УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НА БОЛЬШИЕ УГЛЫ

И.В.Андреев, И.М.Дремин

Экспериментальные данные об упругом рассеянии протонов на протонах [1,2] и пионов на протонах [2] при высокой энергии свидетельствуют о том, что вне области дифракционного конуса падение дифференциальных сечений с ростом угла становится более слабым. Объяснение этому факту как следствию условия унитарности было дано в работах [3,4], где было найдено, что вне дифракционного конуса поведение амплитуды определяется законом: $A \sim \exp(-\beta\sqrt{t}/2)$ (t – квадрат передаваемого 4-мерного импульса). Коэффициент β (после устранения опечаток) может быть записан в виде: $\beta = \sqrt{8a\ln(2\pi a/\sigma_{in})}$, где σ_{in} – сечение неупругих процессов. При более слабых предположениях, нежели в [3, 4] мы получим из условия унитарности выражение для мнимой части упругой амплитуды в виде: $\mathrm{Im}A \sim \exp(-b p\theta/2)$, где p, θ – импульс и угол рассеяния в с.ц.м., а величина b заметно отличается от β и лучше согласуется с экспериментом.

Запишем условие унитарности в виде:

$$\mathrm{Im}\,A(p,\theta) = \frac{1}{32\pi^2}\iint d\theta_1 d\theta_2 \frac{\sin\theta_1 \sin\theta_2\, A(p,\theta_1)A^*(p,\theta_2)}{\sqrt{(\cos\theta - \cos(\theta_1+\theta_2))(\cos(\theta_1-\theta_2) - \cos\theta)}} +$$

$$+ F(p,\theta). \qquad (1,a)$$

Здесь $F(p,\theta)$ – вклад неупругих процессов в амплитуду упругого рассеяния; область интегрирования дается условиями:

$$|\theta_1 - \theta_2| \leqslant \theta, \quad \theta \leqslant \theta_1 + \theta_2 < 2\pi - \theta. \qquad (1,б)$$

Если предположить, что амплитуда упругого рассеяния во всей рассматриваемой области является чисто мнимой и что вклад неупругих процессов имеет вид $F \sim \exp(-at/2)$, а решение уравнения (1) искать путем итерирования этого вклада при большом числе итераций $n_{эфф} \gg 1$, то мы придем к выражению $A \sim \exp(-\beta\sqrt{t}/2)$, полученному в работах [3, 4]. Это решение, однако, вызывает сомнения, так как оказывается, что при его выводе нарушается условие $n^2_{эфф} \ll a p^2 \theta^2$, необходимое для того, чтобы итерационный ряд удовлетворял условию унитарности.

Мы рассмотрим условие унитарности непосредственно для углов θ вне дифракционного конуса: $\theta \gg \theta_d$. Пользуясь разумными аппроксимациями для амплитуд $A(p,\theta_1)$, $A^*(p,\theta_2)$, основанными на экспериментальных данных по дифференциальным сечениям (см. ниже), мы убеждаемся, что основной вклад в интеграл (1,а) дают две небольшие симметричные области углов из (1,б): а – $\theta_1 \leqslant \theta_d \ll \theta$, $\theta_2 \sim \theta$ и б – $\theta_2 \leqslant \theta_d \ll \theta$, $\theta_1 \sim \theta$. Именно, считая, что в области дифракционного конуса амплитуда является чисто мнимой, мы можем записать ее в виде: $A(p,\theta) \cong 4ip^2\sigma_t \exp(-ap^2\theta^2/2)$, $\theta \lesssim \theta_d$. Подставляя для малых θ_1 и θ_2 это выражение в (1,а), получим:

$$\mathrm{Im}\,A(p,\theta) = \frac{p\sigma_t}{4\pi\sqrt{2\pi a}}\int_{-\infty}^{\infty} d\nu \exp(-ap^2(\theta-\nu)^2/2)\,\mathrm{Im}\,A(p,\nu) + F(p,\theta). \qquad (2)$$

Отметим, что для справедливости сделанных нами утверждений о существенной области углов в интеграле (1,а), при переходе от (1) к (2) должны выполняться соотношения: $ap^2\theta^2 \gg 1$, $ap^2\theta^2 \gg bp\theta$ (значение b см. формулу (3)).

Таблица 1

Процесс	p_0, Гэв/с	6,8	8,8	10,8	12,8	14,8	16,7	
π^+p	b(Гэв/с)$^{-1}$	6,06 ± 0,23	6,29 ± 0,29	6,05 ± 0,30	6,61 ± 0,32	6,75 ± 0,36	6,78 ± 0,40	
π^-p	p_0	7,0	8,9	10,8	13,0	15,0	17,0	18,9
	b	6,18 ± 0,31	6,26 ± 0,28	6,58 ± 0,30	7,01 ± 0,32	7,32 ± 0,35	6,55 ± 0,44	7,76 ± 0,90
pp	p_0	6,8	8,8	10,8	12,8	14,8	16,7	19,6
	b	3,83 ± 0,21	3,72 ± 0,42	3,99 ± 0,43	4,55 ± 0,48	4,83 ± 0,54	4,25 ± 0,56	5,01 ± 0,60
$p\bar{p}$	p_0	7,2	8,9	10,0	12,0			
	b	3,64 ± 0,79	3,88 ± 0,63	2,88 ± 2,88	4,49 ± 0,63			
K^+p	p_0	6,8	9,8	12,8	14,8			
	b	5,34 ± 1,0	5,38 ± 0,60	6,18 ± 0,50	6,35 ± 0,50			
K^-p	p_0	7,2	9,0					
	b	7,77 ± 1,19	8,31 ± 1,0					

*Таблица 2**

Процесс	p_0, *Гэв/с*						
pp	8	$\cos\theta$	0,6630	0,6256	0,5926	0,5507	0,4758
		$(d\sigma/d\Omega)_{\text{экс}}$ *мбн/стер*	5,34 ± 0,85	5,30 ± 0,63	3,69 ± 0,62	2,41 ± 0,33	1,64 ± 0,27
		$(d\sigma/d\Omega)_{\text{теор}}$ *мбн/стер*	7,13 ± 0,43	5,09 ± 0,45	3,81 ± 0,43	2,68 ± 0,43	1,47 ± 0,30
pp	12	$\cos\theta$	0,8559	0,8079	0,7695	0,7599	
		$(d\sigma/d\Omega)_{\text{экс}}$	14,3 ± 1,4	8,81 ± 1,2	3,64 ± 0,91	3,30 ± 1,10	
		$(d\sigma/d\Omega)_{\text{теор}}$	16,0 ± 0,9	6,9 ± 1,0	3,70 ± 0,90	3,30 ± 0,80	
$\pi^{\pm}p$	8	$\cos\theta$	0,7881	0,7175	0,6469	0,5763	0,4350
		$(d\sigma/d\Omega)_{\text{экс}}$	17,0 ± 2,0	3,05 ± 0,73	0,23 ± 0,07	0,073 ± 0,022	0,063 ± 0,042
		$(d\sigma/d\Omega)_{\text{теор}}$	14,78 ± 0,64	4,23 ± 0,45	1,36 ± 0,22	0,47 ± 0,11	0,07 ± 0,03
$\pi^{-}p$	12	$\cos\theta$	0,8614	0,8152	0,7783	0,6767	
		$(d\sigma/d\Omega)_{\text{экс}}$	12,1 ± 1,0	1,35 ± 0,26	0,21 ± 0,07	< 0,06	
		$(d\sigma/d\Omega)_{\text{теор}}$	8,55 ± 0,34	2,27 ± 0,23	0,88 ± 0,13	0,09 ± 0,02	
$\pi^{+}p$	12	$\cos\theta$	0,8614	0,8152	0,7783	0,6767	
		$(d\sigma/d\Omega)_{\text{экс}}$	5,95 ± 1,1	0,88 ± 0,41	0,52 ± 0,21	–	
		$(d\sigma/d\Omega)_{\text{теор}}$	5,43 ± 0,23	1,55 ± 0,16	0,63 ± 0,10	0,07 ± 0,02	

Общее решение уравнения (2) имеет вид:

$$\operatorname{Im} A(p,\theta) = F(p,\theta) + \frac{\sigma_t}{8\pi^2 a}\int_{-\infty}^{\infty} d\nu F(p,\nu)\int_{-\infty}^{\infty} du \frac{\exp[-(u^2/2ap^2) - iu(\theta-\nu)]}{1-(\sigma_t/4\pi a)\exp(-u^2/2ap^2)} +$$

$$+ C_1 \exp(-bp\theta/2) + C_2 \exp(bp\theta/2) \tag{3}$$

или приближенно,

$$\operatorname{Im} A(p,\theta) \cong F(p,\theta) + (2ap/b)\int_0^{\infty} d\nu [F(p,\theta+\nu) + F(p,\theta-\nu)]\exp(-bp\nu/2) +$$

$$+ C_1 \exp(-bp\theta/2) + C_2 \exp(bp\theta/2), \tag{4}$$

где

$$b = \sqrt{8a\ln(4\pi a/\sigma_t)}, \tag{5}$$

а C_1, C_2 – неопределенные константы. Экспериментальные данные о дифференциальных сечениях упругого рассеяния указывают на то, что $C_2 = 0$.

Слабая зависимость упругих сечений от угла в области больших углов (вблизи $\pi/2$) дает основание считать, что $\operatorname{Im} A(p,\theta)$ также слабо зависит от угла в этой области. Тогда, согласно (2) имеем здесь:

$$\operatorname{Im} A(p,\theta) \cong F(p,\theta)/(1 - \frac{\sigma_t}{4\pi a}) . \tag{6}$$

Решение однородного уравнения, $C_1 \exp(-bp\theta/2)$, может проявиться в области промежуточных углов. При этом параметр рассеяния на такие углы (величина b) выражается, как мы видим, через параметр дифракционного конуса (величина a) и полное сечение σ_t.

Мы вычислили по формуле (5) константу b при тех энергиях, для которых доступны данные о величине a [5–7]. Результаты приведены в табл.1. Видно, что с ростом $p\theta$ в этой области углов наиболее слабо должны падать дифференциальные сечения pp- и $\bar{p}p$-рассеяния, быстрее (и примерно одинаково в пределах ошибок) – сечения $\pi^{\pm}p$- и $K^{+}p$-рассеяния и еще быстрее – сечение $K^{-}p$-рассеяния.

Зная величину b, можно найти вклад мнимой части в дифференциальное сечение рассеяния в области промежуточных углов и сравнить его с имеющимися экспериментальными данными [2] (см. табл.2). Экспериментальные ошибки как в определении a, так и в измерении сечений рассеяния на такие углы еще очень велики. Поэтому трудно говорить о детальном согласии или разногласии полученных результатов с экспериментом. Однако видно, что если pp-рассеяние удовлетворительно описывается законом $C_1 \exp[(-b/2)p\theta]$ (при углах не слишком близких к $\pi/2$), то для πp-рассеяния теоретические значения существенно отличаются от экспериментальных. Можно указать на две возможные причины этого расхождения: либо для приведенных в таблице углов и энергий значение $p\theta$ недостаточно велико, либо нужно учитывать вещественную часть амплитуды в области дифракционного конуса.

Авторы благодарны И.И.Ройзену, Е.Л.Фейнбергу и Д.С.Чернавскому за обсуждение работы.

Физический институт
им.П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
1 августа 1967 г.

Литература

[1] G.Cocconi et al. Phys. Rev., 138, B165, 1965.
[2] J.Orear, R.Rubinstein, D.B.Scarl et al. Phys. Rev., 152, 1162, 1966.
[3] D.Amati, M.Cini, A.Stanghellini. Nuovo Cim., 30, 193, 1963.
[4] W.N.Cottingham, R.F.Peierls. Phys. Rev., 137, B147, 1965.
[5] W.Galbraith et al. Phys. Rev., 138, B913, 1965.
[6] A.Citron, W.Galbraith, T.F.Kycia et al. Phys, Rev., 144, 1101, 1966.
[7] D.V.Bugg, D.C.Salter, G.H.Stafford et al. Phys. Rev., 146, 980, 1966.

* Точка с наибольшим $\cos\theta$ в [2] была использована для нормировки.