



НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР  
**«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»**  
Институт физики высоких энергий имени А.А. Логунова  
Национального исследовательского центра  
«Курчатовский институт»

Препринт 2018–19

В.И. Белоусов, В.В. Ежела, Н.П. Ткаченко

**Совместное описание полных, дифференциальных  
сечений и  $\rho$ -параметра  $\rho(\bar{p})p$ -рассеяний  
в интервале энергий  $\sqrt{s} \geq 7$  ГэВ и при всех  $t < 0$**

Направлено в ЯФ

Протвино 2018

### Аннотация

Белюсов В.И., Ежела В.В., Ткаченко Н.П. Совместное описание полных, дифференциальных сечений и  $\rho$ -параметра  $p(\bar{p})p$ -рассеяний в интервале энергий  $\sqrt{s} \geq 7$  ГэВ и при всех  $t < 0$ : Препринт НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ 2018-19. – Протвино, 2018. – 15 с., 8 рис., 1 табл., библиогр.: 30.

Приведены результаты совместного описания данных по дифференциальным, полным сечениям рассеяния и  $\rho$ -параметру (анти)протон-протон столкновений. В настройке параметров аналитической модели, построенной для описания данных в широкой области кинематических переменных  $\sqrt{s} > 6.9$  ГэВ и всех известных в настоящее время экспериментальных данных по  $t$ . Экспериментальные данные взяты из компиляций группы КОМПАС (ИФВЭ) и компиляции CLM, дополненные данными экспериментов FNAL-COLLIDER-D0, CERN-LHC-TOTEM и данными обсерватории космических лучей РАО.

### Abstract

Belousov V.I., Ezhela V.V., Tkachenko N.P. Consolidated description of total and differential cross sections, and  $\rho$ -parameter of  $p(\bar{p})p$ -scattering within energy range of  $\sqrt{s} \geq 7$  GeV and for all  $t < 0$ : NRC «Kurchatov Institute» – IHEP Preprint 2018-19. – Protvino, 2018. – p. 15, figs. 8, table 1, refs.: 30.

Here are the results derived from a consolidated description of data on differential and total cross section as well as on the  $\rho$ -parameter of the (anti) proton-proton collisions in setting the parameters of the analytical model designed to describe data in a wide range of kinematic variables  $\sqrt{s} > 6.9$  GeV and all the known experimental data on  $t$ . The experimental data were taken from COMPAS group (IHEP) compilations and CLM compilations, supplemented by experimental data of FNAL-COLLIDER-D0, CERN-LHC-TOTEM as well as PAO cosmic ray observatory.

## Введение

Новые данные по измерениям наблюдаемых величин  $d\sigma/dt$ ,  $\sigma_{tot}$  и  $\rho$  в упругих рассеяниях антипротонов и протонов на протонах при максимальных энергиях, полученных на коллайдерах и в космических лучах [1–7] показали необходимость подстройки почти всех моделей описания экспериментальных данных для уточнения прогнозов значений измеряемых величин получаемых с их помощью (см. рис. 4 в [1]). Здесь мы представляем результаты совместного аналитического описания всех опубликованных экспериментальных данных, полученных по указанным наблюдаемым в ускорительных экспериментах для  $\sqrt{s} > 6.9$  ГэВ и в наблюдениях взаимодействий космических лучей с атмосферными ядрами при высоких энергиях во всем интервале экспериментальных данных инвариантных передач квадрата импульса  $t < 0$  ГэВ<sup>2</sup>.

## Экспериментальные данные

Экспериментальные данные по дифференциальным сечениям [19] упругих рассеяний антипротонов и протонов на протонах в переменных ( $x = \sqrt{s}$ ,  $y = t$ ,  $z = d\sigma/dt(s, t)$ ) распределены вблизи некоторых двумерных поверхностей, для которых и подбираются аналитические модели для наилучшего описания данных по методу наименьших квадратов. Проекция этих распределений на плоскость ( $y, z$ ) показана на рис. 1, на котором видны некоторые общие особенности поверхностей и их относительное расположение:

1. совместное согласованное поведение обеих поверхностей при малых  $-t \lesssim 0.16$  ГэВ<sup>2</sup> похожее на их пересечение и последующее сближение (при  $-t \rightarrow 0$ ) или склейку поверхностей в области кулон-ядерной интерференции в пределах экспериментальных погрешностей (более детальная картина представлена на рис. 2);

2. “полоса” пересечения и склейки поверхностей слабо изменяется с энергией<sup>1</sup>;
3. проявление “оврагов (складок)” на поверхностях в области  $-t \gtrsim 0.16 \text{ ГэВ}^2$  прижимающихся к области кулон-ядерной интерференции при больших значениях энергий столкновений<sup>2</sup>.

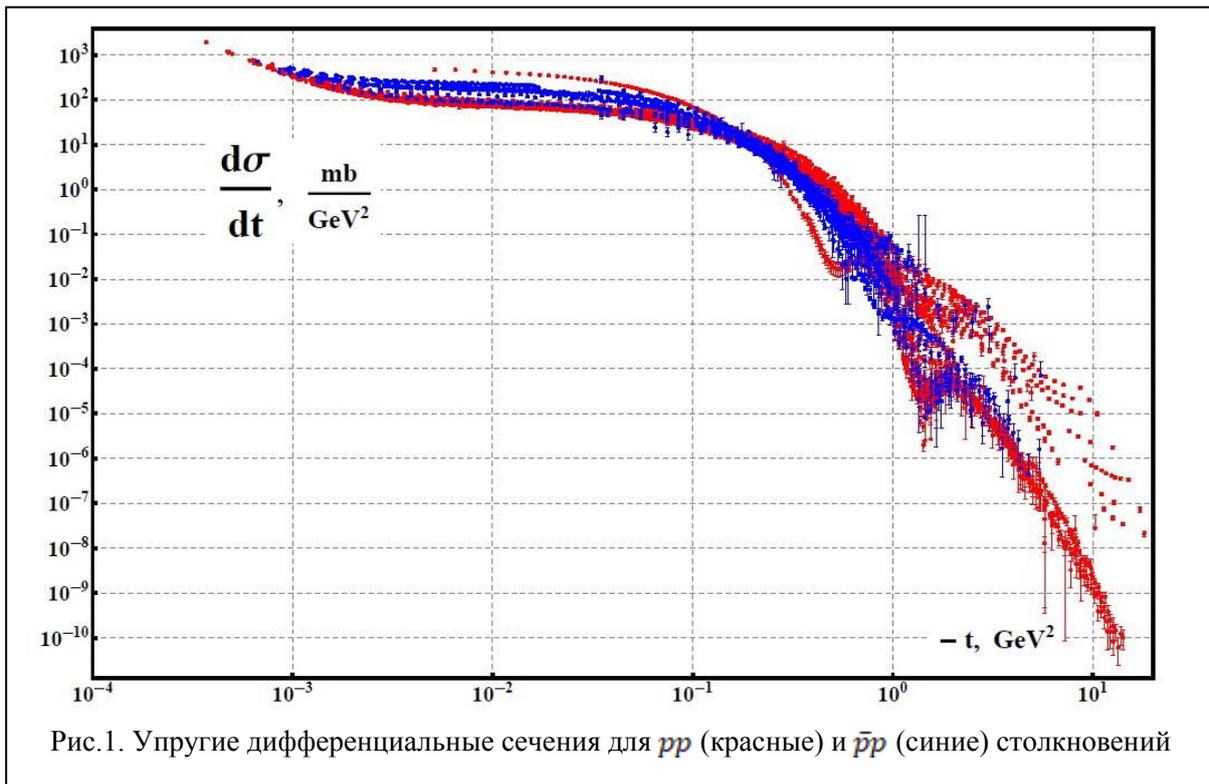


Рис.1. Упругие дифференциальные сечения для  $pp$  (красные) и  $\bar{p}p$  (синие) столкновений

Набор данных сформирован на основе известной компиляции CLM [8], файл данных которой выверен нами по справочникам Landolt – Börnstein [9–11], базам данных HEPDATA и COMPAS. Файл CLM поправлен: устранены замеченные некорректности, заполнены пропуски, добавлены новые экспериментальные данные опубликованные после 2006 года.

Текстовый формат файлов с данными по сечениям и  $\rho$ -параметру находятся на сайте Particle Date Group и в наших сетевых файлах [20 - 27].

<sup>1</sup> эффект “cross-over”.

<sup>2</sup> эффект “dip/shoulder”

## Описание модели

Полные сечения  $\sigma^{\text{tot}}$ ,  $\rho^{\text{tot}}$ -параметр и дифференциальные сечения  $d\sigma/dt$  описываются соотношениями<sup>3</sup>:

$$\sigma_{\pm}^{\text{tot}}(s) = \frac{\text{Im } T_{\pm}(s, t=0)}{\sqrt{s(s-4m_p^2)}}, \quad \rho_{\pm}^{\text{tot}}(s) = \frac{\text{Re } T_{\pm}(s, t=0)}{\text{Im } T_{\pm}(s, t=0)}, \quad \frac{d\sigma_{\pm}}{dt}(s, t) = \frac{|T_{\pm}(s, t) + T_{\pm}^c(s, t)|^2}{16\pi(\hbar c)^2 s(s-4m_p^2)},$$

здесь  $T_{\pm}(s, t)$  и  $T_{\pm}^c(s, t)$  ядерная и кулоновская амплитуды соответственно (в  $\text{mb} \cdot \text{GeV}^2$ ),  $m_p$  – масса протона,  $(\hbar c)^2$  – переводной множитель в системе  $c = 1$ .

Вводя обозначения<sup>4</sup>:

$$\hat{s}(s, t) \equiv \hat{s} = \frac{-t+2s-4m_p^2}{2s_0}, \quad s_0 = t_0 = 1 [\text{GeV}^2], \quad \tilde{s} = \ln \hat{s} - \frac{i\pi}{2}, \quad \tilde{t} = \sqrt{-t/t_0} \cdot \ln \tilde{s},$$

Выпишем выражения для ядерной амплитуды, которая выражается как линейная комбинация  $c$ -четной ( $F_+$ ) и  $c$ -нечетной ( $F_-$ ) реджевских амплитуд:

$$T_{\pm}(s, t) = F_+(\hat{s}, t) \pm F_-(\hat{s}, t).$$

В свою очередь  $F_{\pm}(\hat{s}, t)$  четно-нечетные реджевские амплитуды записываем в виде:

$$F_+(\hat{s}, t) = F_+^{\text{H}}(\hat{s}, t) + F_+^{\text{P}}(\hat{s}, t) + F_+^{\text{PP}}(\hat{s}, t) + F_+^{\text{R}}(\hat{s}, t) + F_+^{\text{RP}}(\hat{s}, t) + N_+(s, t),$$

$$F_-(\hat{s}, t) = F_-^{\text{MO}}(\hat{s}, t) + F_-^{\text{O}}(\hat{s}, t) + F_-^{\text{OP}}(\hat{s}, t) + F_-^{\text{R}}(\hat{s}, t) + F_-^{\text{RP}}(\hat{s}, t) + N_-(s, t),$$

где  $F_+^{\text{H}}(\hat{s}, t)$  – вклад Гайзенберга-Фруассара [16] (тройной редже-полус),  $F_-^{\text{MO}}(\hat{s}, t)$  – тройной редже-полус для максимального оддерона,  $F_+^{\text{P}}(\hat{s}, t)$  – простой редже-полус померона,  $F_-^{\text{O}}(\hat{s}, t)$  – простой редже-полус оддерона,  $F_+^{\text{PP}}(\hat{s}, t)$  – описывает вклад от померон-померонного вклада,  $F_-^{\text{OP}}(\hat{s}, t)$  – описание вклада от померон-оддеронного вклада,  $F_{\pm}^{\text{R}}(\hat{s}, t)$  – вклады от вторичных  $c$ -четных и  $c$ -нечетных реджеонов,  $F_{\pm}^{\text{RP}}(\hat{s}, t)$  – вклад от  $c$ -четных

<sup>3</sup> Далее везде где встречается в формулах обозначение  $\pm$  знак “+” для  $pp$ -рассеяния, а знак “-” – для  $\bar{p}p$ .

<sup>4</sup>  $s_0$  и  $t_0$  – множители для обезразмеривания, которые приняты тождественно равными  $1 \text{ GeV}^2$ . Вообще говоря, их тоже следовало считать фитируемыми параметрами, что чрезмерно увеличивает и без того очень большое число параметров фитирования.

и  $c$ -нечетных реджеон-померонных ветвлений,  $N_{\pm}(s, t)$  – поправочные слагаемые (см. ниже) асимптотических КХД-вкладов в амплитуды. Все они записываются с учетом определяемых в дальнейшем параметров фитирования в виде<sup>5</sup>:

$$\begin{aligned} \frac{F_{\pm}^H(\hat{s}, t)}{i\hat{s}} &= \begin{pmatrix} H_1 \frac{2J_1(K_+ \tilde{r})}{K_+ \tilde{r}} e^{b_{+1}t} \ln^2 \tilde{s} + \\ H_2 J_0(K_+ \tilde{r}) e^{b_{+2}t} \ln \tilde{s} + \\ H_3 [J_0(K_+ \tilde{r}) - K_+ \tilde{r} J_1(K_+ \tilde{r})] e^{b_{+3}t} \end{pmatrix}, \quad \frac{F_{\pm}^{MO}(\hat{s}, t)}{\hat{s}} = \begin{pmatrix} O_1 \frac{\sin(K_- \tilde{r})}{K_- \tilde{r}} e^{b_{-1}t} \ln^2 \tilde{s} + \\ O_2 \cos(K_- \tilde{r}) e^{b_{-2}t} \ln \tilde{s} + \\ O_3 e^{b_{-3}t} \end{pmatrix}, \\ F_{\pm}^P(\hat{s}, t) &= -C_P e^{b_P t} e^{\frac{-i\pi}{2}\alpha_P(t)} (\hat{s})^{\alpha_P(t)}, \quad F_{\pm}^O(\hat{s}, t) = -iC_O e^{b_O t} e^{\frac{-i\pi}{2}\alpha_O(t)} (\hat{s})^{\alpha_O(t)}, \\ F_{\pm}^{PP}(\hat{s}, t) &= \frac{-C_{PP}}{\ln \tilde{s}} e^{b_{PP} t} e^{\frac{-i\pi}{2}\alpha_{PP}(t)} (\hat{s})^{\alpha_{PP}(t)}, \quad F_{\pm}^{OP}(\hat{s}, t) = \frac{-iC_{OP}}{\ln \tilde{s}} e^{b_{OP} t} e^{\frac{-i\pi}{2}\alpha_{OP}(t)} (\hat{s})^{\alpha_{OP}(t)}, \\ F_{\pm}^{RP}(\hat{s}, t) &= \frac{tF_{RP}^{\pm}}{\ln \tilde{s}} e^{b_{RP}^{\pm} t} i^{\frac{-1\pm 1}{2}} e^{\frac{-i\pi}{2}\alpha_{RP}^{\pm}(t)} (\hat{s})^{\alpha_{RP}^{\pm}(t)}, \quad F_{\pm}^R(\hat{s}, t) = \pm C_R^{\pm} e^{b_R^{\pm} t} i^{\frac{-1\pm 1}{2}} e^{\frac{-i\pi}{2}\alpha_R^{\pm}(t)} (\hat{s})^{\alpha_R^{\pm}(t)}, \\ \alpha_P(t) &= 1 + \alpha'_P \cdot t, \quad \alpha_R^{\pm}(t) = \alpha_R^{\pm}(0) + \alpha_{R^{\pm}}'(t) \cdot t, \quad \alpha_O(t) = 1 + \alpha'_O \cdot t, \\ \alpha_{OP}(t) &= 1 + \frac{\alpha'_P \cdot \alpha'_O}{\alpha'_P + \alpha'_O} t, \quad \alpha_{PP}(t) = 1 + \frac{\alpha'_P}{2} t, \quad \alpha_{RP}^{\pm}(t) = \alpha_R^{\pm}(0) + \frac{\alpha'_P \cdot \alpha_{R^{\pm}}'}{\alpha'_P + \alpha_{R^{\pm}}'} t. \end{aligned}$$

Выше к членам  $F_{\pm}(s, t)$  добавлены соответственно поправочные слагаемые  $N_{\pm}(s, t)$  асимптотики КХД:

$$N_{\pm}(s, t) = -i^{\frac{-1\pm 1}{2}} \cdot \hat{s} \cdot N_{\pm} \cdot \ln \tilde{s} \frac{(t/t_0)}{(1-t/t_{\pm})^3}.$$

Похожие поправки использовались в работе [17]. Экспериментальное поведение  $\sim t^{-4}$  при больших  $t$  известно. Теоретическая мотивация  $N_{-}(s, t)$  была давно дана Donnachie и Landshoff как трехглюонный оддеронный обмен [18]. Мотивация  $N_{+}(s, t)$  не так очевидна, но может быть так же интерпретирована как  $c$ -четная часть вклада от трехглюонного обмена.

Кроме того:

1. Предполагается что  $O_1 \equiv 0$ , в силу его чрезвычайной малости при первичном фитировании (когда этот параметр не зануляется искусственно)<sup>6</sup>.
2. Предполагаем что параметры  $\alpha_R^{\pm} \equiv 0.8$  и в фитировании не участвуют.

<sup>5</sup> Здесь  $J_0$  и  $J_1$  – функции Бесселя нулевого и первого рода.

<sup>6</sup> В этом случае и параметр  $b_{-1}$  оказывается лишним и его можно просто фиксированно занулить.

3. К слагаемым  $F_-^{MO}(\hat{s}, t)$  и  $F_-^O(\hat{s}, t)$  добавлены эмпирические поправочные множители  $(1 + A_{MO}t)$  и  $(1 + A_O t)$  соответственно. Однако при первичном фитировании параметр  $A_{MO}$  оказывался чрезвычайно малым и мы положили его тождественным нулем (в фитировании он не участвовал).
4. При свободном фитировании всех без исключения параметров параметр  $b_p$  становится отрицательным, что ведет к неограниченному росту экспоненты. По этой причине мы искусственно ограничили изменение этого параметра и не позволяли ему перейти в отрицательную область, что привело к его занулению (еще один фиксированный параметр).

Кулоновские поправки учитываются в дипольном виде следующим образом<sup>7</sup>:

$$T_{\pm}^C(s, t) = \pm e^{[\pm i \alpha \Phi_{\pm}^{NC}(s, t)]} \cdot 8\pi(\hbar c)^2 \alpha \frac{s}{t} \left(1 - \frac{t}{\Lambda^2}\right)^{-4},$$

где  $\Phi_{\pm}^{NC}(s, t)$  - фаза кулон-ядерного взаимодействия:

$$\Phi_{\pm}^{NC}(s, t) = \ln \left[ -\frac{t}{2} \left( B_{\pm}(s) + \frac{8}{\Lambda^2} \right) \right] + \gamma - \frac{4t}{\Lambda^2} \ln \left[ \frac{-4t}{\Lambda^2} \right] - \frac{2t}{\Lambda^2}.$$

Такой вид фазы кулон-ядерной интерференции взят из работы [14].  $\Lambda = \sqrt{0.71}$  [GeV].

Для упрощения вычислений мы модернизируем формулу наклона дифракционного конуса следующим образом:

$$B_{\pm}(s) = \left\{ \frac{d}{dt} \ln \left[ \frac{d\sigma_{\pm}}{dt}(s, t) \right] \right\}_{t=0} \xrightarrow{\text{замена}} B_{\pm}(s) = \frac{\sigma_{\pm}(s)}{4\pi(\hbar c)^2}.$$

Таким образом, описанная нами модель включает в себя следующие 36 неизвестных параметров (которые в дальнейшем были определены фитированием) – красным цветом выделены фиксированные параметры:

$$H_1, H_2, H_3, K_+, C_p, C_{pp}, C_R^+, C_{RP}^+, \alpha_R^+(0), \alpha_R^{+'} = 0.8, \alpha'_p, b_{+1}, b_{+2}, b_{+3}, b_p = 0, b_{pp}, b_R^+, b_{RP}^+, N_+, t_+,$$

$$O_1 = 0, O_2, O_3, K_-, C_O, C_{OP}, C_R^-, C_{RP}^-, \alpha_R^-(0), \alpha_R^{-'} = 0.8, \alpha'_O, b_{-1} = 0, b_{-2}, b_{-3}, b_O, b_{OP}, b_R^-, b_{RP}^-,$$

$$N_-, t_-, A_{MO} = 0, A_O.$$

<sup>7</sup> Здесь  $\alpha$  – постоянная тонкой структуры;  $\gamma$  – постоянная Эйлера.

## Результаты фитирования и параметризации наблюдаемых

В недавних феноменологических обработках данных по  $d\sigma/dt$ ,  $\sigma_{\text{tot}}$  и  $\rho$  аналитическими параметризациями [12–15] вне области кулон-ядерной интерференции предъявлялись “наилучшие совместные описания данных” до появления данных эксперимента CERN-LHC-TOTEM. Наши попытки воспроизвести результаты работы [14] оказались безуспешными. Возможно по причине того что в этой работе производились выборочные выбрасывания экспериментальных данных без надлежащих для этого пояснений – вероятно для получения хорошего значения  $\chi^2$ . Мы исключили выбрасывание массивов экспериментальных данных и провели обработку всех без исключения экспериментальных точек. На основе формул работы [14] мы построили свою (дополненную) версию параметризации с учетом эффекта кулон-ядерной интерференции.

И хотя параметров в модели очень много, получить удовлетворительное значение функции  $\chi^2/\text{DoF} \cong 1$  не получилось. Для всех экспериментальных данных  $\chi^2/\text{DoF} = 1.62$ . И хотя это рекордное значение этой величины, оно существенно больше единицы и таким образом применить строгую стандартную процедуру для вычисления ошибок параметров методом гессияна не представляется возможным.

Поэтому нами была использована методика так называемого прямого переноса ошибок. Подробно этот метод будет описан в следующей работе, здесь мы только кратко упомянем о нем.

Упорядоченный набор значений параметров для глобального минимума исходных экспериментальных данных мы назовем глобальным вектором параметров.

Далее производилась случайная сдвигка экспериментальных данных в условиях гауссова распределения в пределах полной ошибки каждого экспериментального измерения. После чего проводилось новое фитирование и получался новый вектор параметров. После набора статистики таких векторов, проводилась статистическая обработка этих наборов из которых извлекались ошибки параметров и их посредством вычислялись ошибки наблюдаемых физических величин (полных и дифференциальных сечений и  $\rho$ -параметров).

## Полученные результаты описания экспериментальных данных

В таблице приведены значения параметров и их ошибок полученные из результатов фитирования и их обработки (красным цветом выделены фиксированные параметры).

Далее приведем соответствие экспериментальных данных дифференциальных сечений и теоретических кривых при разных энергиях.

Каждая клетка таблицы (рис. 2) содержит данные, помещенные на рис. 1 из указанного в клетке интервала энергий. Разметка координатных осей в каждой клетке таблицы (рис. 2) такая же, как на рис. 1.

**Таблица. Значения параметров модели и их ошибки.**

Name	Unit	Value	$\pm V_{std}$	Name	Unit	Value	$\pm V_{std}$
$H_1$	mb GeV <sup>2</sup>	0.2488	0.0010	$O_1$	mb GeV <sup>2</sup>	0.	(fix)
$H_2$	mb GeV <sup>2</sup>	$6.912 \cdot 10^{-3}$	$0.438 \cdot 10^{-3}$	$O_2$	mb GeV <sup>2</sup>	0.5756	0.0270
$H_3$	mb GeV <sup>2</sup>	10.42	0.19	$O_3$	mb GeV <sup>2</sup>	-3.256	0.167
$K_+$		0.3092	0.0014	$K_-$		0.1000	0.0013
$C_P$	mb GeV <sup>2</sup>	$-9.457 \cdot 10^{-2}$	$0.787 \cdot 10^{-2}$	$C_O$	mb GeV <sup>2</sup>	-6.912	0.339
$C_{PP}$	mb GeV <sup>2</sup>	159.8	1.6	$C_{OP}$	mb GeV <sup>2</sup>	53.83	1.44
$C_R^+$	mb GeV <sup>2</sup>	-30.20	1.08	$C_R^-$	mb GeV <sup>2</sup>	85.10	2.01
$C_{RP}^+$	mb GeV <sup>2</sup>	-1.897	0.179	$C_{RP}^-$	mb GeV <sup>2</sup>	-48.77	2.88
$\alpha_R^+(0)$		0.6504	0.0092	$\alpha_R^-(0)$		0.4558	0.0061
$\alpha_R^{+'}$	GeV <sup>-2</sup>	0.8	(fix)	$\alpha_R^{-'}$	GeV <sup>-2</sup>	0.8	(fix)
$\alpha_P'$	GeV <sup>-2</sup>	0.1603	0.0051	$\alpha_O'$	GeV <sup>-2</sup>	0.6803	0.0323
$b_{+1}$	GeV <sup>-2</sup>	3.895	0.051	$b_{-1}$	GeV <sup>-2</sup>	0.	(fix)
$b_{+2}$	GeV <sup>-2</sup>	0.6078	0.0114	$b_{-2}$	GeV <sup>-2</sup>	2.935	0.038
$b_{+3}$	GeV <sup>-2</sup>	6.445	0.220	$b_{-3}$	GeV <sup>-2</sup>	2.502	0.029
$b_P$	GeV <sup>-2</sup>	0.0	(fix)	$b_O$	GeV <sup>-2</sup>	14.75	0.42
$b_{PP}$	GeV <sup>-2</sup>	5,287	0.056	$b_{OP}$	GeV <sup>-2</sup>	2.480	0.036
$b_R^+$	GeV <sup>-2</sup>	1.928	0.058	$b_R^-$	GeV <sup>-2</sup>	9.246	0.236
$b_{RP}^+$	GeV <sup>-2</sup>	0.4525	0.0244	$b_{RP}^-$	GeV <sup>-2</sup>	1.154	0.042
$N_+$	mb GeV <sup>2</sup>	$-7.730 \cdot 10^{-2}$	$0.485 \cdot 10^{-2}$	$N_-$	mb GeV <sup>2</sup>	15.93	1.59
$t_+$	GeV <sup>2</sup>	1.475	0.022	$t_-$	GeV <sup>2</sup>	0.1221	0.0135
$A_{OM}$	GeV <sup>-2</sup>	0.0	(fix)	$A_O$	GeV <sup>-2</sup>	-34.72	2.16

На рис. 2 приведены количество точек их указанной области энергий  $N_{\text{tot}}$  и соответствующее значение  $\chi^2/N_{\text{tot}}$ . В следующей строке указана та же самая величина, но с извлечением из того же массива экспериментальных данных, которые отклоняются от теоретической кривой более чем на три стандартных полных отклонения для каждого данного экспериментального измерения<sup>8</sup>.

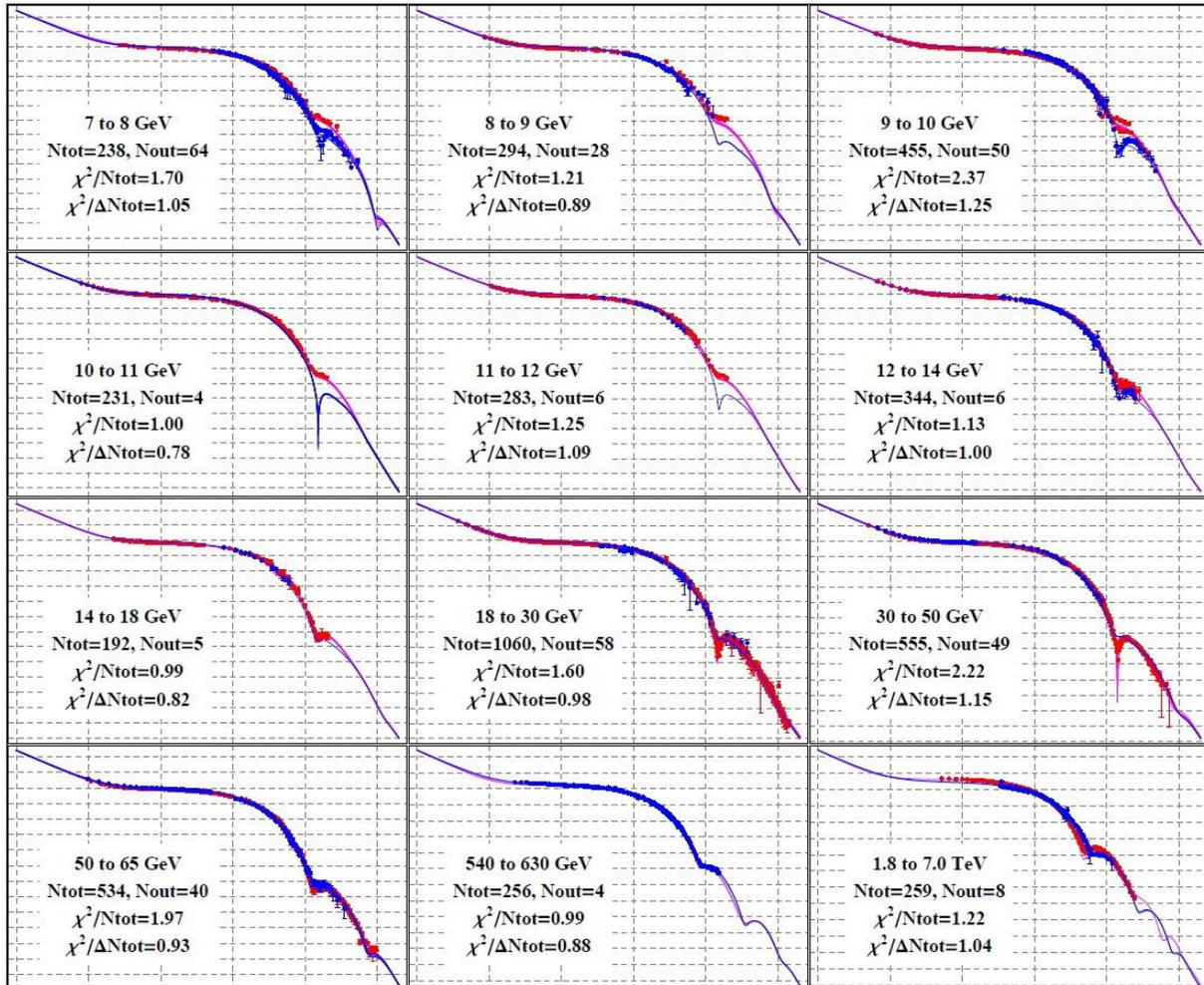


Рис. 2. Раскладка выборки данных и теоретические кривые нашей модели дифференциальных сечений для различных  $\sqrt{s}$  ( $pp$  - красные и  $\bar{p}p$  - синие). Разметка осей как на рис. 1.

В целом при искусственном выбрасывании не более 5% экспериментальных точек только в дифференциальных сечениях (отстоящих на 3 и более стандартных ошибки от теоретической кривой) значение полного  $\chi^2/\text{DoF}$  становится равным единице и менее.

<sup>8</sup> Общее число точек для этого случая обозначено через  $\Delta N_{\text{tot}}$ . Через  $N_{\text{out}}$  обозначено количество выброшенных для этого случая экспериментальных точек.

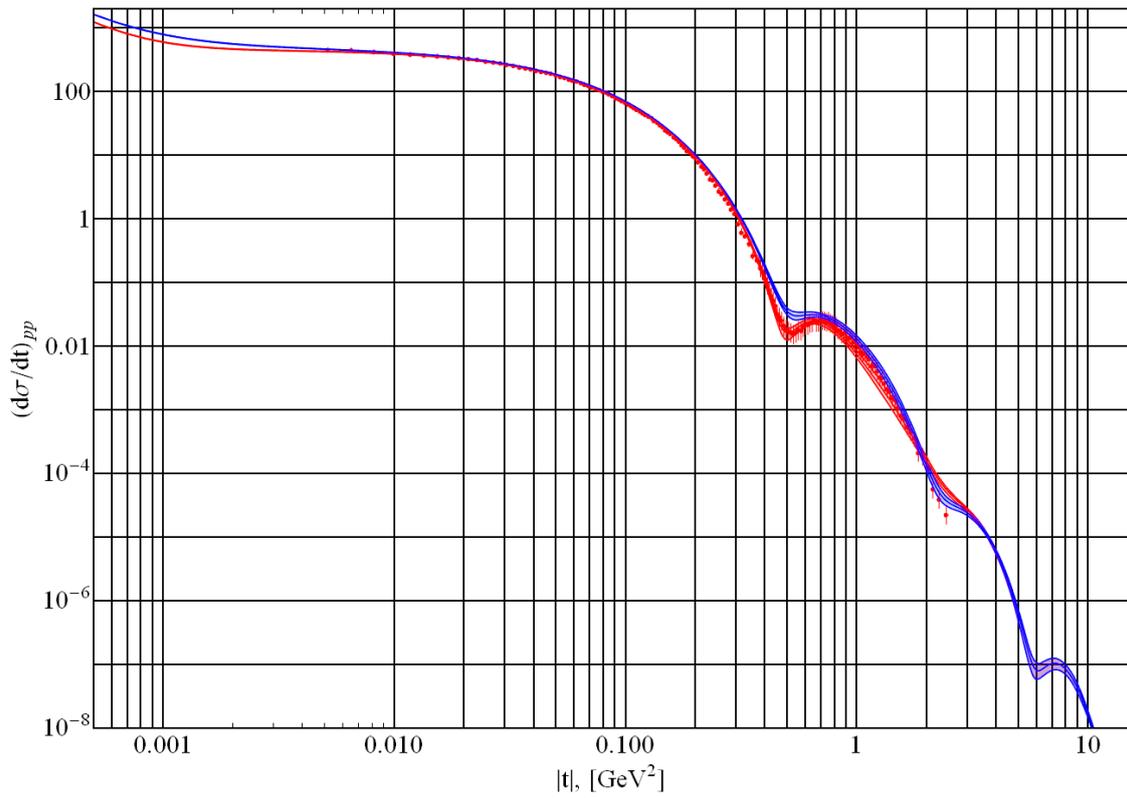


Рис. 3. Теоретические кривые и экспериментальные точки (при  $\sqrt{s} = 7$  TeV) дифференциальных сечений для  $pp$  (красный цвет) и  $\bar{p}p$  (синий).

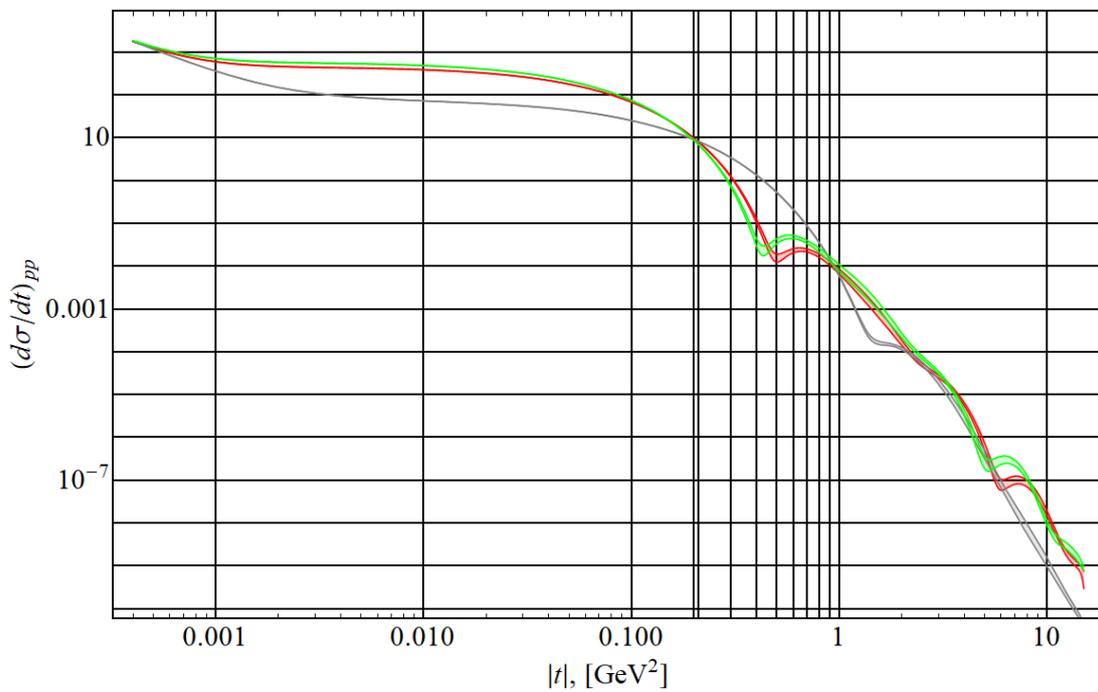


Рис. 4. Теоретические кривые дифференциальных сечений для для  $pp$ -столкновений при  $\sqrt{s} = 12$  GeV (серый цвет), 7 TeV (красный) и 14 TeV (зеленый).

В целом теоретическое описание вполне хорошо соответствует экспериментальным данным во всех областях. Для демонстрации этого соответствия приведем типичное поведение теоретической кривой (с учетом ошибок) и экспериментальных данных при энергии 7 TeV (рис. 3).

На рис. 4 показано плавное смещение  $\text{deer}^9$  для  $pp$ -столкновений в нашей модели с изменением энергии. Кривые приведены с учетом ошибок параметров, полученных при фитировании.

На рис. 5 Приведены графики для полного ( $\sigma_{\text{tot}}$ ), упругого ( $\sigma_{\text{elastic}}$ ) и неупругого ( $\sigma_{\text{inelastic}}$ ) сечений рассеяний  $pp$  (верхний график) и  $\bar{p}p$  (нижний). Все кривые приведены с учетом ошибок теоретических расчетов. Упругое сечение рассеяния вычислялось как:

$$\sigma_{\text{elastic}}(s) = \int_{t=0}^{\infty} \left( \frac{d\sigma_{\pm}}{dt} \right)_{\text{nuc}}(s, t) \cdot dt,$$

где  $(d\sigma_{\pm}/dt)_{\text{nuc}}$  вычислялось без кулоновского слагаемого  $T_{\pm}^c(s, t)$  в полной амплитуде рассеяния:

$$\left( \frac{d\sigma_{\pm}}{dt} \right)_{\text{nuc}}(s, t) = \frac{|T_{\pm}(s, t)|^2}{16\pi(\hbar c)^2 s(s-4m_p^2)}.$$

Неупругое сечение полагалось равным разнице:

$$\sigma_{\text{inelastic}} = \sigma_{\text{tot}} - \sigma_{\text{elastic}}.$$

Видно, что экспериментальные данные по упругим, неупругим и полным сечениям описываются вполне удовлетворительно (численная характеристика такого описания приводится на рис. 6).

На наш взгляд, важной особенностью этой модели является тот факт что кривые  $\rho$ -параметров в этой модели, во-первых, пересекаются и, во-вторых, расходятся при больших энергиях (ниже на рис. 6). Ранее у нас никогда не получалось таких результатов, которые были опубликованы в нескольких последних изданиях PDG или в [28].

По этой причине была проведена некоторая минимальная модернизация нашей модели: “выключался” оддерон в полных сечениях и  $\rho$ -параметре при  $t \rightarrow 0$ . Для этого в формулах для полных сечений полагалось  $t = 0$  и в амплитуде занулялись члены, соответствующие оддеронным полюсам. При этом теоретическое описание поведения

<sup>9</sup> Локальный минимум на кривой  $\frac{d\sigma_{\pm}}{dt}(t)$  при фиксированной энергии.

дифференциальных сечений  $\frac{d\sigma_{\pm}}{dt}$  и полных сечений  $\sigma_{\pm}$  практически не отличаются для этих двух случаев. Различия в полных значениях  $\chi^2/\text{DoF}$  также несущественные.

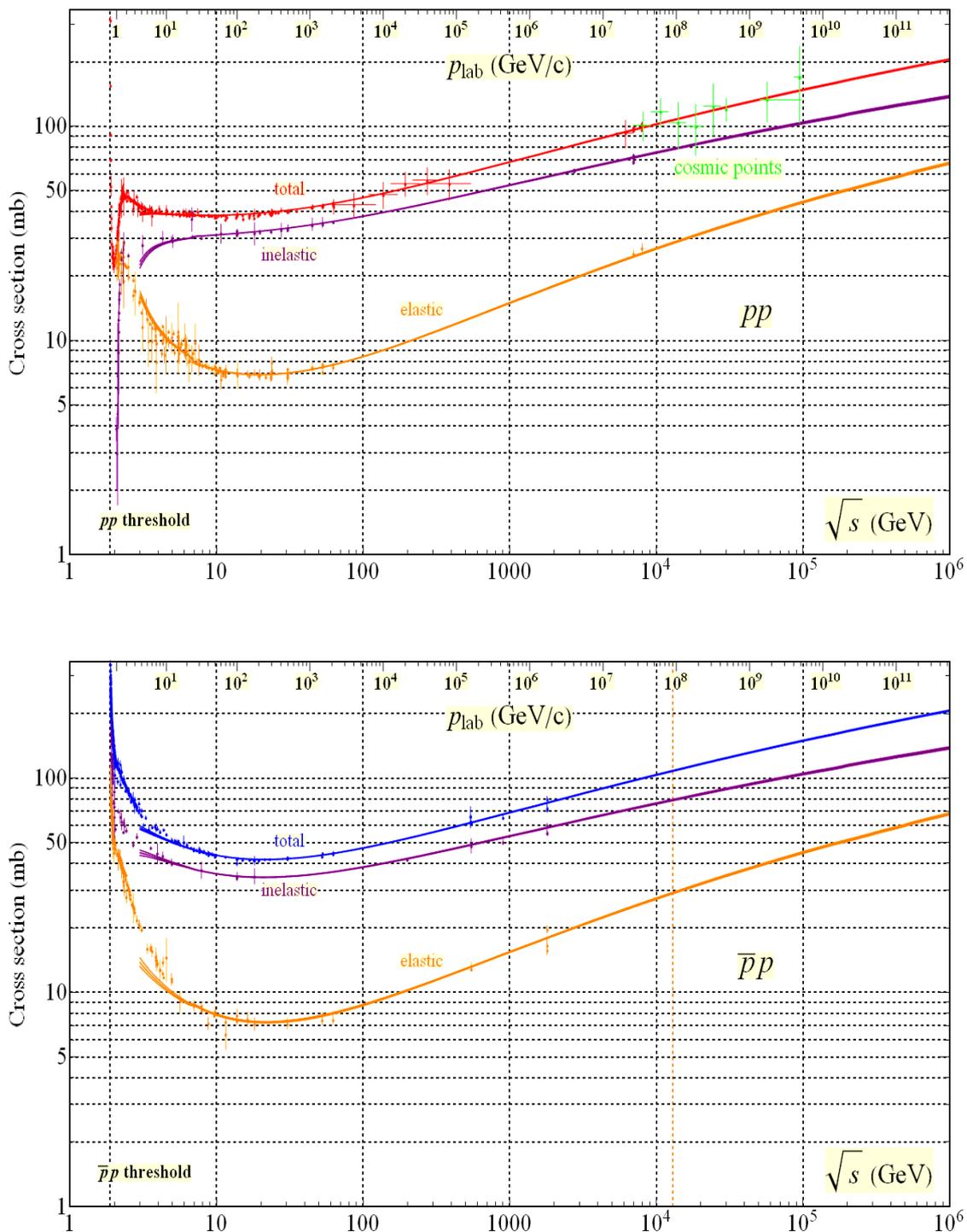


Рис. 5. Теоретические кривые (при  $\sqrt{s} \geq 6.9$  GeV) и экспериментальные точки (полный набор из базы данных) для полных, упругих и неупругих сечений рассеяний  $pp$  и  $\bar{p}p$ .

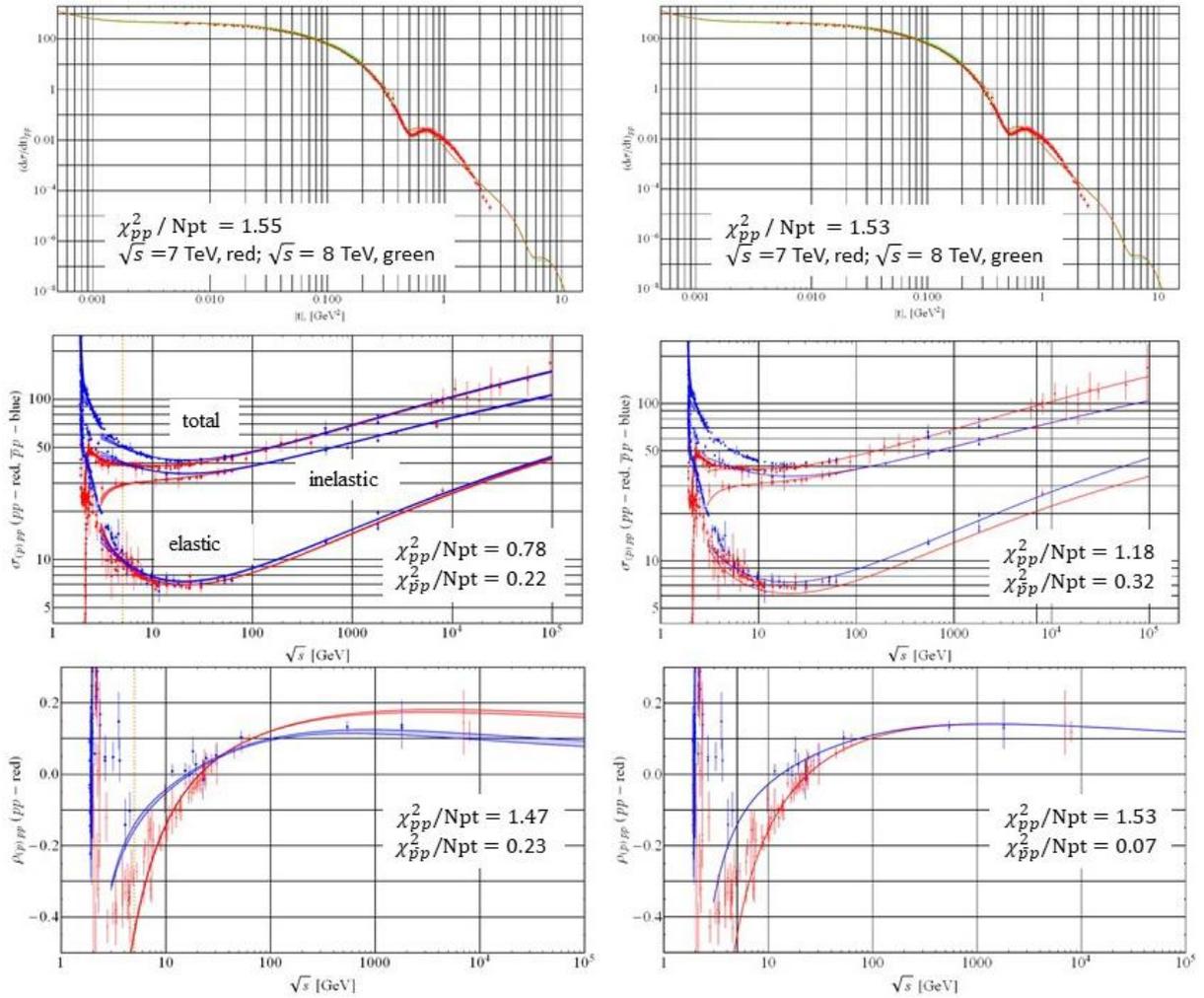


Рис. 6. Экспериментальные данные (полный набор) и теоретические кривые для дифференциальных сечений (верхняя строка графиков) при  $\sqrt{s} \geq 6.9$  GeV, полных, упругих и неупругих сечений при  $\sqrt{s} \geq 5$  GeV (средняя строка графиков) и  $\rho$ -параметров для  $pp$  (красный цвет) и  $\bar{p}p$  (синий) рассеяний. В левой колонке изображены результаты исходной модели, а в правой – с зануленным оддероном.

При этом поведение  $\rho$ -параметра претерпевает принципиальное изменение при больших энергиях  $\sqrt{s}$ . Ранее нами было проанализировано большое количество различных теоретических описаний [29] поведения  $\sigma_{\text{tot}}$  и  $\rho$ -параметра при отсутствии оддерона и во всех этих случаях кривые для  $\rho$ -параметра  $pp$  и  $\bar{p}p$  столкновений при больших энергиях сближаются (не пересекаясь) все ближе и становятся в пределах ошибки неотличимыми при  $\sqrt{s}$  больших нескольких сотен GeV. В исходной же модели эти кри-

вые, во-первых, пересекаются и, во-вторых, с ростом энергии все больше расходятся (рис. 6). Этот факт является некоторым косвенным подтверждением отсутствия необходимости включения оддеронных полюсов в модели описания дифференциальных сечений, что ведет к упрощению формул и количества параметров модели.

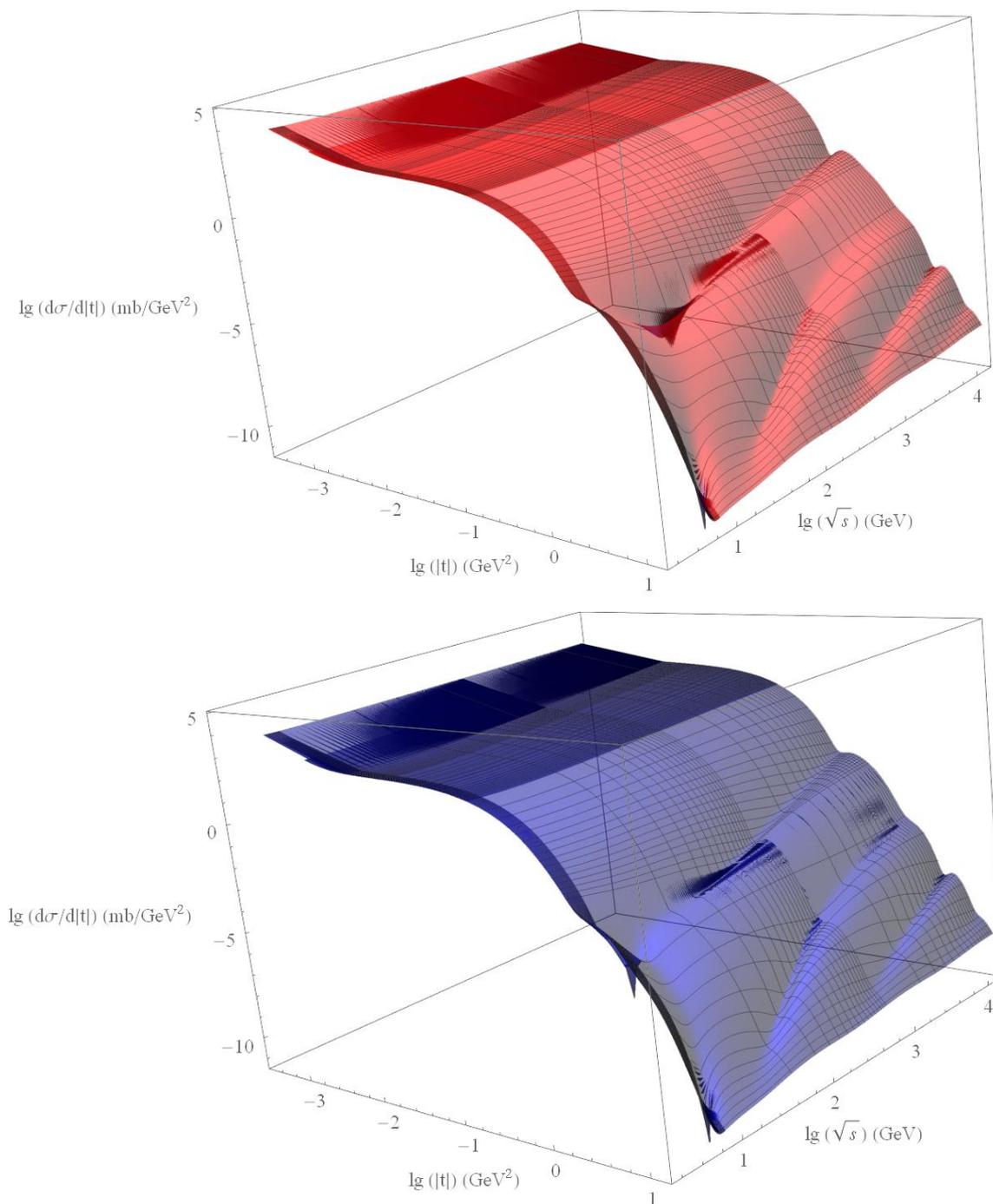


Рис. 7. Поведение поверхностей  $d\sigma/dt$  как функции  $\sqrt{s}$  и  $|t|$  для  $pp$  (вверху) и  $\bar{p}p$ . Все оси приведены в логарифмическом масштабе.

На рис. 7 приводится общий 3D-вид поведения поверхностей дифференциальных сечений во всей области рассмотренных энергий как функции от  $\sqrt{s}$  и  $|t|$ .

В ссылке [30] можно наблюдать визуализацию изменения кривой  $d\sigma/dt(|t|)$  для  $pp$  (красная кривая) и  $\bar{p}p$  (синяя) при изменении энергии  $6.9 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 14 \text{ TeV}$ .

В заключение приведем график, иллюстрирующий точность описания экспериментальных данных нашей моделью в районе deep-a:

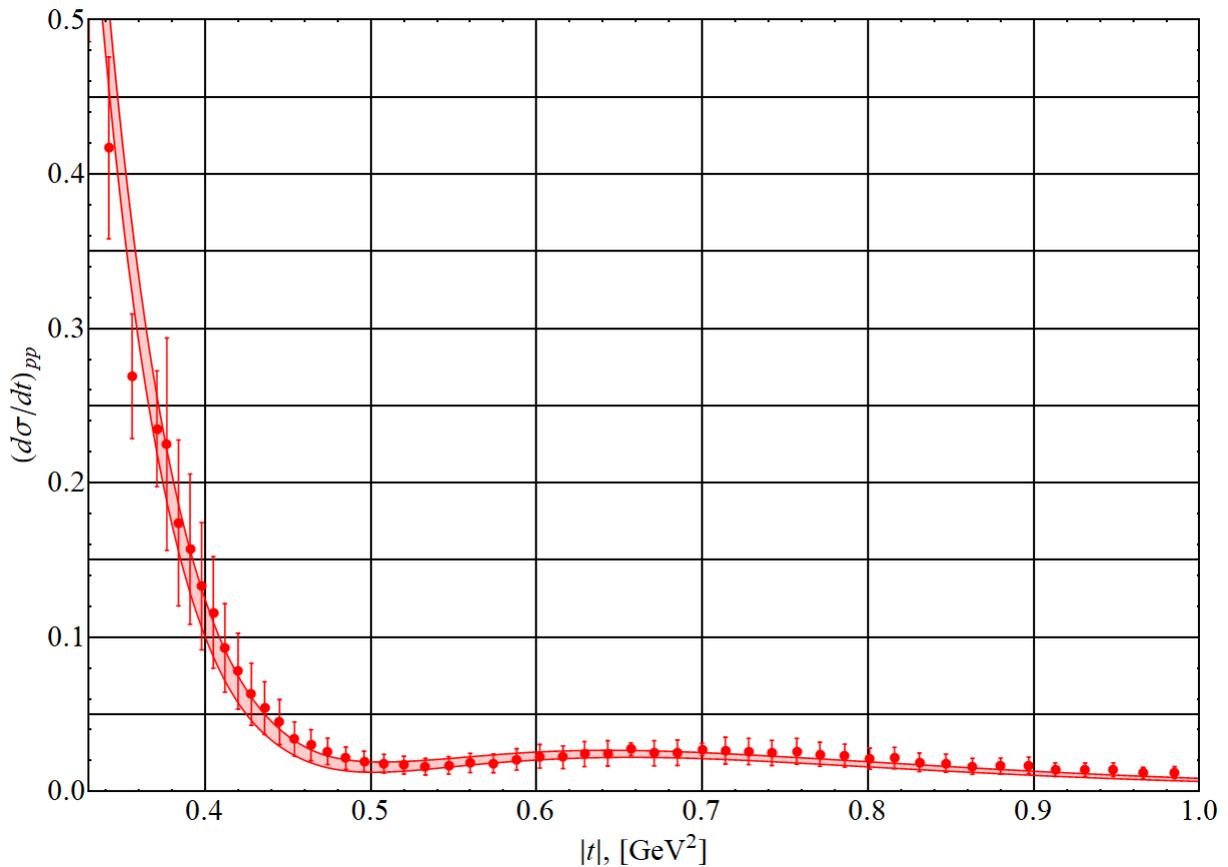


Рис. 8. Поведение теоретической кривой (с учетом расчетных ошибок)  $d\sigma/dt$  при  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  для  $pp$  в районе первого локального минимума.

Получение более точных данных по всем параметрам модели и вариантам описания будет проведено при получении новых результатов с ЛНС при энергиях 13 и 14 TeV для дифференциальных и полных сечений, а также значений  $\rho$ -параметра.

## Список литературы

1. G. Antchev, *et al.* [TOTEM Collaboration], EPL 95, 41001 (2011).
2. G. Antchev, *et al.* [TOTEM Collaboration], EPL 96, 21002 (2011).
3. G. Antchev, *et al.* [TOTEM Collaboration], EPL 101, 21002 (2013).
4. G. Antchev, *et al.* [TOTEM Collaboration], EPL 101, 21004 (2013).
5. G. Antchev, *et al.* [TOTEM Collaboration], Phys. Rev. Lett. 111, 012001 (2013).
6. V. M. Abazov, *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Rev. D 86, 012009 (2012).
7. P. Abreu, *et al.* [Pierre Auger Collaboration], Phys. Rev. Lett. 109, 062002 (2012).
8. J. R. Cudell, A. Lengyel and E. Martynov, Phys. Rev. D 73, 034008 (2006).
9. P. J. Carlson, in Landolt-Börnstein, Group I, v.7, 109 (1973).
10. R. R. Shubert, in Landolt-Börnstein, Group I, v.9, 216 (1980).
11. P. J. Carlson, in Landolt-Börnstein, Group I, v.9, 675 (1980).
12. R. Avila, Y. Gauron, B. Nicolescu, Eur. Phys. J. C 49, 581 (2007). 13. E. Martynov, Phys. Rev. D 76, 074030 (2007).
13. E. Martynov and B. Nicolescu, Eur. Phys. J. C 56, 57 (2008). 15. E. Martynov, Phys. Rev. D 87, 114018 (2013).
14. R. Cahn, Z. Phys. C 15, 253 (1982).
15. JCGM Working Group 1,  
[http://www.bipm.org/utils/common/documents/jcgm/JCGM\\_101\\_2008\\_E.pdf](http://www.bipm.org/utils/common/documents/jcgm/JCGM_101_2008_E.pdf)
16. W. Heisenberg, Zeit. Phys., **Bd. 133**, 3 65.
17. P. Desgrolard, M. Giffon, E. Martynov, Eur. Phys. J. C 18, 359 (2000).  
[hep-ph/0703248]
18. A. Donnachie, P.V. Landshoff, Nucl. Phys. B 348, 297 (1991).
19. <https://yadi.sk/i/FZWiqqJNG-Nh4g>
20.  $\sigma_{\text{tot}}$  для  $pp$ : [http://pdg.lbl.gov/2018/hadronic-xsections/rpp2018-pp\\_total.dat](http://pdg.lbl.gov/2018/hadronic-xsections/rpp2018-pp_total.dat)
21.  $\sigma_{\text{tot}}$  для  $p\bar{p}$ : [http://pdg.lbl.gov/2018/hadronic-xsections/rpp2018-pbarp\\_total.dat](http://pdg.lbl.gov/2018/hadronic-xsections/rpp2018-pbarp_total.dat)
22.  $\sigma_{\text{elastic}}$  для  $pp$ :  
[http://pdg.lbl.gov/2018/hadronic-xsections/rpp2018-pp\\_elastic.dat](http://pdg.lbl.gov/2018/hadronic-xsections/rpp2018-pp_elastic.dat)
23.  $\sigma_{\text{elastic}}$  для  $p\bar{p}$ :  
[http://pdg.lbl.gov/2018/hadronic-xsections/rpp2018-pbarp\\_elastic.dat](http://pdg.lbl.gov/2018/hadronic-xsections/rpp2018-pbarp_elastic.dat)
24.  $\sigma_{\text{inelastic}}$  для  $pp$ : <https://yadi.sk/i/SYY9n4wWV2IViA>
25.  $\sigma_{\text{inelastic}}$  для  $p\bar{p}$ : <https://yadi.sk/d/SB0T-2eEzlr08w>
26.  $\rho$ -параметр для  $pp$ :  
[http://pdg.lbl.gov/2018/hadronic-xsections/rpp2018-pp\\_elastic.reim](http://pdg.lbl.gov/2018/hadronic-xsections/rpp2018-pp_elastic.reim)
27.  $\rho$ -параметр для  $p\bar{p}$ :  
[http://pdg.lbl.gov/2018/hadronic-xsections/rpp2018-pbarp\\_elastic.reim](http://pdg.lbl.gov/2018/hadronic-xsections/rpp2018-pbarp_elastic.reim)
28. J. R. Cudell, *et al.*, Phys. Rev. D 61, 034019 (2000);  
Phys. Rev. D 63, 059901 (2001).
29. J. R. Cudell, *et al.*, Phys. Rev. D 65, 074024 (2002);
30. <https://yadi.sk/i/JAmCDqDMzPEoLw>

Рукопись поступила 28 ноября 2018 г.

В.И. Белоусов, В.В. Ежела, Н.П. Ткаченко

Совместное описание полных, дифференциальных сечений и  $\rho$ -параметра  $p(\bar{p})p$ -рассеяний в интервале энергий  $\sqrt{s} \geq 7$  ГэВ и при всех  $t < 0$ .

Препринт отпечатан с оригинала-макета, подготовленного авторами.

---

Подписано к печати 30.11.2018.      Формат 60 × 84/16.      Цифровая печать.  
Печ.л. 1,25.      Уч.–изд.л. 1,6.      Тираж 80.      Заказ 22.      Индекс 3649.

---

НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ  
142281, Московская область, г. Протвино, пл. Науки, 1

www.ihep.ru; библиотека <http://web.ihep.su/library/pubs/all-w.htm>

Индекс 3649

---

ПРЕПРИНТ 2018-19,  
НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ, 2018

---