

ОПИСАНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ  $p\bar{p}$ -РАССЕЯНИЯ  
В ОБЛАСТИ КУЛОН-ЯДЕРНОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ  
ПРИ ЭНЕРГИИ  $\sqrt{s} = 546$  ГэВ

Л.Л. Енковский, Б.В. Струминский, А.Н. Шелковенко<sup>1)</sup>

Показано, что предложенная ранее модель упругого рассеяния описывает новые экспериментальные данные о  $p\bar{p}$ -рассеянии при энергии  $\sqrt{s} = 546$  ГэВ в области кулон-ядерной интерференции. При этом отношение  $\rho(s) = \text{Re}T(s, 0) / \text{Im}T(s, 0)$  оказывается равным  $\rho(\sqrt{s} = 546 \text{ ГэВ}) = 0,136$ .

Большое значение отношения реальной к мнимой части амплитуды рассеяния вперед  $\rho(s) = \text{Re}T(s, 0) / \text{Im}T(s, 0)$  при энергии 546 ГэВ, приведенное в работе<sup>1)</sup>,  $\rho^{p\bar{p}}(\sqrt{s} = 546 \text{ ГэВ}) =$

<sup>1)</sup> Институт физики высоких энергий. Серпухов.

$= 0,24 \pm 0,04$  вызвало дискуссию в литературе (см., например, <sup>2-5</sup>).

Напомним, что  $\rho(s)$  определяется подгонкой формулы

$$d\sigma/dt = \pi |T_C + T_h|^2 \quad (1)$$

к данным об упругом рассеянии адронов из области кулон-ядерной интерференции. В выражении (1)  $T_C$  – известная кулоновская амплитуда

$$T_C = \pm 2 \alpha G^2/t \exp(\mp \pi\phi) / |t| ,$$

где  $\alpha$  – постоянная тонкой структуры, а  $G(t)$  – электромагнитный форм-фактор протона,  $\phi = \ln(0,08/|t|) = 0,577$ . Верхний и нижний знак соответствует  $p\bar{p}$ - и  $pp$ -рассеянию.

В работе <sup>1</sup> использована простая параметризация амплитуды сильного взаимодействия

$$T_h = (\sigma_t/4\pi)(\rho+i)\exp(-b|t|/2).$$

На самом деле форма дифракционного конуса сложным образом зависит от  $s$  и от  $t$  и ее параметризация в области кулоновской интерференции должна включать следующие черты:  
а) "тонкую" структуру померона, определяемую легчайшим порогом, требуемым  $t$ -канальным условием unitarity; б) вклад оддерона и вторичных реджеонов.

В настоящей работе мы сравниваем предсказания развитой нами модели упругого рассеяния адронов (и использованной <sup>6</sup> для описания  $pp$ - и  $p\bar{p}$ -рассеяния в широкой области  $s$  и  $t$ ) с новыми экспериментальными данными коллайдера <sup>1</sup>. Отметим, что модель <sup>6</sup> содержит черты а и б. Параметризация вклада оддерона в модели <sup>6</sup> определяется, в частности, динамикой дифракционного минимума в  $pp$ - и  $p\bar{p}$ -рассеянии и качественным согласием с КХД.

Сильная амплитуда  $T_h$   $p\bar{p}$ -рассеяния имеет вид <sup>6</sup>:

$$T_h = T_+ + T_- + T_f + T_\omega ,$$

где вклад вторичных реджеонов параметризован стандартным образом с траекториями <sup>6</sup>

$$\alpha_f(t) = 0,69 + 0,84t, \quad \alpha_\omega(t) = 0,47 + 0,93t,$$

а для померона  $T_+$  и оддерона  $T_-$  использована дипольная модель с нелинейными траекториями <sup>6</sup>:

$$T_+ = iAs \left( \frac{s}{s_0} e^{-i(\pi/3)} \right)^{\alpha_0} (R_1 e^{R_1 \tilde{\alpha}} - \epsilon R_2 e^{R_2 \tilde{\alpha}}), \\ R_1 = b + L - \frac{i\pi}{2}, \quad R_2 = L - \frac{i\pi}{2}, \quad L = \ln \frac{s}{s_0} , \quad (2)$$

$$\alpha(t) = 1 + \alpha_0 + \tilde{\alpha}(t), \quad \tilde{\alpha}(t) = \alpha_1 t - \alpha_2 (\sqrt{4m_\pi^2 - t} - 2m_\pi);$$

$$T_- = B \left( \frac{s}{s_0} e^{-(t\pi/2)} \right)^{\beta_0} \left[ G'(\tilde{\beta}) + \left( L - \frac{i\pi}{2} \right) G(\tilde{\beta}) \right], \\ G(\tilde{\beta}) = (1 - e^{b\tilde{\beta}})^2 , \quad (3)$$

$$\beta = 1 + \beta_0 + \tilde{\beta}(t), \quad \tilde{\beta}(t) = \beta_1 t - \beta_2 (\sqrt{\mu^2 - t} - \mu).$$

Вклад оддерона (3) при  $t = 0$  подавлен; в искривлении дифракционного конуса  $\frac{B}{t_0}$  рассматриваемой области малых  $|t|$  существенную роль играет двухпионный порог  $\sqrt{\frac{B}{t_0}} = 2m_\pi$  в траектории вакуумного полюса  $\alpha(t)$ .

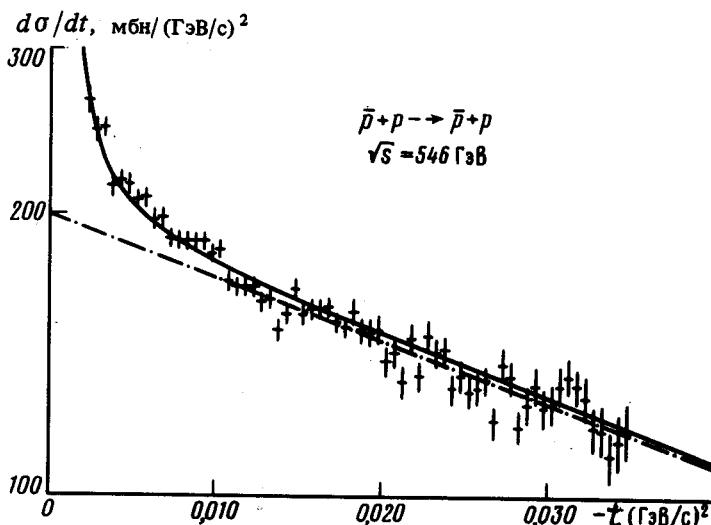


Рис. 1. Сплошная линия –  $d\sigma/dt$   $p\bar{p}$ -рассеяния, вычисленная в данной модели по формуле (1); пунктирная линия – вклад сильного взаимодействия. Подгоночные параметры из работы <sup>6</sup>, данные – из <sup>1</sup>

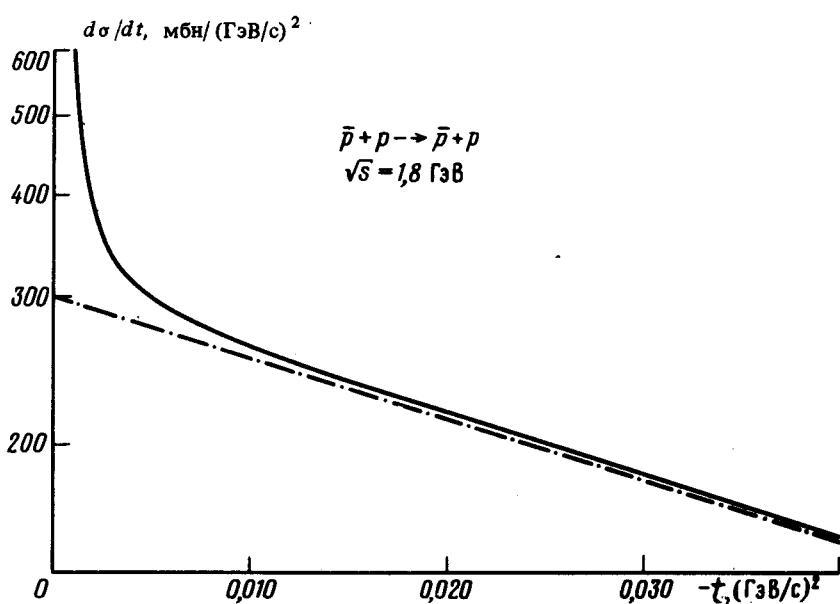


Рис. 2. Предсказания для энергий Теватрона  $\sqrt{s} = 1.8$  ТэВ

При вычислении сечений, приведенных в данной работе, мы использовали значения параметров, определенные нами из предыдущих подгонок (см. табл. 1 в <sup>6</sup>).

Результаты экстраполяции и сравнение с новыми данными <sup>1</sup> показаны на рис. 1. На рис. 2 приведены предсказания для будущих экспериментов при  $\sqrt{s} = 1.8$  ТэВ. Согласие с данными позволяет нам использовать модель для определения отношения  $\rho(s)$  (рис. 3). Получен-

ное нами значение  $\rho(\sqrt{s} = 546 \text{ ГэВ}) = 0,136$  значительно меньше числа, приведенного в работе <sup>1</sup> и находится в согласии с соответствующим результатом вычислений в модели <sup>7</sup>.

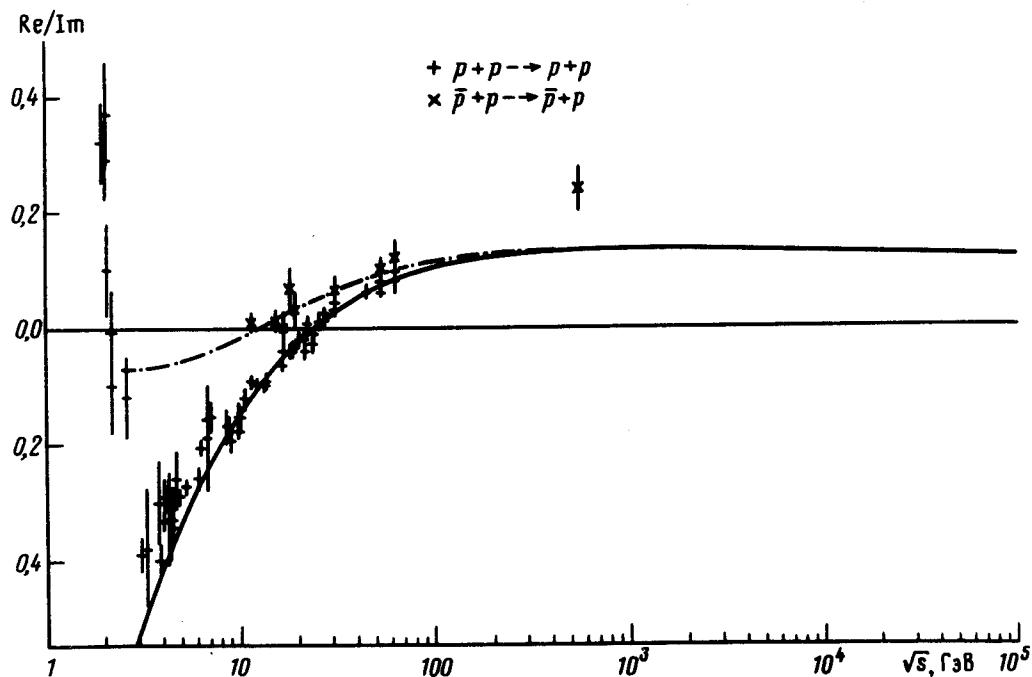


Рис. 3. Поведение  $\rho(s)$  в данной модели. При энергии  $\sqrt{s} = 546 \text{ ГэВ}$  приведено значение 0,24 из работы <sup>1</sup>

В заключение отметим, что использование данной модели при сверхвысоких энергиях требует процедуры унитаризации ввиду того, что в ней используются траектории (померона и оддерона), интерсепты которых превышают единицу. Этот вопрос обсуждается в работе <sup>5</sup>.

#### Литература

1. *Bernard D., Bozzo M., Braccini P.L. et al.* Preprint CERN-87/147.
2. *Bernard D., Gauron P., Nicolescu B.* Phys. Lett. B, 1987, **199**, 125.
3. *Leader E.* Phys. Rev. Lett., 1987, **59**, 1525.
4. *Martin A.* Preprint CERN TH 4852/87.
5. *Jenkovszky L.L., Streminsky B. V.* Preprint ITP-88-9E, Kiev 1988.
6. *Jenkovszky L.L., Shelkovenko A.N., Streminsky B. V.* Z. Phys., 1987, **36**, 495; *Енковский Л.Л., Струминский Б.В., Шелковенко А.Н.* ЯФ, 1987, **46**, 1200.
7. *Bourrely C., Soffer J., Wu T.T.* Phys. Lett. B, 1987, **196**, 237.