

166

6
А34



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

Л.С. Ажгирей, Н.П. Клепиков, Ю.П. Кумекин, М.Г. Мещеряков,
С.Б. Нурушев, Г.Д. Столетов

P-1266

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ
pp-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИ 657 МЭВ. I.

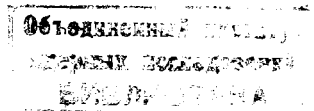
ЖСЭТФ, 1963, т.45, №4, с.1174-1182.

Л.С. Ажгирей, Н.П. Клепиков, Ю.П. Кумекин, М.Г. Мещеряков,
С.Б. Нурушев, Г.Д. Столетов

P-1266

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ
pp-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИ 657 МЭВ. I.

Направлено в ЖЭТФ



Дубна 1963 год

I. Введение

Данные по pp -рассеянию при энергиях $E \leq 310$ Мэв подвергались фазовому анализу в ряде работ, обзор которых приводится, например, в ^{/1/}. Наиболее значительным достижением последних лет в этой области является представление через фазовые сдвиги всей совокупности имеющихся экспериментальных данных по pp -рассеянию ^{/2-5/}. Таким путем удалось в значительной мере преодолеть неоднозначность фазовых решений, возникающую при анализе результатов, полученных при одном значении энергии, и установить энергетическую зависимость фазовых сдвигов состояний с $\ell \leq 4$ в интервале от 9,7 до 345 Мэв.

Выполнение в Дубне на шестиметровом синхроциклотроне большей части программы исследования pp -взаимодействия открыло возможность проведения фазового анализа в области энергий, где необходимо учитывать процессы образования π -мезонов. Недавно Хошизаки и Мачида ^{/6/}, оценив на основе развитой Мандельштамом резонансной модели образования π -мезонов в нуклон-нуклонных соударениях мнимые части фазовых сдвигов 3P -, 1D_2 - и F -состояний, произвели фазовый анализ дифференциальных сечений упругого pp -рассеяния, поляризации и деполяризации при 660 Мэв без учета эффектов кулоновского взаимодействия и вклада одномезонного обмена. При той же энергии анализ pp -рассеяния на основе всех имеющихся в Дубне данных был выполнен также Зулькарневым и Силичиным ^{/8/} с учетом кулоновского взаимодействия и вклада одномезонного обмена, но без учета образования π -мезонов в 3F -состояниях pp -системы. В последующей работе этих авторов ^{/9/} фазы были вычислены с учетом релятивистской поправки при включении в анализ экспериментальных значений параметра R . При этом была исправлена ошибка, допущенная в ^{/8/} при вычислении вклада одномезонной диаграммы, что не привело к существенному изменению фазовых сдвигов наиболее вероятного решения, но уменьшило число решений.

В настоящей работе был проведен фазовый анализ pp -рассеяния на более широкой основе с включением результатов недавних измерений параметра $A(90^\circ)$ и полных сечений всех неупругих процессов. Этот анализ был основан на следующих предпосылках:

(1) С ростом энергии все большую роль играют периферические неупругие процессы, и поэтому нельзя считать, как это предполагалось в ^{/8, 9/}, что поглощение отсутствует при 660 Мэв в ${}^3F_{2,3}$ -состояниях, которые согласно резонансной модели образования π -мезонов могут давать вклад в неупругие процессы.

(2). Упругое рассеяние в состояниях с $\ell \geq 5$ может быть представлено только вкладом одномезонного обмена в согласии с ^{/10-12/}.

II. Экспериментальные данные

В таблице I собраны использованные в анализе экспериментальные данные ^{/12-23/}.

Т а б л и ц а I

Использованные в фазовом анализе данные.
Ниже обозначения наблюдаемой величины указана энергия,
при которой эта величина измерена.

Наблюдаемая величина	θ см град.	Экспериментальное значение	Работа	Наблюдаемая величина	θ см град.	Экспериментальное значение	Работа		
$\sigma(\theta)$, мб/см 660 МэВ	5	$18,9 \pm 1,1$	/13/	D 635 МэВ	54	$0,99 \pm 0,25$	/15/		
	10	$11,0 \pm 0,7$			72	$0,69 \pm 0,20$			
	15	$8,67 \pm 0,53$			90	$0,93 \pm 0,17$		/16/	
	20	$7,75 \pm 0,48$			108	$0,28 \pm 0,16$		/15/	
	25	$6,56 \pm 0,40$			126	$0,57 \pm 0,20$			
657 МэВ	30	$5,58 \pm 0,15$	/14/	R 635 МэВ	54	$0,450 \pm 0,084$	/17/		
	40	$4,78 \pm 0,26$			72	$0,493 \pm 0,077$			
	50	$3,99 \pm 0,20$			90	$0,264 \pm 0,070$			
	60	$3,41 \pm 0,13$			108	$0,325 \pm 0,056$			
	70	$2,94 \pm 0,12$			126	$0,489 \pm 0,121$			
	80	$2,20 \pm 0,05$			A 608 МэВ	90		$0,195 \pm 0,061$	наст. раб.
	90	$2,07 \pm 0,03$							
	P 635 МэВ	11,6			$-0,022 \pm 0,095$	/12/		C _{KP} 660 МэВ	90
16,2		$0,197 \pm 0,046$							
20,8		$0,276 \pm 0,039$							
27,6		$0,384 \pm 0,049$							
27,6		$0,402 \pm 0,033$							
34,4		$0,400 \pm 0,030$							
41,2		$0,424 \pm 0,029$							
47,9		$0,378 \pm 0,027$							
54,5		$0,357 \pm 0,023$							
61,0		$0,307 \pm 0,021$							
67,5		$0,279 \pm 0,027$							
73,8		$0,195 \pm 0,028$							
80,1		$0,167 \pm 0,026$							
86,3		$0,084 \pm 0,040$							
90,3		$-0,016 \pm 0,025$							
				C _{NN} 640 МэВ	54	$0,57 \pm 0,14$	/19/		
					72	$0,65 \pm 0,15$			
					90	$0,93 \pm 0,21$			
				σ , мб 660 МэВ		$41,4 \pm 0,6$	/20/		
				$\sigma(\pi^+ pn)$, мб 657 МэВ		$10,9 \pm 1,1$	/21/		
				$\sigma(\pi^+ d)$, мб 657 МэВ		$3,1 \pm 0,2$	/22/		
				$\sigma(\pi^0 pp)$, мб 660 МэВ		$3,22 \pm 0,17$	/23/		

В таблицу не включены результаты выполненных Селектором и др. /24, 25/ измерений дифференциальных сечений упругого pp-рассеяния при 660 МэВ. Сопоставление этих результатов с результатами работ Богачева и Взорова /13,14/ показало, что они несовместимы, причем вычисленная из данных работ /24,25/ величина отношения $\chi^2/\bar{\chi}^2$ суммы взвешенных квадратов отклонений точек от плавной кривой к числу степеней свободы превышает 1,7, что существенно больше отношения $\chi^2/\bar{\chi}^2$, отвечающего данным работ /13,14/.

В анализ был включен также результат недавних измерений параметра $A(90^\circ)$. В этих измерениях использовался продольно поляризованный пучок протонов с энергией 612 Мэв^{/26/} и экспериментальная установка, специально предназначенная для наблюдения тройного рассеяния^{/27/}. Детальное описание этого эксперимента будет дано отдельно.

Так как известно^{/28/}, что в области энергий 600-660 Мэв дифференциальные сечения упругого pp-рассеяния чувствительны к изменению энергии, то фазовый анализ отнесен к энергии 657 Мэв, при которой была измерена угловая зависимость $\sigma(\theta)$. Кроме того, имелось в виду, что значения $\sigma(\theta)$ были измерены с наибольшей относительной точностью. В отношении других наблюдаемых величин, использованных в анализе, предполагалось, что они не претерпевают существенных изменений на протяжении рассматриваемого интервала энергий.

III. Представление наблюдаемых величин

Матрица упругого pp-рассеяния записывалась в виде (см., например, ^{/29/}):

$$M(\theta) = \frac{1}{2} a(\theta) [1 + (\vec{\sigma}_1 \vec{n})(\vec{\sigma}_2 \vec{n})] + \frac{1}{2} b(\theta) [1 - (\vec{\sigma}_1 \vec{n})(\vec{\sigma}_2 \vec{n})] + \frac{1}{2} c(\theta) [(\vec{\sigma}_1 \vec{m})(\vec{\sigma}_2 \vec{m}) + (\vec{\sigma}_1 \vec{l})(\vec{\sigma}_2 \vec{l})] + \frac{1}{2} d(\theta) [(\vec{\sigma}_1 \vec{m})(\vec{\sigma}_2 \vec{m}) - (\vec{\sigma}_1 \vec{l})(\vec{\sigma}_2 \vec{l})] + \frac{1}{2} e(\theta) [(\vec{\sigma}_1 \vec{n}) + (\vec{\sigma}_2 \vec{n})]. \quad (1)$$

Здесь $\vec{\sigma}_1$ и $\vec{\sigma}_2$ - спиновые операторы первого и второго протонов соответственно,

$$\vec{n} = \frac{\vec{k} \times \vec{k}'}{|\vec{k} \times \vec{k}'|}, \quad \vec{l} = \frac{\vec{k} + \vec{k}'}{|\vec{k} + \vec{k}'|}, \quad \vec{m} = \frac{\vec{k} - \vec{k}'}{|\vec{k} - \vec{k}'|},$$

\vec{k} и \vec{k}' - начальный и конечный импульсы рассеянного протона в системе центра масс.

Амплитуды рассеяния a, b, c, d, e являются функциями энергии и угла рассеяния θ в системе центра масс. Наблюдаемые величины в pp-рассеянии связаны с этими амплитудами соотношениями:

$$\begin{aligned} \sigma(\theta) &= \frac{1}{2} (|a|^2 + |b|^2 + |c|^2 + |d|^2 + |e|^2), \\ \sigma(\theta) P(\theta) &= Re a e^*, \\ \sigma(\theta) [1 - D(\theta)] &= |c|^2 + |d|^2, \\ \sigma(\theta) R(\theta) &= Re a b^* \cos(\theta - \theta_L) + Re i e b^* \sin(\theta - \theta_L) + Re c d^* \cos \theta_L, \\ \sigma(\theta) A(\theta) &= -Re a b^* \sin(\theta - \theta_L) + Re i e b^* \cos(\theta - \theta_L) - Re c d^* \sin \theta_L, \\ \sigma(\theta) C_{KP}(\theta) &= Re i d e^* \cos(\alpha' - \alpha) - Re b c^* \sin(\alpha' + \alpha) - Re a d^* \sin(\alpha' - \alpha), \\ \sigma(\theta) [1 - C_{NN}(\theta)] &= |b|^2 + |c|^2, \\ \sigma_t &= \frac{2\pi}{k} Im [a(0) + b(0)]. \end{aligned} \quad (2)$$

Соотношения (2) написаны с учетом релятивистских эффектов^{/30,31/}; здесь $\alpha = \frac{\theta}{2} - \theta_L$, $\alpha' = \frac{\phi}{2} - \phi_L$, θ и ϕ - углы рассеяния и отдачи в с.ц.м., а θ_L и ϕ_L - то же в лабораторной системе координат. Через $\sigma(\theta)$ обозначены дифференциальные сечения рассеяния неполяризованного пучка, а через σ_t - полное сечение рассеяния. Последнее из соотношений (2) представляет собой оптическую теорему, которая связывает полное сечение чисто ядерного рассеяния с амплитудами $a(\theta)$ и $b(\theta)$ при $\theta = 0$ в выражениях, для которых исключены кулоновские добавки.

В предположении, что взаимодействие в состояниях с высокими угловыми моментами ($l > l_{\max}$) может быть описано в одномезонном приближении, $M(\theta)$ имеет вид:

$$M(\theta) = M(\Delta) - M^{Ps} + M^P + M^C + M^{Pc}, \quad (3)$$

где $M(\Delta)$ - часть амплитуды, описывающая наблюдаемые величины при помощи феноменологических фазовых сдвигов^{/32/}, M^{Ps} - вклад одномезонного обмена в состояния с угловыми моментами $l \leq l_{\max}$, M^P - полный вклад одномезонного обмена в амплитуду рассеяния^{/33-35/}, M^C - вклад кулоновского взаимодействия. Член M^{Pc} относится к парциальным волнам с $l > l_{\max}$ и возникает вследствие того, что только фазы рассеяния выражаются через суммы фаз, отвечающих различным видам взаимодействий. Вычисление M^{Pc} показало, что вклад этого члена в $M(\theta)$ не превосходит 1% от вклада остальных членов, и поэтому на данном этапе анализа член M^{Pc} не учитывался. Кулоновское взаимодействие рассчитывалось по нерелятивистским формулам.

IV. Учет неупругих процессов

Матрица $M(\Delta)$ параметризовалась через фазы с чертой (см. формулу (3.15) в^{/36/}), но эти фазы считались комплексными: $\Delta = \delta + i\gamma$. Мнимая часть фазовых сдвигов γ связана с коэффициентом поглощения соотношением:

$$e^{-2\gamma} = r. \quad (4)$$

Поглощение в состояниях ${}^3P_{0,1,2}$ и ${}^3F_{2,3}$ описывалось соответственно усредненными коэффициентами r_1 и r_2 , введенными тем же путем, как это сделали Хошизаки и Мачида^{/6/}, но с исправлением опечатки, содержащейся в формуле (8) их работы. В этой формуле квадраты коэффициентов поглощения r_1 и r_2 должны выражаться через квадраты коэффициентов поглощения, отвечающих разным j . Коэффициент r_2 описывает поглощение в состоянии 1D_2 . В соответствии с резонансной моделью принималось, что в остальных состояниях поглощения не происходит. Полные сечения реакций образования мезонов выражались через коэффициенты поглощения следующим образом:

$$\sigma(\pi^+ d) + \sigma(\pi^+(pn)_s) = \frac{5\pi}{2k^2} (1 - r_2^2), \quad (5)$$

$$\sigma(\pi^+(pn)_p) + \sigma(\pi^0 pp) = \frac{\pi}{2k^2} [9(1 - r_1^2) + 12(1 - r_2^2)].$$

Разбиение величины сечения $\sigma(\pi^+ pn)$, найденной в работе^{/21/}, на части $\sigma(\pi^+(pn)_s)$ и $\sigma(\pi^+(pn)_p)$, отвечающие конечным S и P - состояниям нуклонов в реакции $pp \rightarrow \pi^+ pn$, первоначально было сделано в согласии с результатами вычислений Сороко^{/37/}, но затем отношение $\sigma(\pi^+(pn)_s)/\sigma(\pi^+ pn)$ варьировалось так, чтобы обеспечить статистически наилучшее описание всех наблюдаемых величин.

V. Метод и результаты расчета

В анализе было использовано 45 значений наблюдаемых величин (три полных сечения $\sigma(\pi^+ d)$, $\sigma(\pi^+ pn)$ и $\sigma(\pi^0 pp)$) вводились в расчет в качестве двух величин, скомбинированных

согласно формулам(5)). Определялось 12 параметров - 9 фазовых сдвигов волн до $\ell = 4$ включительно и 3 коэффициента поглощения в 3P_0 , 1D_2 и 3F_2 - состояниях. Параметр смешивания ϵ_2 сначала полагался равным нулю. Фазовые сдвиги волн с $\ell \geq 5$ учитывались в одномезонном приближении. При этом константа связи π - мезон-нуклонного взаимодействия f^2 принималась равной 0,08, масса пиона полагалась равной $m(\pi^0)$. Фазовые сдвиги и коэффициенты поглощения определялись методом наименьших квадратов на электронно-счетной машине Объединенного института ядерных исследований. Поиск минимумов функции χ^2 производился со случайных начальных значений параметров методом линеаризации /38/.

В результате 70 поисков было найдено два решения со значениями $\chi^2 < 3\bar{\chi}^2 (\bar{\chi}^2 = 33)$. Полученные наборы фазовых сдвигов и коэффициентов поглощения приведены в таблице II.

Т а б л и ц а II

Фазовые сдвиги в градусах и коэффициенты поглощения

Фазовые сдвиги и коэффициенты поглощения	Решение 1 $\chi^2 = 36,67$	Решение 2 $\chi^2 = 60,09$
$\delta({}^1S_0)$	$-31,5 \pm 4,0$	$-7,6 \pm 3,1$
$\delta({}^3P_0)$	-52 ± 10	$-18,0 \pm 4,8$
$\delta({}^3P_1)$	$-36,9 \pm 3,7$	$-5,7 \pm 1,8$
$\delta({}^3P_2)$	$18,8 \pm 1,2$	$-43,1 \pm 1,5$
$\delta({}^1D_2)$	$11,7 \pm 2,2$	$7,8 \pm 2,5$
$\delta({}^3F_2)$	$-4,2 \pm 1,8$	$0 \pm 1,1$
$\delta({}^3F_3)$	$-0,2 \pm 1,4$	$3,0 \pm 1,2$
$\delta({}^3F_4)$	$1,6 \pm 0,7$	$12,2 \pm 0,6$
$\delta({}^1G_4)$	$7,9 \pm 0,7$	$6,5 \pm 1,1$
r_1	$0,954 \pm 0,019$	$0,819 \pm 0,024$
r_2	$0,668 \pm 0,038$	$0,558 \pm 0,034$
r_3	$0,781 \pm 0,020$	$0,912 \pm 0,016$
$\chi^2 / \bar{\chi}^2$	1,11	1,82

Вероятность того, что $\chi^2 \geq 36,7$ при $\bar{\chi}^2 = 33$, составляет 31%. Для второго из найденных решений $\chi^2 = 60,1$, а соответствующая вероятность равна примерно 0,2%. На этом основании решение 2 в дальнейшем не рассматривается. Следует отметить, что решения, найденные в работах /6,9/, не совпадают с полученными решениями и, согласно χ^2 -критерию, описывают имеющиеся экспериментальные данные со значительно меньшей достоверностью, чем решение 1 из таблицы II. На рис. 1 показана найденная зависимость χ^2 от величины

$\sigma(\pi^+(pn)_s)/\sigma(\pi^+pn)$ для наилучшего решения. Минимум достигается в том случае, когда это отношение равно 0,24.

Чтобы проверить устойчивость решения 1, производилось варьирование зафиксированных ранее параметров. При варьировании параметра смешивания ϵ_2 и константы связи π -мезон-нуклонного взаимодействия f^2 было найдено, что $\epsilon_2 = -1,6^0 \pm 1,8^0$ и $f^2 = 0,064 \pm 0,024$, тогда как остальные параметры практически не меняли своих значений. Замена феноменологического фазового сдвига $\delta(^1G_4)$ на его значение, вычисленное в одномезонном приближении, приводила к возрастанию отношения $\chi^2/\bar{\chi}^2$ от 1,1 до 2,3. Включение в анализ, кроме ϵ_2 , также ϵ_4 и фазового сдвига $\delta(^3H_4)$ приводило к уменьшению отношения $\chi^2/\bar{\chi}^2$ от 1,1 до 1,0, при этом, однако, значения всех остальных варьируемых параметров изменялись незначительно, но возрастали их ошибки. Найденные значения ϵ_4 и $\delta(^3H_4)$ не сильно отличались от соответствующих значений, вычисленных в одномезонном приближении. Из приведенного рассмотрения следует, что использованная в анализе экспериментальная информация о pp-взаимодействии вблизи 660 Мэв не требует включения в феноменологический анализ состояний с $\ell \geq 5$. Так как существующие данные о неупругом pp-взаимодействии в рамках резонансной модели Мандельштама удовлетворительно описываются тремя независимыми параметрами, то на данном этапе кажется неоправданным введение большего числа варьируемых параметров для того, чтобы учесть по отдельности поглощение в 3P_0 -, 3P_1 -, 3P_2 - , а также 3F_2 - и 3F_3 - состояниях.

Вычисленные по найденным фазовым сдвигам угловые зависимости наблюдаемых величин вместе с их экспериментальными значениями, использованными в анализе, показаны на рис. 2-4. Следует отметить, что для решения 1 величина χ^2 равномерно распределена по данным различных экспериментов.

VI. Обсуждение результатов

Анализ показал, что существующие экспериментальные данные об упругом pp-рассеянии вблизи 660 Мэв можно статистически надежно представить посредством 1S_0 -, $^3P_{0,1,2}$ -, 1D_2 -, $^3F_{2,3,4}$ - и 1G_4 - фазовых сдвигов, если только допустить, что в образовании π -мезонов наряду с 3P - и 1D_2 -состояниями эффективно участвуют также $^3F_{2,3}$ - состояния. Действительно, поглощение в "периферических" 3F -состояниях оказалось даже большим, чем в 3P -состояниях. В связи с этим следует отметить, что при несколько больших энергиях энергетический спектр нейтронов и распределение Q -значений π^+p -системы в реакции $p + p \rightarrow \pi^+ + p + n$ хорошо описывается периферической моделью неупругих процессов /39,40/.

Характерным свойством найденных фазовых сдвигов является то, что они, как это показано на рис. 5, могут быть связаны плавными кривыми с соответствующими фазами Y_{LAM} -решения /2,4/, которое представляет pp-рассеяние в диапазоне энергий от 9,7 до 345 Мэв, а также с решением 1 из /3/. Можно думать, что эти плавные кривые в какой-то мере отражают основные особенности энергетической зависимости фазовых сдвигов низших состояний pp-системы между 310 и 660 Мэв. Если это так, то они свидетельствуют о том, что на протяжении рассматриваемого интервала энергий одни и те же состояния играют существенную роль в pp-взаимодействии, свойства которого при этом не претерпе-

вают заметных изменений, поскольку как синглетные 1S_0 -, 1D_2 -, 1G_4 -, так и триплетные 3P_0 -, 3P_1 -, 3P_2 - фазовые сдвиги не меняют свой знак. Тот факт, что при 660 Мэв сравнительно велики те же самые фазовые сдвиги, что и при 310 Мэв, по-видимому, обусловлен влиянием на упругое рассеяние неупругих процессов, происходящих только в 3P -, 1D_2 - и $^3F_{2,3}$ - состояниях из-за резонансной природы π -мезон-нуклонного взаимодействия. Примечательно, что при 660 Мэв, также как и при 310 Мэв, 3P_2 - фазовый сдвиг положителен, что характерно для $\vec{L}\vec{S}$ -сил, которые являются силами притяжения, когда спин параллелен орбитальному моменту. Указание на то, что при высоких энергиях $\vec{L}\vec{S}$ -силы играют большую роль в рр-рассеянии, непосредственно следует также из того факта, что при 660 Мэв значение параметра деполяризации для угла 90° в системе центра масс близко к единице $^{16/}$. Что же касается $^3F_{2,3,4}$ - фазовых сдвигов, то они малы.

Особого рассмотрения заслуживает поведение 1S_0 -фазового сдвига, монотонно убывающего с ростом энергии, хотя и не так сильно, как в решении, найденном Хошизаки и Мачида. Скорее удивительным является то, что вплоть до 660 Мэв форму энергетической зависимости этого фазового сдвига можно удовлетворительно воспроизвести, если воспользоваться найденными Нойесом $^{41/}$ параметрами разложения функции $k \text{ctg} [\delta(^1S_0) + kF]$ в приближении эффективного радиуса. Предсказанная таким путем величина 1S_0 -фазового сдвига равна $-34,5^\circ$, тогда как ее феноменологическое значение равно $(-31,5 \pm 4,0)^\circ$. Это, видимо, означает, что вплоть до 660 Мэв поведение 1S_0 -фазового сдвига качественно может быть описано на основе потенциальной модели нуклона с твердым отталкивающим сердечником.

Авторы выражают благодарность С.М.Биленькому, Ю.М.Казаринову, Р.М.Рындину и Я.А.Сморозинскому за полезные дискуссии.

Л и т е р а т у р а

1. M.H.MacGregor, M.J.Moravcsik, H.P.Stapp. Ann. Rev. Nucl. Sci. 10, 291, (1960).
2. G.Breit, M.H.Hull, K.E.Lassila, K.D.Pyatt. Phys. Rev. 120, 2227, (1960).
3. Ю.М.Казаринов, И.Н.Силин. ЖЭТФ, 43, 692 (1962); ЖЭТФ, 43, 1385 (1962).
4. G.Breit, M.H.Hull, K.E.Lassila, K.D.Pyatt, H.M.Ruppel. Phys. Rev. 128, 826, (1962).
5. H.P.Stapp, H.P.Noyes, M.J.Moravcsik. Proc. 1962-CERN Conference. 131, (1962).
6. N.Hoshizaki, S.Machida. RIF-21, (1962).
7. S.Mandelstam. Proc. Roy. Soc. A 244, 491, (1958).
8. Р.Я.Зулькарнеев, И.Н.Силин. Phys. Letters, 3, 265 (1963).
9. Р.Я.Зулькарнеев, И.Н.Силин. Препринт ОИЯИ, Р-1217 (1963).
10. Л.Б.Окунь, И.Я.Померанчук. ЖЭТФ, 36, 300 (1959).
11. Ю.М.Казаринов, В.С.Киселев, И.Н.Силин, С.Н.Соколов. ЖЭТФ, 41, 197 (1961).
12. М.Г.Мещеряков, С.Б.Нурушев, Г.Д.Столетов. ЖЭТФ, 33, 37 (1957).
13. Н.П.Богачев. ДАН, 108, 806 (1956).
14. Н.П.Богачев, И.К.Взоров. ДАН, 99, 931 (1954).
15. Ю.П.Кумекин, М.Г.Мещеряков, С.Б.Нурушев, Г.Д.Столетов. ЖЭТФ, 38, 1451 (1960).
16. Ю.П.Кумекин, М.Г.Мещеряков, С.Б.Нурушев, Г.Д.Столетов. ЖЭТФ, 35, 1398 (1958).
17. Ю.П.Кумекин, М.Г.Мещеряков, С.Б.Нурушев, Г.Д.Столетов. ЖЭТФ, 43, 1665 (1962).
18. В.И.Никаноров, Г.Петер, А.Ф.Писарев, Х.Позе. ЖЭТФ, 42, 1209 (1963).
19. Б.М.Головин, В.П.Джелелов, Р.Я.Зулькарнеев, Цуй Ва-чуан. ЖЭТФ, 44, 142 (1963).
20. В.П.Джелелов, В.И.Москалев, С.В.Медведь. ДАН, 104, 380 (1955).

21. Б.С.Неганов, О.В.Савченко. ЖЭТФ, 32, 1265 (1957).
22. М.Г.Мещеряков, Б.С.Неганов. ДАН, 100, 677 (1955).
23. А.Ф.Дунайцев, Ю.Д.Прокошкин. ЖЭТФ, 36, 1656 (1959).
24. Е.Г.Богомолов, С.М.Зомбковский, С.Я.Никитин, Я.М.Селектор.
Simposium CERN, v. II, 129 (1956).
25. Я.М.Селектор, С.Я.Никитин, Е.Г.Богомолов, С.М.Зомбковский. ДАН, 99, 967 (1954).
26. М.Г.Мещеряков, Ю.П.Кумекин, С.Б.Нурушев, Г.Д.Столетов. Атомная энергия, 14,
вып. 1, 38 (1963).
27. С.Х.Биктимиров, Ю.П.Кумекин, С.Б.Нурушев, Г.Д.Столетов. ПТЭ (в печати).
28. М.Г.Мещеряков, Б.С.Неганов, Л.М.Сороко, И.К.Взоров. ДАН, 99, 959 (1954).
29. Л.Пузиков, Р.Рындин, Я.Сморodinский. ЖЭТФ, 32, 592 (1957).
30. H.P.Stapp. Phys. Rev. 103, 425, (1956).
31. D.W.L.Sprung. Phys. Rev. 121, 925, (1961).
32. S.C.Wright. Phys. Rev. 99, 996, (1955).
33. А.Ф.Грашин. ЖЭТФ, 36, 1717 (1959).
34. P.Cziffra, M.H.MacGregor, M.J.Moravcsik, H.P.Stapp. Phys. Rev. 114, 880, (1959).
35. G.Breit. Rev. Mod. Phys. 34, 766 (1962).
36. H.P.Stapp, T.J.Ypsilantis, N.Metropolis. Phys. Rev. 105, 302, (1957).
37. Л.М.Сороко. ЖЭТФ, 35, 267 (1958).
38. С.Н.Соколов, И.Н.Силин. Препринт ОИЯИ, Д-810 (1961).
39. V.E.Barnes, D.V.Bugg, W.P.Dodd, J.B.Kinson, L.Riddiford. Phys. Rev. Lett. 7, 288, (1961).
40. E.Ferrari, F.Selleri. Supl. Nuovo Cim. 24, 453 (1962).
41. H.P.Noyes. Proc. Int. Conf. on Nuclear Forces, V.I.London, 39, 1960.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 марта 1963 года.

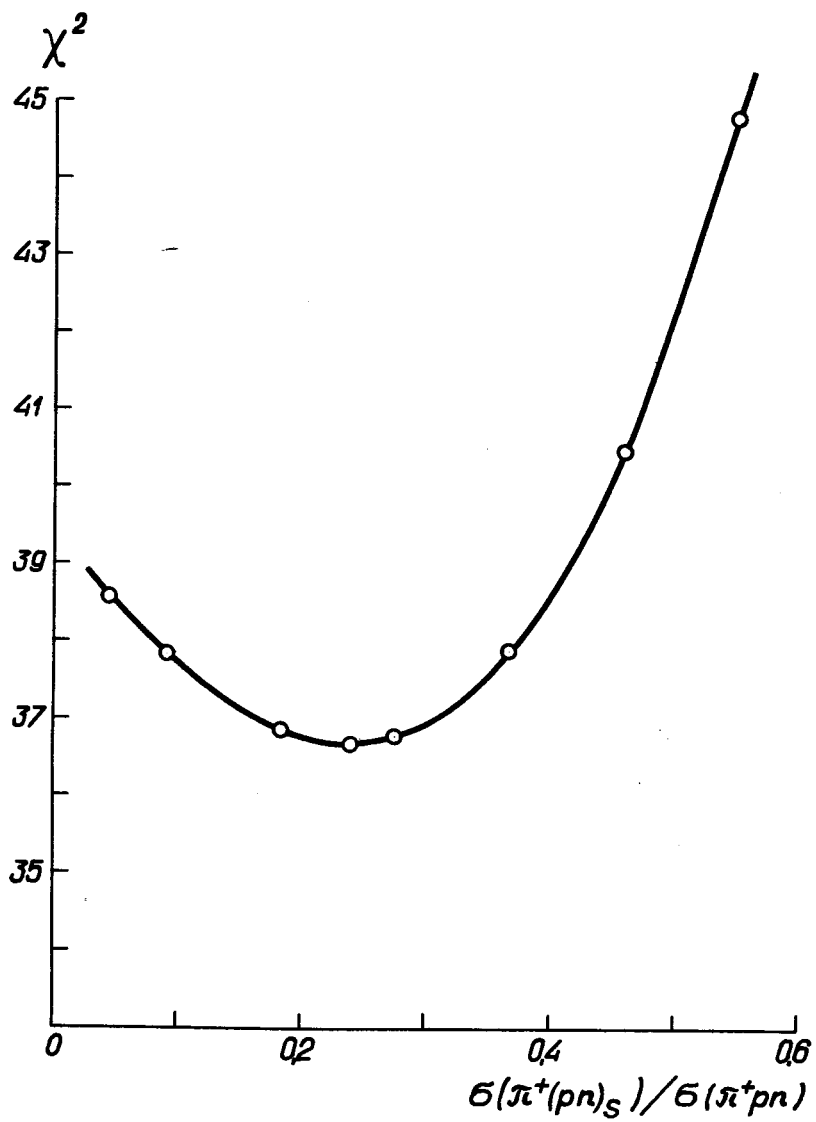


Рис. 1. Зависимость χ^2 от величины отношения $\sigma(\pi^+(pn)_s) / \sigma(\pi^+pn)$ для решения 1.

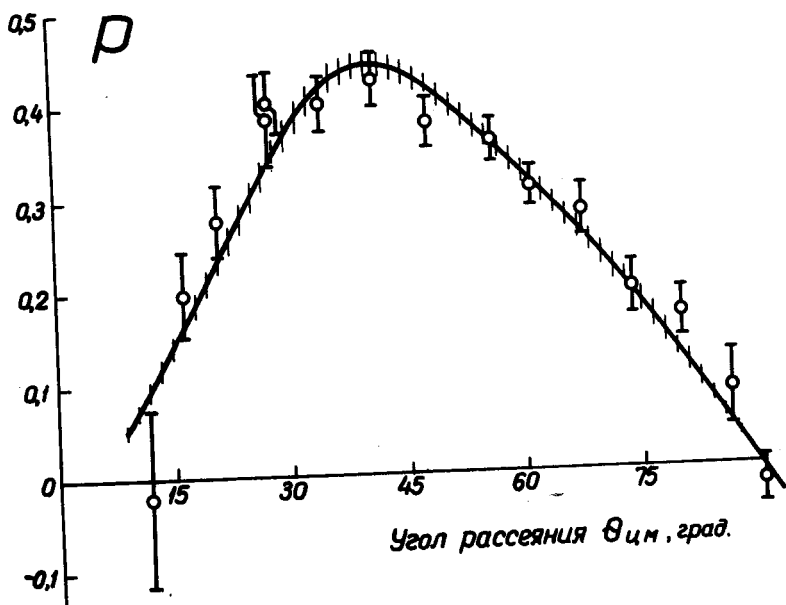
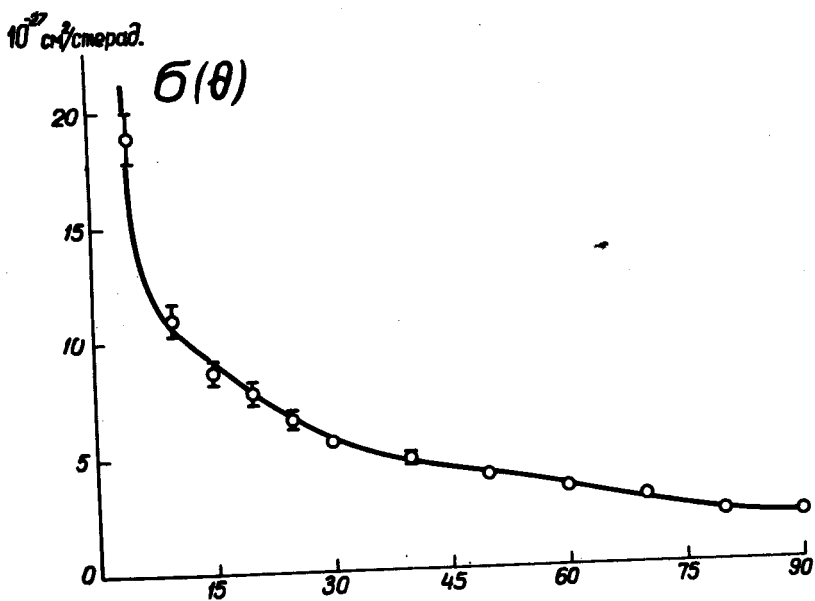


Рис. 2. Угловая зависимость дифференциального сечения и поляризации в упругом рр-рассеянии. Вертикальными штрихами показан коридор ошибок кривых, вычисленных по фазовым сдвигам решения 1. Указаны использованные экспериментальные данные.

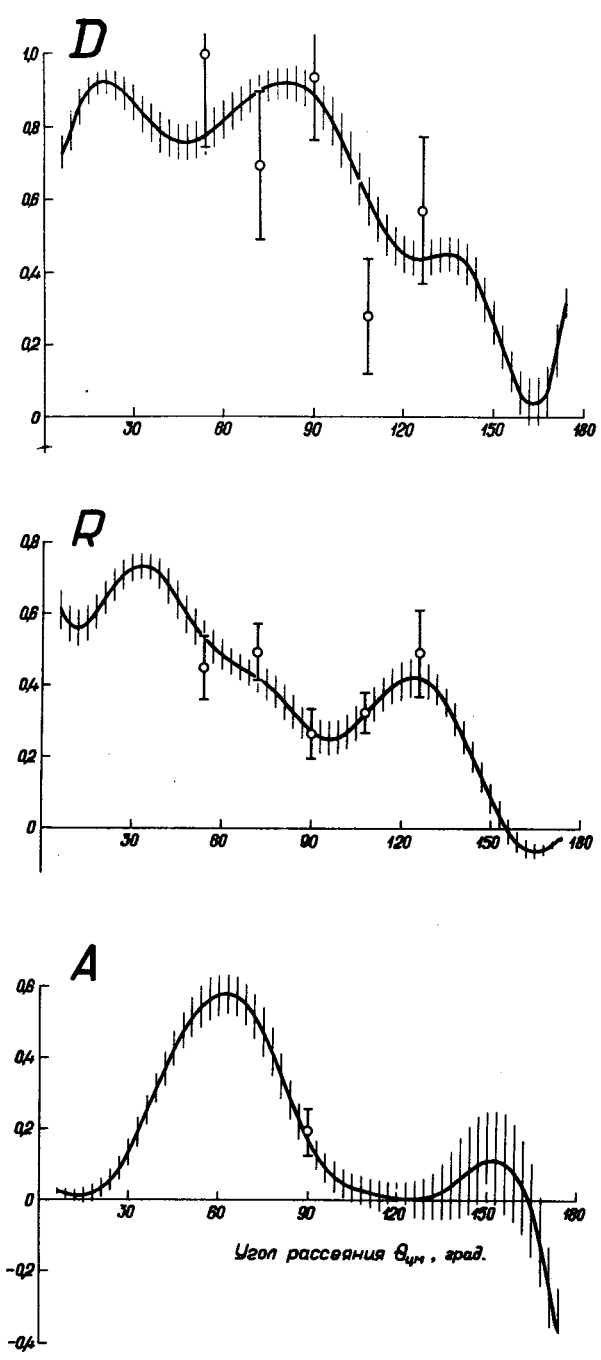


Рис. 3. Угловая зависимость параметров тройного рассеяния. Указаны использованные экспериментальные данные.

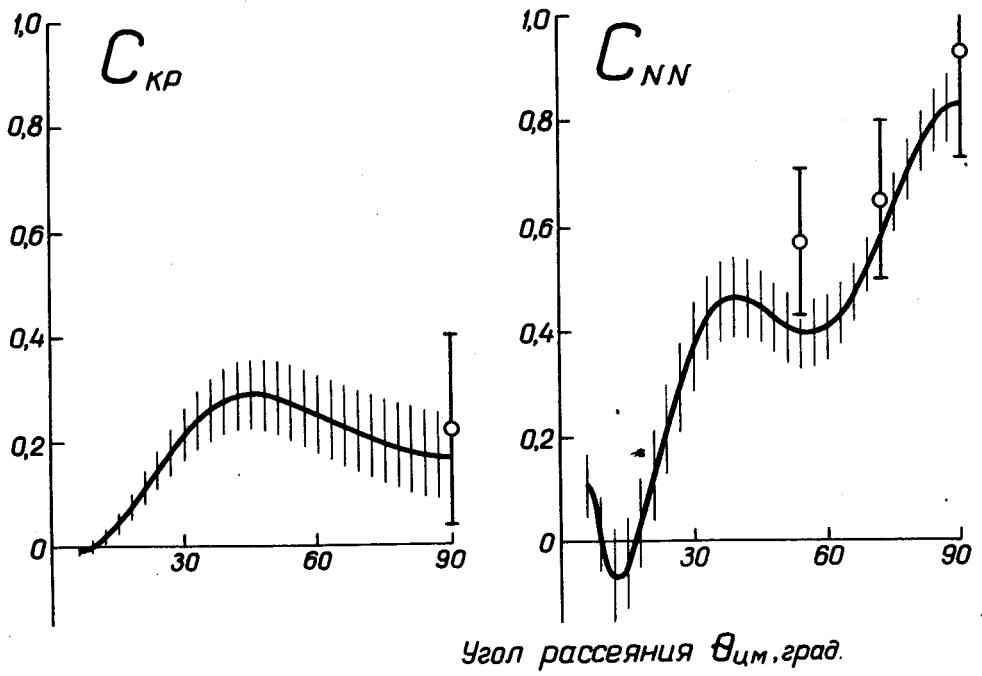


Рис. 4. Угловая зависимость коэффициентов спиновой корреляции. Указаны использованные экспериментальные данные.

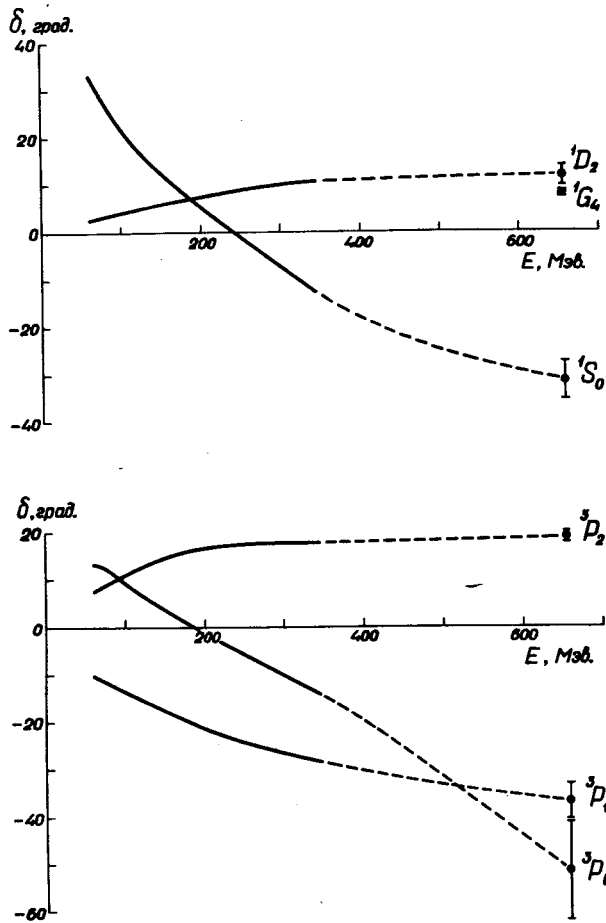


Рис. 5. Энергетическая зависимость синглетных 1S_0 -, 1D_2 - и 1G_4 - и триплетных 3P_0 -, 3P_1 - и 3P_2 - фазовых сдвигов. Сплошные кривые при энергиях до 345 Мэв представляют YLAM-решение, при энергии 657 Мэв указаны фазовые сдвиги решения 1 настоящей работы. Штриховые кривые проведены визуальнo.