

1188

6  
А34



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

---

Л.С. Ажгирей, С.Б. Нурушев

P - 1188

ДЕЙСТВИТЕЛЬНАЯ ЧАСТЬ  
АМПЛИТУДЫ УПРУГОГО  
р-р-РАССЕЯНИЯ ВПЕРЕД  
*ЖЭТФ, 1963, т45, в3, с599-603.*

Дубна 1963 год

Л.С. Ажгирей, С.Б. Нурушев

P - 1188

ДЕЙСТВИТЕЛЬНАЯ ЧАСТЬ  
АМПЛИТУДЫ УПРУГОГО  
p-p-РАССЕЯНИЯ ВПЕРЕД

1792/5  
48

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1963 год

### А н н о т а ц и я

По результатам наблюдений кулоновской интерференции в дифференциальном сечении упругого рассеяния протонов протонами в интервале энергий 150-660 Мэв определяется действительная часть бесспиновой амплитуды  $p$ - $p$ -рассеяния вперед. Полученные результаты сопоставляются с найденными из фазового анализа и дисперсионных соотношений.

### REAL PART OF ELASTIC $p$ - $p$ FORWARD SCATTERING AMPLITUDE

L.S.Azhgirei, S.B.Nurushev

### A b s t r a c t

The real part of the spinless forward  $p$ - $p$  scattering amplitude is determined by observing the Coulomb interference in the differential elastic  $p$ - $p$  scattering in the energy range of 150-660 MeV. The results obtained are compared with those found from the phase shift analysis and dispersion relations.

Измерения параметров упругого р-р-рассеяния в области малых углов, где сильно сказывается влияние кулоновской интерференции, дают возможность прямого определения некоторых амплитуд матрицы р-р-рассеяния под  $0^\circ$ . Эта возможность обсуждалась ранее в /4,2/.

В настоящей работе описаны результаты определения реальной части не зависящей от синуса амплитуды р-р-рассеяния под  $0^\circ$  в области энергий 150-660 Мэв. С этой целью были использованы экспериментальные данные по дифференциальному сечению р-р-рассеяния  $\sigma_{pp}(\theta)$  при энергиях 147 Мэв /3/, 380 Мэв /4,5/, 435 Мэв /6/, 460 Мэв /7-9/, 590 Мэв /7,10/, 660 Мэв /7,9,11/.

Матрицу нуклон-нуклонного рассеяния, инвариантную относительно пространственного отражения, обращения времени, в предположении зарядовой независимости ядерных сил можно записать в виде (см., например, /12/):

$$M_N(\theta) = A(\theta) + B(\theta)\sigma_{1n}\sigma_{2n} + C(\theta)\sin\theta(\sigma_{1n} + \sigma_{2n}) + E(\theta)\sigma_{1p}\sigma_{2p} + F(\theta)\sigma_{1q}\sigma_{2q}. \quad (1)$$

В случае протон-протонного рассеяния необходимо учитывать также и кулоновское взаимодействие. Матрицу упругого р-р-рассеяния при наличии кулоновского взаимодействия запишем в виде:

$$M(\theta) = M_N(\theta) + M_C(\theta), \quad (2)$$

где  $M_N(\theta)$  - матрица ядерного рассеяния, имеющая вид (1), а  $M_C(\theta)$  - матрица кулоновского рассеяния<sup>х)</sup>. Антисимметризованная кулоновская матрица в нерелятивистском приближении<sup>хх)</sup> дается выражением

$$M_C(\theta) = [f_C(\theta) - f_C(\pi - \theta)] \frac{3 + \sigma_1 \cdot \sigma_2}{4} + [f_C(\theta) + f_C(\pi - \theta)] \frac{1 - \sigma_1 \cdot \sigma_2}{4}, \quad (3)$$

где

$$f_C(\theta) = - \frac{\eta}{2k \sin^2 \frac{\theta}{2}} \exp[-i\eta \ln \sin^2 \frac{\theta}{2}]. \quad (4)$$

Здесь  $\eta = e^2/\hbar v$ ,  $v$  - скорость в лабораторной системе координат,  $\hbar k$  и  $\theta$  - импульс и угол рассеяния в системе центра масс. Приведем матрицу  $M_C(\theta)$  к виду (1), получим:

$$\begin{aligned} A_C(\theta) &= f_C(\theta) - \frac{1}{2}f_C(\pi - \theta), \quad C_C(\theta) = 0, \\ B_C(\theta) &= E_C(\theta) = F_C(\theta) = -\frac{1}{2}f_C(\pi - \theta). \end{aligned} \quad (5)$$

Для малых углов рассеяния  $\theta$  можно записать

$$A_C(\theta) = f_C(\theta).$$

х) Матрица  $M_N(\theta)$  содержит некоторый вклад от кулоновского взаимодействия. Из-за этого в найденных значениях  $A_R(0)$  содержится неопределенность, величина которой, согласно оценке, при 660 Мэв не превышает 10%.

хх) При 660 Мэв под углом  $\theta = 5^\circ$  релятивистская амплитуда кулоновского рассеяния отличается по величине от нерелятивистской примерно на 1%, под углом  $10^\circ$  - примерно на 3%, но с увеличением угла  $\theta$  сам вклад кулоновского рассеяния в сечение сильно падает.

Остальные кулоновские амплитуды в этой области углов будут малы и ими можно пренебречь. Тогда дифференциальное сечение упругого рассеяния неполяризованного пучка можно записать в виде:

$$\sigma(\theta) = \frac{1}{4} S p M^+ M = \sigma_C(\theta) + 2 \operatorname{Re} f_C^*(\theta) A(\theta) + \sigma_N(\theta). \quad (6)$$

Здесь  $\sigma_C(\theta)$  и  $\sigma_N(\theta)$  - дифференциальные сечения соответственно кулоновского и ядерного рассеяний, а член  $2 \operatorname{Re} f_C^*(\theta) A(\theta)$  представляет собой интерференцию между ними. В области малых углов, где вклад кулоновской интерференции является существенным, амплитуду  $A(\theta)$  с точностью до членов порядка  $\theta^2$  можно считать постоянной величиной, равной ее значению под нулем  $A(0)$ .

Для сечения p-p-рассеяния справедливо следующее соотношение, вытекающее из общей теории угловых распределений ядерных реакций<sup>/13/</sup>:

$$\sigma_N(\theta) = \sum_{\ell=0}^{\ell_{\max}} a_{2\ell} \cos^2 \ell \theta. \quad (7)$$

Разбивая амплитуду  $A(0)$  на ее реальную  $A_R(0)$  и мнимую  $A_I(0)$  части, запишем выражение (6) в виде:

$$\sigma(\theta) = \left[ \frac{\eta}{2k \sin^2 \frac{\theta}{2}} \right]^2 + \frac{\eta A_I(0)}{k \sin^2 \frac{\theta}{2}} \sin(\eta \ln \sin^2 \frac{\theta}{2}) - \frac{\eta A_R(0)}{k \sin^2 \frac{\theta}{2}} \cos(\eta \ln \sin^2 \frac{\theta}{2}) + \sum_{\ell=0}^{\ell_{\max}} a_{2\ell} \cos^2 \ell \theta. \quad (8)$$

Мнимая часть амплитуды  $A_I(0)$  определяется по оптической теореме из полного сечения рассеяния  $\sigma_t$ :

$$A_I(0) = \frac{k \sigma_t}{4\pi}. \quad (9)$$

Реальную часть амплитуды  $A_R(0)$  вместе с коэффициентами  $a_{2\ell}$  можно найти из уравнения (8) методом наименьших квадратов. Эта процедура была выполнена для экспериментальных значений  $\sigma_{pp}(\theta)$  при указанных выше энергиях, где имеются измерения в области малых углов. В процессе вычислений отбрасывались экспериментальные точки, дающие в величину суммы квадратичных отклонений  $\chi^2 = \sum_{i=1}^n (\epsilon_i / \Delta_i)^2$  вклад  $\chi_i^2 > 9$ . Расчеты для каждой энергии проводились при различных значениях  $\ell_{\max}$ . Результаты расчетов представлены в таблице. Там же приведены значения  $v^2 = \chi^2 / (n-m)$ , где  $n$  - число экспериментальных точек, а  $m$  - число определяемых параметров.

При вычислении  $A_R(0)$  следует ограничиться тем значением  $\ell_{\max}$ , после которого прекращается быстрое убывание величины  $v^2$ . При энергиях 147 Мэв, 435 Мэв, 460 Мэв можно остановиться на значении  $\ell_{\max} = 2$ , при 380 Мэв, 560 Мэв и 660 Мэв - на значении  $\ell_{\max} = 3$ . Такой выбор  $\ell_{\max}$  определяется, конечно, не соображениями о числе эффективно участвующих в рассеянии парциальных волн, а точностью обрабатываемых экспериментальных данных. Увеличение  $\ell_{\max}$  на единицу во всех случаях меняет  $A_R(0)$  примерно в пределах ее ошибки.

Полученные таким образом значения  $A_R(0)$  в с.д.м. вместе с ошибками их определения показаны на рисунке в зависимости от кинетической энергии падающего протона в лабораторной системе координат. Там же нанесены значения, вычисленные из фазовых сдвигов, полученных Казариновым и Силиным<sup>/14,15/</sup>, при 147 Мэв, 210 Мэв, 310 Мэв. При энергии 150 Мэв нанесено также значение, полученное Кромером<sup>/17/</sup>.

Результаты определения  $A_R(0)$ .

E, МэВ	$l_{max}$	$A_R(0), 10^{-13} \text{ см}$	$a_{2l}, 10^{-26} \text{ см}^2$					$\bar{\nu}^2 = \frac{\chi^2}{n-m}$
			$l = 0$	$l = 1$	$l = 2$	$l = 3$	$l = 4$	
147	1	$0,348 \pm 0,009$	$0,405 \pm 0,007$	$0,128 \pm 0,012$				0,61
	2	$0,369 \pm 0,012$	$0,420 \pm 0,009$	$-0,022 \pm 0,055$	$0,17 \pm 0,06$			0,26
	3	$0,371 \pm 0,016$	$0,419 \pm 0,010$	$-0,01 \pm 0,13$	$0,12 \pm 0,34$	$0,03 \pm 0,24$		0,28
380	2	$0,196 \pm 0,010$	$0,373 \pm 0,002$	$-0,005 \pm 0,014$	$0,11 \pm 0,02$			2,2
	3	$0,227 \pm 0,012$	$0,372 \pm 0,002$	$0,144 \pm 0,037$	$-0,35 \pm 0,11$	$0,34 \pm 0,08$		1,2
	4	$0,256 \pm 0,015$	$0,373 \pm 0,002$	$-0,049 \pm 0,069$	$0,74 \pm 0,34$	$-1,54 \pm 0,56$	$1,0 \pm 0,3$	0,63
435	2	$0,230 \pm 0,030$	$0,356 \pm 0,011$	$-0,01 \pm 0,06$	$0,13 \pm 0,07$			1,3
	3	$0,272 \pm 0,037$	$0,350 \pm 0,012$	$0,28 \pm 0,16$	$-0,66 \pm 0,42$	$0,56 \pm 0,30$		1,2
460	2	$-0,39 \pm 0,11$	$0,342 \pm 0,007$	$0,16 \pm 0,05$	$-0,16 \pm 0,08$			1,1
	3	$-0,45 \pm 0,16$	$0,343 \pm 0,007$	$0,10 \pm 0,12$	$0,05 \pm 0,40$	$0,19 \pm 0,34$		1,2
560	2	$-0,56 \pm 0,19$	$0,307 \pm 0,008$	$0,13 \pm 0,09$	$0,12 \pm 0,13$			0,48
	3	$-0,41 \pm 0,22$	$0,305 \pm 0,008$	$0,32 \pm 0,18$	$-0,52 \pm 0,55$	$0,55 \pm 0,46$		0,29
	4	$-0,46 \pm 0,23$	$0,304 \pm 0,009$	$0,40 \pm 0,31$	$-1,2 \pm 1,9$	$1,8 \pm 3,8$	$-0,8 \pm 2,2$	0,33
660	2	$-0,435 \pm 0,070$	$0,205 \pm 0,003$	$0,46 \pm 0,05$	$0,05 \pm 0,08$			4,1
	3	$-0,234 \pm 0,081$	$0,203 \pm 0,003$	$0,86 \pm 0,10$	$-1,67 \pm 0,36$	$1,55 \pm 0,32$		1,3
	4	$-0,146 \pm 0,091$	$0,205 \pm 0,003$	$0,60 \pm 0,16$	$0,34 \pm 1,00$	$-2,5 \pm 1,9$	$2,4 \pm 1,1$	0,77

Как видно из рисунка, амплитуда  $A_R(0)$  проходит через нуль при энергии около 450 Мэв и при больших энергиях становится отрицательной. Ранее было установлено<sup>/16/</sup>, что аналогичную зависимость имеет усредненная по изотопическому спину нуклонов амплитуда

$$\bar{A}_R = \frac{1}{4} A_R^1 + \frac{3}{4} A_R^0,$$

где индексы 1 и 0 относятся к изотопическому спину системы двух нуклонов. При 660 Мэв  $A_R^1(0) = -(0,23 \pm 0,08) \cdot 10^{-13}$  см. Используя полученное в<sup>/16/</sup> значение  $\bar{A}_R = (-0,36 \pm 0,04) \cdot 10^{-13}$  см, находим  $A_R^0 = (-0,74 \pm 0,29) \cdot 10^{-13}$  см. Полученная таким путем информация может быть полезной при проведении совместного фазового анализа данных по  $p$ - $p$ - и  $n$ - $p$ -рассеяниям.

В работе Барашенкова<sup>/17/</sup> из дисперсионных соотношений было найдено, что при 660 Мэв реальная часть бесспиновой амплитуды  $A_R(0) = 0,7 \cdot 10^{-13}$  см, что не согласуется с полученным нами значением. Нужно отметить, что в работе<sup>/17/</sup> при вычислении энергетической зависимости реальной части амплитуды нормировка производилась по данным, полученным при энергии 3 Бэв<sup>/18/</sup>. Таким образом, отмеченное выше расхождение может быть обусловлено либо значительным вкладом в амплитуду рассеяния членов, содержащих интегралы по ненаблюдаемой области энергии, либо недостаточной точностью экспериментальных данных при 3 Бэв.

Значения  $A_R(0)$  были вычислены также по фазовым сдвигам  $p$ - $p$ -рассеяния при 660 Мэв<sup>/19,20/</sup>. Набору фазовых сдвигов, полученному в<sup>/19/</sup>, соответствует  $A_R(0) = 0,11 \cdot 10^{-13}$  см. Расхождение с величиной, найденной в настоящей работе, по-видимому, вызвано тем, что в<sup>/19/</sup> не учитывался вклад одномезонной диаграммы в амплитуду рассеяния; как показывает расчет, учет этого вклада существенно влияет на величину  $A_R(0)$ . Первому набору фазовых сдвигов из<sup>/20/</sup> соответствует  $A_R(0) = (-0,36 \pm 0,12) \cdot 10^{-13}$  см. Это значение вычислено по уточненным фазовым сдвигам, полученным Зулькарнеевым и Силиным при значении константы связи  $\pi$ -мезон-нуклонного взаимодействия  $f^2 = 0,08$ .

Авторы благодарны В.С.Барашенкову, Л.И.Лапидусу, М.Г.Мещерякову, И.Н.Силину за полезные обсуждения.

#### Л и т е р а т у р а

1. A.Cromer, London Conf. on Nuclear Forces and the Few-Nucleon Problem, V.1, 221 (1960).
2. B.P.Nigam, Prog. Theor. Phys. 24, 407 (1960).
3. J.N.Palmieri, A.M.Cormack, N.F.Ramsey, R.Wilson, Ann. of Phys. 5, 299 (1958).
4. D.Harting, J.R.Holt, J.A.Moore, Proc. Phys. Soc. 71, 770 (1958).
5. J.R.Holt, J.C.Kluyver, J.A.Moore, Proc. Phys. Soc. 71, 781 (1958).
6. S.K.Kao, H.Horstman, G.W.Hinman, Phys. Rev. 119, 381 (1960).
7. Н.П.Богачев. ДАН, 108, 808 (1956).
8. М.Г.Мещеряков, Н.П.Богачев, Б.С.Неганов, Е.В.Пискарев. ДАН, 99, 955 (1954).
9. М.Г.Мещеряков, Н.П.Богачев, Б.С.Неганов. Изв. АН СССР, сер.физич., 19, 548 (1955).
10. Я.М.Селектор, С.Я.Никитин, Е.Г.Богомоллов, С.М.Зомбковский. ДАН, 99, 967 (1954).
11. Н.П.Богачев, И.К.Взоров. ДАН, 99, 931 (1954).

12. H. Bethe, Ann. of Phys. **3**, 190 (1958).
13. C.N. Yang, Phys. Rev. **74**, 764 (1948).
14. Ю.М. Казаринов, И.Н. Силин. Препринт ОИЯИ, Р-970 (1962).
15. Ю.М. Казаринов, И.Н. Силин. ЖЭТФ, **43**, 692 (1962).
16. Л.С. Ажгирей, Ю.П. Кумекин, М.Г. Мещеряков, С.Б. Нурушев, Г.Д. Столетов. ЖЭТФ, **43**, 2194 (1962).
17. В.С. Барашенков. Препринт ОИЯИ, Р-817 (1961).
18. W.M. Preston, R. Wilson, J.C. Street, Phys. Rev. **118**, 584 (1960).
19. N. Hoshizaki, S. Machida, RIF-21 (1962).
20. Р.Я. Зилькарнеев, И.Н. Силин. Препринт ОИЯИ, Д-1107 (1962).

Рукопись поступила в издательский отдел  
9 февраля 1963 года.

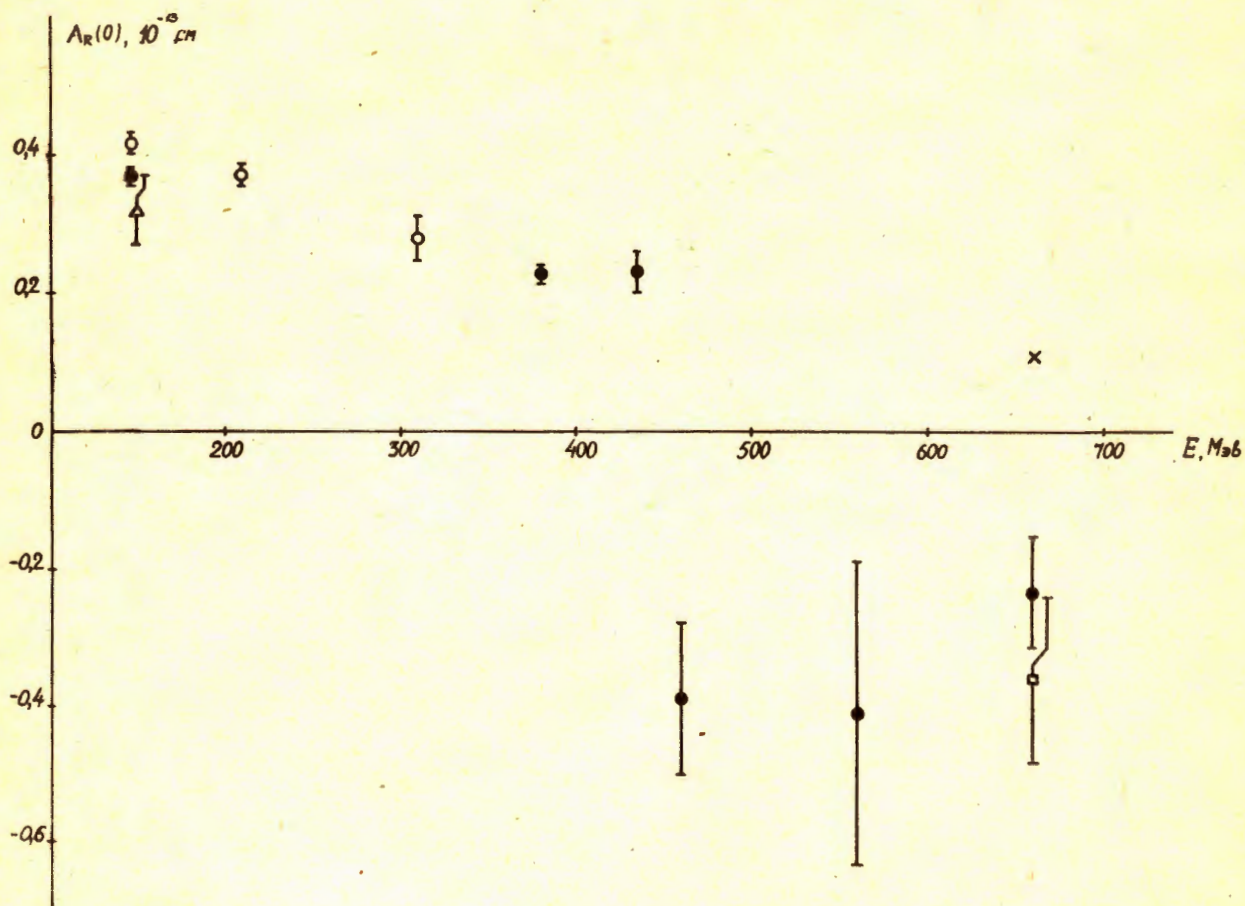


Рис. 1. Зависимость амплитуды  $A_R(0)$  (с.ц.м.) от кинетической энергии налетающего протона  $E$  (д.с.).  $\bullet$  - настоящая работа;  $\Delta$  - /1/;  $\circ$  - вычислено по фазовым сдвигам, полученным в /14,15/;  $\times$  - по фазовым сдвигам, полученным в /19/;  $\square$  - по фазовым сдвигам, полученным в /20/.