

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P1-84-311

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

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1984

Н.С.Борисов, Ю.М.Казаринов, М.Ю.Либург, В.Н.Матафонов,  
А.Б.Неганов, Б.С.Неганов, Ю.А.Усов, Б.А.Хачатуров  
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

И.А.Аввакумов, В.Д.Апокин, Н.И.Беликов, А.Н.Васильев,  
А.А.Деревщиков, Ю.А.Матуленко, А.П.Мещанин, А.А.Морозов,  
А.И.Мысник, С.Б.Нурушев, Л.Б.Парфенов, А.Ф.Прудкогляд,  
В.В.Сиксин, Л.Ф.Соловьев, В.Л.Соловьянов  
Институт физики высоких энергий, Серпухов

Ю.Ш.Багатурия, Л.Н.Глonti, Г.Г.Мачарашвили  
Институт физики высоких энергий Тбилисского  
государственного университета

## Исследование поляризации в реакции перезарядки

$$\pi^- p \rightarrow \pi^0 n, \pi^0 \rightarrow 2\gamma$$

/1/

при импульсе 40 ГэВ/с проводилось для завершения серии экспериментов, необходимых для однозначного определения амплитуды пион-нуклонного рассеяния и проверки предсказаний различных теоретических моделей.

Ранее авторами опубликованы результаты, полученные на основе обработки данных эксперимента без регистрации нейтронов отдачи /1/. В настоящей работе приведен результат обработки событий с регистрацией обоих продуктов реакции /1/. В этом случае использование упругой кинематики в качестве критерия отбора позволило существенно уменьшить фон от сложных ядер, содержащихся в поляризованной протонной мишени, и заметно понизить вклад неупругих реакций, идущих с образованием  $\pi^0$ -мезонов, что в значительной мере позволяет исключить основные источники систематических ошибок.

### 1. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

#### 1.1. Экспериментальная установка

Экспериментальная установка состояла из следующих основных узлов /рис.1/:

- 1/ Аппаратура для регистрации пучка,
- 2/ Поляризованная протонная мишень.
- 3/ Система счетчиков антисовпадений /вето-счетчиков/ вокруг мишени, обеспечивавших подавление фоновых процессов.
- 4/ Нейтронный детектор, служивший для кинематического выделения изучаемой реакции.
- 5/ Гамма-детектор полного поглощения, имевший 260 счетчиков черенковского излучения, обеспечивавших измерение энергии и координат гамма-квантов от распада  $\pi^0$ -мезонов.
- 6/ Система автоматического считывания и контроля поступавшей информации.

Пучок  $\pi^-$ -мезонов с импульсом 40 ГэВ/с мониторировался с помощью трех сцинтилляционных счетчиков  $S_1, S_2, S_3$  и фокусировался на поляризованную протонную мишень /ПМ/. Сорт частиц, падающих на мишень, идентифицировался тремя пороговыми черенковскими счетчиками  $C_1, C_2, C_3$ . Угол входа частицы в мишень

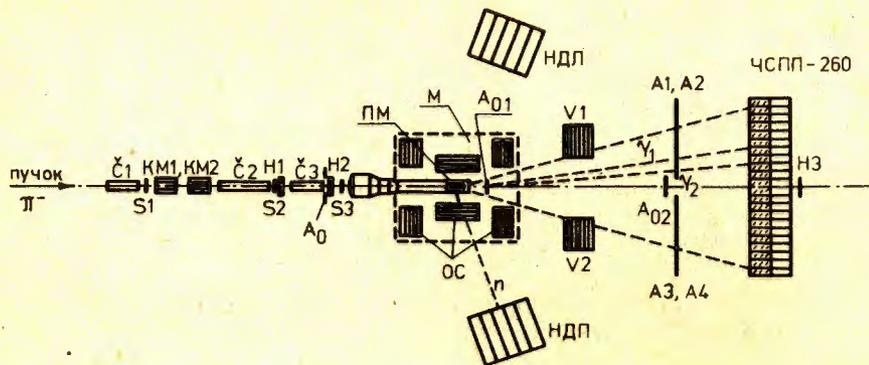


Рис.1. Схема расположения экспериментальной установки для измерения поляризации  $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$ .  $S_1, S_2, S_3, C1 \div C3$  - сцинтилляционные и пороговые черенковские счетчики;  $H1, H2$  - пучковые годоскопы;  $KM1, KM2$  - корректирующие пучковые магниты;  $ОС$  - система вето-счетчиков;  $ПМ$  - поляризованная протонная мишень "замороженного" типа;  $М$  - магнит мишени;  $A_{01}, A_{02}, A1 \div A4$  - счетчики антисовпадений;  $ЧСПП-260$  - гамма-спектрометр;  $H3$  - годоскоп для контроля положения  $\gamma$ -спектрометра;  $НДП$ ,  $НДП$  - левый и правый блоки нейтронного детектора.

с точностью  $\pm 0,4$  мрад определялся двумя двухкоординатными годоскопами  $H1(X1, Y1)$  и  $H2(X2, Y2)$ .

В поляризованной протонной мишени "замороженного" типа с горизонтальным криостатом <sup>2/</sup> в качестве рабочего вещества использовался пропандиол ( $C_3H_8O_2$ ). Отношение поляризованных протонов к общему их количеству составляло 19%. Среднее значение поляризации мишени в течение эксперимента - 80%.

Система вето-счетчиков вокруг мишени  $ОС$  состояла из шести блоков, перекрывающих весь телесный угол  $4\pi$  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  $3-4$  радиационные длины/ для регистрации гамма-квантов. Все вето-счетчики были включены на антисовпадение с пучковым монитором. Параллельно измерялись случайные антисовпадения вето-счетчиков с пучковым монитором для внесения поправки в показания монитора при обработке зарегистрированных событий.

Для регистрации пары гамма-квантов от распада  $\pi^0$ -мезона использовался годоскопический черенковский спектрометр  $ЧСПП-260$  <sup>4/</sup>, содержащий 260 счетчиков полного поглощения с радиаторами из свинцового стекла размером  $38 \times 38 \times 450$  мм<sup>3</sup>. Энергетическое разрешение спектрометра, определенное по  $2\gamma$ -событиям

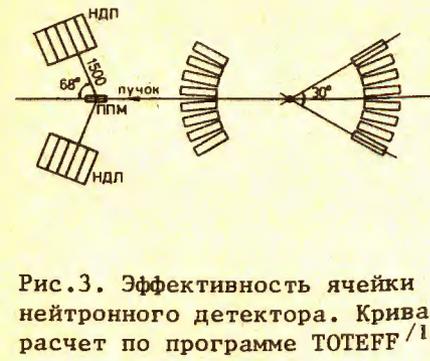
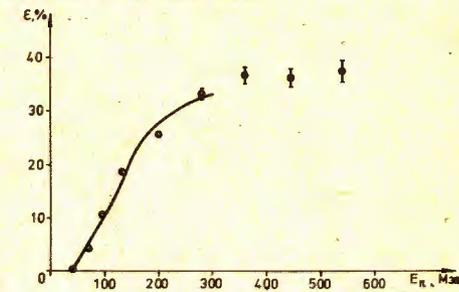


Рис.3. Эффективность ячейки нейтронного детектора. Кривая - расчет по программе TOTEFF  $/10/$ .

Рис.2. Схема расположения нейтронного детектора.



реакции  $1/$ , 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  $\approx 1\%$ . Калибровочные измерения гамма-спектрометра проводились в начале каждого сеанса на электронном пучке с энергией 26 ГэВ. При наборе статистики градуировка энергетической шкалы спектрометра непрерывно контролировалась с помощью вспышек света заданной интенсивности, подаваемых от светодиода на счетчики гамма-спектрометра. Установка гамма-спектрометра на ось пучка проводилась с помощью годоскопа  $H3$ .

Нейтронный детектор /рис.2/ состоял из двух годоскопических блоков, установленных симметрично относительно оси пучка /НДП и НДП/. Оба блока имели угловой акцептанс  $30^\circ$  по азимутальному углу  $\phi$  каждый и регистрировали нейтроны в интервале  $0,15 \leq |t| \leq 1,3$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>. Блоки разделены на ячейки из пластического сцинтиллятора размером  $10 \times 10 \times 50$  см<sup>3</sup>, каждая из которых с торца просматривалась фотоумножителем. Блок состоял из 40 ячеек: по 5 ячеек в горизонтальном слое /угол отдачи нейтронов/,

все 8 слоев по вертикали /азимутальный угол/. Эффективность отдельной ячейки нейтронного детектора составляла 30-35% для нейтронов с энергией больше 200 МэВ /рис.3/. Калибровка счетчиков нейтронного детектора проводилась на пучке мюонов с импульсом 40 ГэВ/с в начале каждого сеанса.

Счетчики  $A_{01}, A_{02}, A1-A4$  /рис.1/ использовались для организации "нейтрального триггера".

## 1.2. Электронная аппаратура

На рис.4 приведена структурная схема электронной аппаратуры установки. Электронная аппаратура состоит из унифицированных модулей наносекундной электроники, блоков амплитудных преобразователей /БАП/, пересчетных приборов /ПП/, регистров  $1/P$  и другой вспомогательной аппаратуры /систем СУММА <sup>8/</sup> и КАМАК <sup>9/</sup>.

Функционально электронику установки можно разделить на 4 части: пучковую, триггерную, спектрометрическую и обслуживающую.

Сигналы от мониторных счетчиков, пучковых годоскопов, черенковских счетчиков и нейтронного детектора формировались и затем поступали на вход логических схем или в регистры. Сигналы от вето-счетчиков через линейные разветвители подавались в регистры для выработки сигнала триггера, в регистры для определения количества случайных совпадений вето-счетчиков с пучковым монитором  $S_1 \cdot S_2 \cdot S_3$  и на вход блоков амплитудных преобразователей для измерения амплитуд сигналов для контроля за работой вето-счетчиков.

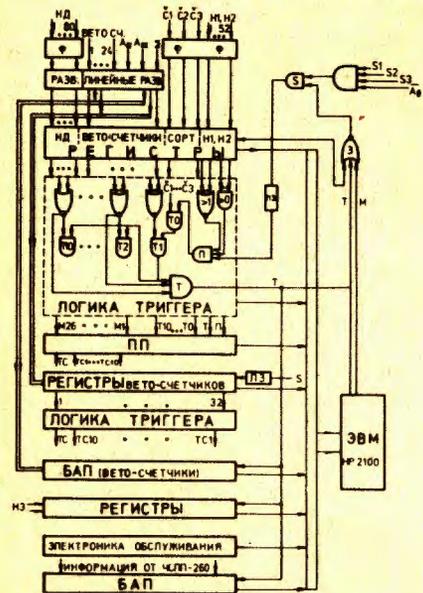


Рис. 4. Блок-схема электронной аппаратуры.

В блоке ЛТ прежде всего вырабатывался сигнал

$BEAM = S \cdot (X1 > 0) \cdot (X2 > 0) \cdot (Y1 > 0) \cdot (Y2 > 0) \cdot (X1 > 1) \cdot (X2 > 1) \cdot (Y1 > 1) \cdot (Y2 > 1)$ ,  
указывающий на то, что в каждом пучковом годоскопе срабатывал только один счетчик, т.е. через мишень прошла одна частица. Затем определялся сорт частицы:

$$T_0 = BEAM \cdot [1.2 - 1.2] \quad \pi^- \text{-мезон,}$$

$$T_0 = BEAM \cdot (\bar{1} \cdot 2) \quad K^- \text{-мезон,}$$

$$T_0 = BEAM \cdot (\bar{1} \cdot \bar{2}) \quad \text{антипротон,}$$

где 1 - сумма сигналов пороговых черенковских счетчиков  $\check{C}1$  и  $\check{C}2$ , регистрировавших  $\pi^-$ -мезоны, 2 - сигнал счетчика  $\check{C}3$ , регистрировавшего  $\pi^-$  и  $K^-$ -мезоны.

Наконец вырабатывалось положительное решение ЛТ, разрешавшее запись события в ЭВМ, которое определялось условием:

$$TR - EVENT = T_0 \cdot (\sum A_i) \cdot \Sigma,$$

где  $A_i$  - сигналы от вето-счетчиков и счетчиков антисовпадений  $A_{01}, A_{02}, A1-A4, V1$  и  $V2$  /рис.1/.

Число запусков установки при работе с поляризованной мишенью составляло  $1,5 \cdot 10^{-5}$  от потока, прошедшего через поляризованную мишень.

После получения сигнала TR-EVENT ЭВМ накладывала запрет на прием в регистры и каналы БАП информации от нового события на время /3 мс/, необходимое для считывания информации.

### 1.3. Система сбора данных

Для накопления данных в эксперименте использовалась ЭВМ HP-2100A 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 DASY<sup>5,6/</sup>.

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, выполнявшиеся перед набором данных с установки.

По сигналу TR-EVENT ЭВМ принимала информацию о событии /длина 400 слов/ за время 3 мс, записывала ее на диск и после конца цикла работы ускорителя переписывала на магнитную ленту. Для контроля за прохождением пучка, анализа работы пучковых годоскопов, системы вето-счетчиков и черенковских счетчиков часть событий обрабатывалась во время набора статистики. Кроме того, контролировалась стабильность каждого канала гамма-спектрометра и эффективность нейтронного детектора.

Контроль за правильностью работы установки в целом осуществлялся путем накопления характеристик реконструированных событий; распределений по азимутальному углу и квадрату переданного четырехимпульса  $t$  продуктов изучаемой реакции, энергетических и массовых спектров  $\pi^0$ -мезонов для разных интервалов  $t$ .

Через определенные интервалы /обычно после набора 10-12 тысяч событий/ на системные внешние устройства - дисплей, линейную печать и телевизионный монитор выводился протокол, включающий в себя накопленные гистограммы, таблицы и матрицы.

Для настройки и калибровки отдельных узлов установки в системе сбора данных была предусмотрена возможность 16 независимых режимов работы установки, позволявших оперативно проводить настройку пучка, падающего на мишень, подбор задержек сигналов для совпадения с триггером, калибровку гамма-спектрометра, гео-

метрическую привязку детекторов, вычисление геометрических констант установки и т.д.

Более подробно экспериментальная установка описана в [3, 4].

## 2. ОБРАБОТКА ДАННЫХ

### 2.1. Вычисление поляризации и определение ошибки в реакции перезарядки /1/

В эксперименте измеряется асимметрия

$$\epsilon(t)_{\text{изм}} = \frac{N^+(t) - N^-(t)}{N^+(t) + N^-(t)}, \quad /6/$$

где  $N^+(t)$  и  $N^-(t)$  - число событий, зарегистрированных при положительном и отрицательном направлениях поляризации мишени, нормированных на поток частиц, прошедших через мишень. При этом асимметрия, связанная с обменным  $\pi^-p$ -рассеянием на поляризованных протонах мишени, равна

$$\epsilon(t) = \epsilon(t)_{\text{изм}} \cdot D(t), \quad /7/$$

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

$$D(t) = \frac{N^+(t) + N^-(t)}{N^+(t) + N^-(t) - 2 \cdot K \cdot N^e(t)}, \quad /8/$$

где  $N^e(t)$  - число событий, зарегистрированных от безводородного эквивалента поляризованной протонной мишени,  $K$  - коэффициент, учитывающий неэквивалентность по содержанию сложных ядер в поляризованной мишени и безводородном эквиваленте и поправки на ядерное поглощение  $\pi^-$ -мезонов и радиационное поглощение гамма-квантов.

Если  $\epsilon(t)$  мала ( $\epsilon(t) < 0,1$ ), то ее ошибка с хорошей точностью определяется выражением

$$\Delta \epsilon(t) \approx \frac{D(t)}{\sqrt{N^+(t) + N^-(t)}}, \quad /9/$$

Поляризация  $P(t)$  в реакции перезарядки /1/ связана с асимметрией  $\epsilon(t)$  соотношением:

$$P(t) = \frac{\epsilon(t)}{P_T \cdot \langle \cos \phi \rangle}, \quad /10/$$

где  $P_T$  - средняя поляризация мишени,  $\langle \cos \phi \rangle$  - усредненный по всем событиям косинус угла между нормалью к плоскости рассеяния и направлением поляризации мишени. Соответственно, статистическая ошибка поляризации  $\Delta P(t)$  равна:

$$\Delta P(t) = \pm \frac{D(t)}{P_T \cdot \langle \cos \phi \rangle \sqrt{N(t)}}. \quad /11/$$

Из выражения /11/ следует, что статистическая ошибка при измерении поляризации в реакции перезарядки /1/ линейно зависит от  $D(t)$  и обратно пропорциональна корню квадратному из  $N(t) = N^+(t) + N^-(t)$ .

Как известно, при работе с жидководородной мишенью выделение реакции перезарядки на фоне других процессов вполне возможно при использовании в эксперименте одного гамма-детектора [11-13]. В нашем случае, однако, положение заметно усложняется из-за присутствия в протонной поляризованной мишени сложных ядер, сильно увеличивающих фон. Из /11/ легко показать, что при регистрации обоих продуктов реакции перезарядки /1/ для получения той же статистической точности, что и при детектировании одних гамма-квантов от распада  $\pi^-$ -мезонов, необходимо выполнить следующее условие:

$$\frac{D_H}{\sqrt{K_H \cdot D_\gamma}} = 1, \quad /12/$$

где  $D_H$  и  $D_\gamma$  - значение  $D(t)$  в эксперименте с регистрацией и без регистрации нейтронов соответственно,  $K_H$  - относительная эффективность плеча, детектирующего нейтроны. Однако использование полной кинематики реакции /1/ в случае регистрации обоих продуктов реакции дает дополнительно важное преимущество - практически полностью исключает фон от неупругих процессов, происходящих на водороде мишени, и, следовательно, полностью исключает этот основной источник систематических ошибок.

### 2.2. Выделение событий реакции перезарядки /1/

За время работы установки /1981-1982 гг./ было набрано около  $1,2 \cdot 10^7$  событий перезарядки на поляризованной протонной мишени и ее безводородном эквиваленте, из них  $7,5 \cdot 10^5$  - случаи со сработавшим нейтронным детектором. События со сработавшим нейтронным детектором после предварительного анализа были отобраны, записаны на магнитные ленты и затем обрабатывались отдельно\*.

Программа обработки разделялась на две части:

I. Выделение  $\pi^0$ -мезона.

\* Как уже указывалось ранее, первые сведения об асимметрии в угловом распределении  $\pi^0$  в реакции /1/ при 40 ГэВ/с были получены из обработки событий, зарегистрированных одним гамма-детектором /1/.

II. Восстановление кинематических параметров нейтрона и соответствующий отбор событий реакции перезарядки /1/.

Для выделения  $\pi^0$ -мезона использовались следующие критерии отбора событий с двумя гамма-квантами в спектрометре /63% от общего числа событий/:

1/ Отбирались события, в которых отклонения значений пересчетов /ПП/ от средних значений не превышали трех ошибок /отброшено 5% событий/.

2/ Отбирались события с массой рассеянной частицы в интервале /115-150/ МэВ. /Отброшено 24%, в основном  $\eta$ -мезоны/.

3/ Энергия пары гамма-квантов находилась в интервале 36-44 ГэВ. /Отброшено 5%/.

4/ В распределении по  $\cos \theta^* / \theta^*$  - угол вылета быстрого гамма-кванта в системе покоя  $\pi^0$ -мезона/ отбирались события с  $\cos \theta^* \leq 0,8$  /отброшено 6,1%/.

Границы отбора для условий 2-3 показаны на рис.5. Для дальнейшего анализа осталось ~23% событий. Более подробно критерии отбора  $\pi^0$ -мезона описаны в /7/.

При восстановлении кинематических параметров нейтронов использованы следующие критерии, налагаемые кинематикой реакции: 1/ Отбор по множественности - в нейтронном детекторе должен сработать только один счетчик. /Отброшено 9%/.

2/ Отбор по углу отдачи  $\theta_R$  нейтрона. /Отброшено ~7%/.

Угловое разрешение для каждой из пяти вертикальных секций НД с учетом длины мишени и границы отбора / $\pm 6^\circ$ / показано на рис.6.

3/ Отбор по компланарности - 5%.

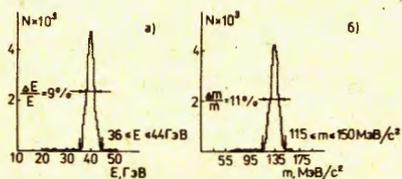


Рис.5. а) Измеренный энергетический спектр  $2\gamma$ -событий; стрелками указаны границы отбора  $\pi^0$ -мезона  $36 < E < 44$  ГэВ. б) Спектр масс пар гамма-квантов после 1C-фита. Границы отбора  $115 \leq m_{\gamma\gamma} \leq 150$  /МэВ/с<sup>2</sup>/.

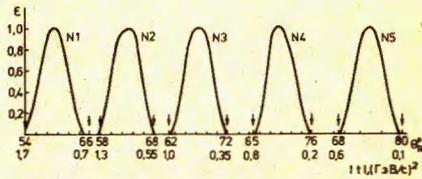


Рис.6. Разрешение по углу отдачи нейтрона  $\theta_R$  для пяти вертикальных секций нейтронного детектора. Стрелками указаны границы отбора.

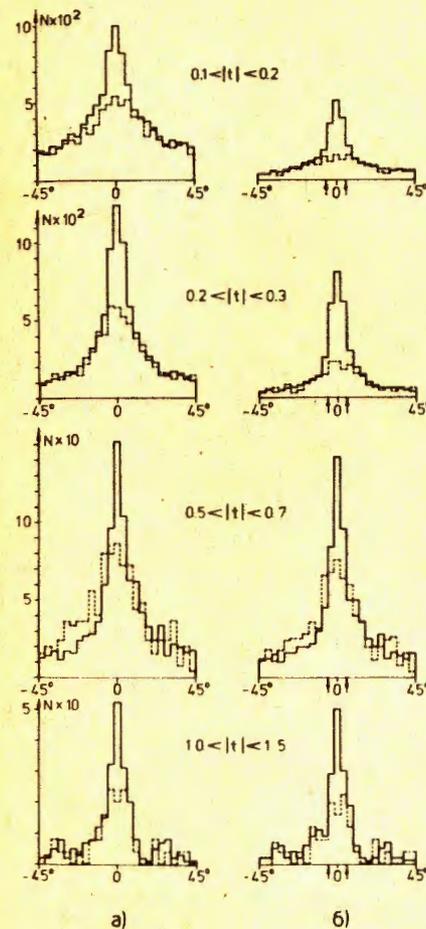


Рис.7. Распределения по  $t$  разности  $\Delta\phi = 180^\circ - (\phi_{\pi^0} - \phi_n)$ , где  $\phi_{\pi^0}$  и  $\phi_n$  - азимутальные углы  $\pi^0$ -мезона и нейтрона соответственно. Стрелками указаны границы отбора: а) до отбора по  $\theta_R$ , б) после отбора по  $\theta_R$ .

Поскольку при рассеянии на протонах сложных ядер мишени компланарность нарушается из-за фермиевского движения, вводился отбор по распределениям  $N(t, \Delta\phi)$ , показанный на рис.7. Граница отбора по разности азимутальных углов  $\Delta\phi = \phi_{\pi^0} - \phi_n$  составила  $+6^\circ$ .

В результате применения всех критериев отбора для определения асимметрии осталось примерно 2% событий. Отношение величин, использованных для вычисления статистической ошибки результата /11/ для случаев без регистрации /1/ и с регистрацией нейтронов показаны в табл.1.

Таблица 1

$\langle \cos \phi \rangle_{\pi^0}$	$\frac{D(t)_{\pi^0}}{D(t)_{\pi^0 n}}$	$\sqrt{\frac{N(t)_{\pi^0}}{N(t)_{\pi^0 n}}}$
$\langle \cos \phi \rangle_{\pi^0 n}$		
0,65	3÷5	8÷10

Основными источниками систематических ошибок в нашем эксперименте являются:

1/ Ошибка в измерении поляризации мишени  $\pm 3\%^{1/2}$ .

2/ Ошибка в определении коэффициента К, использованного для вычисления  $D(t)$  в выражении /8/, несущественна при определении ошибки результата, т.к. при регистрации нейтронов фон от сложных ядер мишени  $N^Q(t)$  мал и  $D(t) \approx 1$  /табл.2, рис.8/.

3/ Ошибка при вычитании фона от неупругих реакций на водороде, основными из которых являются реакции:  $\pi^- p = \pi^0 + N^*(1236)$ ,

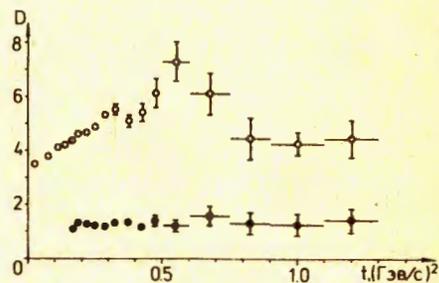
9

Таблица 2

№ п/п	$\Delta t, (\text{ГэВ}/\text{с})^2$	D(t)		P(t), %		P(t) <sub>Σ</sub> , %
		A	Б	A	Б	
I	0,00 ±0,05		3,51±0,07		0,4±I,3	0,4±I,3
2	0,05 ±0,1		3,78±0,04		1,4±I,4	1,4±I,4
3	0,1 ±0,125		4,14±0,07		2,6±I,6	2,6±I,6
4	0,125±0,15		4,21±0,07		4,2±I,6	4,2±I,6
5	0,15 ±0,175	I,10±0,05	4,39±0,08	8,6±5,8	4,4±I,6	5,3±I,5
6	0,175±0,2	I,31±0,07	4,64±0,10	10,6±5,9	2,9±2,3	5,1±2,1
7	0,2 ±0,225	I,26±0,07	4,70±0,11	-6,5±5,9	-1,2±2,4	-2,7±2,2
8	0,225±0,275	I,22±0,06	4,93±0,10	0,3±3,8	0,6±I,8	0,5±I,6
9	0,275±0,3	I,19±0,06	5,33±0,19	12,9±5,8	7,3±3,3	9,3±2,9
10	0,3 ±0,35	I,33±0,06	5,55±0,18	-0,9±5,0	3,5±2,8	1,9±2,4
11	0,35 ±0,4	I,36±0,08	5,11±0,22	0,0±6,1	4,5±3,8	2,8±3,2
12	0,4 ±0,45	I,18±0,07	5,43±0,33	-14,5±6,6	-6,8±6,1	-10,5±4,5
13	0,45 ±0,5	I,41±0,19	6,14±0,54	16,8±10,3	-17,7±8,4	-2,2±6,5
14	0,5 ±0,6	I,23±0,19	7,30±0,73	-26,2±11,0	1,9±9,5	-11,1±7,2
15	0,6 ±0,75	I,59±0,36	6,12±0,77	-25,9±15,3	5,7±8,8	-5,8±7,6
16	0,75 ±0,9	I,31±0,4	4,45±0,76	25,4±16,0	18,1±8,2	20,6±7,3
17	0,9 ±I,1	I,27±0,4	4,28±0,42	-4,3±16,0	16,3±9,0	8,9±7,8
18	I,1 ±I,3	I,43±0,45	4,46±0,68	16,0±23,0	20,2±11,0	18,8±10,0
19	I,3 ±I,5		4,89±I,28		-30,3±18,6	-30,3±18,6
20	I,5 ±2,0		3,74±I,34		-7,9±16,6	-7,9±16,6

A - результат получен при обработке событий в данной работе.  
 Б - результат получен при обработке событий без регистрации нейтрона отдачи /1/. P(t)<sub>Σ</sub> - усредненная поляризация в перезарядке /1/, полученная из А и Б.

Рис.8. Коэффициент D(t), учитывающий наличие протонов сложных ядер в мишени; о - без регистрации нейтрона отдачи; ● - с регистрацией нейтрона отдачи.



$N^*(1236) \rightarrow \pi^0 n$ ,  $\pi^- p = \pi^0 + \pi^+ + n$ . Указанные реакции имитируют изучаемую реакцию перезарядки /1/ в том случае, если продукты распада одного из  $\pi^0$ -мезонов не регистрируются системой вето-счетчиков из-за ее недостаточно высокой эффективности. Использование полной кинематики реакции при прочих равных условиях более чем на порядок понижает этот фон и, кроме того, дает эффективный способ его вычитания по крыльям гистограмм отклонений от упругой кинематики /см.рис.7/.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Значения поляризации, полученные в результате обработки событий с зарегистрированным нейтроном отдачи, представлены в табл.2 и на рис.9. Там же приведены суммарные результаты работы /1/ и данной работы. Сложение результатов оправдано, поскольку получены они из обработки двух независимых наборов данных.

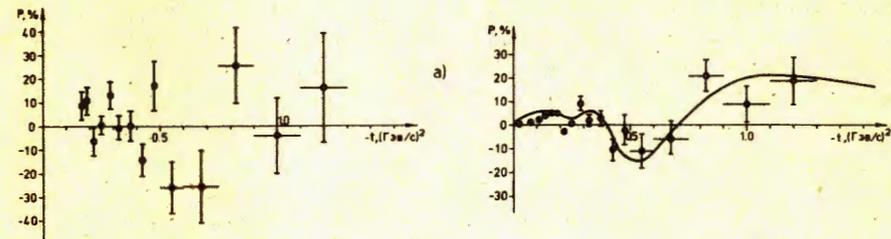


Рис.9. Зависимость поляризации в реакции  $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$  от t при импульсе 40 ГэВ/с: а) результат получен по событиям с регистрацией нейтрона отдачи, б) результат, полученный усреднением данных с зарегистрированным нейтроном отдачи и без регистрации нейтрона /1/. Сплошная кривая P(t) из /15/.

Сравнение результатов /1/ в той области t, где эффективно работает нейтронный детектор, показывает, что эти данные в пределах ошибок согласуются достаточно удовлетворительно. Этот факт свидетельствует о том, что оценка систематической ошибки в величине поляризации, возникающей за счет фона квазиупругих и неупругих событий, в /1/ сделана правильно.

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

1/ В области  $|t| \leq 0,4 (\text{ГэВ}/\text{с})^2$  поляризация положительна, достигает в максимуме величины 5%, однако при  $|t| = 0,2-0,3 (\text{ГэВ}/\text{с})^2$  имеет узкий минимум, впервые обнаруженный в /1/. Интересно отметить, что при  $|t| = 0,25 (\text{ГэВ}/\text{с})^2$  наблюдается равенство дифференциальных сечений  $\pi^+ p$ - и  $\pi^- p$ -упругого рассеяния /1/ кроссовер-эффект /1/. Возможно, что в основе обоих явлений лежит одна и та же причина.

2/ В области минимума дифференциального сечения реакции  $\pi^-p$  /1/  $0,6 \text{ (ГэВ/с)}^2$  поляризация меняет знак, становится отрицательной.

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

4/ В области  $1,3 \leq |t| \leq 2 \text{ (ГэВ/с)}^2$  поляризация вновь имеет тенденцию к изменению знака  $P = -16 \pm 10\%$ .

Полученная зависимость  $P(t)$  как уже отмечалось в /1/, находится в резком противоречии с существующими предсказаниями теоретических моделей. Опубликованные ранее данные стимулировали появление новых теоретических работ /14-17/. На рис. 9 показано описание  $P(t)$ , полученное в одной из этих работ /15/ в рамках модели Редже с нелинейными траекториями.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить дирекции ОИЯИ, ИФВЭ и ИФВЭ ТГУ за постоянную поддержку настоящей работы. Мы признательны Л.Д.Соловьеву, Ю.Д.Прокошкину, Н.И.Тюрину, Л.И.Липидусу, Л.Л.Енковскому и Ю.И.Арестову за полезные обсуждения результатов работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Arokin V.D. et al. Zeitschrift für Phys., 1982, C15, p.293-298.
2. Борисов Н.С. и др. ОИЯИ, 1-80-98, Дубна, 1980.
3. Аввакумов И.А. и др. Препринт ИФВЭ, 81-15, Серпухов, 1981.
4. Аввакумов И.А. и др. Препринт ИФВЭ, 82-49, Серпухов, 1982.
5. Зелепукин С.А. и др. Препринт ИФВЭ, 76-107, Серпухов, 1976.
6. Зелепукин С.А. и др. Препринт ИФВЭ, 77-82, Серпухов, 1977.
7. Васильев А.Н. и др. Препринт ИФВЭ, 82-30, Серпухов, 1982.
8. Бушнин Ю.Б. и др. Препринт ИФВЭ, 72-49, Серпухов, 1972.
9. Антюхов В.А. и др. ОИЯИ, 10-82-844, Дубна, 1982.
10. Kursz R.J. Preprint UCRL-11339, 1964.
11. Бинон Ф. и др. Препринт ИФВЭ, 78-133, Серпухов, 1978.
12. Бинон Ф. и др. ЯФ, 1981, 33, с.1244.
13. Binon F. et al. Nucl. Instr. and Meth., 1981, 188, p.507.
14. Арестов Ю.А., Нурушев С.Б. Препринт ИФВЭ, 83-28, Серпухов, 1983.
15. Енковский Л.Л., Струминский Б.В. Препринт ИТФ АН УССР, 82-160Р, Киев, 1983.
16. Сиксин В.В., Щелкачев А.В. Препринт ИФВЭ, 82-44, Серпухов, 1982.
17. Gaeron P., Nicolescu V., Lieder E. Preprint IPNO/TH, 83-62, 1983.

Рукопись поступила в издательский отдел  
3 мая 1984 года.

Борисов Н.С. и др.

P1-84-311

Измерение поляризации в реакции  $\pi^-p \rightarrow \pi^0n, \pi^0 \rightarrow 2\gamma$

при импульсе 40 ГэВ/с с регистрацией всех продуктов реакции

Представлен результат измерения поляризации в реакции перезарядки  $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$ . Ранее авторами опубликованы результаты, полученные на основе обработки данных эксперимента без регистрации нейтронов отдачи /1/. В настоящей работе приведен результат обработки событий с регистрацией обоих продуктов реакции. В этом случае использование упругой кинематики в качестве критерия отбора позволило существенно уменьшить фон от сложных ядер, содержащихся в поляризованной протонной мишени, и заметно понизить вклад от неупругих реакций, идущих с образованием  $\pi^0$ -мезонов, что в значительной мере позволяет исключить основные источники систематических ошибок. Приведены полученные данные по поляризации в перезарядке в интервале  $0 < |t| < 2 \text{ (ГэВ/с)}^2$ .

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Borisev N.S. et al.

P1-84-311

Measurement of Polarization in the  $\pi^-p \rightarrow \pi^0n, \pi^0 \rightarrow 2\gamma$  Reaction at 40 GeV/c with the Registration of All Reaction Products

The polarization parameter has been measured in  $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$  charge exchange reaction. In our previous paper /1/ we have published polarization data obtained when only  $\pi^0$  were detected. In this paper we report the result of data analysis using also the neutron detector information. In this case, the elastic scattering kinematic constrains can be used to bring down systematic errors by reducing substantially the background due to pion interaction with polarized target material nuclei and inelastic processes on free protons. The  $t$ -dependence of the polarization, which appears to be rather complicated, is discussed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984