

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



С 346.2 в  
Г-616

P2 - 7220

4044/273

С.В.Голоскоков

АНАЛИЗ  
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ  
ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ И ПАРАМЕТРА НАКЛОНА  
ДИФРАКЦИОННОГО ПИКА РР - РАССЕЯНИЯ  
В КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНОМ ПОДХОДЕ

**1973**

ЛАБОРАТОРИЯ  
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P2 - 7220

С.В.Голоскоков

**АНАЛИЗ  
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ  
ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ И ПАРАМЕТРА НАКЛОНА  
ДИФРАКЦИОННОГО ПИКА РР - РАССЕЯНИЯ  
В КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНОМ ПОДХОДЕ**

*Направлено в ЯФ*

В настоящей работе мы изучим асимптотическое поведение полного сечения и параметра наклона дифракционного пика высокоэнергетического  $PP$ -рассеяния в рамках квазипотенциального подхода Логунова-Тавхелидзе <sup>/1/</sup>.

Обсудим сначала экспериментальную ситуацию. Новые экспериментальные данные по  $PP$ -рассеянию указывают на рост полных сечений <sup>/2/</sup>, обработка данных по  $\sigma_{tot}^{PP}$ , проведенная в этих работах, показала, что при  $s \geq 250$  /Гэв/с<sup>2</sup>

$$\sigma_{tot}^{PP} \sim c + d (\ln s)^a, \quad /1/$$

причем  $a \sim 2$ .

В связи с этим в препринтах <sup>/3,4/</sup> обсуждается случай роста полных сечений максимально возможным образом <sup>\*</sup>:

$$\sigma_{tot}^{PP} \sim \ln^2 s \quad \text{при } s \rightarrow \infty. \quad /2/$$

В них показано, что в этом случае параметр наклона дифракционного пика также должен расти максимально возможным образом:

$$B^{PP} \sim \ln^2 s. \quad /3/$$

Однако экспериментальные данные указывают на замедление скорости роста параметра наклона дифракционного пика в области энергий  $s > 150$  /Гэв/с<sup>2</sup> <sup>/7/</sup>.

---

\* В рамках квантовой теории поля получены ограничения сверху на рост полного сечения рассеяния  $\sigma_{tot} \leq \ln^2 s$  <sup>/5/</sup> и параметра наклона дифракционного пика  $B \leq \ln^2 s$  <sup>/6/</sup>.

В связи с этим вызывает интерес более детальный анализ поведения  $\sigma_{tot}^{pp}$  и  $B^{pp}$  при высоких энергиях.

Мы провели анализ экспериментальных данных для  $pp$ -рассеяния при  $s \gtrsim 15$  /ГэВ/с<sup>2</sup>, исходя из следующих эмпирических соотношений для  $\sigma_{tot}^{pp}$  и  $B^{pp}$ :

$$\sigma_{tot}^{pp} = \sigma_0 + a_1 / \sqrt{s} + a_2 (\ln(s/s_0))^a, \quad /4a/$$

$$B^{pp} = b_0 + b_1 / \sqrt{s} + b_2 (\ln(s/s_0))^{\beta}$$

$$(s_0 = 1(\text{GeV}/c)^2) \quad /4б/$$

Параметры, соответствующие наилучшему описанию по критерию  $\chi^2$ , и величины  $\chi^2/N$ , где  $N$  - число рассмотренных экспериментальных точек, приведены в табл. 1 и 2.

Как видно из табл. 1, хорошее описание экспериментальных данных по  $\sigma_{tot}^{pp}$  может быть получено при  $a$ , изменяющихся в широком интервале:

$$a = -1 \div +2.$$

Таким образом, имеющийся к настоящему времени экспериментальный материал по полным сечениям  $pp$ -рассеяния не позволяет сделать заключения о характере асимптотического поведения  $\sigma_{tot}^{pp}$  при больших  $s$ . Полное сечение  $\sigma_{tot}^{pp}$  может как неограниченно возрастать при  $s \rightarrow \infty$  ( $a > 0$ ), так и стремиться к постоянному пределу снизу ( $a \leq 0$ ).

Из табл. 2 видно, что параметр наклона дифракционного пика  $B^{pp}$  может неограниченно возрастать, как  $\sqrt{\ln s}$ , однако стремление снизу к постоянному пределу несколько предпочтительнее.

Займемся теперь исследованием поведения  $\sigma_{tot}$  и  $B$  при высоких энергиях в рамках квазипотенциального подхода. Основой нашего рассмотрения будет гладкий  $\mathcal{A}_9$  локальный квазипотенциал гауссовского типа:

$$V(s, r) = i s g(s) \left( \frac{\pi}{a(s)} \right)^{3/2} e^{-r^2/4a(s)} \quad /5/$$

Таблица I

$a$	$\sigma_0$	$\sigma_1$	$\sigma_2$	$\chi^2/N$
2	$32,51 \pm 0,41$	$28,15 \pm 2,02$	$0,148 \pm 0,001$	0,62
1	$24,56 \pm 0,87$	$41,63 \pm 2,77$	$2,12 \pm 0,13$	0,76
-0,5	$84,56 \pm 2,71$	$127,81 \pm 7,78$	$-126,37 \pm 7,53$	0,74
-1	$76,3 \pm 2,28$	$304,54 \pm 18,75$	$-314,79 \pm 19,37$	0,76

Таблица 2

$\beta$	$b_0$	$b_1$	$b_2$	$\chi^2/N$
2	$9,74 \pm 0,06$	0	$0,06 \pm 0,002$	3,16
1	$8,15 \pm 0,1$	0	$0,63 \pm 0,02$	1,44
0,5	$4,99 \pm 0,2$	0	$2,84 \pm 0,1$	1,11
-0,5	$17,49 \pm 0,22$	0	$-13,62 \pm 0,48$	0,8
-1	$14,34 \pm 0,11$	0	$-14,57 \pm 0,52$	0,84
	$12,6 \pm 0,05$	$-14,09 \pm 0,5$	0	0,91

В работах /10/ показано, что квазипотенциал /5/ позволяет правильно передать общую картину  $pp$ -рассеяния при высоких энергиях.

Полное сечение рассеяния и параметр наклона дифракционного пика выражаются через параметры квазипотенциала /5/ следующим образом:

$$\sigma_{tot} = 8\pi a I(x), \quad /6a/$$

$$B = 2a J(x)/I(x), \quad /6б/$$

где

$$I(x) = - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-x)^n}{n n!} = \int_0^x \frac{d\xi}{\xi} (1 - e^{-\xi}), \quad /7a/$$

$$J(x) = - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-x)^n}{n^2 n!} = \int_0^x \frac{d\xi}{\xi} I(\xi),$$

$$x = 4\pi^2 g/a. \quad /7б/$$

Определим величину  $D$ , зависящую от  $x$  следующим образом:

$$D(x) = \frac{\sigma_{tot}}{4\pi B} = \frac{I^2(x)}{J(x)}. \quad /8/$$

Можно показать, что для любых  $x$  величина  $D$  ограничена сверху:

$$D(x) = \frac{\sigma_{tot}}{4\pi B} \leq 2. \quad /9/$$

Это ограничение справедливо для широкого класса гладких локальных квазипотенциалов экспоненциального вида.

Из /9/ следует, что для гладких квазипотенциалов

полное сечение рассеяния не может расти быстрее параметра наклона дифракционного пика.

$$\sigma_{tot} \leq 8\pi B. \quad /10/$$

Отметим, что исходя из строгих ограничений сверху на  $B^{1/6}$  и снизу на амплитуду рассеяния в область больших углов  $/11/$ , полученных в квантовой теории поля, можно получить ограничения сверху на параметры квазипотенциала  $/12/$ :

$$\left. \begin{aligned} a(s) &\leq \ln s \\ g(s) &< \sqrt{s} \end{aligned} \right\} \quad \text{при } s \rightarrow \infty. \quad /11a/$$

$$/11b/$$

Следовательно, параметр  $x$  может расти степенным образом при  $s \rightarrow \infty$ , причем

$$x < \sqrt{s}. \quad /11b/$$

Исследуем теперь асимптотическое поведение  $\sigma_{tot}$  и  $B$  при различном поведении параметра  $x$  в случае  $s \rightarrow \infty$   $/12,3/$ .

А. Если  $x \rightarrow 0$  при  $s \rightarrow \infty$ ,

$$D(x) = \frac{\sigma_{tot}}{4\pi B} \rightarrow 0, \quad /12a/$$

$$\sigma_{tot} \sim 8\pi ax, \quad /12b/$$

$$B \sim 2a. \quad /12b/$$

Б. Если  $x \rightarrow c = \text{const}$ ,

$$D(x) = \frac{\sigma_{tot}}{4\pi B} \rightarrow \text{const} < 2, \quad /13a/$$



$$\sigma_{tot} \approx 8\pi a I(c), \quad /13б/$$

$$B \approx 2 a J(c)/I(c). \quad /13в/$$

В. Если  $x \rightarrow \infty$  при  $s \rightarrow \infty$ ,

$$D(x) = \frac{\sigma_{tot}}{4\pi B} \rightarrow 2, \quad /14а/$$

$$\sigma_{tot} \approx 8\pi a \ln x, \quad /14б/$$

$$B \approx a \ln x. \quad /14в/$$

Из приведенных выше соотношений /14/ следует, что полное сечение рассеяния может расти максимально возможным образом /2/ только в случае

$$a(s) \sim \ln s, \quad \left. \vphantom{a(s)} \right\} \quad \text{при } s \rightarrow \infty; \quad /15а/$$

$$g(s) \sim s^\alpha \quad (0 < \alpha < 1/2) \quad \left. \vphantom{g(s)} \right\} \quad \text{при } s \rightarrow \infty; \quad /15б/$$

при этом

$$\sigma_{tot} \approx 8\pi B \sim \ln^2 s. \quad /16/$$

Определим теперь зависимость параметров  $g$ ,  $a$  и  $x$  от энергии, используя экспериментальные данные по полному сечению и параметру наклона дифракционного пика  $pp$ -рассеяния и соотношения /8/ и /6а/ или /6б/.

Полученные параметры  $g$ ,  $a$ ,  $x$  при различных энергиях приведены на рис. 1 и 2. Из рисунков видно, что параметр  $a(s)$  монотонно растет с энергией, а параметр  $g(s)(x(s))$  сначала медленно убывает до энергии  $s \sim 200$  /Гэв/с<sup>2</sup>, а затем начинает расти. Естественно, характер этого роста при существующих энергиях определить невозможно.

Для того, чтобы описать полученную зависимость параметров квазипотенциала от энергии, мы использо-

вали несколько моделей, отличающихся друг от друга различной параметризацией энергетической зависимости  $a(s)$  и  $g(s)$ :

/I/

$$a(s) = a_0 + a_1 / \sqrt{s}, \quad /17a/$$

$$g(s) = g_0 + g_1 / \sqrt{s} + g_2 / \sqrt{\ln(s/s_0)}. \quad /17б/$$

Здесь и далее

$$s_0 = 1 / \Gamma_{эв/c}^2.$$

При этом

$$\sigma_{tot} \sim B \sim \sigma_0 + \sigma_1 / \sqrt{s} + \sigma_2 / \sqrt{\ln(s/s_0)} + \dots \quad /17в/$$

/II/

$$a(s) = a_0 + a_1 / \ln(s/s_0), \quad /18a/$$

$$g(s) = g_0 + g_1 / \sqrt{s} + g_2 \ln(s/s_0), \quad /18б/$$

$$\sigma_{tot} \sim B \sim \sigma_0' \ln \ln(s/s_0) + \sigma_0 + \sigma_1 / \sqrt{s} + \sigma_2 / \ln(s/s_0) + \dots \quad /18в/$$

/III/

$$a(s) = a_0 + a_1 / \ln(s/s_0), \quad /19a/$$

$$g(s) = g_0 + g_1 / \sqrt{s} + g_2 \ln^2(s/s_0), \quad /19б/$$

при этом для асимптотического поведения  $\sigma_{tot}$  и  $B$  справедливо выражение /18в/

/IV/

$$a(s) = a_0 + a_1 \sqrt{\ln(s/s_0)}; \quad /20a/$$

$$g(s) = g_0 + g_1 / \sqrt{s} + g_2 \ln(s/s_0), \quad /20б/$$

$$\sigma_{tot} \sim B \sim \sigma_0' \sqrt{\ln(s/s_0)} + \sigma_0 + \sigma_1 / \sqrt{s} +$$

$$+ \sigma_2 / \sqrt{\ln(s/s_0)} + \dots \quad /20в/$$

Параметры, соответствующие наилучшему описанию экспериментальных данных по  $\sigma_{tot}^{pp}$  и  $B^{pp}$  в области энергий  $s \geq 15$  /Гэв/с<sup>2</sup> и вычисленные отношения  $\chi^2/N$  приведены в табл. 3. Как видно, во всех случаях /I-IV/ имеется хорошее описание экспериментальных данных. Полученные теоретические кривые для  $\sigma_{tot}^{pp}$  и  $B^{pp}$  приведены на рис. 3,4. На рис. 1 и 2 показана зависимость параметров квазипотенциала от энергии /вариант /II//.

Таким образом, существующие в настоящее время экспериментальные данные по  $\sigma_{tot}^{pp}$  и  $B^{pp}$  не позволяют определить асимптотическое поведение параметров квазипотенциала при  $s \rightarrow \infty$ . При этом поведение  $\sigma_{tot}^{pp}$  и  $B^{pp}$  при высоких энергиях может быть весьма различным /17в, 18в, 20в/. Однако при достигнутых энергиях полные сечения растут, по всей видимости, медленнее квадрата логарифма.

Отметим, что близкие результаты могут быть получены в ряде моделей эйконального типа.

В заключение автор выражает глубокую благодарность В.А.Матвееву, А.Н.Тавхелидзе, Д.В.Ширкову за интерес к работе и критические замечания, а также А.А.Архипову, В.Р.Гарсеванишвили, А.В.Ефремову, С.П.Кулешову, Р.М.Мурадян, В.И.Саврин, А.Н.Сисакян, Л.А.Слепченко, М.А.Смондыреву, Н.Е.Тюрину, О.А.Хрусталеву за полезные обсуждения.

### Литература

1. A.A. Logunov, A.N. Tavkhelidze. *Nuovo Cim.*, 29, 380 (1963).
2. U. Amaldi, R. Biancastelli et al. I.V. Allaby et al.; S.R. Amendolia, G. Bellettini et al. *Preprints CERN, Geneva*, 1973.
3. A.A. Logunov, O.A. Khrustalev, M.A. Mestvirishvili. *Preprint IHEP, STF-73-25, Serpukhov*, 1973.
4. A.A. Arkhipov, V.I. Savrin, N.E. Tyurin, O.A. Khrustalev. *Preprint IHEP STF-73-26, Serpukhov*, 1973.
5. M. Froissart. *Phys. Rev.*, 123, 1053 (1961).

6. A.A.Logunov, M.A.Mestvirishvili, Nguyen van Hieu. *Phys.Lett.*, 25B, 611 (1967);  
*T.Kinoshita. Lectures in Theoretical Physics*, 7B, 144. Univ. Colorado Press, 1964.
7. M.Holder et al. *Phys.Lett.*, 35B, 355 (1971);  
36B, 401 (1971);  
U.Amaldi et al. *Phys.Lett.*, 36B, 504 (1971);  
G.Barbiellini et al. *Phys.Lett.*, 39B, 663 (1972).
8. S.P.Alliluyev, S.S.Gershtein, A.A.Logunov. *Phys.Lett.*, 18, 195 (1965).
9. А.А.Логунов, О.А.Хрусталева. ЭЧАЯ, том. I, вып. I, стр. 71, Атомиздат, Москва, 1970;  
В.М.Барбашов, С.П.Кулешов, В.А.Матвеев, А.Н.Сиссакян, А.Н.Тавкхелидзе. *Phys.Lett.*, 33B, 419 (1970).
10. V.R.Garsevanishvili, V.A.Matveev, L.A.Slepchenko, A.N.Tavkhelidze. *Phys.Rev.*, 4D, 849 (1971);  
В.Р.Гарсеванишвили, В.А.Матвеев, Л.А.Слепченко. ЭЧАЯ, т. I, вып. I, стр. 91, Атомиздат, Москва, 1970.
11. A.A.Logunov, M.A.Mestvirishvili. *Phys.Lett.*, 24B, 583 (1967).
12. С.В.Голоскоков, В.А.Матвеев. ЯФ, 16, 1297 /1972/.

Рукопись поступила в издательский отдел  
4 июня 1973 года.

Таблица 3

Вариант	$a_0$	$a_1$	$\xi_0$	$\xi_1$	$\xi_2$	$\sigma_{tot}^{pp} \Big _{s=\infty}$	$B^{pp} \Big _{s=\infty}$	$\chi^2/N$
I	5,723 $\pm 0,027$	-7,192 $\pm 0,258$	0,323 $\pm 0,011$	0,622 $\pm 0,033$	-0,560 $\pm 0,031$	$90 \mu\text{см}$	$15(\text{GeV})^{-2}$	0,77
II	6,611 $\pm 0,058$	-7,439 $\pm 0,266$	0,059 $\pm 0,004$	0,234 $\pm 0,013$	0,009 $\pm 0,0006$	$\infty$	$\infty$	0,73
III	6,610 $\pm 0,058$	-7,434 $\pm 0,265$	0,091 $\pm 0,002$	0,186 $\pm 0,008$	$7,1 \times 10^{-4}$ $\pm 2,7 \times 10^{-5}$	$\infty$	$\infty$	0,78
IV	1,875 $\pm 0,115$	1,436 $\pm 0,052$	0,066 $\pm 0,003$	0,207 $\pm 0,011$	0,008 $\pm 5 \times 10^{-4}$	$\infty$	$\infty$	1,04

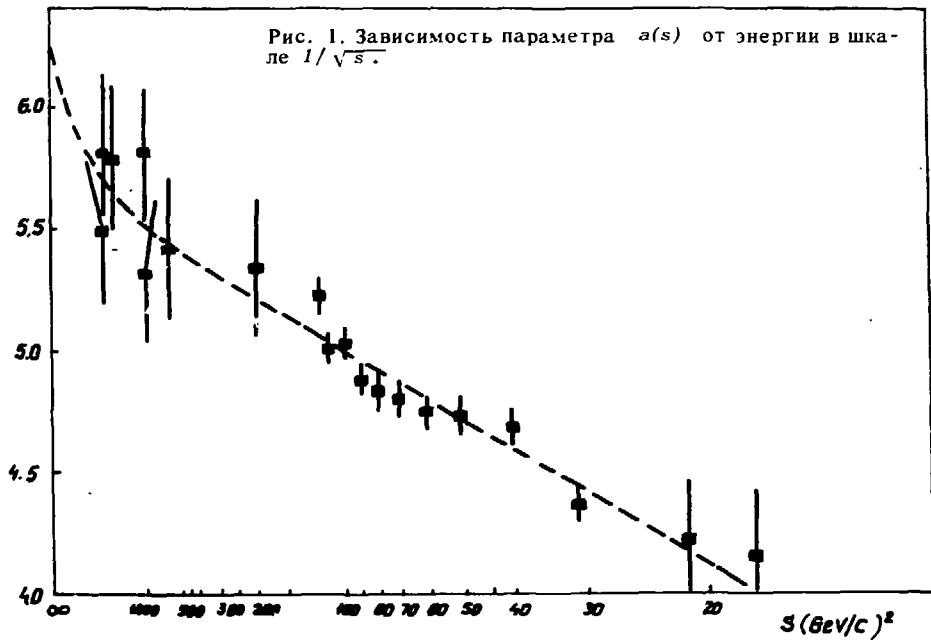
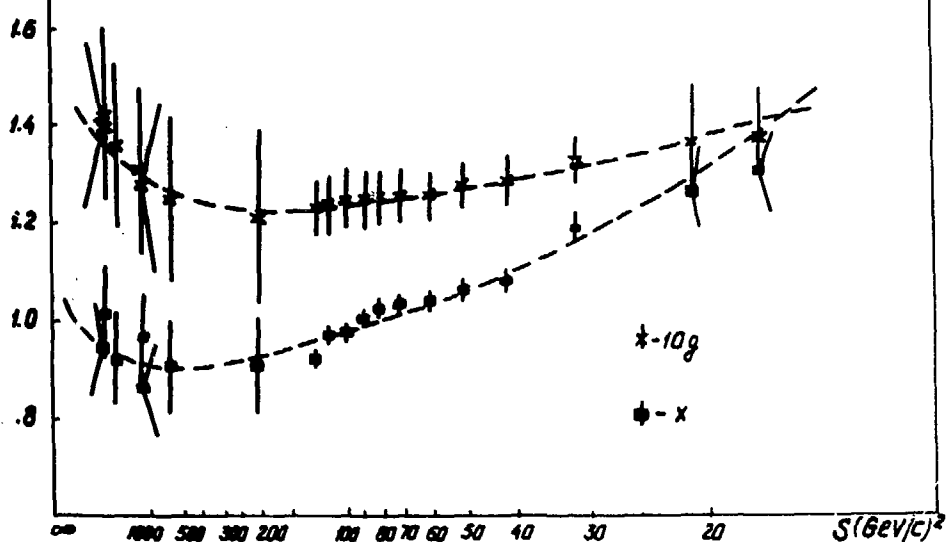
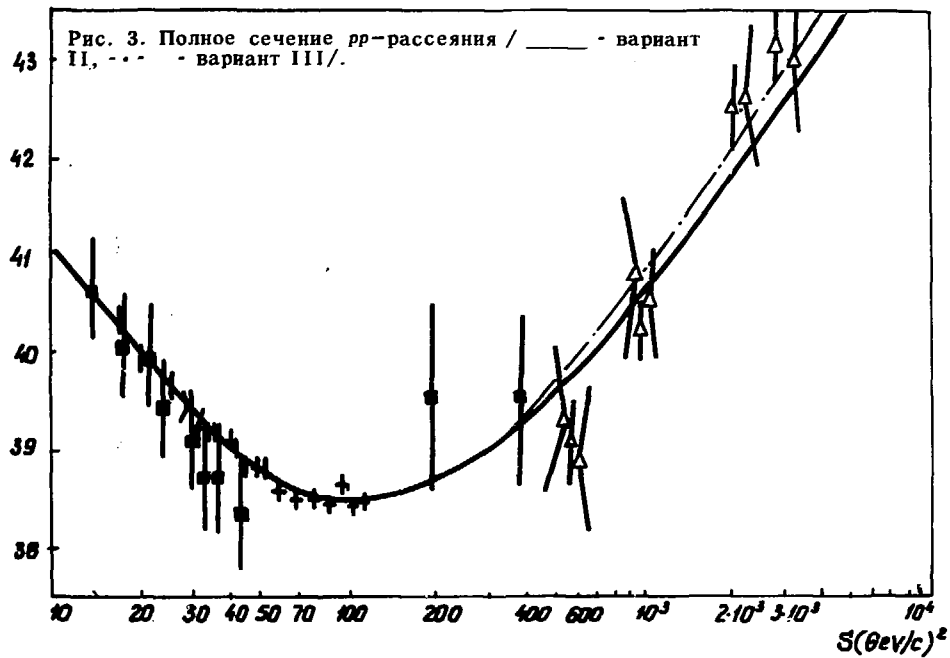


Рис. 2. Зависимость параметров  $10g(s)$  (\*) и  $x(s)$  (♦) от энергии в шкале  $1/\sqrt{s}$ .







15

Рис. 4. Параметр наклона дифракционного пика  $pp$ -рассеяния / ——— вариант II, - - - - вариант III/.

14

13

12

11

10

9

10 20 30 40 50 70 100 200 400 600  $10^3$   $2 \cdot 10^3$   $3 \cdot 10^3$   $10^4$   
 $S(\text{GeV}/c)^2$