R^0 брались непосредственно из данных при соответствующих значениях t .

При $t = 0$ был получен единственный набор амплитуд πN -рассеяния, так как известно экспериментальное значение отношения реальной части к мнимой для амплитуд без изменения спиральности.

В результате решения системы уравнений при $|t| > 0$ было получено три набора амплитуд, которые в дальнейшем будем обозначать как I-ое, II-ое и III-е решение (см. рис. 8). Отличия между решениями наблюдаются лишь в реальной части амплитуды $Re F_{1+}^+$ и мнимой части амплитуды $Im F_{1-}^-$ при значениях $|t| < 0,5$ (ГэВ/с)². В остальном, решения в пределах ошибок совпадают.

Отдать предпочтение одному из трех решений на основании статистических критериев не удастся. Поэтому наиболее вероятное решение было выбрано исходя из сравнения с набором амплитуд при 6 ГэВ/с, где было получено однозначное решение.

Основаниями для выбора явились следующие критерии:

1. Если при решении системы уравнений при 40 ГэВ/с в качестве начальных значений параметров воспользоваться набором амплитуд, полученным при 6 ГэВ/с, минимизация приводит к решению I.

2. Решение II не соответствует результату при 6 ГэВ по знаку фазы амплитуд F_{1+}^+ и F_{1-}^- .

3. Решение III дает слишком большую величину отношения $|F_{1+}^+|/|F_{1-}^-|$ по сравнению с результатом, полученным при 6 ГэВ.

Таким образом, в качестве наиболее предпочтительного было выбрано решение I. Одним из свойств этого решения является одновременное изменение знака реальной и мнимой частей амплитуды F_{1+}^+ при $|t| \approx 0,22$ (ГэВ/с)² (рис. 8). Поскольку $R^0 \approx Im(F_{1+}^+) \cdot (F_{1-}^-)^*$, это приводит к минимуму в поляризации реакции перезарядки $\pi^- p \rightarrow \pi^0 p$ в области $0,2 < |t| < 0,27$ (ГэВ/с)².

Показано, что из существующего при 40 ГэВ/с набора экспериментальных данных фазы спиральных амплитуд для $|t| > 0,5$ (ГэВ/с)² без-модельным способом определить не удастся. Для определения этих фаз

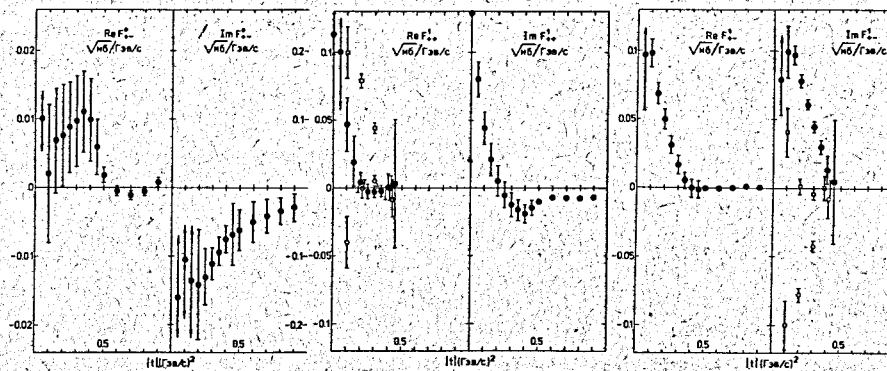
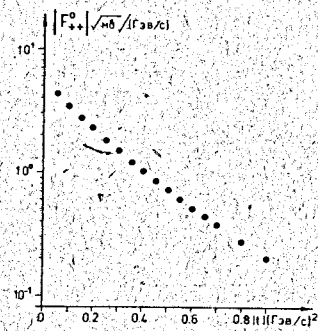


Рис. 8. Реальные и мнимые части спиральных амплитуд пион-нуклонного рассеяния $F_{\mu\nu}^I$ в прямом s -канале при 40 ГэВ/с.

Индекс I - состояние по изотопическому спину; индексы $\mu, \nu = \pm \frac{1}{2}$ - спиральность нуклонов до и после рассеяния. Амплитуда F_{++}^0 - чисто мнимая ($\varphi_{++}^0 = \frac{\pi}{2}$), \bullet - решение I; \circ - решение II; \square - решение III.



и дискриминации решений необходимо провести точные измерения R^+ и R^- в соответствующем интервале t .

В заключении сформулированы основные результаты и выводы работы:

1. С участием диссертанта создана экспериментальная установка для измерения поляризации в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 p$ при импульсе 40 ГэВ/с. Установка проработала на ускорителе ИФЭВ около 5000 часов.
2. Создана аппаратура для измерения среднего импульса пучков адронов и электронов и проведены соответствующие измерения.
3. С помощью созданной установки впервые выполнено измерение поляризации в зарядовообменном $\pi^- p$ -рассеянии при 40 ГэВ/с с регистрацией всех продуктов в конечном состоянии реакции. Регистра-

ция нейтрона отдачи при этом дала убедительное доказательство того, что систематические ошибки в эксперименте незначительны и не выйдут за пределы статистических ошибок.

4. Полученные данные по поляризации в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ при импульсе 40 ГэВ/с показали сложную зависимость $P(t)$ в исследованном интервале квадрата переданного четырехимпульса t . В частности, в области $0,2 < |t| < 0,27$ (ГэВ/с)² обнаружен ранее не предсказанный минимум в t -зависимости поляризации.

5. Полученная зависимость $P(t)$ находится в заметном противоречии с существовавшими к началу работы предсказаниями, сделанными на основании известных теоретических моделей.

6. Проведено прямое (безмодельное) восстановление амплитуд πN -рассеяния. При этом получено три решения. Сравнением с амплитудами πN -рассеяния при более низких энергиях (6 ГэВ) выбрано наиболее предпочтительное решение.

Результаты восстановления амплитуд πN -рассеяния показывают, что для устранения неоднозначности результата при этой энергии необходимо выполнить измерение параметров поворота спина R в реакциях $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p$ и $\pi^- p \rightarrow \pi^- p$ с лучшей точностью и в более широком интервале t .

7. В результате анализа выбранного решения найдено, что минимум в поляризации перезарядки $\pi^+ p \rightarrow \pi^0 n$ в области $0,2 < |t| < 0,27$ (ГэВ/с)² обусловлен одновременным изменением знака реальной и мнимой частей амплитуды F_{++} , то есть имеет ту же природу, что и так называемый "кроссовер-эффект".

Результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Аввакумов И.А., Апокин В.Л., Багатурия Ю.Ш., Беликов Н.И., Борисов Н.С., Васильев А.Н., Глonti Л.Н., Деревщиков А.А., Казаринов Ю.М., Либург М.Ю., Матафонов В.Н., Матуленко Ю.А., Мачарашвили Г.Г., Мещанин А.П., Морозов А.А., Мысник А.И., Неганов А.Б., Неганов Б.С., Нурушев С.Б., Парфенов Л.Б., Прудкогляд А.Ф., Сиксин В.В., Соловьев Л.Ф., Соловьянов В.Л., Усов Ю.А., Хачатуров Б.А. Измерение поляризации в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$, $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ при импульсе 40 ГэВ/с с регистрацией всех продуктов реакции. ЛФ, 1985, т.41, вып.1, с. 116-125.
2. Хачатуров Б.А. Измерение поляризации в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ с регистрацией нейтрона отдачи при импульсе 40 ГэВ/с. - Международный семинар по спиновым явлениям в физике высоких энергий (Противно, 14-17 сентября 1983), Серпухов, 1984, с. 81-86.

3. Вишневский Н.К., Ронжин А.И., Семенов В.К., Хачатуров Б.А. Двухкоординатный сцинтилляционный годоокоп на основе годоскопических фотоумножителей. ПТЭ, 1982, № 4, с.49-52.
4. Васильев А.Н., Вишневский Н.К., Матуленко Ю.А., Монич Е.А., Нурушев С.Б., Ронжин А.И., Рыкалин В.И., Семенов В.К., Хачатуров Б.А. Применение сцинтилляционных годоскопов на основе годоскопических фотоумножителей для измерения импульса и быстрого отбора частиц. ПТЭ, 1982, № 4, с.52-56.
5. Казаринов Ю.М., Поташникова И.К., Хачатуров Б.А., Деревщиков А.А. Амплитудный анализ πN -рассеяния при импульсе 40 ГэВ/с. Сообщение ОИЯИ, PI-85-426, Дубна, 1985, 15 с.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 июля 1985 года.