

Д-154

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



Р1 - 3641

Н. Далхажав, П. Девински, В. Заячки, З. Златанов,
Л. С. Золин, Л. Ф. Кириллова, З. Корбел, П. Марков,
Нго Куанг Зуй, Нгуен Дин Ты, В. А. Никитин, Л. Роб,
В. А. Свиридов, Д. Тувдендорж, Л. Христов, Х. Чернев,
Чыонг Бьен, М. Г. Шафранова

ИТОГОВЫЕ ДАННЫЕ ПО УПРУГОМУ P - P И P - d
РАССЕЯНИЮ НА МАЛЫЕ УГЛЫ И ВЕЩЕСТВЕННАЯ
ЧАСТЬ АМПЛИТУДЫ P - n РАССЕЯНИЯ
В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ 1-10 ГЭВ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

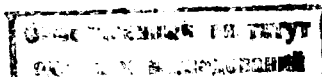
1967.

P1 - 3641

7185/2
нр.
Н. Далхажав, П. Девински, В. Заячки, З. Златанов,
Л. С. Золин, Л. Ф. Кириллова, З. Корбел, П. Марков,
Нго Куанг Зуй, Нгуен Дин Ты, В. А. Никитин, Л. Роб,
В. А. Свиридов, Д. Тувдендорж, Л. Христов, Х. Чернев,
Чыонг Бьен, М. Г. Шафранова

ИТОГОВЫЕ ДАННЫЕ ПО УПРУГОМУ Р- Р И Р - d
РАССЕЯНИЮ НА МАЛЫЕ УГЛЫ И ВЕЩЕСТВЕННАЯ
ЧАСТЬ АМПЛИТУДЫ Р - n РАССЕЯНИЯ
В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ 1-10 ГЭВ

Направлено в ЯФ



В настоящей статье приводятся результаты исследования протон-дейтонного упругого рассеяния при энергиях 1,2,4,6,8 и 10 Гэв в интервале t от 0,003 до 0,2 (Гэв/с)². Дифференциальные сечения измерялись на внутреннем пучке синхрофазотрона ОИЯИ с помощью тонкой (< 1 мк) мишени из обычного или дейтрированного полиэтилена и аппаратуры, использованной нами ранее для измерения дифференциального сечения упругого p - p и p - d -рассеяния^{/1,2,3/}. Регистрировались частицы отдачи. События упругого p - d -рассеяния надежно отделялись от случаев квазиупругого рассеяния, в которых дейтон диссоциировал на отдельные нуклоны.

Дифференциальное сечение измерялось со статистической ошибкой $\approx 3\%$, абсолютная точность составляла 7% . В конце текста приведены таблицы I и II, в которых даны дифференциальные сечения упругого p - p и p - d -рассеяния. Область малых углов рассеяния, где интерференция кулоновского и ядерного рассеяний играет наиболее существенную роль, дает наибольшую информацию при определении величины $\alpha_{p,d}$ — отношения реальной части ядерной амплитуды p - d -рассеяния к ее мнимой части. Анализ полученных данных по упругому p - d -рассеянию позволил вычислить величину

$$\alpha_{p,d} = \frac{\operatorname{Re} A_{p,d}(0)}{\operatorname{Im} A_{p,d}(0)} .$$

Аналогично тому, как это делалось при анализе данных по упругому p - p -рассеянию, дифференциальное сечение аппроксимировалось выражением:

$$\left(\frac{d\sigma(t)}{dt} \right)_{\text{СЦМ}} = \frac{1}{\operatorname{Im} A_{p,d}(t) \sqrt{1+\beta}} + \operatorname{Re} A_{p,d}(t) + A_0(t) / ^2 , \quad (1)$$

где Ap_d , Ac - ядерная и кулоновская амплитуды $p-d$ - рассеяния, β - коэффициент, описывающий превышение дифференциального сечения вблизи 0° над оптической точкой, не обусловленное наличием реальной части в амплитуде $p-d$ -рассеяния или кулоновской амплитудой. Для амплитуд было принято следующее аналитическое представление:

$$\text{Im } Ap_d(t) = \sqrt{\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_0} \exp\left[\frac{1}{2}(b_1 t + c_1 t^2)\right] \quad \text{а)}$$

$$\text{Re } Ap_d(t) = \sqrt{\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_0} \alpha \exp\left[\frac{1}{2}(b_2 t + c_2 t^2)\right] \quad \text{б)}$$

$$Ac(t) = -\frac{2nF(t)}{t} e^{-i\eta}, \quad \eta = 2n \ln \frac{\phi}{\theta} \quad \text{в)} \quad (2)$$

$$2n = \frac{z_1 z_2}{137 \beta} \text{ лэб}; \quad \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_0 = \frac{\sigma^2}{16\pi k^2} \quad \text{г)}$$

$$F(t) = \exp\left[\frac{1}{2}(b_1 t + c_1 t^2)\right] \quad \text{д)}$$

$$t = -2 R_{\text{СЦМ}}^2 (1 - \cos \theta); \quad k = \frac{p_{\text{СЦМ}}}{\hbar} \quad \text{е)}$$

Дадим некоторое пояснение к этим формулам. Экспоненциальная зависимость амплитуд от квадрата переданного импульса t , с одной стороны, следует из оптической модели (для небольших значений t), с другой стороны, хорошо подтверждается многочисленными экспериментами по упругому рассеянию частиц, выполненными к настоящему времени. Квадратичный член в показателе выражений (2а) и (2б) оказывается необходимым при описании данных по $p-d$ -рассеянию в интервале $0,003 \leq t \leq 0,2$ (Гэв/с)². В этом же интервале дифференциальное сечение упругого $p-p$ -рассеяния хорошо аппроксимируется выражениями, в которых квадратичный член $c t^2$ опущен. Нормировочный множитель в амплитудах $\sqrt{\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_0}$ ($\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_0$ - оптическая точка) выбран из соображения размерности и автоматически обеспечивает выполнение оптической теоремы (2г). Функция

$F(t)$ (2 д) играет роль электромагнитного формфактора дейтрона. Заметим, что в области малых углов рассеяния, которая нас в основном интересует, $F(t) \approx 1$, поэтому приближение, принятое нами, вполне оправдано.

Амплитуда кулоновского рассеяния сильно взаимодействующих частиц (2в) имеет как реальную, так и мнимую части. Реальная часть много больше мнимой. Последняя определяется фазой η . Теоретически вычисление фазы η заключается в учёте радиационных поправок к сильным взаимодействиям. Эта задача решается только на основании определенных модельных приближений. Бете^{/4/} выполнил анализ в квазиклассическом нерелятивистском приближении и нашел для величины ϕ (см. 2в) значение

$$\phi = 1,06 / a k ,$$

где a - радиус сильного взаимодействия. Л.Д.Соловьев^{/5/} решал ту же задачу методами релятивистской квантовой электродинамики. Получено значение $\phi = 2$. При этом оптическая теорема должна записываться в виде

$$\begin{aligned} \text{Im } A(\theta) &= \frac{k}{4\pi} [\sigma(>\theta_{\min}) - \sigma_0(>\theta_{\min})] + \\ &+ 2\pi \text{Re } A(\theta) \ln(2/\theta_{\min}), \end{aligned} \quad (3)$$

A - ядерная амплитуда рассеяния. Здесь $\sigma(>\theta_{\min})$ - полное сечение, в котором упругая его часть проинтегрирована начиная с некоторого малого угла θ_{\min} . θ_{\min} определяется экспериментальными возможностями методики измерения полного сечения σ . $\sigma_0(>\theta_{\min})$ имеет тот же смысл для кулоновского сечения. Иначе говоря, эта запись оптической теоремы явно учитывает эффект интерференции ядерного и электромагнитного взаимодействий и его влияние на полное сечение упругого рассеяния.

Неопределенность фазы η оказывает малое влияние на параметр

$$\alpha = \frac{\text{Re } A_{pd}(0)}{\text{Im } A_{pd}(0)}$$

В рамках точностей наших опытов величину η можно считать определенной.

Известно, что дифференциальное сечение рассеяния частиц со спинами при $t=0$ может превышать оптический предел из-за вклада спин-

зависящих членов в амплитуду рассеяния. Этот факт мы учитываем параметром β в формуле (1). При этом предполагается, что амплитуда рассеяния в разных спиновых состояниях (синглетное и триплетное в случае p - d -рассеяния; дублетное и квартетное в случае p - d -рассеяния) не отличаются по форме зависимости от t друг от друга. В терминах нашей параметризации (2а, 2б) это значит, что величины b_1, b_2, c_1, c_2 не зависят от спинового состояния системы взаимодействующих частиц. Так как параметр b_1 прямо связан с радиусом взаимодействия, то по отношению к b_1 это предположение кажется разумным, ибо максимальный радиус сильного взаимодействия определяется массой самого легкого адрона — π -мезона и не может значительно превышать величину $\frac{1}{m_\pi}$. Подробно этот вопрос рассмотрен в работе И.И.Левинтова^{/8/}. Автор предлагает специальную параметризацию дифференциального сечения, такую, что величины α и β приобретают наглядный вид.

Используя экспериментальные данные, мы вычисляем полное сечение упругого p - d -рассеяния σ_e и параметры $a_{p,d}, b_1, b_2, c_1, c_2$ и β по методу наименьших квадратов. Результаты собраны в таблице III. Величины $a_{p,d}$ для 2,78 и 4,85 Гэв/с после работы^{/3/} нами не уточнялись. Параметр β при всех энергиях в пределах ошибок равен нулю. Анализ по формулам работы^{/8/} дает подобные результаты.

Большой интерес для физики высоких энергий представляет величина

$$\alpha_{p,n} = \frac{\text{Re } A_{p,n}(0)}{I \text{ Im } A_{p,n}(0)}$$

для рассеянии протона на нейтроне. Мы вычисляли эту величину на основе Глауберовой модели^{/7/} так же, как это делалось нами в работе^{/3/}. На рис. 1 результаты эксперимента сравниваются с предсказаниями, следующими из дисперсионных соотношений. Сплошная кривая рассчитана Картером и Баггом^{/8/}, пунктирными линиями показан коридор ошибок для этих расчётов. Данные по перезарядке нейтронов на протонах, полученные в опытах Палевского^{/9/} и Мэннинга^{/10/}, позволяют получить два решения для значений величины $\alpha_{p,n}$. Одно из них, как видно, лучше согласуется с дисперсионными соотношениями, второе значительно им противоречит. Как видно из рис. 1, полученные нами данные согласуются с дисперсионными соотношениями и лучше соответствуют тому решению для $\alpha_{p,n}$ из работ Палевского и Мэннинга, которое дает меньшую величину.

В последние годы появился ряд работ, в которых получены некоторые ограничения на поведение амплитуды упругого рассеяния при высоких энергиях, следующие из общих принципов квантовой теории поля. Так, в работе Мак Доуэла и Мартина /11/ было получено неравенство:

$$\left[\frac{d}{dt} \ln A(S, t) \right]_{t=0} > \frac{\sigma^2}{36\pi\sigma_0} - \frac{1}{9k^2}, \quad (4)$$

где σ - полное сечение,

σ_0 - сечение упругого рассеяния.

В работе Попова и Мура /12/ выведено следующее неравенство для значений n -ой производной амплитуды упругого рассеяния при $t = 0$:

$$\frac{1}{A(S, 0)} \left[\frac{d^n A(S, t)}{dt^n} \right]_{t=0} > \frac{1}{(2n+1)n!} \left[\left(1 + \frac{1}{2n+1}\right) \frac{\sigma^2}{16\pi\sigma_0} \right]^n, \quad (5)$$

Невыполнение хотя бы одного из n неравенств говорило бы о нарушении унитарности и аналитичности. Имея экспериментальные данные о величине и поведении амплитуды упругого $p-p$ и $p-d$ -рассеяния в области $|t| < 0,2 \left(\frac{\text{ГэВ}}{c}\right)^2$, мы попытались проверить выполнимость указанных выше неравенств Попова и Мура. (В случае выполнимости неравенства П-М (5) неравенство Д-М (4) тем более выполняется). Как показывает расчёт, неравенство П-М для первой и второй производных амплитуд $p-p$ и $p-d$ -упругого рассеяния в области энергий $1 + 10$ Гэв выполняется. Для иллюстрации выполнимости неравенств П-М, даем таблицу IV для энергии 10 Гэв в случае $p-p$ и $p-d$ -рассеяния.

Л и т е р а т у р а

1. В.А.Никитин, А.А.Номофилов, В.А.Свиридов, Л.Н.Струнов, М.Г.Шафранова. ПТЭ № 6, 18 (1963).
2. Л.Ф.Кириллова и др. XIII Международная конференция по физике высоких энергий, Дубна 1964 г.
3. Л.С.Золин, Л.Ф.Кириллова, Лю-Цин-цзя, В.А.Никитин, В.С.Пантуев, В.А.Свиридов, Л.Н.Струнов, М.Н.Хачатурян, М.Г.Шафранова, З.Корбел, Л.Роб, П.Девински, З.Златанов, П.Марков, Л.Христов, Х.Чернев, Н.Далхажав, Д.Тувендорж. ЖЭТФ (Письма в редакцию) т. III вып. 1, 15 (1966).

4. H.A.Bethe. Ann. Phys. 3, 190, (1958).
5. Л.Д.Соловьев. ЖЭТФ 49, вып. 1 (7), 292 (1965).
6. I.I.Levintov. Phys. Lett 19, 149 (1965).
7. R.I.Glauber. Phys. Rev 100, 242 (1955).
8. A.A.Carter, D.V.Bugg Phys. Lett v. 20, N2, 203, (1966).
9. J.L.Friedes, H.Palevsky, R.L.Stearns and R.J.Sutter. Phys. Rev. Lett v. 15, N1 , 38 (1965).
10. G.Manning, A.G.Parham, J. D. Jafar, H.B. Van der Raay, D.H.Reading, D.G.Ryan, B. D.Jones, J.Malos and N.H.Lipman. Nuovo Cim 41A, 167 (1966)

11. Mc Dowell and Martin Phys. Rev. 135, B 960 (1964).

12. В.С.Попов, В.Д.Мур. "Ядерная физика" т.3, 561 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел

27 декабря 1967 года.

Таблица 1

Дифференциальное сечение упругого р-р-рассеяния

РС		2,78 Гэв/с		4,85 Гэв/с		6,87 Гэв/с	
$\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_0$		(30.7±0.7) мбн/стерад		(53.3±1.8) мбн/стерад		(78.9±1.9) мбн/стерад	
№	θ^0 см	$\frac{d\sigma}{d\omega}$ мбн/стерад	θ^0 см	$\frac{d\sigma}{d\omega}$ мбн/стерад	θ^0 см	$\frac{d\sigma}{d\omega}$ мбн/стер.	
I	3.37	38.2 ± 2.1	2.67	85.8 ± 7	1.95	132.9±8.4	
2	3.89	36.4 ± 1.9	3.14	73.2 ± 6	2.42	104.1±6.0	
3	4.40	36.7 ± 1.8	3.45	71.8 ± 4	2.91	96.7±3.0	
4	4.79	33.2 ± 1.7	3.85	63.1 ± 3	3.39	90.7±2.4	
5	5.15	31.2 ± 1.6	5.25	52.4 ± 2	3.85	82.4±1.9	
6	6.36	28.7 ± 1.1	5.86	51.5 ± 2	5.30	73.5±1.7	
7	7.27	28.6 ± 1.1	6.58	47.2 ± 2	5.35	73.1± 1.6	
8	9.42	26.3 ± 1.1	7.25	44.2 ± 2	6.13	63.3±1.4	
9	10.9	24.1 ± 1.0	7.72	43.7 ± 2	6.15	64.8±1.0	
10	15.2	20.3 ± 1.6	9.68	39.4 ± 1.5	7.67	52.7±3.1	
11	16.7	16.4 ± 0.7	11.1	34.6 ± 1.5	9.06	49.1±1.9	
12	20.5	12.7 ± 0.5	11.2	34.9 ± 1.6	9.75	42.3±1.9	
			11.3	31.7 ± 1.3	11.2	32.3±1.2	
			14.4	23.7 ± 1.2	12.0	26.8±1.1	
					12.8	26.3±1.3	
					15.0	19.1±1.0	

Таблица 1 (продолжение)

Дифференциальное сечение упругого $p-p$ - рассеяния

РС	8,89 Гэв/с		10,9 Гэв/с	
$\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_0$	(102.0 \pm 4.0) мбн/стерад.		(121.9 \pm 1.9) мбн/стерад	
№	θ^0 см	$\frac{d\sigma}{d\omega}$ мбн/стерад	θ^0 см	$\frac{d\sigma}{d\omega}$ мбн/стерад.
I	1.22	258 \pm 46	1.39	210 \pm 10
2	1.71	173 \pm 16	1.48	190 \pm 10
3	1.99	136 \pm 6.7	1.72	170 \pm 7
4	2.22	133 \pm 8.7	1.99	149 \pm 6.3
5	2.60	126 \pm 5.0	2.22	142 \pm 6.3
6	2.76	119 \pm 4.5	2.62	136 \pm 5.5
7	2.99	113.5 \pm 3.6	3.17	122.9 \pm 4.4
8	3.42	100.6 \pm 3.7	4.16	112.0 \pm 3.7
9	4.52	87.4 \pm 1.9	4.83	92.6 \pm 3.0
10	4.94	90.5 \pm 2.1	6.27	80.8 \pm 2.6
11	5.43	84.6 \pm 2.0	7.47	62.1 \pm 2.5
12	8.15	56.8 \pm 2.8	8.85	47.1 \pm 2.3
13	8.34	54.6 \pm 1.8	9.95	37.6 \pm 2.3
14	9.75	37.1 \pm 1.5		
15	10.5	35.4 \pm 1.4		
16	11.6	25.5 \pm 1.2		

Таблица II
Дифференциальное сечение упругого р-д-рассеяния

РС (Гэв) лаб	1.70°		2.78°		4.85°	
$\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_\sigma$	(97.8±0.5) мбн/стерад		(202.4±1.0) мбн/стерад		(373±2) мбн/стерад	
	θ° сцм	$\frac{d\sigma}{d\omega}$ мбн/стерад	θ° сцм	$\frac{d\sigma}{d\omega}$ мбн/стерад	θ° сцм	$\frac{d\sigma}{d\omega}$ мбн/стерад
I	4.07	98.2±4.1	3.07	172±7	2.41	302±11
2	4.12	99.8±4.1	3.17	160±6.2	2.44	307±13
3	4.23	95.4±4.0	3.29	161±6.0	2.48	313±10
4	4.23	95.0±4.0	3.37	157±8.5	2.57	287±13
5	4.29	85.8±3.5	3.40	158±5.5	2.65	287±13
6	4.50	82.3±2.4	3.40	163±8.5	2.68	277±12
7	4.50	86.3±3.4	3.40	158±5.3	2.70	292±10
8	4.81	82.1±2.2				
9	5.13	80.6±2.0	3.45	157±6.5	2.76	272±12
10	5.44	75.1±1.9	3.52	147±6.0	2.88	260±8
			3.72	142±8.0	3.02	276±15
II	5.75	72.2±2.5	3.73	151±4.5	3.14	261±8
12	6.07	72.6±1.8	3.89	144±5.0	3.20	259±10
13	6.68	65.9±1.5	3.98	154±4.5	3.33	230±8
14	7.16	61.4±1.4	4.13	143±5.0	3.68	204±10
15	8.93	47.3±1.3	4.46	138±4.0	3.75	206±6
16	15.65	12.7±0.5	4.54	132±4.5	3.77	212±14
17			4.89	126±3.5	3.78	208±7
18			4.90	118±4.0	3.82	202±10
19			5.19	121±3.5	3.84	201±10
20			5.30	116±8.0	3.94	206±6
21			5.57	112±6+3.0	4.06	186±6
22			5.66	106.5±3.0	4.10	177±8
23			5.99	103.0±3.0	4.37	166±6
24			6.56	92.2±3.0	4.61	152±5.0
25						
26			7.30	70.7±2.5	4.74	145±5.0
27			8.86	54.5±2.0	5.31	124±4.2
28			10.8	28.2±1.5	5.41	127±7.0
			11.2	23.6±1.0	5.47	117±5.0
29			13.6	11.3±0.5	6.49	74±2.7
30			14.6	8.5±0.5	6.57	71.8±3.0
31			15.6	5.7±0.5	6.79	68.0±2.5
32					7.76	45.0±3.0
33					8.03	35.9±1.5
34					9.31	18.2±1.0
35						
36						
37						

Таблица II (продолжение)

Дифференциальное сечение упругого p - d -рассеяния

РС (Гэв) лаб 6.87			8.89			10.9		
$(\frac{d\sigma}{d\omega})_{с.}$ (547+3) мбн/стерад			(711+19) мбн/стерад			(857+32) мбн/стерад		
№	θ^0 сум	$d\sigma/d\omega$ мбн/стерад	θ^0 сум	$d\sigma/d\omega$ мбн/стерад	θ^0 сум	$d\sigma/d\omega$ мбн/стерад		
I	1.45	673 ± 142	1.36	817 ± 53	1.16	940 ± 42		
2	1.49	604 ± 50	1.48	714 ± 28	1.20	964 ± 45		
3	1.67	517 ± 21	1.64	671 ± 20	1.30	944 ± 45		
4	1.71	488 ± 22	1.76	637 ± 20	1.35	886 ± 40		
5	1.91	531 ± 18	1.94	563 ± 30	1.42	839 ± 30		
6	1.93	469 ± 13	2.13	570 ± 17	1.58	810 ± 30		
7	2.95	465 ± 12	2.16	556 ± 17	1.58	756 ± 22		
8	2.32	479 ± 13	2.33	537 ± 14	1.74	726 ± 25		
9	2.37	441 ± 10	2.37	490 ± 15	1.74	734 ± 22		
10	2.54	397 ± 13	2.63	463 ± 13	1.96	650 ± 22		
11	2.76	399 ± 10	2.65	441 ± 13	1.96	633 ± 20		
12	2.92	347 ± 8	2.99	388 ± 11	2.12	594 ± 20		
13	3.26	314 ± 9	3.08	377 ± 11	2.12	574 ± 25		
14	3.33	285 ± 8	3.20	360 ± 10	2.33	533 ± 20		
15	3.76	249 ± 5	3.51	316 ± 12	2.51	509 ± 14		
16	4.66	161 ± 6	3.80	244 ± 10	2.51	489 ± 20		
17	4.74	159 ± 4	4.31	170 ± 10	2.79	423 ± 15		
18	6.07	74.0 ± 2	5.37	86 ± 2.3	2.82	445 ± 13		
19	6.62	54 ± 1.5	5.42	78.2 ± 5	3.19	338 ± 11		
20	7.65	26.8 ± 1	6.32	42.4 ± 1.4	3.21	339 ± 13		
21	8.35	16.4 ± 1	7.08	20.4 ± 1	3.79	233 ± 8		
22	9.78	5.4 ± 0.5	7.62	14.2 ± 1	3.83	241 ± 12		
23	9.83	5.6 ± 0.5	8188	3.85 ± 0.6	5.08	88.7 ± 2.5		
24	9.83	6.0 ± 0.5			5.87	46.1 ± 1.6		
25	10.97	4.4 ± 0.5			6.32	30.8 ± 1.2		
26	11.67	1.27 ± 0.23			6.42	26.2 ± 1.0		
27	12.64	1.03 ± 0.23			8.16	4.45 ± 0.7		
					8.22	4.36 ± 0.54		

Таблица III

Значения полных сечений упругого $p-d$ -рассеяния и параметров a , b и c для упругого $p-d$ -рассеяния в интервале энергий 1-10 Гэв

$E_{\text{кин}}$ (Гэв)	$\rho_{\text{од}}$	σ_0 (мбн)	$b_1 \equiv b_2$ (Гэв/с) ⁻²	$c_1 \equiv c_2$ (Гэв/с) ⁻⁴	a
1	3.40	10,7 \pm 0,7	33,7 \pm 1	42 \pm 10	-0,14 \pm 0,08
2	5.56	10,2 \pm 0,7	37,5 \pm 1,5	83 \pm 12	
4	9.70	9,5 \pm 0,7	37,8 \pm 1,4	72 \pm 14	
6	13.85	9,6 \pm 0,7	36,0 \pm 0,8	45 \pm 6	0,30 \pm 0,09
8	17.98	9,3 \pm 0,7	36,5 \pm 1,0	40 \pm 7	0,26 \pm 0,09
10	21.80	9,0 \pm 0,6	34,3 \pm 0,9	34 \pm 6	0,39 \pm 0,08

Таблица IV

Значения неравенств П.М. для $p-p$ и $p-d$ -рассеяния при 10 Гэв

	$n=1$ в ед (Гэв/с) ⁻²	$n=2$ в ед (Гэв/с) ⁻⁴
$p-p$	4,35 \pm 0,35 > 3,65 \pm 0,15	17 \pm 6 > 10 \pm 0,5
$p-d$	17 \pm 0,5 > 13,5 \pm 1	319 \pm 10 > 150 \pm 24

$$\alpha_{\rho\pi} = \frac{\text{Re}A_{\rho\pi}(0)}{\text{Im}A_{\rho\pi}(0)}$$

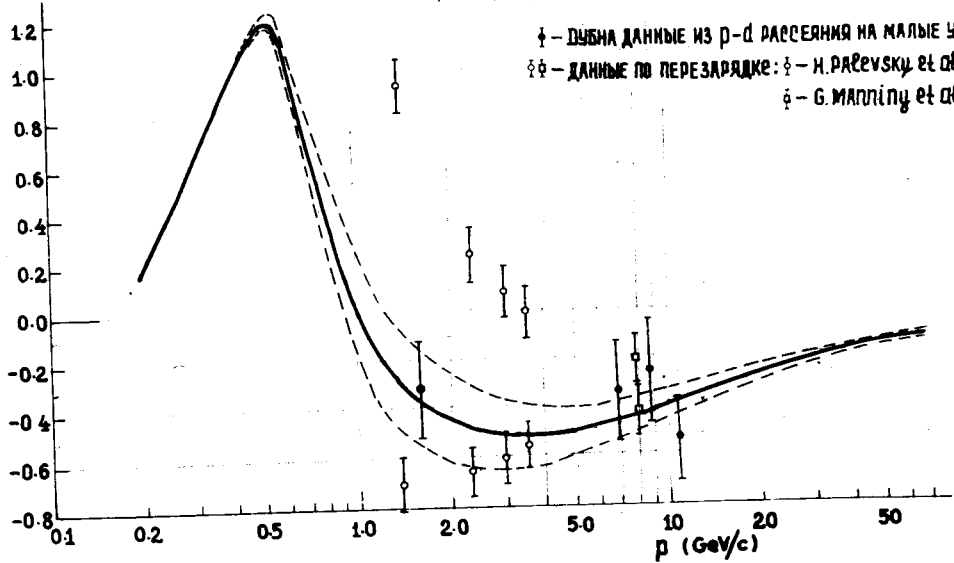


Рис. 1.