

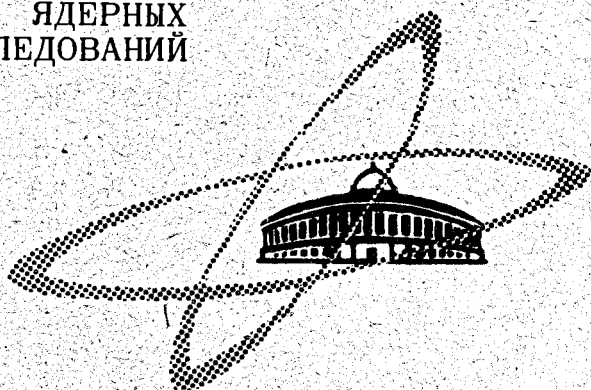
С 346.2в  
3-937

27/VII-69

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1 - 4536



Р.Я.Зулькарнеев, В.С.Надеждин, В.И.Сатаров

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

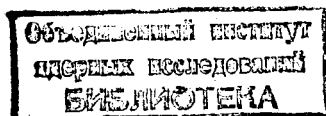
НОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ УГЛОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ  
ПАРАМЕТРА ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ  
В pp - РАССЕЯНИИ НА ЭНЕРГИИ 635 МЭВ

1969

P1 - 4536

Р.Я.Зулькарнеев, В.С.Надежин, В.И.Сатаров

НОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ УГЛОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ  
ПАРАМЕТРА ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ  
В рр - РАССЕЙАНИИ НА ЭНЕРГИИ 635 МЭВ



7918/1 пр.

## В в е д е н и е

Результаты анализа рассеяния нуклонов нуклонами при энергиях 600-660 Мэв показывают, что ряд параметров, например  $D$ ,  $R$ ,  $C_{кр}$  и т.д., нуждается в существенном уточнении или требует исследования в более широком диапазоне углов<sup>/1-3/</sup>. Речь идет о необходимости новых измерений этих параметров с точностью 0,04-0,07. Это предъявляет повышенные требования к выбору метода измерений и обязывает более тщательно изучить все эффекты, связанные с возникновением ложных асимметрий.

В настоящей работе выполнены измерения параметра  $D$  в области углов  $28^{\circ}$ - $117^{\circ}$  с.ц.м. для  $pp$  - рассеяния с энергией  $635 \pm 9$  Мэв. Достигнутая точность в несколько раз превышает точности, полученные ранее при измерениях этого параметра<sup>/4/</sup>, и удовлетворяет требованиям современного анализа  $pp$  - рассеяния.

## 2. Метод измерений

Метод измерений основан на следующем рассмотрении. Хорошо известно<sup>/5/</sup>, что вектор поляризации  $\langle \vec{\sigma} \rangle$  дважды рассеянного неполяризованной мишенью пучка нуклонов в общем случае можно разложить по трем направлениям:

$$\langle \vec{\sigma}_1 \rangle = \frac{1}{1 + P_1 P_2 \vec{n}_1 \vec{n}_2} \{ [P_2 + D P_1 (\vec{n}_1 \vec{n}_2)] \vec{n}_2 + [A P_1 (\vec{n}_1 \vec{k}_2) + R P_1 \vec{n}_1 (\vec{n}_2 \vec{k}_2)] \vec{s}_2 + [A' P_1 (\vec{n}_1 \vec{k}_2) + R' P_1 (\vec{n}_2 \vec{k}_2)] \vec{n}_1 \vec{k}_2 \}, \quad (1)$$

где ортогональные орты составлены следующим образом из единичных векторов в направлении падающего  $\vec{k}$  и рассеянного  $\vec{k}'$  импульсов в лабораторной системе координат:

$$\vec{n}_2 = \frac{\vec{k}_2 \times \vec{k}_2'}{|\vec{k}_2 \times \vec{k}_2'|}, \quad \vec{s}_2 = \vec{n}_2 \times \vec{k}_2, \quad \vec{k}_2' . \quad (2)$$

В выражении (1)  $D$ ,  $R$ ,  $R'$ ,  $A$  и  $A'$  — параметры тройного рассеяния Вольфенштейна,  $P_2$  — поляризация, возникающая при рассеянии неполяризованного пучка нуклонов на неполяризованной мишени,  $P_1$  — поляризация пучка в первом рассеянии.

Поскольку пространственная четность сохраняется с достаточно хорошей точностью, то при двукратном рассеянии в параллельных плоскостях вектор поляризации может иметь только нормальную составляющую  $\langle \vec{\sigma}_1 \rangle_n$ . Из (1) видно, что двум взаимно противоположным направлениям вектора  $\vec{n}_2$  относительно  $\vec{n}_1$  отвечают два значения  $\langle \vec{\sigma}_1 \rangle_n^\pm$ . Соответственно в опыте по тройному рассеянию на мишени с анализирующей способностью  $\vec{P}_3$  возникнут две асимметрии:  $e_{3+} = \langle \vec{\sigma}_1 \rangle_n^+ \vec{P}_3$  и  $e_{3-} = \langle \vec{\sigma}_1 \rangle_n^- \vec{P}_3$ . Знание любой из них уже достаточно для восстановления  $D$ :

$$e_{3+} = \frac{P_2 + D P_1}{1 + P_1 P_2} P_3, \quad \text{а} \quad e_{3-} = \frac{-P_2 + D P_1}{1 - P_1 P_2} P_3. \quad (3)$$

В нашем случае измерялись обе асимметрии  $e_{3\pm}$ , а коэффициент деполаризации  $D$  определялся из выражения

$$D = \frac{e_{3+} (1 + P_1 P_2) + e_{3-} (1 - P_1 P_2)}{2 P_1 P_3}. \quad (4)$$

Такому способу измерений  $D$  присуща большая надежность результатов, так как в (4) ложные асимметрии тройного рассеяния входят с противоположными знаками и практически не дают вклада в величину  $D$ . Это утверждение справедливо, если оба измерения  $e_{3\pm}$  проводятся в одинаковой геометрии.

### 3. Схема опыта

Схема опыта и расположения аппаратуры в экспериментальном зале приведена на рис. 1. Измерения  $e_{3+}$  и  $e_{3-}$  велись одновременно. С этой целью использовались две независимые и идентичные экспериментальные установки, расположенные симметрично по обе стороны от оси падающего поляризованного пучка и регистрировавшие протоны, рассеянные водородосодержащей мишенью на углы  $\pm \Theta_2$ .

Случаи рассеяния на водороде выделялись телескопами, состоящими из счётчиков  $C_1 C_2 C_3$  при рассеянии с  $\vec{n}_1 \vec{n}_2 = +1$  и  $C_6 C_7 C_8$  для случая  $\vec{n}_1 \vec{n}_2 = -1$ , включенными на совпадение с телескопами протонов отдачи из  $C_4 C_5$  и  $C_9 C_{10}$ .

Анализ поляризации происходил при рассеянии на ядрах углерода с последующей регистрацией рассеянных протонов телескопами  $C_1 C_2$  и  $C_6 C_7$  соответственно для  $\vec{n}_1 \vec{n}_2 = +1$  и  $-1$ . В качестве анализаторов поляризации использовались графитовые блоки длиной  $l = 100$  мм при работе на углах  $\Theta_2 < 90^\circ$  и 40 мм на углах  $\Theta_2 > 90^\circ$  с.ц.м. Углы анализирующего рассеяния выбирались равными  $\Theta_3 = 8^\circ \pm 1,5^\circ$  для  $\Theta_2 < 90^\circ$  и  $\Theta_3 = 11^\circ \pm 1,5^\circ$  при работе в области  $\Theta_2 > 90^\circ$ .

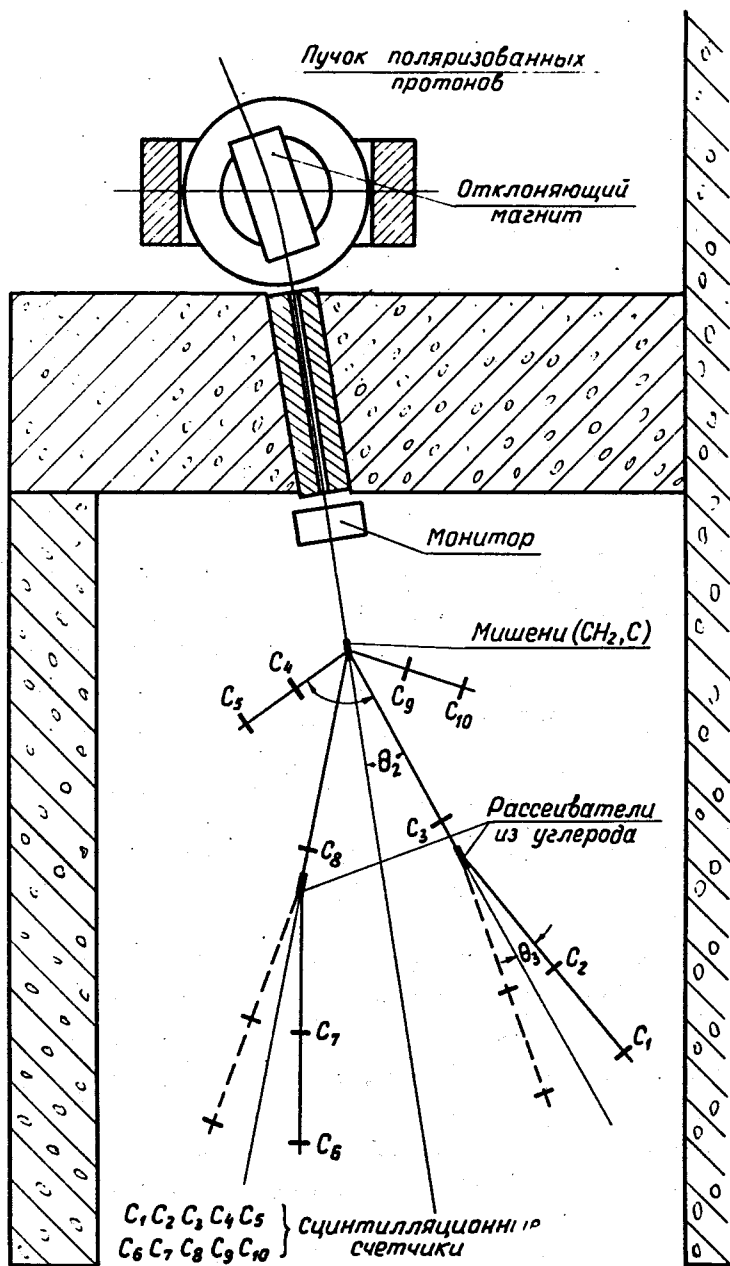


Рис. 1

Интересующими нас случаями тройного рассеяния считались такие события, когда импульсы в счётчиках  $C_1 - C_5$  ( $C_6 - C_{10}$ ) появлялись одновременно. Сигналы с этих групп счётчиков подавались на две 5-канальные схемы совпадений типа /8/ с  $2\tau = 5$  нсек, соединенные с быстродействующими пересчётными устройствами.

Измерялись 4 величины:  $N_{++}$ ,  $N_{+-}$ ,  $N_{--}$  и  $N_{-+}$ , комбинации которых определяют асимметрии

$$e_{s+} = \frac{N_{++} - N_{+-}}{N_{++} + N_{+-}} \quad \text{и} \quad e_{s-} = \frac{N_{-+} - N_{--}}{N_{-+} + N_{--}}. \quad (5)$$

Здесь  $N_{\pm\pm}$  - скорости счёта на выходе схем совпадений для разных геометрий рассеяния (за вычетом фона): первый индекс относится к рассеянию с направлением нормали  $\vec{n}_2$ , второй - с направлением нормали  $\vec{n}_3$  относительно вектора  $\vec{n}_1$ .

В качестве монитора использовались ионизационная камера и телескоп из сцинтилляционных счётчиков.

#### 4. Анализ и измерение фона

Измерения показали, что величина счёта схемы совпадений без второго рассеивателя ( $CH_2$  или  $C$ ) была ничтожно малой. В то же время счёт без анализирующего рассеивателя составлял 15-20% от соответствующей величины с рассеивателем. Этот счёт вызывался следующими факторами.

1) Различными комбинациями истинных и случайных совпадений. Например, случаи квазиупругого рассеяния протонов на нуклонах ядер могли дать истинные совпадения в счётчиках  $C_2, C_3, C_4, C_5$  или  $C_1, C_2, C_4, C_5$ . При совпадении этих событий со случайными импульсами в счётчиках  $C_1$  или  $C_3$  появлялся счёт схемы совпадений. Возможны также случайные совпадения импульсов от частиц, пролетевших

через счётчики  $C_3, C_4, C_5$ , с фоновой частицей, пролетевшей через счётчики  $C_1, C_2$ , и т.д.

2) Рассеянием протонов на кристалле и стенках счётчика  $C_3 (C_3)$ , расположенного вблизи анализирующего рассеивателя.

Упомянутые здесь источники фона связаны с наличием второго рассеивателя и не зависят в большинстве случаев от присутствия третьего рассеивателя. Другие источники фона — случайные совпадения в нескольких счётчиках, случайные совпадения между телескопами  $C_1, C_2, C_3$  и  $C_4, C_5$  давали меньший вклад.

Измерение каждой из всевозможных комбинаций случайных совпадений требует значительных затрат времени. Однако экспериментально для нескольких значений  $\Theta_2$  было найдено, что скорость счёта от всех комбинаций случайных совпадений с достаточно высокой точностью близка к скорости счёта без мишени анализатора. Исходя из этого, за фон в данном опыте принимался счёт пятикратных совпадений в присутствии второго рассеивателя, но с убраным анализатором. Чтобы не менять эффективный порог регистрации телескопа при измерении фона, перед последним счётчиком в этом случае ставился фильтр, по тормозной способности эквивалентный анализатору.

### 5. Определение эффективной нулевой отметки шкалы отсчёта углов (ЭНОШОУ) анализирующего рассеяния

Особое внимание в работе уделялось нахождению ЭНОШОУ третьего рассеяния. Правильно найденный нуль шкалы отсчёта исключает возможность появления ложной асимметрии из-за несимметричного профиля дважды рассеянного пучка и частично из-за наличия магнитного поля, искажающего траектории рассеянных частиц. Для того, чтобы найти положение ЭНОШОУ третьего рассеяния, применялся способ, описанный в работе<sup>7/</sup> и основанный на многократном рассеянии поляризованных протонов на тяжелых ядрах. В качестве контрольного анализатора в нашем случае использовался свинец, тормозная способность которого выбиралась близкой

к тормозной способности углеродного анализатора. ЭНОШОУ считалась найденной, если асимметрия на свинце не превышала 0,01 для рабочего угла  $8^\circ$ . Как показали оценки, основанные на экспериментальных измерениях анализирующей способности свинца для разных энергий, указанная погрешность приводила в рабочих условиях к ложной асимметрии не более 0,002–0,003, которая была меньше статистической ошибки измерений.

### 6. Калибровка анализирующих мишеней

Для определения анализирующей способности рассеивателей  $P_3$  в специальном калибровочном опыте измерялась асимметрия  $e_3 = P_1 P_3$ . С этой целью анализатор помещался в прямой пучок протонов с поляризацией  $P_1 = 0,425 \pm 0,013/8/$  и энергией, равной энергии протонов во втором рассеянии на исследуемом угле. Сброс энергии осуществлялся с помощью полиэтиленовых поглотителей, которые помещались перед поворотным магнитом.

При измерении калибровочной асимметрии, так же как и при измерении асимметрий  $e_{3\pm}$ , за величину фона принималась величина скорости счёта схемы совпадений при убранном анализаторе, но с дополнительным фильтром, который ставился перед последним счётчиком. Тормозная способность этого фильтра выбиралась равной тормозной способности анализирующей мишени.

Асимметрия в калибровочном опыте находилась из выражения

$$e_3 = \frac{(N_o - N_\phi)_+ - (N_o - N_\phi)_-}{(N_o - N_\phi)_+ + (N_o - N_\phi)_-}, \quad (6)$$

в котором  $N_o$  — счёт в присутствии анализатора  $C$ ,  $N_\phi$  — счёт без него. Полученные значения асимметрии  $e_3$  при разных энергиях падающих на анализатор протонов представлены в табл. 1. Там же для сравнения приводятся анализирующие способности углерода, полученные другими авторами в работах<sup>9,10/</sup>. Эффективные пороги телескопов указаны в табл. 1.

Таблица 1

	Анализатор-графит, $\theta_3 = 8^\circ \pm 1,5^\circ$ , порог 100 Мэв		Бериллий Графит $\theta_3 = 11 \pm 2^\circ$ $\theta_3 = 11 \pm 1,5^\circ$ порог 70 Мэв						
Энергия протонов, падавших на анализатор, Мэв	599	579	556	530	472	416	317	228	169
$e_3 \pm \Delta e_3$ , настоящ. работа	$0,091 \pm$ $\pm 0,004$	$0,105 \pm$ $\pm 0,005$	$0,120 \pm$ $\pm 0,004$	$0,143 \pm$ $\pm 0,004$	$0,148 \pm$ $\pm 0,004$	$0,160 \pm$ $\pm 0,004$	$0,219 \pm$ $\pm 0,007$	$0,215 \pm$ $\pm 0,006$	$0,184 \pm$ $\pm 0,006$
$P_3 \pm \Delta P_3$ , настоящ. работа	$0,214 \pm$ $\pm 0,011$	$0,247 \pm$ $\pm 0,014$	$0,282 \pm$ $\pm 0,012$	$0,336 \pm$ $\pm 0,014$	$0,348 \pm$ $\pm 0,014$	$0,376 \pm$ $\pm 0,015$	$0,515 \pm$ $\pm 0,023$	$0,506 \pm$ $\pm 0,021$	$0,433 \pm$ $\pm 0,019$
Анализатор - графит									
$P_3 \pm \Delta P_3$ , $\theta_3 = 6^\circ$	$0,310 \pm$ $\pm 0,007$	$0,320 \pm$ $\pm 0,006$	$0,329 \pm$ $\pm 0,007$	$0,342 \pm$ $\pm 0,006$	$0,362 \pm$ $\pm 0,006$	$0,383 \pm$ $\pm 0,005$	$0,425 \pm$ $\pm 0,005$	Данные сняты с графика	
		Порог 500 Мэв		Порог 480 Мэв		Порог 260 Мэв			
$P_3 \pm \Delta P_3$ , $\theta_3 = 8^\circ$ Порог 70 Мэв	$0,31 \pm$ $\pm 0,05$	$0,21 \pm$ $\pm 0,06$	$0,22 \pm$ $\pm 0,06$	$0,25 \pm$ $\pm 0,06$	$0,39 \pm$ $\pm 0,08$	$0,37 \pm$ $\pm 0,10$			

## 7. Ложные асимметрии

Измеренные на опыте значения  $e_3$  и  $e_{3\pm}$ <sup>x/</sup> должны быть исправлены с учётом некоторых ложных асимметрий  $\Delta_1$ . Ниже, в табл. 2, рассмотрены все возможные в наших условиях ложные асимметрии и приводятся их оценки.

Из табл. 2 видно, что наибольшую роль играют эффекты, отмеченные в пунктах 1-3. Аналогичные поправки в калибровочных измерениях были существенно меньше.

Неточности в юстировке и установке счётчиков, которые равнялись в нашем случае  $\pm 0,2$  мм, наличие неравномерной плотности протонов по профилю пучков и влияние слабого рассеянного магнитного поля ускорителя не было необходимости учитывать отдельно. Эти эффекты исправлялись подбором ЭНОШОУ (см. п.3, табл. 2).

Возможная суммарная систематическая ошибка измерения  $D(\theta)$  приведена в табл. 2 и является небольшой добавкой к статистической погрешности, которая находилась по формуле полного дифференциала.

8. Измерения параметра D на угле  $12^\circ$  л.с.

Известно, что переход в область малых углов сопровождается резким падением энергии протонов отдачи и регистрация их телескопом из нескольких счётчиков становится затруднительной. Правда, использование для этой цели только одного счётчика могло бы облегчить проведение эксперимента, но в таком варианте резко возрастают фоновые отсчёты, связанные с загрузкой этого одиночного счётчика.

В наших измерениях в качестве детектора протонов отдачи использовался одиночный счётчик  $C_4$ , но отмеченные выше затруднения были преодолены введением в его канал дискриминации амплитуд импульсов. Возможность введения дискриминации амплитуды основывалась на том факте, что удельные потери энергии на единицу длины пути у про-

<sup>x/</sup> В §2 отмечалось, что в сумму  $e_{3+}(1+P_1P_2) + e_{3-}(1-P_1P_2)$  ложные асимметрии  $\Delta_1$  входят с весовым множителем  $P_1P_2$ . В наших условиях  $P_1P_2 = 0 + 0,2$ .

№	Возможный источник ложной асимметрии	Что искажается	Оценка $\Delta_i$	Примечание																		
1.	Дрейф электронной аппаратуры	$N_{\pm}$	$\Delta_1 \leq 2,0 \cdot 10^{-3}$	При измерениях $\epsilon_3$ пренебрежимо мало. Сценено на основании работ /6/																		
2.	Вариация энергии по профилю дважды рассеянного пучка	$\theta_2, \theta_3 \rightarrow N_{\pm}, N_{\pm}$	<table border="1"> <thead> <tr> <th><math>\theta_2</math> л.с</th> <th><math>\Delta_2(\theta_2)</math></th> </tr> </thead> <tbody> <tr><td>15</td><td><math>-(0,4 \pm 0,2)</math></td></tr> <tr><td>18</td><td><math>-(0,5 \pm 0,2)</math></td></tr> <tr><td>21</td><td><math>-(0,5 \pm 0,3)</math></td></tr> <tr><td>27</td><td><math>-(1,0 \pm 0,5)</math></td></tr> <tr><td>32</td><td><math>-(1,7 \pm 0,7)</math></td></tr> <tr><td>41</td><td><math>-(2,3 \pm 1,0)</math></td></tr> <tr><td>49</td><td><math>-(1,7 \pm 0,7)</math></td></tr> <tr><td>55</td><td><math>-(1,0 \pm 0,5)</math></td></tr> </tbody> </table>	$\theta_2$ л.с	$\Delta_2(\theta_2)$	15	$-(0,4 \pm 0,2)$	18	$-(0,5 \pm 0,2)$	21	$-(0,5 \pm 0,3)$	27	$-(1,0 \pm 0,5)$	32	$-(1,7 \pm 0,7)$	41	$-(2,3 \pm 1,0)$	49	$-(1,7 \pm 0,7)$	55	$-(1,0 \pm 0,5)$	Оценено на основании результатов табл. и работ /9,10/
$\theta_2$ л.с	$\Delta_2(\theta_2)$																					
15	$-(0,4 \pm 0,2)$																					
18	$-(0,5 \pm 0,2)$																					
21	$-(0,5 \pm 0,3)$																					
27	$-(1,0 \pm 0,5)$																					
32	$-(1,7 \pm 0,7)$																					
41	$-(2,3 \pm 1,0)$																					
49	$-(1,7 \pm 0,7)$																					
55	$-(1,0 \pm 0,5)$																					
3.	Погрешности из-за нахождения ЭНОШОУ	$\theta_1 \rightarrow P_2(\theta_1)$	$\Delta_3 = (2 \pm 3) 10^{-3}$	Оценено на основании результатов /10,11/ и §5																		

4. Вариация энергии по профилю пучка в калориметрической оплте

$$\theta_5 \rightarrow N_{\pm}$$

Поправка пренебрежимо мала

Экспериментально установленный факт

Суммарная систематическая погрешность параметра равна:  $[\Delta \mathcal{D}_{сист}]_{max} = 1,2 \cdot 10^{-2}$

тонов отдачи велики и много больше, чем для фоновых частиц ( $\gamma$ -кванты,  $e^{\pm}$ , нейтроны). Поэтому введение амплитудной дискриминации оказалось весьма эффективной мерой подавления загрузки одиночного счётчика. Снижением напряжения питания этот счётчик ставился в режим, близкий к линейному, при котором счёт от постороннего излучения подавлялся примерно в тысячу раз по сравнению с обычным режимом. Было выбрано напряжение питания, равное 1250 в. В качестве дискриминатора амплитуд импульсов использовался формирователь, описанный в работе /6/, с той лишь разницей, что длительность импульса была увеличена примерно в два раза для устранения зависимости эффективности регистрации от времени пролета протонов отдачи.

Проверка зависимости амплитуды импульса счётчика  $C_4$  от энергии частиц проводилась следующим образом. Импульсы с выхода  $C_4$  подавались на вход амплитудного анализатора АИ-4096, который запускался совпадениями  $C_1 C_2 C_3 C_4$ . Измерялся спектр амплитуд протонов отдачи с поглотителем из меди (0,4 мм) перед счётчиком  $C_4$  и без него. В первом случае средняя энергия протонов, падавших на сцинтиллятор счётчика  $C_4$ , была около 25 Мэв, во втором - 30 Мэв. Обнаруженное в этом случае смещение спектра амплитуд (см. рис. 2) удовлетворяло расчётному для протонов, вылетевших из мишени  $CH_2$ .

Описанным выше способом проводились измерения  $\epsilon_{3+}$  только на одном угле  $+ 12^{\circ}$  л.с.

## 9. Результаты и обсуждения

Результаты измерений, полученные в данном опыте, представлены в табл. 3 и иллюстрируются рис. 3. Для сравнения на том же рисунке приведены значения  $D$  на энергиях 310/7/, 435/12/, 635/4/, 600/13/ и 660/14/ Мэв. Измерения параметра  $D$  на поляризованной мишени на энергии 600 Мэв (угол  $86,70^{\circ}$ ) отличается от нашего на 3,5 статистической ошибки. В анализе Мак-Грегора /1/ это измерение считается ошибочным, так как оно плохо удовлетворяет всей остальной совокупности экспериментальных данных (вклад этой точки в  $\chi^2$  равен



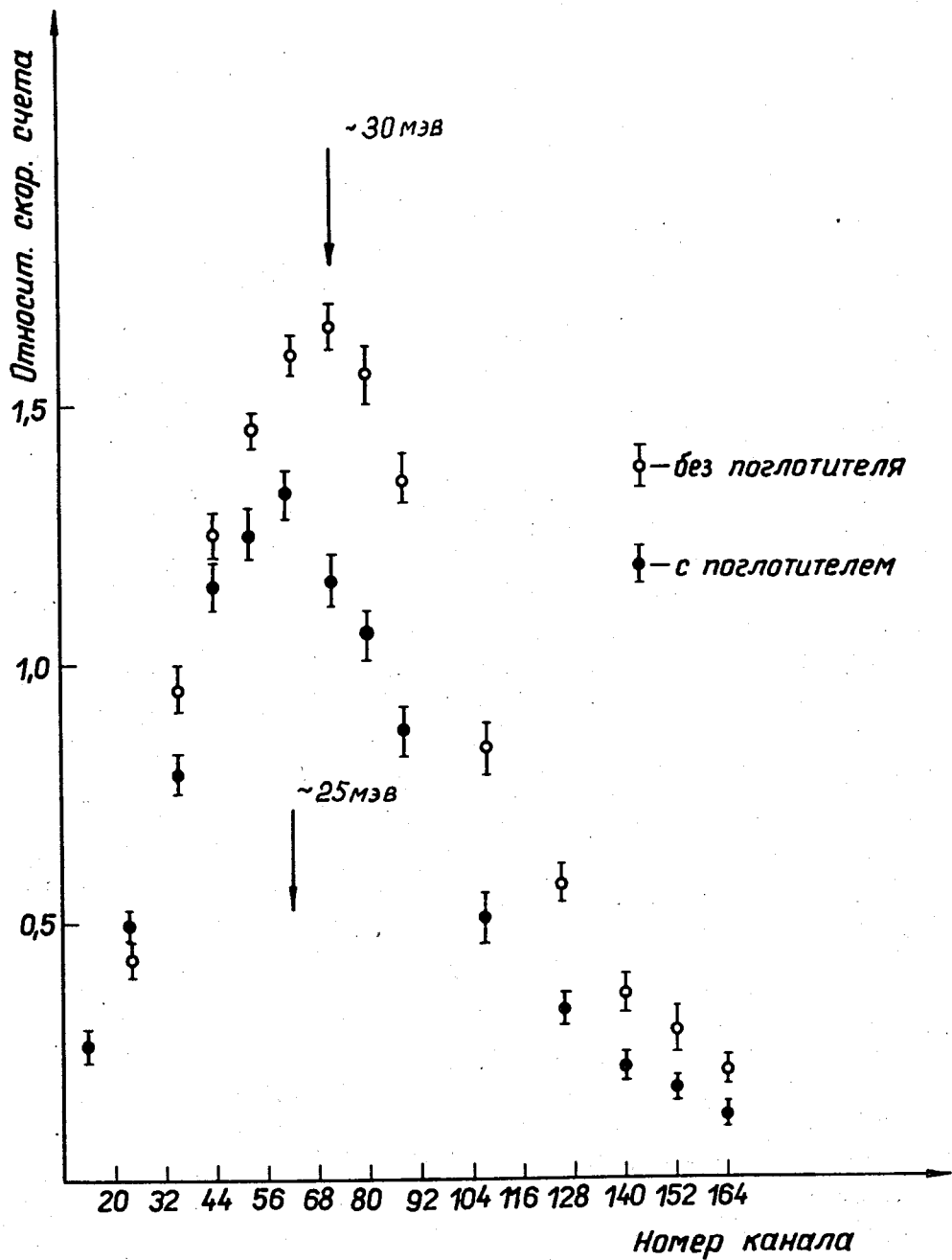


Рис. 2

Таблица 3

$\theta^0$ л.с.	$\theta^0$ ц.м.	$e_{3+} \pm \Delta e_{3+}$	$e_{3-} \pm \Delta e_{3-}$	$D \pm \Delta D$
12	27,6	0,171 $\pm$ 0,020	-	1,140 $\pm$ 0,240
15	34,4	0,195 $\pm$ 0,009	-0,050 $\pm$ 0,011	0,940 $\pm$ 0,079
18	41,2	0,218 $\pm$ 0,011	-0,067 $\pm$ 0,014	0,890 $\pm$ 0,078
21	47,8	0,235 $\pm$ 0,005	-0,043 $\pm$ 0,006	0,872 $\pm$ 0,030
27	60,8	0,227 $\pm$ 0,010	0,006 $\pm$ 0,010	0,913 $\pm$ 0,050
32	71,8	0,192 $\pm$ 0,014	0,012 $\pm$ 0,023	0,708 $\pm$ 0,080
41	90	0,154 $\pm$ 0,012	0,151 $\pm$ 0,012	0,697 $\pm$ 0,040
49	106	-0,033 $\pm$ 0,022	0,299 $\pm$ 0,020	0,707 $\pm$ 0,070
55	117	-0,070 $\pm$ 0,024	0,200 $\pm$ 0,024	0,480 $\pm$ 0,090

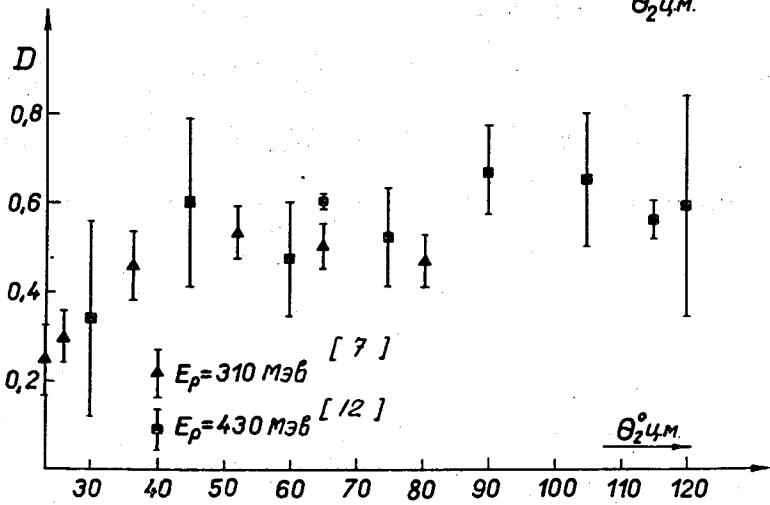
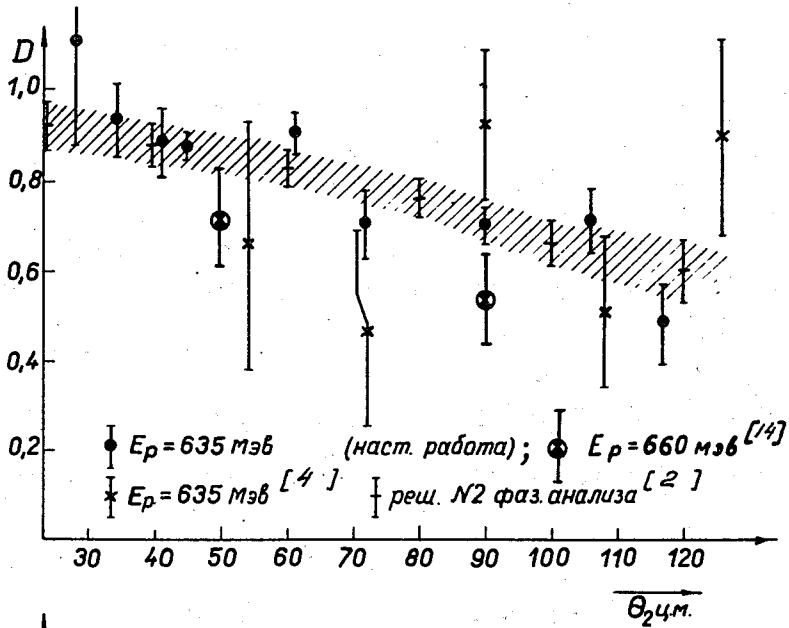


Рис. 3

11,8 ед).<sup>/1/</sup> Появившиеся позднее сведения о параметре  $D$  при энергии 660 Мэв/<sup>14/</sup>, полученные на поляризованной мишени Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ, удовлетворительно согласуются с нашими результатами и анализом Мак-Грегора.

Энергетическая зависимость параметра  $D$  в обсуждаемом интервале энергий наиболее резко проявляется в области углов  $27^{\circ}-60^{\circ}$  с.ц.м., где  $D \approx 1$  при 635 Мэв и близок к половине на энергиях 310 + 435 Мэв. Этот факт означает, что с ростом энергии протоны деполаризуются при рассеянии слабее.

Использование предварительных результатов нашей работы<sup>/15/</sup> в фазовом анализе Мак-Грегора и др. при энергии 635 Мэв, как указывают сами авторы работы<sup>/1/</sup>, существенно уменьшает ошибки фазовых сдвигов. К сожалению, наши данные не позволяют, по-видимому, сократить число имеющихся наборов фазовых сдвигов.

Представляет интерес сравнить наши результаты с предсказаниями теорий, основанных на различного рода симметриях.

Так, в работе<sup>/16/</sup> на основе схемы  $M(12)$  установлено следующее соотношение между параметром  $D(\theta)$  и коэффициентом  $C_{nn}(\theta)$ :

$$[D(\theta) + D(\pi - \theta)] - [1 + C_{nn}(\theta)] = \Delta = 0. \quad (7)$$

Для угла  $\theta = \pi/2$  аналогичное соотношение следует также из модели  $SU(12)$  для рассеяния барионов<sup>/17/</sup>. Результаты сравнений (7) с экспериментальными данными на энергиях 635, 430 и 310 Мэв показаны в табл.4. Из таблицы видно, что вычисленные по формуле (7) значения  $\Delta_{\text{эксп.}}$  не равны нулю. Однако это отличие невелико и в области 400+640 Мэв в среднем не превышает двух стандартных отклонений.

Авторы глубоко благодарны профессорам В.П.Джелепову, Л.И.Лапидусу и Ю.М.Казаринову за обсуждение проблем, связанных с данной работой.

Таблица 4

$E, \text{ МэВ}$	$\theta, \text{ с.ц.м.}$	$D(\theta)$	$D(\theta)+D(\pi-\theta)$	$S_{\text{ин}}(\theta)$	$\Delta_{\text{экспер.}}$
310/7,18/	90	$0,50 \pm 0,06$	$1,00 \pm 0,12$	$0,63 \pm 0,06$	$-0,63 \pm 0,14$
	90	$0,67 \pm 0,10$	$1,34 \pm 0,20$	$0,40 \pm 0,04$	$-0,06 \pm 0,20$
430/12,18/	65	$0,60 \pm 0,02$	$1,18 \pm 0,05$	$0,46 \pm 0,05$	$-0,28 \pm 0,07$
	115	$0,58 \pm 0,04$			
635/на- стоящая работа /	90	$0,70 \pm 0,04$	$1,40 \pm 0,08$	$0,68 \pm 0,15$	$-0,28 \pm 0,17$
	61	$0,91 \pm 0,05$			
	106	$0,71 \pm 0,07$	$1,62 \pm 0,09$	$0,55 \pm 0,10$	$0,07 \pm 0,14$
	72	$0,71 \pm 0,08$			
	117	$0,48 \pm 0,09$	$1,19 \pm 0,12$	$0,59 \pm 0,11$	$-0,40 \pm 0,17$

Л и т е р а т у р а

1. M.MacGregor, R.Arndt, P.Wright. Phys. Rev., 169, 1149 (1968).
2. Л.Н.Глонти, Ю.М.Казаринов, А.М.Розанова, И.Н.Силин. Препринт ОИЯИ, P1-3525, Дубна, 1967.
3. Р.Я.Зулькарнеев, В.С.Киселев, В.С.Надеждин, В.И.Сатаров. Препринт ОИЯИ, P1-4155, Дубна, 1968.
4. Ю.П.Кумекин, М.Г.Мещеряков, С.Б.Нурушев, Г.Д.Столетов. ЖЭТФ, 38, 1451 (1960); ЯФ, 2, 892 (1965).
5. L.Wolfenstein. Phys. Rev., 96, 1654 (1954).
6. В.С.Надеждин. Препринт ОИЯИ, 13-3379, Дубна, 1967.
7. O.Chamberlain, E.Segre, R.Tripp et al. Phys.Rev.,105,288 (1957)
8. Р.Я.Зулькарнеев, В.С.Надеждин, В.И.Сатаров. Препринт ОИЯИ, P1-3189, Дубна, 1967.
9. P.G.MacManigal, R.D.Eandi, S.N.Kaplan, B.J.Moyer. Phys. Rev., 148, 1280 (1966).
10. E.Eandy, R.Kenney, V.Peterson. Nucl. Instr. and Meth., 32, 213 (1965).
11. Р.Я.Зулькарнеев, В.С.Киселев, В.С.Надеждин, В.И.Сатаров. Ядерная физика, 6, 995 (1967).
12. R.Rooth, E.Engles, S.Wright et al. Phys. Rev., 140, 1533 (1965); Phys. Rev., 169, 1026 (1968).
13. M.Borgini, E.Heer, B.Levart et al. Helv. Phys.Acta, 39, 579(1966).
14. J.Bystricky, J.Cech, Z.Janout et al. Phys. Lett., 28B, 572 (1969).
15. Р.Я.Зулькарнеев, В.С.Надеждин, В.И.Сатаров. Материалы 1 Международного совещания по NN- и  $\pi N$  - взаимодействиям. Дубна, 1968.
16. P.Freund, S.Lo. Phys. Rev., 140, 927B (1965).
17. P.Kantor, T.Kuo, R.Pierles, T.Truman. Phys. Rev., 140, 1008B (1965)
18. A.Baretvas. Phys. Rev., 171, 1392 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел

19 июня 1969 года.