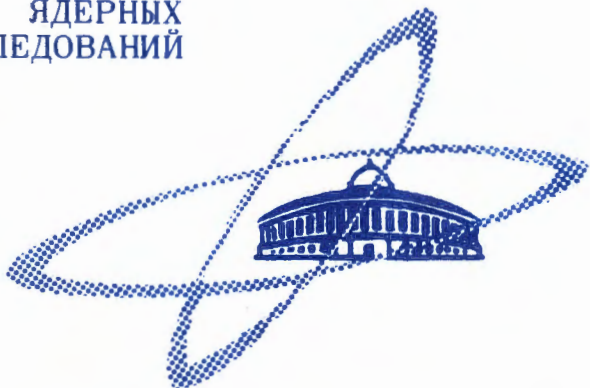


5743

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P1-5743

Л.Н. Глonti , Ю.М. Казаринов, М.Р. Хаятов

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ДЕПОЛЯРИЗАЦИЯ В УПРУГОМ
рп РАССЕЯНИИ ПРИ ЭНЕРГИИ 612 МЭВ

1971

P1-5743

Л.Н. Глonti *, Ю.М. Казаринов, М.Р. Хаятов

**ДЕПОЛЯРИЗАЦИЯ В УПРУГОМ
рп РАССЕЙАНИИ ПРИ ЭНЕРГИИ 612 МЭВ**

* Тбилиский государственный университет

SUMMARY

Depolarization in 612 MeV elastic pn-scattering has been measured to fill in the lack of experimental data in the pn-system necessary for the unambiguous determination of the 600-650 MeV nucleon-nucleon scattering amplitude.

The experimental set up (see Figs. 4 and 5) permitted measurements at two angles. The proton beam extracted from the accelerator was scattered on carbon at 6.3° (Fig. 2). The obtained polarized beam with the 0.332 ± 0.011 polarization underwent second scattering on deuteron neutrons (the difference effect of CD_2 and hydrogen was measured). The events of quasi-elastic pn-interactions were determined by the $C_1 + C_2 + C_3 - AC$ and $C_1' + C_2' + C_3' - AC'$ for two scattering angles, respectively, by means of fast coincidence-anti-coincidence circuits. The third analyzing scattering on carbon occurred in spark chambers. The pn-event selection was regulated by means of small spark chambers. The measurements were performed with four combinations of the first and second scattering (Fig. 6) to reject systematic errors.

The pictures obtained from spark chambers were measured with semi-automatic scanners and then the unknown D_{pn} parameters were determined by the maximum likelihood method. The analysis of possible systematic errors was made. The results of experiments are shown in Table 2. Fig. 8 shows the comparison of the obtained values of D_{pn} with the angular dependence $D_{pn}(\theta)$ calculated by the most probable phase shift set of ref.^{/2/}. As is seen from Fig. 8, rather a good fit is obtained. The same Fig. 8 shows the results of D_{pn} measurement at an angle of 112.3° obtained in ^{/5/}.

Измерение деполяризации в упругом pn-рассеянии при энергии 612 Мэв было предпринято с целью пополнить недостаток сведений о взаимодействии нуклонов в изосинглете, необходимых для однозначного определения амплитуды упругого рассеяния нуклонов нуклонами при энергиях 600 - 650 Мэв. На рис. 1 показаны две кривые зависимости деполяризации D_{pn} от угла рассеяния в с.ц.и., рассчитанные по двум наборам фазовых сдвигов, которые существовали при энергии 635 Мэв к моменту начала данной работы^{/1/}. Как видно из рисунка, кривые 2 и 3 заметно отличаются, и измерением деполяризации на углах 52° и 125° можно было бы отбросить один из существовавших наборов фазовых сдвигов. Измерения на угле 94° , где оба набора фазовых сдвигов предсказывают примерно одно и то же значение деполяризации, можно рассматривать как контрольные. Позднее, правда, по результатам измерения параметра A_{pn} один из существовавших наборов был отброшен^{/2/}. Однако полученное при этом однозначное определение амплитуды рассеяния, строго говоря, существует только при некоторых предположениях относительно характера процессов мезонообразования, которые были сделаны в работе^{/2/}, и поэтому требует дополнительных исследований.

1. Постановка эксперимента

Измерение деполяризации при рассеянии нейтронов протонами выполняется в эксперименте по тройному рассеянию. Первое рассеяние при этом используется для получения поляризованного пучка протонов. Поля-

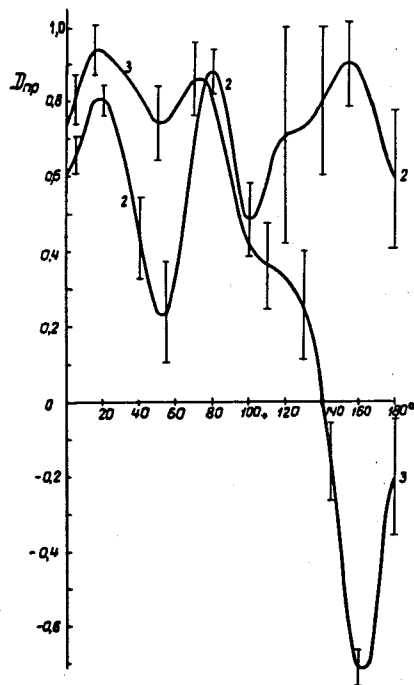


Рис. 1. Кривые зависимости D_{pn} от угла рассеяния для двух наборов фазовых сдвигов из работы/1/.

ризованный пучок затем рассеивается на "нейтронной" мишени (второе рассеяние). Деполаризация D_{pn} определяется по асимметрии углового распределения в третьем - анализирующем рассеянии.

Формула Вольфенштейна/3/ связывает угловое распределение и поляризацию, возникающую во втором рассеянии поляризованного пучка, с параметрами тройного рассеяния. Для случая, когда плоскости первого и второго рассеяния параллельны, или, что то же самое, параллельны нормали к этим плоскостям \vec{n}_1 и \vec{n}_2 , эта формула имеет вид:

$$I_2 \langle \vec{\sigma}_2 \rangle = I_{02} \{ [P_2 + D(P_1 \cdot \vec{n}_2)] \vec{n}_2 \}, \quad (1)$$

где I_2 - дифференциальное сечение рассеяния поляризованных протонов после второго рассеяния, I_{02} - то же самое для неполяризованного пучка, \vec{P}_1 - начальная поляризация протонов, P_2 - поляризация, возникающая при рассеянии неполяризованных протонов на нейтронах, $\langle \vec{\sigma}_2 \rangle$ - поляризация после второго рассеяния.

С другой стороны, известно, что

$$I_2 = I_{02} [1 + (\vec{P}_1 \cdot \vec{P}_2)] \quad (2)$$

и, следовательно,

$$\langle \vec{\sigma}_2 \rangle = \frac{[P_2 + D(P_1 \cdot \vec{n}_2)] \vec{n}_2}{1 + (\vec{P}_1 \cdot \vec{P}_2)} \quad (3)$$

Для третьего рассеяния, аналогично выражению (2), имеем:

$$I_3 = I_{03} [1 + (\vec{P}_3 \cdot \langle \vec{\sigma}_2 \rangle)]. \quad (4)$$

Из (3) и (4) получаем формулу для определения деполаризации:

$$I_3 = I_{03} \left\{ 1 + \frac{\vec{P}_3 [P_2 + D(P_1 \cdot \vec{n}_2)] \vec{n}_2}{1 + (\vec{P}_1 \cdot \vec{P}_2)} \right\},$$

где \vec{P}_3 - анализирующая способность третьей мишени. Учитывая направления векторов \vec{P}_1 , \vec{P}_2 , \vec{P}_3 и \vec{n}_2 , имеем:

$$I_3(\theta, \phi) = I_{03}(\theta) \left[1 + \frac{P_3(\theta) \cos \phi (P_2 \pm D P_1)}{1 \pm P_1 P_2} \right], \quad (5)$$

где θ и ϕ - полярный и азимутальный углы третьего рассеяния. Знаки "+" и "-" - соответствуют направлению первичной поляризации "вверх" x/ и "вниз".

Из выражения (5) для углового распределения частиц после третьего рассеяния следуют два способа измерения параметра D:

а) Измерение лево-правой асимметрии в третьем рассеянии:

$$\epsilon = \frac{L-R}{L+R} = \frac{P_3(\theta)(P_2 \pm D P_1)}{1 \pm P_1 P_2},$$

где L и R - скорости счёта детектора на угле θ влево и вправо от рассеивателя.

б) Измерение пространственного распределения частиц после третьего рассеяния в интервале углов $0 \leq \phi \leq 2\pi$ и $\theta_{\min} < \theta < \theta_{\max}$ и определение параметра D из этого углового распределения методом максимального правдоподобия.

Первый способ, который отличается относительной простотой, выгодно использовать в тех случаях, когда поток частиц после третьего рассеяния достаточно велик, например, при измерении деполяризации в упругом pp-рассеянии. Второй способ, хотя он и более сложен, позволяет измерять параметры тройного рассеяния при низкой интенсивности потока частиц после третьего рассеяния. Благодаря этому он и был выбран в нашем случае для измерения деполяризации в pp-столкновениях. Измерение углового распределения протонов в третьем рассеянии в эксперименте проводилось с помощью оптических искровых камер.

x/ Здесь и далее за направление "вверх" принимается направление нормали к плоскости рассеяния в правой системе координат:

$$\vec{n} = \frac{\vec{k}_1 \times \vec{k}_2}{|\vec{k}_1 \times \vec{k}_2|};$$

где \vec{k}_1 и \vec{k}_2 - волновые векторы до и после рассеяния.

1. Поляризация

Вертикально поляризованный пучок был получен с помощью рассеяния протонов с энергией 667 Мэв^{1/4} на углероде. Схема получения поляризованного пучка показана на рис. 2. Протоны, выведенные из камеры синхроциклотрона, отклонялись от нулевого направления специальными "насадками" (железные массы, расположенные в рассеянном магнитном поле магнита ускорителя), фокусировались квадрупольными магнитными линзами L, затем поворачивались на угол $(6,3 \pm 0,4)^\circ$ к нулевому направлению вспомогательным магнитом M1 и падали на поляризатор из углерода (толщина 23,4 г/см²). Этот участок пути использовался для получения поляризации, направленной "вверх". Для получения поляризации, направленной "вниз", служил симметричный канал, показанный на рисунке пунктиром.

Сечение пучка на мишени-поляризаторе имело форму эллипса, вытянутого в вертикальном направлении, с полуосями 1,8 и 0,8 см. Рассеянный пучок коллимировался, отклонялся на $28,2^\circ$ магнитом M2, при этом очищался от нейтральных и низкоэнергетичных заряженных частиц и фокусировался. Затем пучок проходил через стальной коллиматор (длина 4 м, ϕ 5 см) в защитной стене, поворачивался магнитом M3 на $1,8^\circ$ и падал на второй рассеиватель.

Для измерения поляризации пучка в качестве второго - анализирующего рассеяния использовалось рассеяние протонов протонами. Выбор водорода (разность эффектов от CH₂ и C) в качестве анализатора обоснован тем, что в настоящее время поляризация, возникающая в pp-рассеянии при энергиях 600-635 Мэв, измерена с высокой точностью^{5,6,13/}. Кроме того, при достаточной интенсивности поляризованного пучка измерение асимметрии в анализирующем рассеянии можно проводить на больших углах, где поляризация в pp-рассеянии достигает максимума, а произведение $I(\theta, \phi) \cdot P(\theta)$ слабо зависит от угла рассеяния. Это уменьшает вероятность возникновения ложной асимметрии.

Поляризация определяется по известному выражению:

$$P_x = \frac{\epsilon}{P_{pp}}, \quad (6)$$

где P_{pp} - поляризация в pp-рассеянии для измеряемого угла, а ϵ - левая-правая асимметрия:

$$\epsilon = \frac{L - R}{L + R};$$

L и R - скорости счёта pp-событий влево и вправо от направления пучка.

Схема измерения поляризации пучка показана на рис. 3. Измерения проводились одновременно двумя системами сцинтилляционных счётчиков, каждая из которых включала телескоп из двух счётчиков и один счётчик на сопряженном угле, работающий на совпадении с телескопом. Эти системы (на рис. 3 счётчики 1 + 2 + 3 и 4 + 5 + 6) были расположены симметрично относительно оси пучка и выделяли упругие pp-события. Для измерения асимметрии системы счётчиков менялись местами. Отбор pp-событий производили быстрые схемы совпадений с разрешением по времени ≈ 4 нсек.

Угол второго рассеяния составлял $45,2^\circ$ в с.ц.и. или 20° в лабораторной системе (л.с.) Угловое разрешение сцинтилляционных счётчиков $\pm 1^\circ$ в с.ц.и.

Во время проведения эксперимента в начале сеанса с помощью фотопластинок проверялась правильность установки угла первого рассеяния и определялось направление оси поляризованного пучка. Для этого применялся сцинтилляционный счётчик с тонким (0,2 см) сцинтиллятором. Счётчик передвигался в горизонтальной плоскости с шагом 0,5 см перпендикулярно оси пучка. Профиль пучка восстанавливался в двух точках, удалённых друг от друга на 150 см. За ось пучка принималось направление, проходящее через центры тяжёлых построенных профилей. Фиксация центра мишени на этом направлении контролировалось в течение всего эксперимента.

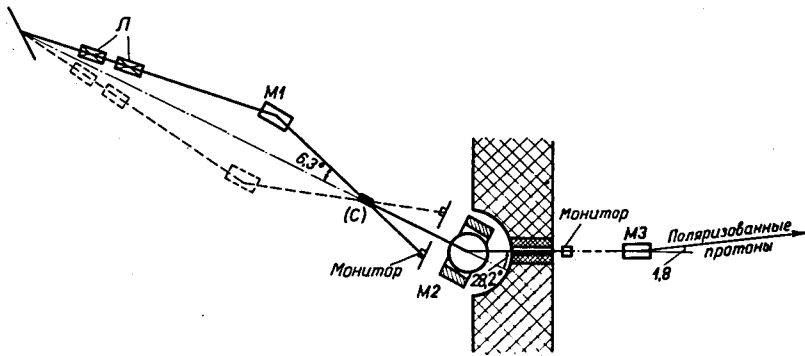


Рис. 2. Схема получения поляризованного пучка протонов.

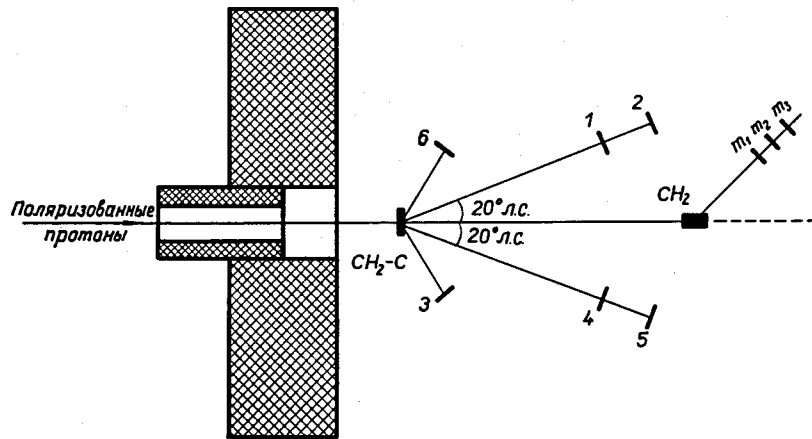


Рис. 3. Схема установки для измерения поляризации.

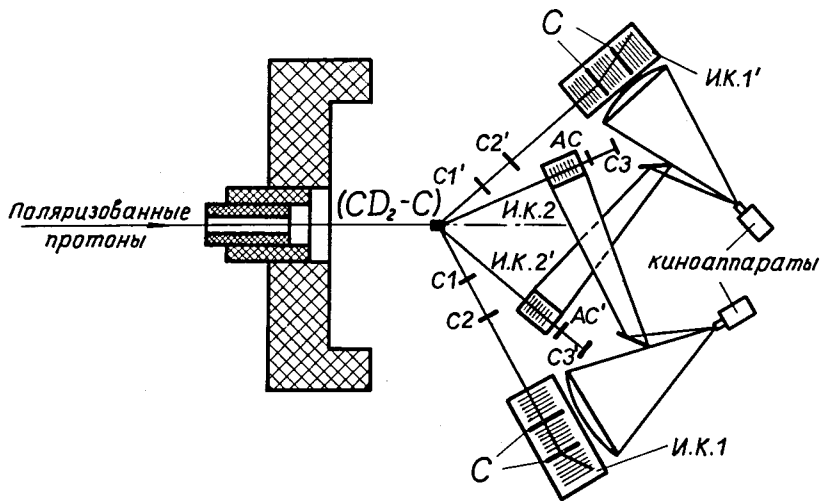


Рис. 4. Схема установки для измерения деполаризации.

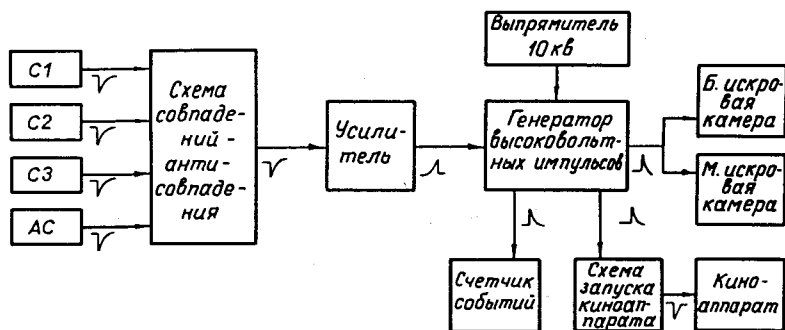


Рис. 5. Блок-схема электронной части установки.

Измерения проводились с мишенями из CH_2 (толщина $1,22 \text{ г/см}^2$) и углерода (толщина $1,79 \text{ г/см}^2$). Отношение скоростей счёта от углерода и CH_2 составляло в среднем $0,025$. Фон случайных совпадений и скорость счёта без мишени были меньше $10\text{-}2\%$.

Мониторинг пучка осуществлялся телескопом из трех сцинтилляционных счётчиков $M1, M2, M3$, включенных на совпадения, который "смотрел" на толстую мишень из CH_2 . Стабильность работы монитора контролировалась ионизационной камерой. Фон случайных совпадений телескопа $\approx 0,1\%$, скорость счёта без мишени не превышала 2% .

Систематические погрешности в эксперименте имеют следующие величины:

1. Ошибка в измерении асимметрии, связанная с неточной установкой угла первого рассеяния, не превышает $0,005$ для одного сеанса.
2. Ложная асимметрия, возникающая из-за неравномерного распределения протонов в пучке вдоль мишени в горизонтальном направлении, не более $0,004$.
3. Ложная асимметрия, вызванная несимметричной установкой счётчиков относительно оси пучка и неточной установкой угла второго рассеяния, не более $0,001$.
4. Ошибка в определении поляризации пучка, связанная с энергетическим разбросом протонов в пучке, не более $0,004$.

Величина асимметрии во втором рассеянии с учётом статистических и систематических ошибок для пучка с поляризацией, направленной "вверх", найдена равной

$$\epsilon^{\uparrow} = 0,168 \pm 0,004,$$

а для пучка с поляризацией, направленной "вниз",

$$\epsilon^{\downarrow} = 0,174 \pm 0,007.$$

Для определения поляризации пучка из (6) необходимо знать величину P_{pp} для угла $45,2^\circ$ в с.д.и. Эта величина была получена следующим образом: экспериментальные данные по поляризации в интервале энергии $586 - 635 \text{ Мэв}$ и углов $0\text{-}90^\circ$ в с.д.и. /5,6,13/ были обработаны методом наименьших квадратов. В качестве аппроксимирующей функции бралось выражение:

$$P_{pp} = \sin \theta \sum_{n=1}^7 a_n \cos^n \theta.$$

В используемом интервале энергии в экспериментальных данных энергетическая зависимость в пределах ошибок не прослеживалась, и кривая была отнесена к средней энергии 611 Мэв. Для угла $45,2^\circ$ в с.ц.и. усредненное таким образом значение поляризации оказалось равным

$$P_{pp} (45,2^\circ) = 0,511 \pm 0,006.$$

Это дает величины искомой поляризации:

$$P_x^\uparrow = 0,329 \pm 0,012$$

$$P_x^\downarrow = 0,341 \pm 0,020.$$

Так как эти величины статистически совместны, их усредненное значение было принято за поляризацию пучка P_1 :

$$P_1 = \bar{P}_x = 0,332 \pm 0,011.$$

2. Энергия и интенсивность пучка

Измеренное значение поляризации было отнесено к энергии 612 ± 9 Мэв, согласно /7/. Непосредственное измерение средней энергии проводилось с помощью техники "нити с током", протянутой через отклоняющий магнит М2. Энергия оказалась равной $614,3 \pm 5$ Мэв, что хорошо согласуется с данными работы /7/. Эта величина подтверждается также оценкой поглощения энергии в толще первого рассеивателя.

Интенсивность пучка протонов измерялась по скорости счёта несколькими независимыми системами сцинтилляционных счётчиков, которые выделяли pp-события на мишени из CH_2 . Эффективность регистрации протонов предполагалась близкой к 100%. Значения интенсивности, полученные для разных систем, оказались близкими друг к другу. Средняя интенсивность пучка

$$J \cong 2,4 \cdot 10^5 \text{ протонов} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}.$$

Измерение деполяризации

1. Установка

Схема установки для измерения деполяризации показана на рис. 4. Установка позволяет проводить измерения на двух углах или на одном угле с двойным набором статистики (рассеяние на углы $\theta(\phi = 0)$ и $\theta(\phi = \pi)$ в л.с.).

Поляризованный пучок протонов, способ получения которого описан выше, проходил через коллиматор и падал на "нейтронную" мишень. В качестве "нейтронной" мишени использованы нейтроны дейтона - измерялся разностный эффект от мишеней CD_2 и С. Толщина мишени из CD_2 составляла $4,65 \text{ г/см}^2$, углерода - 9 г/см^2 . Средние потери энергии в CD_2 и С при угле 125° - 22 и 36 Мэв, при угле 94° - 15 и 25 Мэв, при угле 52° - 12 и 20 Мэв соответственно. Во время наладки электронной аппаратуры и для измерения соотношения эффекта к фону в эксперименте применялась также мишень из CH_2 толщиной $4,65 \text{ г/см}^2$.

Система, детектирующая квазиупругие pp-события для каждого угла, состояла из четырех сцинтилляционных счётчиков. Телескоп С1 + С2 выделял протоны, нейтронный детектор С3 на сопряженном угле был включен с ним на совпадения, а счётчик антисовпадений АС с большой площадью сцинтиллятора, расположенный перед нейтронным детектором, исключал pp-события. Угловое разрешение системы счётчиков по протонам $\pm 5^\circ$ для углов 52 и 125° и $\pm 4^\circ$ для угла 94° в с.ц.и.

Изменение начальной поляризации протонов во втором рассеянии анализировалось в оптической тонкостенной искровой камере И.К.1 (размеры чувствительного объема $25 \times 25 \times 60 \text{ см}^3$, толщина электродов 7 мк). Камера состояла из трех секций по 10 промежутков, между которыми были расположены две углеродные мишени - анализаторы. Анализатор разделялся на две части для уменьшения эффекта многократного рассеяния. Толщина углерода менялась в зависимости от энергии анализируемых протонов. Для углов 52 и 94° толщина мишеней анализаторов - 9 г/см^2 (средняя потеря энергии в них 21 и 33 Мэв, соответственно) и для угла 125° - 4,5 и 2,7 г/см^2 (средняя потеря энергии 34 Мэв в каждой).

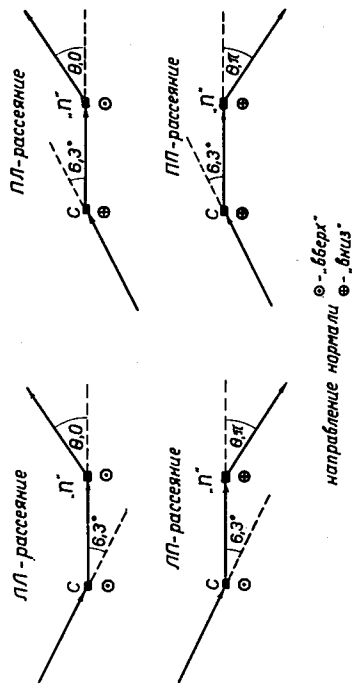


Рис. 6. Комбинации первого и второго рассеяния, использованные в эксперименте.

На сопряженном ("нейтронном") угле установки перед счётчиком антисовпадений располагалась искровая камера И.К.2 (чувствительный объем $10 \times 10 \times 15 \text{ см}^3$). Камера использовалась для контроля эффективности канала антисовпадений, и отсутствие следов в ней служило критерием отбора p_n - событий во время просмотра.

Юстировка оптической системы искровых камер проводилась при помощи точечного источника света. Следы в большой и малой искровых камерах фотографировались на один кадр на высокочувствительную 35 мм пленку.

Блок-схема электронного управления установки показана на рис. 5. Отбор p_r -событий производился при совпадении импульсов в счётчиках С1, С2, С3 и отсутствии запрещающего импульса в счётчике антисовпадений АС. В эксперименте использовались быстрые схемы тройных совпадений с каналом антисовпадений. Временное разрешение схем ≈ 4 нсек.

Импульс с выхода схемы совпадений после усиления и изменения полярности запускал генератор высоковольтных импульсов, который подавал на электроды искровых камер импульсы амплитудой 8 кв. Импульсом тока от "сработавшей" камеры запускалась схема управления киноаппаратом и счётчик событий на цифровых лампах для нумерации отснятых кадров.

Мы приводим описание части установки по измерению деполяризации на одном угле. Вторая половина установки полностью идентична первой. На рис. 4 ее элементы обозначены буквами со штрихами.

Возможность менять направление поляризации первичного пучка и проводить измерения на угле θ влево и вправо от пучка позволила измерять параметр D_{pn} для всех четырех комбинаций первого и второго рассеяния или в обозначениях работы^{/3/} для лево-левого (ЛЛ), лево-правого (ЛП), право-левого (ПЛ) и право-правого (ПП) рассеяния (см. рис. 6).

2. Измерения

Условия проведения эксперимента были следующими: рассеянные протоны регистрировались с эффективностью, близкой к 100%. Эффективность регистрации нейтронов $\approx 10\%$. Канал антисовпадений подавлял

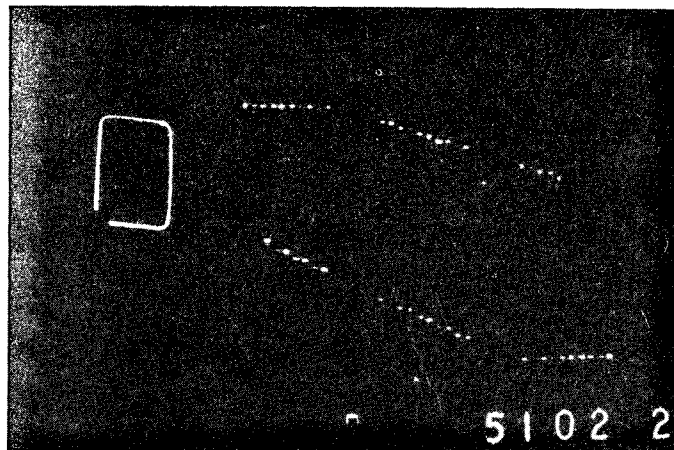


Рис. 7. Фотография рр-события (а) и рр-события (б) в искровой камере. (На снимках на верхней проекции вход в камеру слева, на нижней - справа).

рр-события $\approx 10^3$ раз. Фон сдвинутых совпадений не превышал 0,5%, фон без мишени составлял $10^{-2}\%$.

После проверки условий эксперимента и опробования всех узлов аппаратуры начиналось фотографирование событий в искровых камерах. Около 25% полезного времени работы ускорителя отводилось на фотографирование фоновых событий от углерода.

Весь статистический материал для угла 52° был получен на обеих частях установки в равном количестве, большая часть ($\approx 80\%$) данных при 125° накоплена на одной стороне установки (ЛП- и ПП-рассеяние), а материал при 94° относится только к ЛЛ-и ПЛ-рассеянию. Всего было отснято 45000 м киноплёнки (около 2250000 кадров).

3. Обработка

Как отмечалось выше, на каждом кадре фотографировались изображения следов частиц в большой и малой искровых камерах в двух проекциях на взаимно перпендикулярные плоскости, а также порядковый номер кадра. При этом в большой камере каждая проекция состояла из трех частей, соответствующих трем секциям. Типичные фотографии треков показаны на рис. 7 а и б. На рис. 7а приведена фотография следов полезного события - в малой камере нет трека (ее местоположение очерчено светящейся рамкой), а рассеяние произошло на первой мишени. На рис. 7б - рр-событие, которое отбрасывается во время просмотра.

Отбор полезных событий при просмотре пленок велся по следующим критериям:

1. Измерялись только те кадры, где в большой камере находится трек протона, рассеянного на одной из мишеней, а в малой камере трека нет или наклон трека к оси малой камеры больше, чем допускается геометрией опыта ($\pm 6^\circ$).

2. Отбрасывались кадры со случаями явно неупругого рассеяния (наличие "вилки" в большой камере).

3. Отбрасывались также случаи со следами рассеяния двух или более протонов или случаи рассеяния на пластинах искровых камер.

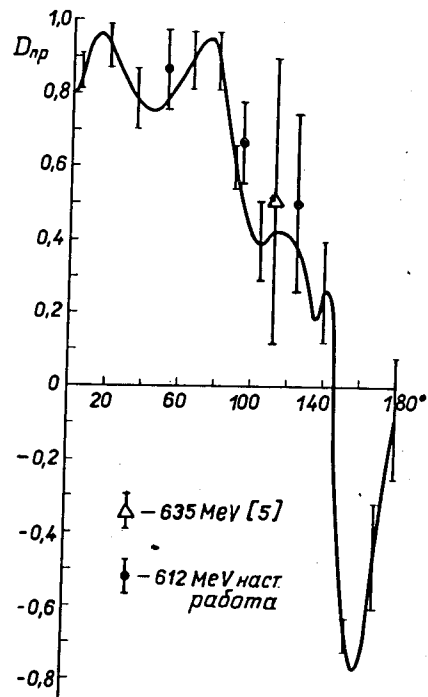


Рис. 8. Результаты эксперимента. Кривая рассчитана по фазовым сдвигам из работы/2/.

Во время просмотра оценивалась доля pp -событий, попавших в число полезных по недосмотру операторов. Для этого часть пленок была просмотрена вторично по номерам уже просмотренных событий. Оказалось, что примесь pp -событий не превышает 2,5%.

Просмотр и измерение снимков с искровых камер проводились на полуавтоматических просмотрных приборах ПИП-35^{8/} и ПИФ-1^{9/} с выводом информации на бумажную перфоленту. Восстановление пространственного углового распределения протонов, рассеянных на углероде, подробно описано в/10/. Оно проводилось на ЭВМ Минск-22 и БЭСМ-4. В этой же работе приводятся данные по точности измерения θ и ϕ .

Эффективность просмотра оценивалась по формуле, рекомендуемой в работе/11/, и в среднем для разных операторов была равна 80%. Всего отобрано и просмотрено 90000 кадров, из них - 51000 - на угле 52° , 21000 - на угле 94° и 18000 - на угле 125° . В последующем во время обработки происходил отбор событий по углам входа в искровую камеру, не удовлетворяющим угловому разрешению счётчиков, по θ_{\min} и θ_{\max} . Окончательное число полезных событий - 62000, из них примерно 22% фоновых (от углерода).

Часть пленок была просмотрена вторично, как ручным способом, так и на полуавтоматах. Между результатами разных просмотров получено хорошее согласие.

Параметр $D_{\text{пр}}$ определялся по угловым распределениям $I(\theta, \phi)$ методом максимального правдоподобия/12/. Функция правдоподобия при этом имела вид:

$$L = \prod_1^n \left[1 + \frac{P_3(\theta) \cos \phi (P_2 \pm D_{\text{пр}} P_1)}{1 \pm P_1 P_2} \right] + \beta \sin \phi,$$

где P_1 - начальная поляризация пучка протонов, P_2 - поляризация в упругом pp -рассеянии для данного угла (величина P_2 бралась по кривой, полученной обработкой данных по поляризации в pp -рассеянии при энергиях 600 и 635 Мэв/5,13/ методом наименьших квадратов), $P_3(\theta)$ - анализирующая способность углерода (данные работ/14-17/).

В функцию правдоподобия, в отличие от выражения (5), добавлен член $\beta \sin \phi$ для выявления возможной ложной асимметрии в угловом распределении протонов после третьего рассеяния в направлении "вверх - вниз".

Программа обработки была проверена на равномерном распределении по ϕ и дала величину D_{pn} , соответствующую этому распределению ($D_{pn} = P_2/P_1$).

Фон, возникающий от углерода, вычитался согласно выражению:

$$D_{pn} = \frac{1}{1-k} (D_{CD_2} - k D_C).$$

Здесь D_{CD_2} - величина деполяризации, измеренной на CD_2 , D_C - то же для углерода, а k и $(1-k)$ - относительные вероятности pp -рассеяния на нейтронах дейтона и углерода.

Экспериментальный материал каждого сеанса обрабатывался отдельно. Это позволило оценивать повторяемость результатов, величину D_{pn} и ее ошибку для дальнейшего планирования эксперимента. Результаты разных сеансов в пределах ошибок хорошо согласуются друг с другом.

4. Анализ возможных систематических ошибок

Систематическую ошибку при определении D_{pn} в основном могут внести следующие факторы:

1. При обработке угловых распределений методом максимального правдоподобия/12/ не учитывается погрешность в измерении угловых координат θ и ϕ . Поэтому важно проверить, как влияют приведенные в/10/ значения $\Delta\theta = \pm 1^\circ$ и $\Delta\phi = \pm 3^\circ$ на конечный результат. Точность по θ достаточно высока и по величине близка к угловому разрешению в тех экспериментах по pC - рассеянию, данными которых мы пользовались. Для оценки влияния погрешности в измерении ϕ угловые распределения поворачивались по ϕ на $\pm 5^\circ$. При этом величина параметра изменялась в пределах $\pm 4\%$. Истинное различие д.б. еще меньше, т.к. погрешность в измерении ϕ вызывает лишь некоторое размытие распределения, а не поворот его.

2. Погрешности за счёт многократного кулоновского рассеяния (исключены выбором минимального угла третьего рассеяния $\theta_{\min} \geq 6^\circ$).

3. Различие в величинах начальной поляризации "вверх" и "вниз". Измерение поляризации пучка показало, что в нашем эксперименте эти величины в пределах ошибок равны друг другу (см. стр. 12) и не дают систематического вклада.

4. "Инструментальная" асимметрия в распределении протонов в искровой камере, связанная с юстировкой оптической системы фотографирования. Измерения, проведенные на угле 52° на двух разных частях установки при физически идентичных комбинациях, дали в пределах ошибок равные значения D_{pn} (ЛЛ и ПП, а также ЛЛ и ПЛ-рассеяния, соответственно, см. рис. 6 и таблицу 1). Это указывает на отсутствие систематической погрешности от неточной юстировки оптической системы.

Таблица I

Рассеяние	D_{pn}		
	52° с.ц.и.	94° с.ц.и.	125° с.ц.и.
ЛЛ	$0,50 \pm 0,24$	$0,58 \pm 0,16$	-
ПЛ	$1,17 \pm 0,22$	$0,74 \pm 0,15$	-
ЛП	$1,25 \pm 0,24$	-	$-0,24 \pm 0,38$
ПП	$0,50 \pm 0,24$	-	$1,23 \pm 0,31$

5. Погрешность в величине D_{pn} , вносимая возможными систематическими ошибками анализирующей способности P_3 .

Так как часть используемых нами данных анализирующей способности углерода относится к упругому рассеянию, а в искровой камере регистрируются также протоны, неупруго рассеянные на ядрах углерода, протоны от квази pp - и pp - столкновении и "сильно неупругие" события с образованием мезонов, то произведения $I_3(\theta, \phi) \cdot P_3(\theta)$ (где $I_3(\theta, \phi)$ - распределение протонов в искровой камере), которые определяют среднее значение P_3 , для первого и второго случаев могут сильно различаться.

Особенно заметно это различие для протонов с энергией 460 Мэв (52°). Поэтому при 52° была использована кривая $P_3(\theta)$, усредненная по работам/14/ (упругое рассеяние) и/15/ (рассеяние в искровой камере).

При энергии протонов 266 Мэв (94°) различие не так велико, т.к. среднее значение $P_3(\theta)$ почти в два раза выше, чем при 460 Мэв. Поэтому использование данных упругого рассеяния^{/16/} не должно существенно влиять на результат.

Для угла 125° мы пользовались $P_3(\theta)$ с учётом доли рассеяния на уровнях углерода^{/17/}. На этом угле становится важной энергетической зависимостью P_3 . Влияние этой зависимости на величину D_{pn} проверено раздельной обработкой случаев рассеяния на первой и второй мишенях с соответствующими кривыми $P_3(\theta)$ при 95 и 71 Мэв. Различия в результатах не превышает 3%.

По данным, приведенным в таблице 1, видно, что D_{pn} , измеренная на 94° при двух направлениях поляризации, не включает систематической погрешности, а соответствующие величины для углов 52° и 125° различаются примерно на два стандартных отклонения. Возможно, что это различие является результатом систематических ошибок в определении P_3 или P_2 , используемых в обработке. Можно показать, однако, что при усреднении данных, полученных в эксперименте, указанные систематические погрешности в значительной степени исключаются.

5. Результаты

Результаты измерения D_{pn} , усредненные для двух направлений поляризации P_1 , а для углов 52° и 125° и по величинам, полученным на двух частях установки, приведены в таблице 2. Там же приведены и величины β , характеризующие асимметрию "вверх-вниз" в распределении протонов в искровой камере.

Таблица 2

θ° с.ц.и.	D_{pn}	β	число событий
52 ± 5	$0,86 \pm 0,11$	$0,001 \pm 0,008$	33200
94 ± 4	$0,67 \pm 0,11$	$0,033 \pm 0,011$	16000
125 ± 5	$0,49 \pm 0,24$	$0,011 \pm 0,013$	12600

Как мы уже отмечали, к моменту окончания данного эксперимента в работе^{/2/} было показано, что один из двух наборов фазовых сдвигов существовавших ранее (набор 2 по обозначениям^{/1/}), можно отбросить с вероятностью ошибки первого рода меньше 0,001%. Полученные нами величины D_{pn} хорошо подтверждают этот результат. На рис. 8 приведена кривая зависимости деполаризация от угла, рассчитанная по фазовым сдвигам^{/2/}, наши данные, а также D_{pn} , измеренная на угле $112,3^\circ$ в работе^{/5/}. Как видно, согласно экспериментальных точек с кривой в пределах ошибок хорошее.

Надо заметить, однако, что полученная однозначность фазового анализа не свободна от некоторых предположений относительно роли мезонообразования, и в силу этого проблему однозначного определения амплитуды рассеяния вблизи 630 Мэв нельзя считать окончательно решенной. В связи с этим было бы очень интересно измерить D_{pn} в области углов $\geq 140^\circ$ в с.ц.и. Измерения в этой области углов потребуют эксперимента по двойному рассеянию на поляризованной протонной мишени, т.к. обычный эксперимент чрезвычайно затруднен из-за малой энергии рассеянных протонов и их малой поляризации на анализаторах^{/18/}.

В заключение авторы благодарят А.П. Воробьева, вместе с которым было выполнено измерение поляризации пучка, В.С. Киселева, Г.Д. Столетова, Ю.А. Батусова за многочисленные полезные дискуссии, Ф. Легара за предоставление программы обработки методом максимального правдоподобия, С.Ф. Пушкина и В.М. Саковского за помощь в работе. В обработку пленок с искровых камер вложен большой труд операторов В.А. Максимовой, И. Марковой, Т.И. Смирновой, В.Р. Абазовой и М.И. Шелаевой. Авторы также выражают им свою благодарность.

Л и т е р а т у р а

1. Л.Н. Глonti, Ю.М. Казаринов, А.М. Розанова, И.Н. Силян. ЯФ, 7, 1060 (1968).
2. С.И. Биленькая, Л.Н. Глonti, Ю.М. Казаринов, В.С. Киселев. ЖЭТФ 59, 1049 (1970).
3. L. Wolfenstein. Ann.Rev. Nucl.Sci., 4, 43 (1956).

4. И.М. Василевский, Ю.Д. Прокошкин. АЭ 7, 225 (1959).
5. В.П. Джелепов, Б.М. Головин, В.С. Надеждин, В.И. Сатаров. XII Международная конференция по физике высоких энергий, Дубна, 1964 г. Атомиздат, 1, 11 (1966).
6. М.Г. Мешеряков, С.Б. Нурушев, Г.Д. Столетов. ЖЭТФ, 33, 37 (1957).
Л.С. Ажгирей, Ю.П. Кумекин, М.Г. Мешеряков, С.Б. Нурушев,
В.Л. Соловьянов, Г.Д. Столетов. ЯФ 2, 893 (1965).
F. Betz, J. Arens, O. Chamberlain, H. Dost et al., Phys. Rev. 148,
1289 (1966).
G. Coignet, D. Cronenberger, K. Kuroda, A. Michalowicz et al.,
N. Cimento 43, 708 (1966).
G. Cozzika, Y. Ducros, A. De Lesguen, J. Movchet et al., Phys.
Rev., 164, 1672 (1967).
Р.Я. Зилькарнеев, В.С. Киселев, В.С. Надеждин, В.И. Сатаров. ЯФ 6,
995 (1967).
7. М.Г. Мешеряков, Ю.П. Кумекин, С.Б. Нурушев, Г.Д. Столетов. АЭ, 14,
38 (1963).
8. Ф. Легар, М. Малы, О. Стон. Препринт ОИЯИ Р2-2340, Дубна 1965.
9. И.К. Взоров, А.С. Кузнецов, А.Н. Синаев, Н.С. Фролов. Сообщения
ОИЯИ 10-4608, Дубна, 1969.
10. Л.Н. Глonti, Э.Н. Глonti, Ю.М. Казаринов. Сообщения ОИЯИ 10-5382,
Дубна 1970.
11. М.И. Подгорецкий, Э.Н. Цыганов. Препринт ОИЯИ Р-839, Дубна 1961.
12. И. Быстрицкий, Ф. Легар. Препринт ОИЯИ 2028, Дубна 1965.
13. D. Cheng, B. Macdonald, J.A. Helland, P.M. Ogden, Phys. Rev.,
163, 1470 (1967).
14. E. Heiberg. Phys. Rev., 106, 1271 (1957).
15. R.D. Eandi, R.W. Kenney, U.Z. Peterson. N. Instr. Meth., 32, 213 (1965).
16. O. Chamberlain, E. Segre, R.D. Tripp, C. Wiegand, T. Ypsilantis.
Phys. Rev., 102, 1659 (1956).
17. J.M. Dickson, D.C. Salter. N. Cimento 6, 235 (1957).
O.N. Jarvis, B. Rose. Phys. Lett., 15, 271 (1965).

18. T.A. Cahill, R. Richardson, P.R. Naddock. Phys. Rev., 144,
932 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел

9 апреля 1971 года.