



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

Ю.П. Кумекин, М.Г. Мещеряков, С.Б. Нурушев, Г.Д. Столетов

P-1337

**ТРОЙНОЕ РАССЕЯНИЕ ПРОТОНОВ
ПРИ ЭНЕРГИИ 660 МЭВ
IV. УГЛОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРА A**

Дубна 1963

Ю.П. Кумекиа, М.Г. Мещеряков, С.Б. Нурушев, Г.Д. Столетов

P-1337

ТРОЙНОЕ РАССЕЯНИЕ ПРОТОНОВ
ПРИ ЭНЕРГИИ 680 МЭВ
IV. УГЛОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРА A

Дубна 1963

1. Введение

В наших предыдущих работах ^{/1-3/} были описаны эксперименты по тройному рассеянию протонов, выполненные с использованием поперечно поляризованного пучка ^{/4/}. Результаты этих опытов, а также опытов по измерению дифференциальных сечений pp -рассеяния ^{/5/}, поляризации ^{/6/} и корреляции поперечных компонент поляризации ^{/7,8/} использовались ранее как для прямого восстановления матрицы pp -рассеяния M ^{/3,8,9/}, так и для проведения фазового анализа ^{/10-13/}. В обоих случаях, однако, поставленные задачи не были решены до конца, так как по имевшимся тогда данным нельзя было полностью определить амплитуды матрицы M в общем случае (в работе ^{/3/} матрица M была восстановлена лишь для угла $\theta = 90^\circ$), а также нельзя было сделать окончательный выбор между наборами фазовых сдвигов, найденными в работах ^{/10-12/}.

Как указывалось ранее ^{/3/}, для однозначного восстановления матрицы M даже под углом $\theta = 90^\circ$ (то есть в случае, когда отличны от нуля только три амплитуды рассеяния) были необходимы дальнейшие опыты, особенно опыт по определению параметра тройного рассеяния A , который характеризует поперечную компоненту поляризации, возникающую при рассеянии продольно поляризованного пучка ^{/14/}. С другой стороны, угловые зависимости параметра A , вычисленные по различным наборам фазовых сдвигов, заметно отличались друг от друга; поэтому экспериментальное определение значений параметра A в широком диапазоне углов было крайне желательным.

Завершение опытов, в которых был получен продольно поляризованный пучок на шестиметровом синхrocиклотроне Объединенного института ядерных исследований ^{/15/}, сделало возможным проведение более сложных экспериментов по тройному рассеянию протонов. В первую очередь была измерена угловая зависимость параметра A .

Постановка опыта и результаты

Геометрия опыта показана на рис. 1. Здесь \vec{n}_i - векторы нормалей к плоскостям π_i i -го рассеяния, \vec{k}_i и \vec{k}'_i - единичные векторы, направленные вдоль импульсов протонов до и после i -ого рассеяния, $\vec{z}_2 = [\vec{n}_2, \vec{k}'_2]$. Азимутальный угол ϕ второго рассеяния определяется соотношениями

$$\cos \phi = \vec{n}_1 \cdot \vec{n}_2; \quad \sin \phi = [\vec{n}_1, \vec{n}_2] \cdot \vec{k}'_2. \quad /1/$$

Первое рассеяние протонов происходило в вертикальной плоскости π_1 , поэтому вектор поляризации рассеянного пучка $\vec{p}_1^{(0)}$, направленный по нормали $\vec{n}_1^{(0)}$, лежал в горизонтальной плоскости π_2 . Далее поперечно поляризованный рассеянный пучок попадал в вертикальное магнитное поле, в котором отклонялся на угол δ . При этом вектор нормали \vec{n}_1 , вдоль которого направлена поперечная компонента поляризации отклоненного пучка, по-прежнему оставался в плоскости π_2 . Из-за наличия у протона аномального магнитного момента спин протона прецессировал в магнитном поле так, что вектор

поляризации \vec{P}_1 отклоненного пучка составлял с вектором \vec{n}_1 угол

$$\chi = \frac{\mu_p - 1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \delta, \quad /2/$$

где μ_p — магнитный момент протона в ядерных магнетонах, β — скорость протона в единицах скорости света. В результате такой прецессии в пучке возникала продольная компонента поляризации $P_1 \sin \chi$, направленная против импульса протонов, и оставалась поперечная компонента $P_1 \cos \chi$, направленная вдоль вектора \vec{n}_1 .

В условиях этих опытов второе рассеяние происходило в горизонтальной плоскости /на рис. 1 показан случай, когда $\phi = 90^\circ$ /. При измерении параметра А определялась компонента поляризации P_{2a} , направленная вдоль вектора \vec{s}_2 . Для этого третье анализирующее рассеяние производилось так, что либо $\vec{n}_3 = \vec{s}_2$ /на рис. 1 этому соответствует третье рассеяние вверх в вертикальной плоскости π_3 /, либо $\vec{n}_3 = -\vec{s}_2$. По соответствующим скоростям счета трижды рассеянных протонов $N(+)$ и $N(-)$ вычислялась асимметрия

$$\epsilon_{3a} = \frac{N(+)-N(-)}{N(+)+N(-)}, \quad /3/$$

которая связана с параметрами А и R соотношением /14/

$$\epsilon_{3a} = P_1 P_3 \frac{-A \sin \chi + R \cos \chi \sin \phi}{1 + P_1 \cos \chi \frac{P_2^{(0)}}{P_2} \cos \phi}, \quad /4/$$

Произведение $P_1 P_3$ определялось в специальном калибровочном опыте по двойному рассеянию, в котором поперечно поляризованный пучок с поляризацией P_1 тормозился до энергии, равной энергии двукратно рассеянных протонов, и затем в условиях, идентичных условиям измерений асимметрии ϵ_{3a} , рассеивался на мишени-анализаторе. При этом измерялась асимметрия

$$\epsilon_3 = P_1 P_3, \quad /5/$$

характеризующая анализирующую способность третьей мишени.

Второе рассеяние происходило при $\phi = \pm 90^\circ$, поэтому параметр А определялся из соотношения

$$A \sin \chi = \frac{\epsilon_{3a}}{\epsilon_3} + R \cos \chi \sin \phi. \quad /6/$$

Поскольку при этом использовался практически полностью продольно поляризованный пучок $\left\{ \chi = 89 \pm 2,5^\circ \right\}^{15/}$, то второе слагаемое в /6/ давало весьма малую поправку. Соответствующие значения параметра R были взяты из предыдущей работы /3/.

Установка для измерения параметра А и процедура опыта были подробно описаны в работе /16/. Схема расположения рассеивателей и детектирующей аппаратуры показана на рис. 2. Водородная мишень T_2 представляла собой стеклянный сосуд Дьюара, наполненный жидким водородом. В центре жидководородной мишени средняя энергия протонов равнялась 608 Мэв, величина потока в пучке диаметром 4 см. составляла $2 \cdot 10^7$ протонов/сек. Для выделения процесса упругого рр-рассеяния рассеянный протон и

протон отдачи регистрировались сопряженными телескопами, включенными на совпадения. Измерения параметра A производились одновременно под обоими сопряженными углами Θ_2 и Θ_2' . Третья анализирующие рассеяния в углеродных мишенях T_3 наблюдались одновременно под углами $\Theta_3 = \pm 12^\circ$. Для уменьшения фона случайных совпадений протоны, не рассеянные в мишенях T_3 , регистрировались сцинтилляционными счетчиками ЛЗА и ПЗА, включенными на антисовпадения с остальными счетчиками. Блок-схема включения сцинтилляционных счетчиков и телескопов приведена в работе /16/.

При каждом угле наблюдения параметра A было произведено от 5 до 10 независимых измерений асимметрии ϵ_{3s} , результаты которых совпадали друг с другом в пределах статистических ошибок. Перед началом каждого отдельного измерения тщательно определялся "профиль" пучка двукратно рассеянных протонов, чтобы исключить возможность появления ложной асимметрии. В зарегистрированные скорости счета трижды рассеянных протонов вносились поправки, учитывающие:

- а/ фон, наблюдаемый в отсутствие третьих рассеивателей и вызванный почти полностью рассеянием протонов в сцинтилляторах счетчиков Л33 и П33;
- б/ эффект, наблюдаемый в отсутствие жидкого водорода в сосуде;
- в/ эффект случайных совпадений.

Под всеми углами наблюдения скорости счета были пренебрежимо малы в отсутствие второго и третьего рассеивателей, а также в том случае, когда при наличии второго и третьего рассеивателей угол $\Theta_2 + \Theta_2'$ не отвечал кинематике упругих pp -соударений.

В таблице 1 приводятся найденные значения асимметрий ϵ_{3s} и ϵ_3 с их статистическими ошибками и вычисленные по формуле /6/ значения параметра A .

Т а б л и ц а 1.

Значения асимметрий ϵ_{3s} , ϵ_3 и параметра A

θ , град.	$\epsilon_{3s} \pm \Delta \epsilon_{3s}$, %	$\epsilon_3 \pm \Delta \epsilon_3$, %	$A \pm \Delta A$
54	$-4,6 \pm 0,9$	$9,8 \pm 0,3$	$0,48 \pm 0,09$
72	$-6,0 \pm 1,2$	$13,1 \pm 0,4$	$0,46 \pm 0,10$
90	$-3,2 \pm 1,0$	$16,1 \pm 0,4$	$0,20 \pm 0,06$
108	$1,2 \pm 1,4$	$16,2 \pm 0,4$	$-0,08 \pm 0,09$
126	$1,9 \pm 1,4$	$9,7 \pm 0,5$	$-0,20 \pm 0,14$

3. Восстановление матрицы pp -рассеяния

Конечной задачей полного опыта по pp -рассеянию является определение матрицы рассеяния M . В фазовом анализе эта задача сводится к отысканию набора фазовых сдвигов, полностью описывающих всю совокупность экспериментальных данных. Даль-

нейшее изучение энергетической зависимости фазовых сдвигов, например с помощью дисперсионных соотношений /17/, позволяет, по-видимому, описать все данные о $p-p$ - взаимодействии посредством минимального числа феноменологических параметров. Однако с ростом энергии падающих протонов проведение фазового анализа сталкивается со все большими трудностями. Выше порога образования π -мезонов фазовые сдвиги становятся комплексными. Возникающее вследствие этого удвоение числа определяемых параметров, а также увеличение с ростом энергии числа парциальных волн, эффективно участвующих в рассеянии, приводят к тому, что фазовый анализ становится трудно осуществимым. Поэтому при больших энергиях более легко реализуется метод прямого восстановления матрицы рассеяния /18,19/. В этом методе амплитуды матрицы определяются для некоторых выбранных значений угла рассеяния по результатам различных независимых опытов, выполненных при данной энергии. Этот метод применим при любых энергиях, поскольку в нем не используется соотношение унитарности, однако по этой причине общая фаза матрицы M остается не определенной /20/ до тех пор, пока не рассматривается, например, интерференция ядерного и кулоновского рассеяний.

Имеющиеся ранее экспериментальные данные при энергии ~ 660 Мэв позволяли провести полное восстановление матрицы M только под углом $\theta = 90^\circ$ /3/, однако и в этом случае полученное решение было 4-значным.

В настоящее время, после завершения измерений угловой зависимости параметра A , число экспериментальных данных оказывается достаточным для прямого восстановления модулей и относительных фаз амплитуд матрицы рассеяния в области $54^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$. Однако из-за нелинейности выражений, связывающих измеряемые величины с амплитудами рассеяния, соответствующие решения не являются единственными. Для получения однозначных решений необходимы новые независимые экспериментальные данные.

А. Угол рассеяния $\theta = 90^\circ$

Под углом 90° при энергии ~ 660 Мэв в настоящее время измерены: дифференциальное сечение рассеяния неполяризованного пучка σ /5/, коэффициенты корреляции C_{KR} /7/ и C_{nn} /8/, параметры D /1/, R /3/ и A /настоящая работа/ с этими данными наиболее просто можно связать элементы матрицы M , записанной в синглет-триплетном представлении /21/:

$$\sigma(90^\circ) = \frac{1}{2} |M_{01}|^2 + \frac{1}{2} |M_{10}|^2 + \frac{1}{4} |M_{..}|^2, \quad /7a/$$

$$\sigma(90^\circ) C_{nn}(90^\circ) = |M_{01}|^2 + \frac{1}{2} |M_{10}|^2 - \frac{1}{4} |M_{..}|^2, \quad /7б/$$

$$\sigma(90^\circ) C_{KR}(90^\circ) = |M_{01}|^2 - \frac{1}{2} |M_{10}|^2 + \frac{1}{4} |M_{..}|^2 \frac{E}{E + 4mc^2}, \quad /7в/$$

$$\sigma(90^\circ) D(90^\circ) = - |M_{01}| |M_{10}| \cos \phi_{01,10}, \quad /7г/$$

$$\sigma(90^\circ) R(90^\circ) = |M_{01}| |M_{..}| \cos \phi_{01,..} \left[\frac{1}{2} \frac{E + 2mc^2}{E + 4mc^2} \right]^{1/4}, \quad /7д/$$

$$\sigma(90^\circ) A(90^\circ) = - |M_{10}| |M_{..}| \cos \phi_{10,..} \left[\frac{mc^2}{E + 4mc^2} \right]^{1/4}. \quad /7е/$$

Здесь m - масса протона, c - скорость света, E - кинетическая энергия падающего протона в лабораторной системе. В формулах /7в,д,е/ учтены релятивистские поправки /22/.

Формулы /7/ образуют для пяти неизвестных параметров /трех модулей матричных элементов и двух относительных фаз/ переопределенную систему, допускающую, однако, двухзначное решение. Наилучшие значения параметров определялись методом наименьших квадратов. Минимум функционала

$$\chi^2 = \frac{(\sigma_{\text{эксп}} - \sigma_{\text{выч}})^2}{(\Delta\sigma)^2} + \frac{(C_{nn\text{эксп}} - C_{nn\text{выч}})^2}{(\Delta C_{nn})^2} + \dots + \frac{(A_{\text{эксп}} - A_{\text{выч}})^2}{(\Delta A)^2} /8/$$

находился методом линеаризации /23/. Здесь $\sigma_{\text{эксп}}$ - экспериментальное значение дифференциального сечения, $\sigma_{\text{выч}}$ - значение, вычисляемое по формуле /7а/, $(\Delta\sigma)^2$ - дисперсия экспериментального значения и т.д.

Результаты вычислений дают для $\theta = 90^\circ$ следующие значения модулей матричных элементов /в 10^{-13} см²/:

$$\begin{aligned} |M_{01}| &= 0,48 \pm 0,04, \\ |M_{10}| &= 0,39 \pm 0,05, \\ |M_{..}| &= 0,21 \pm 0,12, \end{aligned} \quad /9/$$

и относительных фаз этих элементов:

$$\begin{aligned} \phi_{01,10} &= + (176^\circ \pm 3^\circ), \quad \phi_{01,..} = - (6^\circ \pm 60^\circ) - \text{решение а} \\ \phi_{01,10} &= - (176^\circ \pm 3^\circ), \quad \phi_{01,..} = + (6^\circ \pm 60^\circ) - \text{решение б} \end{aligned} \quad /10/$$

Ошибки параметров вычислялись согласно значению уровня $\chi^2 = \chi^2_{\text{min}} + 1$ /24/. Из-за нелинейности уравнений /7/ эти ошибки лишь ориентировочно указывают область возможных значений параметров.

На рис. 3 показаны на комплексной плоскости два возможных расположения величин $M_{01}/\sqrt{2}$, $M_{10}/\sqrt{2}$ и $M_{..}/2$, определяемые минимумом χ^2 для системы /7/. Окружность радиуса $\sqrt{\sigma}$ соответствует максимальным возможным значениям модулей этих величин, абсолютная фаза элемента M_{01} принята равной 180° . Двухзначность решения обусловлена тем, что в формулы /7/ входят только косинусы относительных фаз. Как видно, при энергии ~ 660 Мэв оба решения практически совпадают друг с другом, однако в общем случае для однозначного восстановления матрицы $M/90^\circ$ необходимы дальнейшие независимые опыты, например измерение спиновой корреляции, когда используются поперечно и продольно поляризованные пучки протонов.

Б. Восстановление матрицы рассеяния при $\theta \neq 90^\circ$

При $0 < \theta < 90^\circ$ в общем случае отличны от нуля все пять комплексных амплитуд матрицы $p-p$ - рассеяния M . С точностью до общей фазы и неопределенности, возникающей из-за нелинейности соответствующих выражений, эти амплитуды можно опреде-

нить по экспериментальным данным девяти независимых опытов.

При энергии ~ 660 Мэв для углов 54° и 72° /с.ц.м./ в настоящее время измерены: дифференциальное сечение рассеяния $\sigma(\theta)$ /5/, поляризация $P(\theta)$ /6/, коэффициент корреляции $C_{pp}(\theta)$ /8/, параметры тройного рассеяния $D(\theta)$ и $D(\pi-\theta)$ /2/, $R(\theta)$ и $R(\pi-\theta)$ /7/, $A(\theta)$ и $A(\pi-\theta)$ /настоящая работа/. В таблице 2 приведены значения пяти модулей и четырех относительных фаз амплитуд матрицы M , записанной в виде /25/:

$$M = \frac{1}{2} \{ (a+b) + (a-b) \sigma_{1n} \sigma_{2n} + e(\sigma_{1n} + \sigma_{2n}) + (c+d) \sigma_{1k} \sigma_{2k} + (c-d) \sigma_{1p} \sigma_{2p} \} \quad /11/$$

Эти значения найдены по указанным экспериментальным данным методом наименьших квадратов. В таблице 2 приведены также значения соответствующих параметров под углом 90° , вычисленные по значениям /9/ и /10/.

В таблице 2 для углов 54° и 72° приведены только ошибки модулей амплитуд, вычисленные согласно значению уровня $\chi^2 = \chi_{min}^2 + 1$. Относительные фазы амплитуд при $\theta = 54^\circ$ и 72° сильно скоррелированы со значениями модулей амплитуд, поэтому по имеющимся экспериментальным данным нельзя определить их ошибки. Для уточнения решения необходимы дальнейшие опыты, в частности измерение коэффициента корреляции C_{kp} .

Из данных таблицы 2 видно, что для углов $54^\circ \leq \theta < 60^\circ$ отличны от нуля все пять амплитуд a, b, c, d, e . Основной вклад в сечение pp -рассеяния в рассматриваемом интервале углов вносит спин-орбитальная амплитуда $e(\theta)$, причем для угла 90° вклад этого члена особенно велик /порядка 90%, как это уже отмечалось в работах /1,8,9/. Значения модулей и относительных фаз амплитуд матрицы M /90°/, найденные в работе /3/, а также значения квадратов модулей амплитуд, вычисленные в работе /8/, согласуются в пределах ошибок с данными таблицы 2.

Т а б л и ц а 2.

Значения модулей /в 10^{-13} см/ и относительных фаз амплитуд матрицы pp рассеяния при 660 Мэв

θ	54°	72°	90°	
			решение а	решение б
χ_{min}^2	2,45	0,25	0,07	0,07
$ a $	$0,19 \pm 0,13$	$0,10 \pm 0,05$		
$ b $	$0,35 \pm 0,07$	$0,28 \pm 0,06$	$0,11 \pm 0,06$	$0,11 \pm 0,06$
$ c $	$0,22 \pm 0,13$	$0,10 \pm 0,07$		
$ d $	$0,22 \pm 0,12$	$0,30 \pm 0,07$	$0,07 \pm 0,05$	$0,07 \pm 0,05$
$ e $	$0,73 \pm 0,06$	$0,58 \pm 0,04$	$0,62 \pm 0,04$	$0,62 \pm 0,04$
δ_{aa}	-4°	-3°		
δ_{bb}	79°	94°	$85^\circ \pm 30^\circ$	$85^\circ \pm 30^\circ$
δ_{cc}	-58°	-88°		
δ_{dd}	-90°	-49°	$-72^\circ \pm 40^\circ$	$-108^\circ \pm 40^\circ$

4. Сравнение экспериментальных данных с результатами фазового анализа

pp - рассеяния

На рис. 4 показаны угловые зависимости параметров тройного рассеяния D, R и A при энергии ~ 630 Мэв. Там же показаны угловые зависимости этих параметров, вычисленные по результатам различных вариантов фазового анализа.

Впервые фазовый анализ упругого pp -рассеяния при энергии ~ 660 Мэв был выполнен Хошизаки и Мачида /10/. Они использовали полученные в Дубне данные по дифференциальным сечениям, поляризации и деполаризации. Мнимые части фазовых сдвигов оценивались ими на основе резонансной модели образования π -мезонов в NN соударениях /26/. Угловые зависимости параметров D, R и A , рассчитанные по фазовым сдвигам, найденным в этой работе, показаны на рис. 4 пунктирной кривой.

Зулькарнеев и Силин /11/ в своей работе использовали дополнительно сведения о коэффициентах корреляции C_{pp} и C_{kp} , параметре R и полном сечении σ_{tot} . Они предполагали, что мезообразование происходит только в 3P и 1D -состояниях pp -системы. Угловые зависимости параметров D, R и A , рассчитанные по фазовым сдвигам их наиболее вероятного ($\chi^2/\chi^2_{min} = 1,48$) решения, на рис. 4 показаны штриховой кривой.

Ажгиреев и др. /12/ был выполнен фазовый анализ pp -рассеяния вблизи 660 Мэв в предположении, что при этой энергии нельзя пренебрегать мезообразованием в $^3F_{2,3}$ -состояниях, которые, согласно резонансной модели образования π -мезонов, могут давать вклад в неупругие процессы. При этом все мнимые части фазовых сдвигов характеризовались тремя независимыми параметрами, как и в работе /10/. В анализ были включены экспериментальные данные о параметре A /90°/ и данные о полных сечениях неупругих процессов. Было найдено решение, значительно более вероятное ($\chi^2/\chi^2_{min} = 1,11$), чем решения в работах /10,11/. Угловые зависимости параметров D, R и A , рассчитанные по фазовым сдвигам этого решения, на рис. 4 показаны сплошной кривой.

Недавно Быстрицкий и Зулькарнеев /13/ провели фазовый анализ pp -рассеяния при 660 Мэв, варьируя раздельно мнимые части всех фазовых сдвигов $^3P, ^1D$ и 3F состояний. Ими было получено четыре решения, из которых два наиболее достоверных являются аналогами решений из работ /11,12/.

Т а б л и ц а 3.

Вклады в суммы χ^2 различных вариантов фазового анализа, отвечающие экспериментальным значениям параметров тройного рассеяния

работа	/10/	/11/	/12/
D	9,7	9,5	6,1
R	23,4	11,6	2,2
A	32,2	33,9	4,8
Всего	65,3	55,0	13,1

В таблице 3 приведены вклады в суммы χ^2 различных решений, отвечающие экспериментальной информации относительно параметров тройного рассеяния. Из этой таблицы и рис. 4 видно, что со всеми экспериментальными значениями параметров тройного рассеяния удовлетворительно согласуется только набор фазовых сдвигов, полученный Аджигреем и др.^{/12/х/}. Уточнение этого набора посредством включения в анализ значе- ний параметра А для углов 54° , 72° , 108° , 126° будет описано в отдельной статье. Тем не менее для более точного фазового анализа pp -рассеяния в области 660 Мэв необходимы дальнейшие измерения параметров тройного рассеяния D , R и A . Кроме того, необходимы также новые экспериментальные данные о неупругих процессах в этой области энергий и более последовательное включение этих данных в фазовый ана- лиз.

Авторы выражают благодарность Л.С. Аджигрею и С.Н. Соколову за полезные дис- куссии.

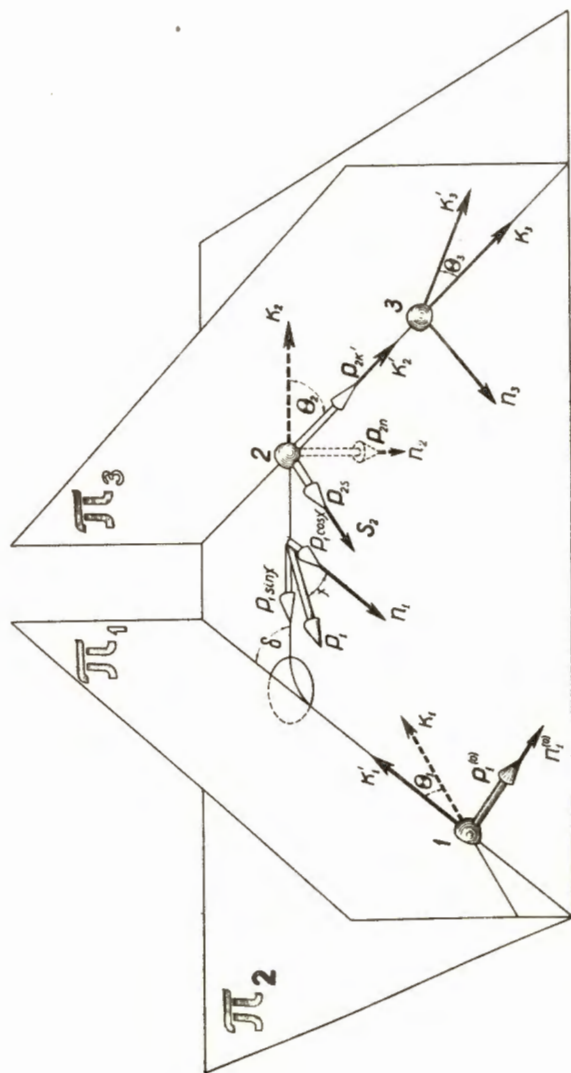
Л и т е р а т у р а

1. Ю.П. Кумекин, М.Г. Мещеряков, С.Б. Нурушев, Г.Д. Столетов. ЖЭТФ, 35, 1398 /1958/.
2. Ю.П. Кумекин, М.Г. Мещеряков, С.Б. Нурушев, Г.Д. Столетов. ЖЭТФ, 38, 1451 /1960/.
3. Ю.П. Кумекин, М.Г. Мещеряков, С.Б. Нурушев, Г.Д. Столетов. ЖЭТФ, 43, 1887 /1962/.
4. М.Г. Мещеряков, С.Б. Нурушев, Г.Д. Столетов. ЖЭТФ, 31, 381 /1956/.
5. Н.П. Богачев, И.К. Взоров. ДАН СССР, 99, 831 /1954/.
6. М.Г. Мещеряков, С.Б. Нурушев, Г.Д. Столетов. ЖЭТФ, 33, 37 /1957/.
7. В.И. Никаноров, Г. Петер, А.Ф. Писарев, Х. Позе. ЖЭТФ, 42, 1209 /1962/.
8. Б.М. Головин, В.П. Железов, Р.Я. Зилькарянцев, Цуй Ва-чуан. ЖЭТФ, 44, 142/1963/.
9. С.Б. Нурушев. ЖЭТФ, 37, 301 /1959/.
10. N.Hoshizaki, S.Maeda. Progr. Theor. Phys., 29, 49 (1963).
11. Р.Я. Зилькарянцев, И.Н. Силин. ЖЭТФ, 44, 1108 /1963/. Препринт ОИЯИ Р-1217, Дубна, 1963.
12. Л.С. Аджигрей, Ю.П. Клепиков, Ю.П. Кумекин, М.Г. Мещеряков, С.Б. Нурушев, Г.Д. Столетов. Препринт ОИЯИ Р-1266, Дубна 1963.
13. И. Быстрицкий, Р.Я. Зилькарянцев. Препринт ОИЯИ Д-1236, Дубна, 1963.
14. L. Wolfenstein. Phys. Rev., 96, 1654 (1954).
15. М.Г. Мещеряков, Ю.П. Кумекин, С.Б. Нурушев, Г.Д. Столетов. Атомная энергия, 14, вып. 1, 38 /1963/.
16. С.Х. Биктимиров, Ю.П. Кумекин, С.Б. Нурушев, Г.Д. Столетов. Препринт ОИЯИ 1283, Дубна, 1963.

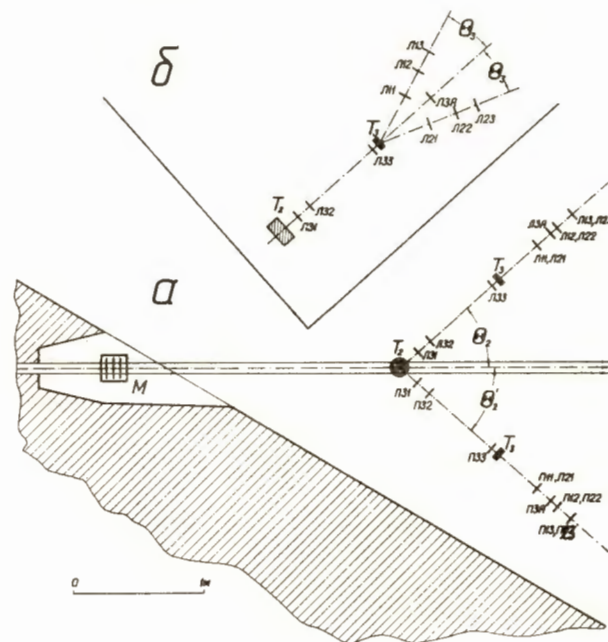
^{х/} Недавно наборы фазовых сдвигов pp -рассеяния, найденные в работах^{/11,12/} были использованы для фазового анализа pp -данных при 630 Мэв^{/27,28/}. При этом оказалось, что набор фазовых сдвигов из работы^{/12/} позволяет найти совместные реше- ния для pp - и pn -данных, значительно более вероятные, чем при использовании набора фазовых сдвигов из работы^{/11/}.

17. A.Scotti, D.Y.Wong. Phys. Rev. Letters, 10, 142 (1963).
18. Я.А. Смородицкий. IX Международная конференция по физике частиц высоких энергий, стр. 201. Москва, 1961.
19. C.R.Schumacher, H.Bethe. Phys. Rev., 121, 1534 (1961).
20. Л.Д. Пуэиков. Диссертация. Москва, 1958.
21. H.P.Stapp. Preprint UCRL-3098 (1955).
22. D.W.L.Sprung. Phys. Rev., 121, 925 (1961).
23. С. Соколов, И. Сялин. Препринт ОИЯИ Д-810. Дубна, 1961.
24. А. Тяпкин. Препринт ОИЯИ Д-642. Дубна, 1960.
25. R.Oehme. Phys. Rev., 98, 216 (1955).
26. S.Mandelstam. Proc. Roy. Soc., 244, 491 (1958).
27. Ю.М. Казаринов, В.С. Киселев, И.Н. Сялин. Препринт ОИЯИ Р-1221. Дубна, 1963.
28. Ю.М. Казаринов. Диссертация. Дубна, 1963.

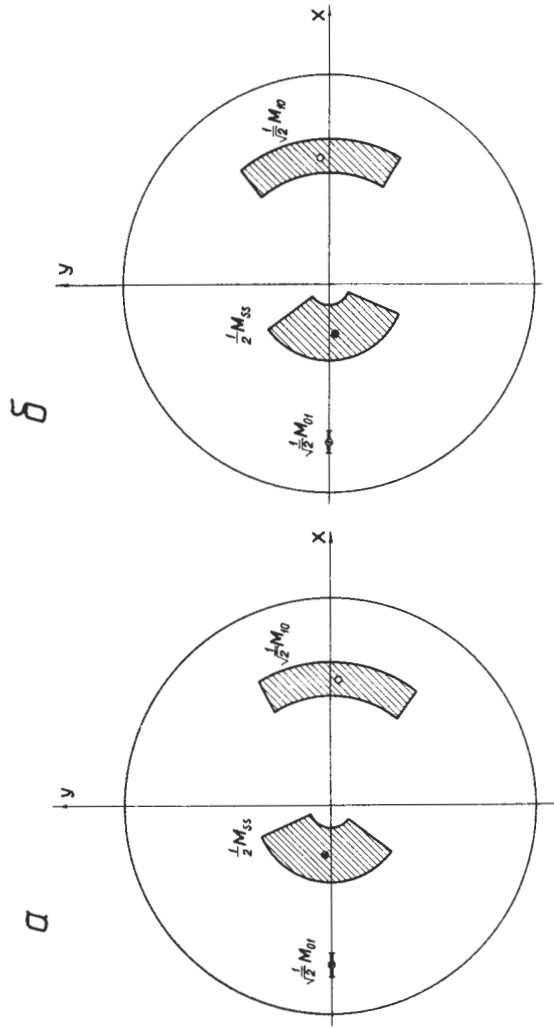
Рукопись поступила в издательский отдел
17 июня 1963 года.



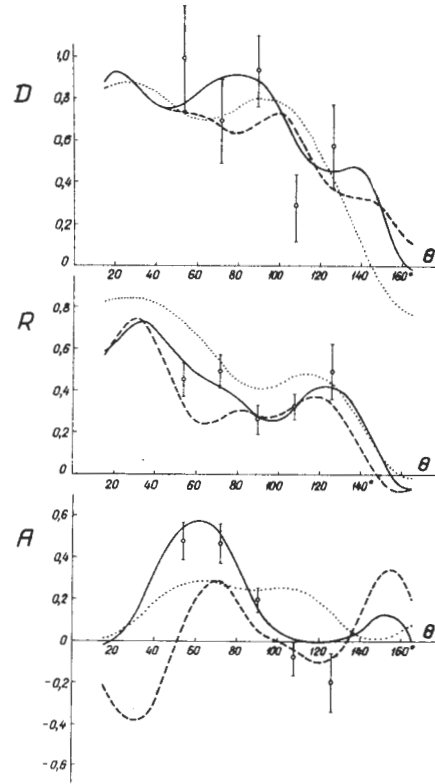
Р и с. 1. Геометрия опыта по тройному рассеянию протонов: измерение параметра А.



Р и с. 2. Схема расположения рассеивателей и детектирующей аппаратуры: а - в горизонтальной плоскости, б - в вертикальной плоскости третьего рассеяния. М - монитор /ионизационная камера/, T_2 - второй рассеиватель /сосуд с жидким водородом/, T_3 - третий рассеиватель /блоки из графита сечением $70 \times 60 \text{ мм}^2$ и толщиной 50 мм /; L_{11} , L_{12} , L_{13} , L_{21} , L_{22} , L_{23} , L_{31} , L_{32} , L_{33} , L_{3A} и P_{11} - P_{18} - сцинтилляторы счетчиков, размером /высота на ширину/ соответственно: 60×40 , 70×50 , 80×60 , 60×40 , 70×50 , 80×60 , 50×80 , 60×100 , 50×50 , $100 \times 80 \text{ мм}^2$ и толщиной 6 мм . При измерении параметра А /126/ использовался третий рассеиватель сечением $70 \times 60 \text{ мм}^2$ и толщиной 20 мм .



Р и с. 3. Расположение на комплексной плоскости элементов матрицы M / 90° / при 660 Мэв. Абсолютная фаза элемента M_{01} принята равной 180° . Двухзначность решения возникает из-за недостаточного числа опытов, выполненных при $\theta \approx 90^\circ$.



Р и с. 4. Угловые зависимости параметров тройного рассеяния D /1,2/, R /3/ и A /настоящая работа/. Показаны также кривые, вычисленные по фазовым сдвигам различных вариантов фазового анализа: пунктирные кривые - работа /10/, штриховые кривые - работа /11/, сплошные кривые - работа /12/.