

ТОТЕМ: О ПАРАМЕТРЕ ρ ПРИ 13 ТэВ

© 2021 г. В. В. Ежела^{1)*}, В. А. Петров¹⁾, Н. П. Ткаченко¹⁾

Поступила в редакцию 20.07.2020 г.; после доработки 20.07.2020 г.; принята к публикации 20.07.2020 г.

В работе предпринят анализ результатов по упругому рассеянию протонов, полученных коллаборацией ТОТЕМ при энергии Большого адронного коллайдера 13 ТэВ. Показано, что статистическая значимость этих результатов в ряде отношений проблематична. На конкретных примерах продемонстрирована модельная зависимость извлекаемого из экспериментальных данных параметра ρ .

DOI: 10.31857/S0044002721020070

ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] были представлены экспериментальные данные группы ТОТЕМ по дифференциальным $d\sigma/dt(s, t)$ и полным $\sigma_{\text{tot}}(s)$ сечениям, а также ρ -параметра $\rho(s) = \text{Re} T(s, 0) / \text{Im} T(s, 0)$ в pp -рассеянии при максимальной энергии на ЛНС $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. На основании этих данных получено, согласно [1], рекордно точное (не хуже 10%) значение ρ -параметра.

При этом неожиданно малое (по сравнению с предсказаниями большинства моделей) значение самого параметра ($\rho = 0.1$ и даже менее) истолковано — на основе сравнения с одной из моделей — как открытие “максимального оддерона” в виде “3-глюонного связанного состояния” или как замедления роста полных сечений в области энергий ЛНС. Результаты [1], адресующие к важнейшим концептуальным проблемам теории сильных взаимодействий при высоких энергиях, вызвали, естественно, значительный интерес и ряд дискуссий, сопровождающиеся уже несколькими десятками публикаций.

В этой связи мы полагаем, что тщательный критический анализ полученных в [1] результатов и сделанных на их основе физических выводов, принятый в предлагаемой работе, вполне уместен и как минимум бесполезен, в особенности накануне предстоящих измерений при энергии ЛНС 14 ТэВ.

¹⁾НИЦ “Курчатовский институт” — ИФВЭ, группа КОМПАС, Протвино, Россия.

*E-mail: ezhela@ihep.ru

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

При знакомстве с экспериментальными данными по дифференциальным сечениям pp -рассеяния $d\sigma/dt$ при 13 ТэВ, полученными коллаборацией ТОТЕМ (экспериментальные данные приведены в табл. 3 в работе [1]) сразу же обращает на себя внимание тот факт, что во многих случаях систематические ошибки в определении величины $d\sigma/dt$ на порядок и более превышают статистические ошибки. Особенно ярко этот факт проявляется при малых значениях $|t|$, что продемонстрировано на рис. 1.

Примерно половина экспериментальных данных указана с источниками возникновения ошибок, но в остальных данных есть только статистические и систематические ошибки в целом. Поэтому построить корреляционную матрицу между результатами измерений невозможно. Не остается ничего другого, как полагать полную ошибку измерений равной $\sqrt{\text{stat}^2 + \text{syst}^2}$.

Коллаборацией ТОТЕМ получены значения величины $d\sigma/dt$ вплоть до очень малых $|t|$ ($-t \geq 0.000879$ ГэВ²), что позволяет провести оценку значения параметра $\rho(s) = \text{Re} T(s, t = 0) / \text{Im} T(s, t = 0)$, фитируя экспериментальные данные только при очень малых значениях переданного импульса.

Для проведения дальнейших количественных оценок необходимо уточнить, что понимается под малыми значениями переданного импульса $|t|$. Конкретно, были использованы все экспериментальные значения при $|t| \leq |t_0|$ с отбрасыванием всех экспериментальных значений с $|t| > |t_0|$. По

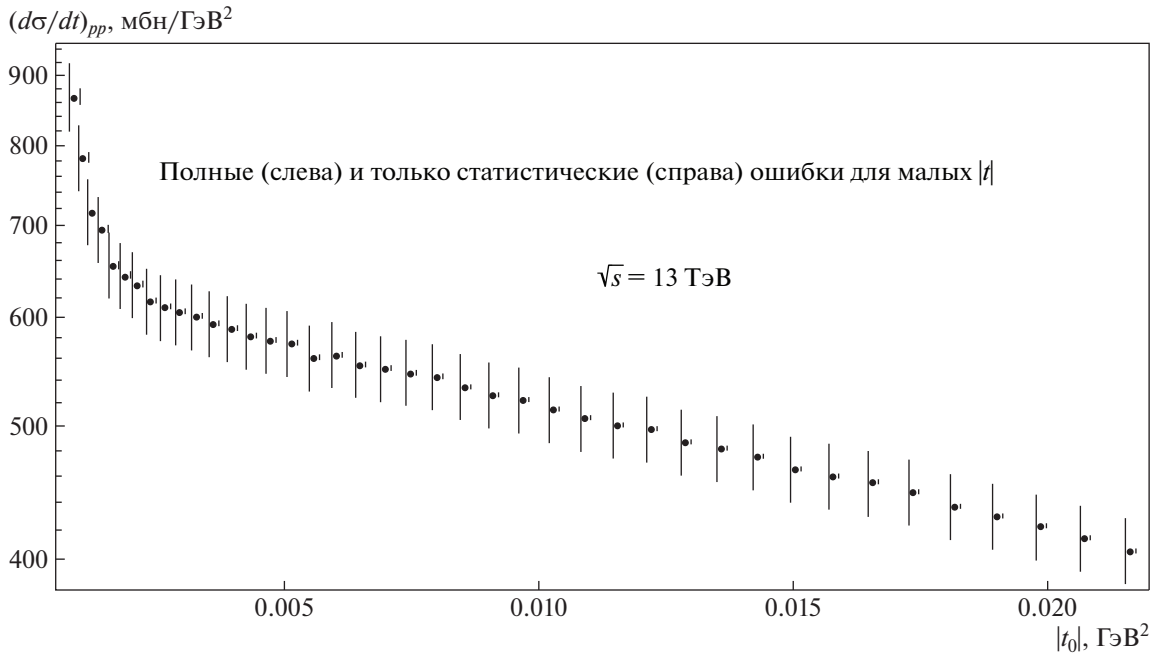


Рис. 1. Соотношение систематических и статистических ошибок величины $d\sigma/dt$ в эксперименте TOTEM при малых передачах импульса (двойной логарифмический масштаб).

выбранному таким образом набору экспериментальных данных была осуществлена подгонка с использованием модели для амплитуды сильного взаимодействия, приведенной в [1] (“модель TOTEM”), и последовательным мониторингом зависимости от величины $|t_0|$.

В следующем разделе приведены получающиеся при этом значения ρ -параметра.

ПОЛНАЯ АМПЛИТУДА РАССЕЯНИЯ В ОБЩЕМ СЛУЧАЕ

В общем виде дифференциальное сечение выражается через амплитуду рассеяния $T_{N+C}^{\pm}(s, t)$, зависящую от энергии в СЦМ \sqrt{s} и переданного импульса t :

$$\frac{d\sigma_{\pm}}{dt}(s, t) = \frac{g |T_{N+C}^{\pm}(s, t)|^2}{16\pi s (s - 4m_p^2)}.$$

Здесь знак “+” относится к pp -рассеянию, а знак “−” соответствует $\bar{p}p$ -рассеянию. Индекс “ $N + C$ ” означает учет ядерной (Nuclear) и кулоновской (Coulomb) составляющих в амплитуде рассеяния. $g = (\hbar c)^2 = 0.389379$ [ГэВ² мбн] — пересчетный множитель в системе $c = 1$ (амплитуда полагается безразмерной).

Амплитуда рассеяния выражается через сумму ядерной амплитуды рассеяния $T_N^{\pm}(s, t)$, чисто

кулоновской составляющей (с учетом формфактора²⁾ протона $F^2(t)$ и двух дополнительных членов $L_1^{\pm}(s, t)$ и $L_2^{\pm}(s, t)$, полученных³⁾ в [2]:

$$T_{N+C}^{\pm}(s, t) = T_N^{\pm}(s, t) \pm \frac{8\pi\alpha s F^2(t)}{t} \pm \pm L_1^{\pm}(s, t) \mp L_2^{\pm}(s, t). \quad (1)$$

Два последних слагаемых отражают кулон-ядерную интерференцию на уровне амплитуды и выражаются формулами:

$$L_1^{\pm}(s, t) = \pm \frac{i\alpha}{\pi} \int_{-\infty}^0 [T_N^{\pm}(s, t) - T_N^{\pm}(s, t')]^* I(t, t') dt', \quad (2)$$

$$L_2^{\pm}(s, t) = \mp i\alpha T_N^{\mp}(s, t) \times \times \int_{-\infty}^0 \ln\left(\frac{t'}{t}\right) \frac{d}{dt'} F^2(t') dt', \quad (3)$$

где

²⁾Формфактор протона мы использовали в дипольном виде $F(t) = (1 - t/\Lambda^2)^{-2}$, где $\Lambda^2 = 0.71$ ГэВ².

³⁾Здесь во всех формулах знаки либо верхние, либо нижние одновременно.

$$I(t, t') = \int_{(\sqrt{-t}-\sqrt{-t'})^2}^{(\sqrt{-t}+\sqrt{-t'})^2} \frac{F^2(x) dx}{x \sqrt{(\sqrt{-t} + \sqrt{-t'})^2 - x} \sqrt{x - (\sqrt{-t} - \sqrt{-t'})^2}}. \quad (4)$$

Соотношениями (1)–(4) определяются все формулы для фита экспериментальных данных.

Отметим, что приведенные соотношения имеют общий характер и не предполагают каких-либо модельных выражений для амплитуды $T_N^\pm(s, t)$, которую — уже в ходе обработки данных — можно выбирать различными способами.

Полное сечение $\sigma_\pm(s)$ и величина $\rho_\pm(s, t) = \arctg(\arg T_N^\pm(s, t))$ выражаются через амплитуду рассеяния стандартным образом:

$$\sigma_\pm(s) = \frac{g \operatorname{Im} [T_N^\pm(s, 0)]}{\sqrt{s(s - 4m_p^2)}};$$

$$\rho_\pm(s, t) = \frac{\operatorname{Re} [T_N^\pm(s, 0)]}{\operatorname{Im} [T_N^\pm(s, 0)]}.$$

Необходимо указать, что в выражении (1), как показано в работе [3], слагаемое $L_2^\pm(s, t)$ является излишним. Однако поскольку группой ТОТЕМ по-прежнему используется выражение, содержащее этот (ошибочный) член, мы приводим варианты подгонки как с одним слагаемым $L_1^\pm(s, t)$, так и с добавлением $L_2^\pm(s, t)$. Последнее необходимо для того, чтобы проследить источник численного значения для ρ , получаемый в [1]. Интересно, что если вообще не учитывать интерференцию на уровне амплитуды (что формально, конечно, неверно), то результат подгонки — во всяком случае для тех “ядерных” амплитуд, которые использованы в дальнейшем — близок к “варианту 1” (только $L_1^\pm(s, t)$). В частности, это говорит о том, что с “ядерной” амплитудой по “модели ТОТЕМА” (см. след. раздел) интерференционный член численно невелик в области малых передач и при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, что, несомненно, влияет на численную оценку параметра ρ . Подробней об этом в следующем разделе⁴⁾.

⁴⁾В общем случае для фитирования экспериментальных данных по полному набору экспериментальных значений t ($|t| \in [\cong 0.00088 - \cong 5] \text{ ГэВ}^2$) мы используем проверенную модель, описанную в [4–7].

“МОДЕЛЬ ТОТЕМ” И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАнные ПРИ МАЛЫХ t

При малых значениях передач по-прежнему справедлива формула (1) с тем уточнением, что выражение для ядерной амплитуды при $|t| \rightarrow 0$ допускает существенное упрощение, и мы приняли выражение для $T_N^\pm(s, t) \equiv T_N(s, t)$ в виде⁵⁾, которым пользовалась коллаборация ТОТЕМ (“модель ТОТЕМ”) для обработки экспериментальных данных при малых $|t|$, а именно:

$$T_N(s, t) = 4\sqrt{\pi}s \frac{\rho + i}{\sqrt{1 + \rho^2}} \sqrt{g \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{t=0}} \times \exp \left[\frac{b_1 |t| + b_2 t^2 + b_3 |t|^3}{2} \right], \quad (5)$$

где параметры ρ , $\left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{t=0}$, b_1 , b_2 , b_3 определяются из фита экспериментальных данных⁶⁾.

В работе [1] представлены экспериментальные данные $d\sigma/dt$, в том числе и для малых значений переданного импульса (вплоть до $|t| < 10^{-3} \text{ ГэВ}^2$). На этой основе определяются параметры, такие как ρ , при фитировании экспериментальных данных при как можно меньших значениях $|t|$.

Фактически экспериментальные данные ТОТЕМ представлены в двух вариантах (табл. 3 в работе ТОТЕМ [1]):

1. Дифференциальные сечения с систематической и экспериментальной ошибкой (5 и 6 колонки в табл. 3 в [1]). При этом видно, что систематические ошибки в большинстве случаев значительно превышают статистические ошибки — иногда более чем на порядок.

⁵⁾Далее знак “ \pm ” мы опускаем в силу того, что далее идет обсуждение только pp -столкновений (при 13 ТэВ), т.е. берем в выражении (1) только верхние знаки.

⁶⁾Далее везде $b_1 \equiv b$.

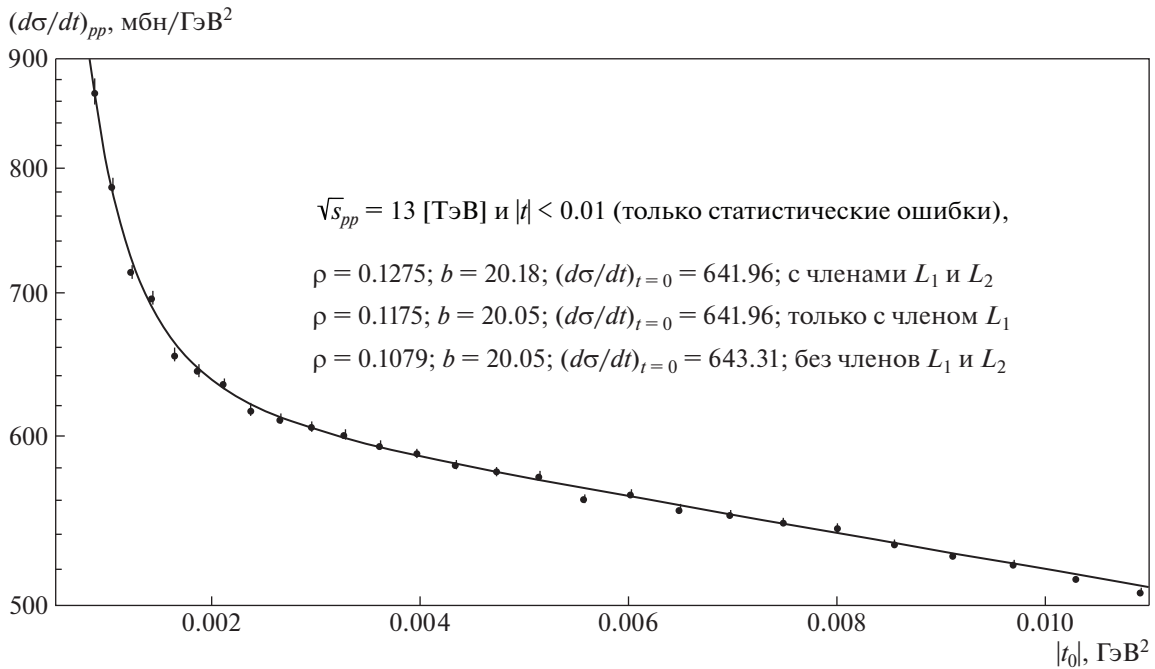


Рис. 2. $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, $|t| < 0.01$ ГэВ². Экспериментальные данные $d\sigma/dt$ в pp -рассеянии (табл. 3 экспериментальных данных в [1]) и значения параметров для трех вариантов фита. Все кривые графически неразличимы. На графике приведены только статистические ошибки (систематические — смотри рис. 1).

2. Дифференциальные сечения с весовым набором источников ошибок этих значений (7–11 колонки в табл. 3 в [1]). В этом случае тоже нетрудно заметить, что весовые коэффициенты в первой колонке резко превосходят коэффициенты в остальных колонках.

В силу описанных свойств экспериментальных данных мы проанализировали экспериментальные данные в следующих четырех вариантах:

1. $d\sigma/dt$ с а) систематической и б) совместно со случайной и систематической экспериментальными ошибками,
2. $d\sigma/dt$ с весовым набором источников ошибок: а) с учетом нормализации (7–11 колонки) и б) без учета нормализации (8–11 колонки).

Однако прежде чем представить результаты этих четырех вариантов, необходимо предварительно рассмотреть величины численных вкладов кулоновских составляющих $L_1(s, t)$ и $L_2(s, t)$ в основной формуле (1).

ОЦЕНКА КУЛОНОВСКОГО ВКЛАДА ПРИ МАЛЫХ t В “МОДЕЛИ ТОТЕМ”

Начнем с исследования той роли, которую играют члены $L_1(s, t)$ и $L_2(s, t)$ в выражении⁷⁾ (1) для полной амплитуды при малых t .

Как уже указывалось выше, при этом будут опущены все данные при $|t|$ выше некоторого значения t_0 , а оставшиеся экспериментальные точки фитуруются со стороны малых значений $|t|$ при различных значениях t_0 . Вопрос об ошибках параметров фита пока оставлен до специального рассмотрения. Подгонка проводилась в следующих трех вариантах для полной амплитуды:

1. $T_{N+C}(s, t) = T_N(s, t) + \frac{8\pi g\alpha s F^2(t)}{t} + L_1(s, t)$. В соответствии с отмеченным выше именно в таком виде необходимо брать полную амплитуду рассеяния, где $L_1(s, t)$ учитывает кулон-ядерную интерференцию в низшем порядке по α .
2. $T_{N+C}(s, t) = T_N(s, t) + \frac{8\pi g\alpha s F^2(t)}{t} + L_1(s, t) - L_2(s, t)$. Здесь мы сознательно удерживаем излишний член $L_2(s, t)$ с тем,

⁷⁾Знаки берем только верхние, так как рассматриваются только pp -столкновения (при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ).

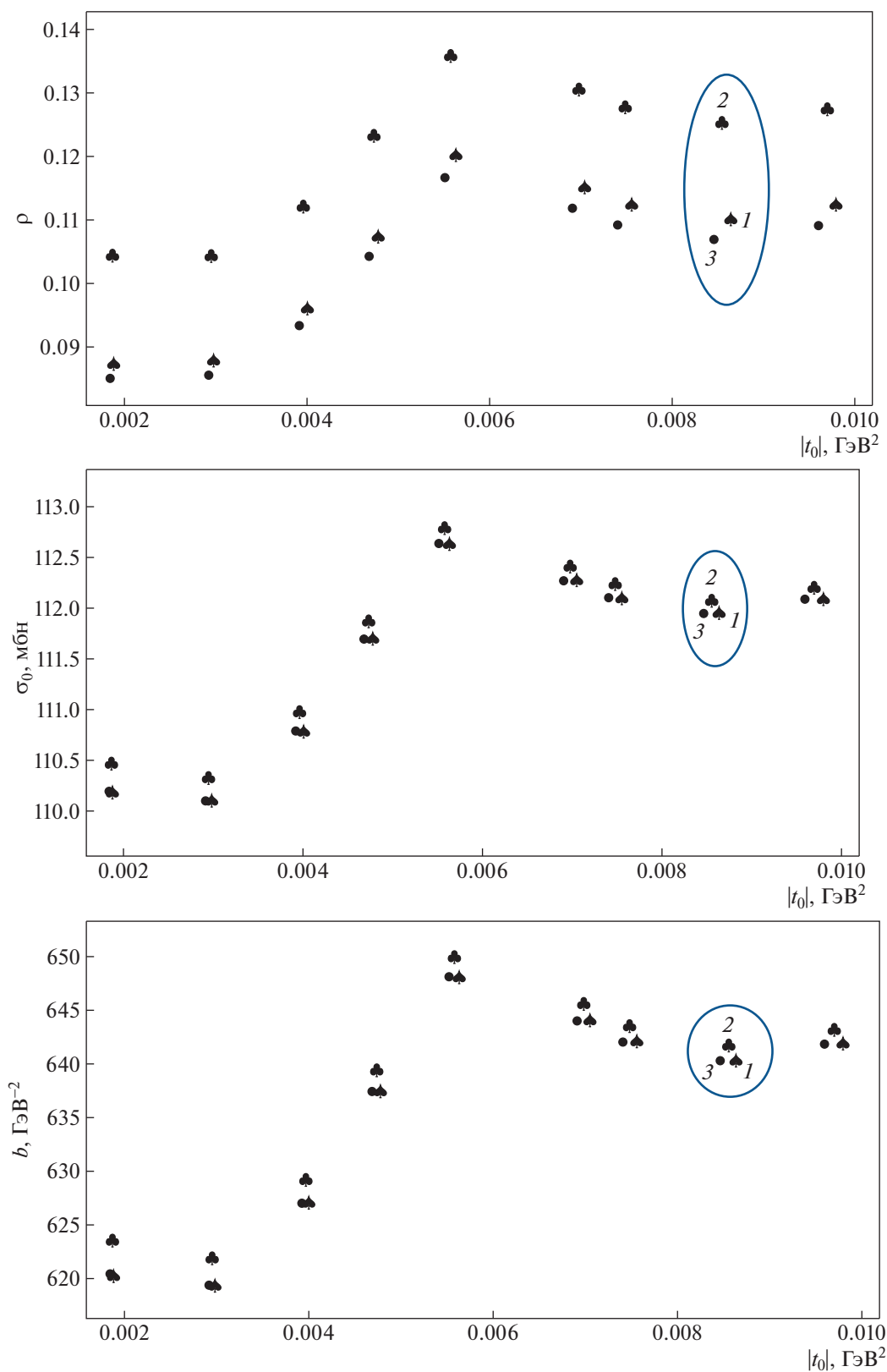


Рис. 3. Значения параметров фита в зависимости от отсечения всех точек $t > t_0$ для трех вариантов фита (точки сгруппированы для каждого значения t_0 и слегка разнесены, чтобы не налагаться друг на друга). Поведение для всех трех вариантов одинаковое. Первый (правильный на наш взгляд вариант 1 (♠)) при добавлении слагаемого с L_2 (вариант 2) увеличивает свое значение (♣), а при отбрасывании и L_1 и L_2 переходит в вариант 3, который практически совпадает с вариантом 1.

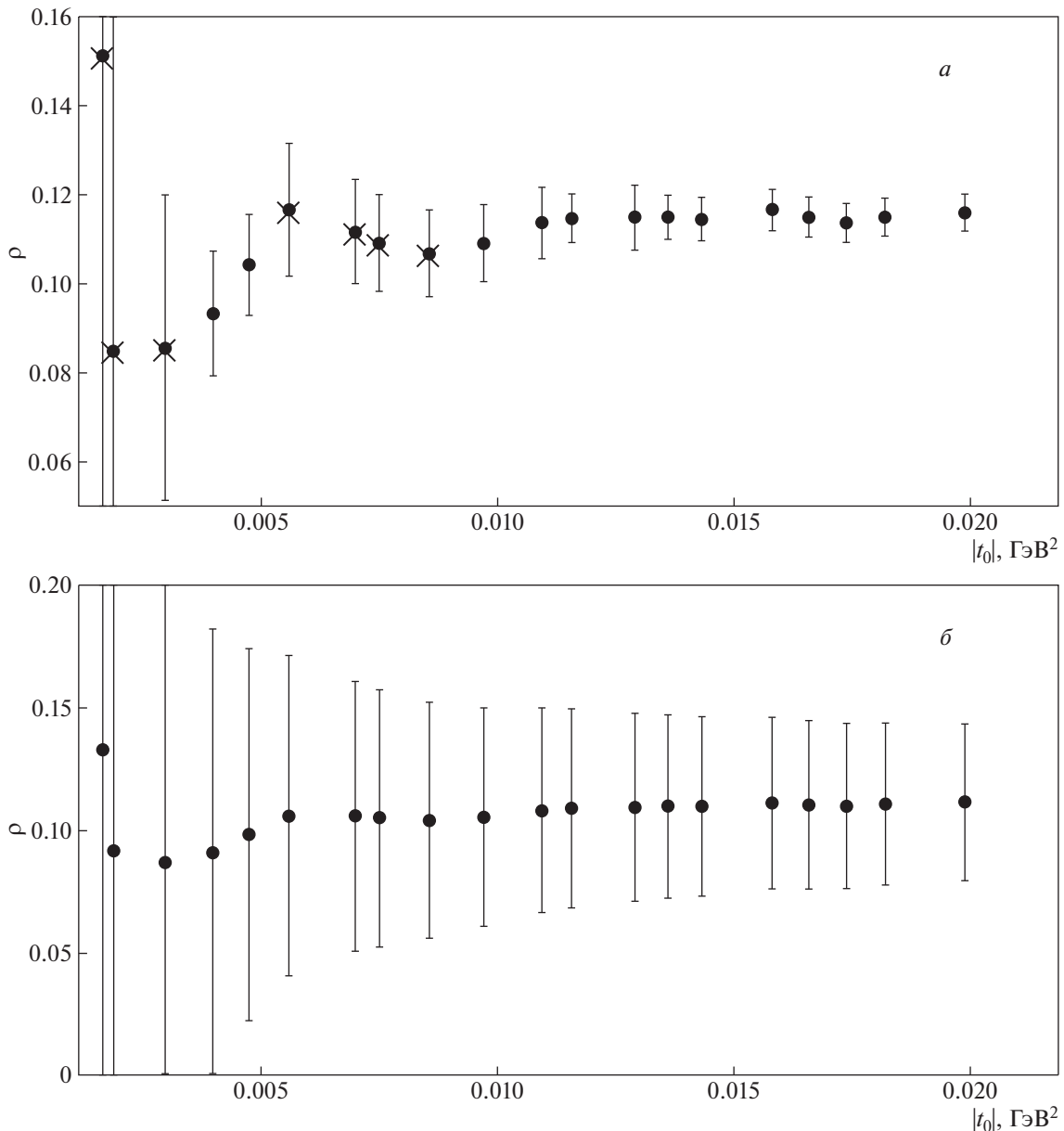


Рис. 4. *a* — Значения ρ -параметра и его ошибки в зависимости от величины отсечения экспериментальных данных $|t_0|$ с учетом только статистических ошибок. Зачеркнуты результаты, для которых $\chi^2/\text{NdF} > 1$. *б* — Значения ρ -параметра и его ошибки в зависимости от величины отсечения экспериментальных данных $|t_0|$ с учетом полных ошибок. Однако во всех этих результатах $\chi^2/\text{NdF} \ll 1$, и к этим результатам надо относиться как к оценочным.

чтобы проследить его влияние на значение ρ , полученное в [1].

$$3. T_{N+C}(s, t) = T_N(s, t) + \frac{8\pi g\alpha s F^2(t)}{t}.$$

Этот (формально неполный) вариант использован для оценки численной значимости члена $L_1(s, t)$ в варианте 1.

В качестве примера приведем сначала графический результат фитингов, которые соответствуют этим

трем вариантам (рис. 2). Параметры фитирования близки между собой⁸⁾, а поведение кривых визуально неразлично для этих трех вариантов.

Значения параметров ведут себя одинаково для этих трех случаев (в зависимости от величины обрезания t_0), и они представлены на рис. 3. Из рисунка видно, что если от основного варианта 1 (на графиках он обозначен цифрой 1) перейти к

⁸⁾Однако их нельзя считать определенными, пока не будут вычислены их ошибки — об этом ниже.

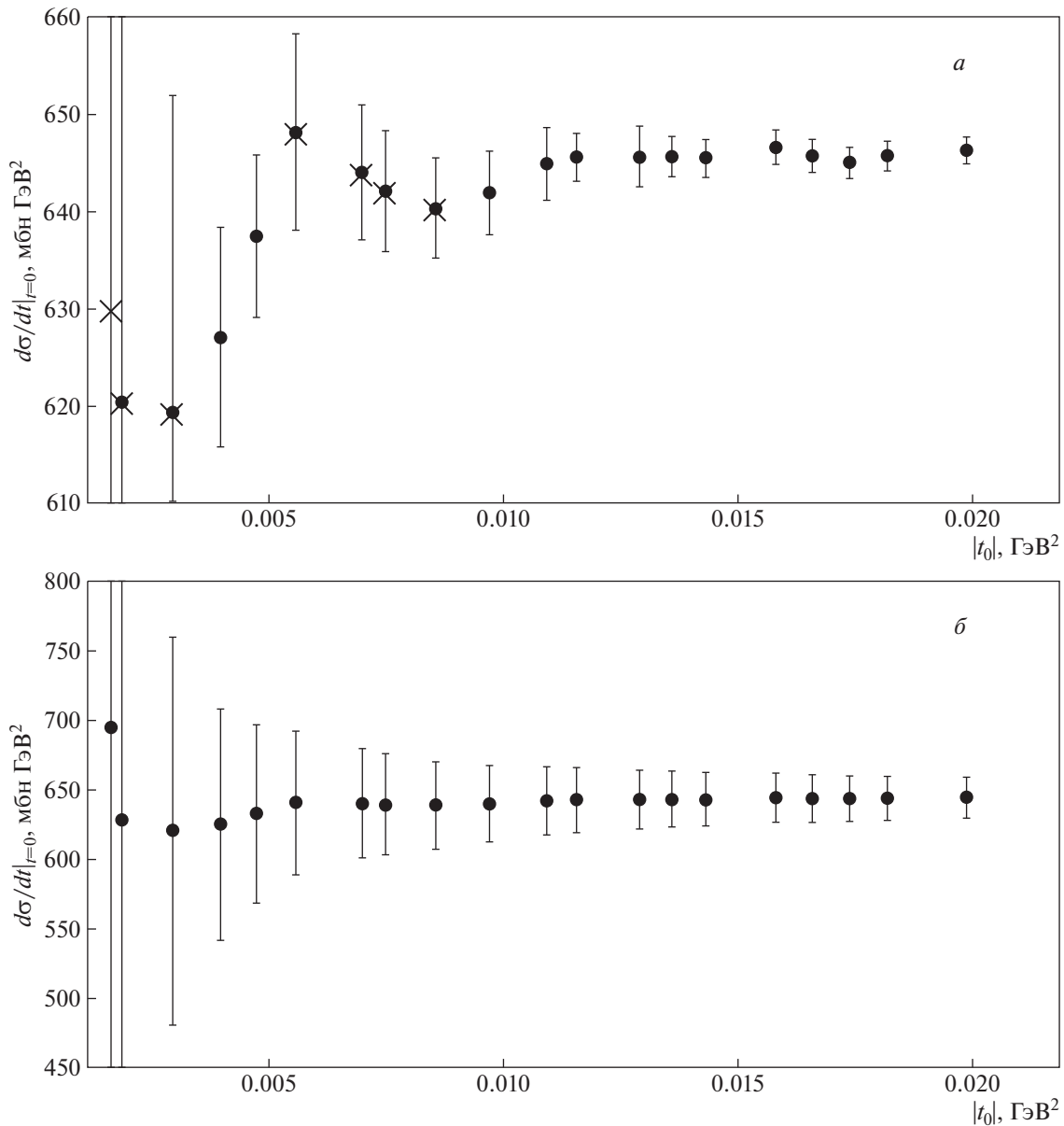


Рис. 5. *а* — Значения параметра $(d\sigma/dt)_{(t=0)}$ и его ошибки в зависимости от величины отсечения экспериментальных данных $|t_0|$ с учетом только статистических ошибок. Зачеркнуты результаты, для которых $\chi^2/\text{NdF} > 1$. *б* — Значения параметра $(\frac{d\sigma}{dt})_{t=0}$ и его ошибки в зависимости от величины отсечения экспериментальных данных $|t_0|$ с учетом полных ошибок. Однако во всех этих результатах $\chi^2/\text{NdF} \ll 1$, и к этим результатам надо относиться как к оценочным.

варианту с членом $L_2(s, t)$ (вариант 2, на графиках он обозначен цифрой 2), то значения параметров существенно увеличиваются. В варианте 3, т.е. без использования слагаемых $L_1(s, t)$ и $L_2(s, t)$, значения параметров практически возвращаются к исходному варианту 1.

Этот результат существенно упрощает процедуру оценок ошибок в значениях параметров, так как позволяет проводить оценки в простейшем варианте амплитуды рассеяния, учитывающей только чисто ядерную амплитуду и чисто кулоновскую

поправку (которую мы использовали с учетом дипольного формфактора), т.е. вариант 3.

РЕЗУЛЬТАТЫ С УЧЕТОМ ТОЛЬКО СТАТИСТИЧЕСКИХ И ПОЛНЫХ ОШИБОК ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

В силу большой величины систематических ошибок для наборов экспериментальных данных с малым числом точек (как видно из графика на рис. 1) величина χ^2/NdF будет близка к нулю уже при трех параметрах фитирования (только с b_1),

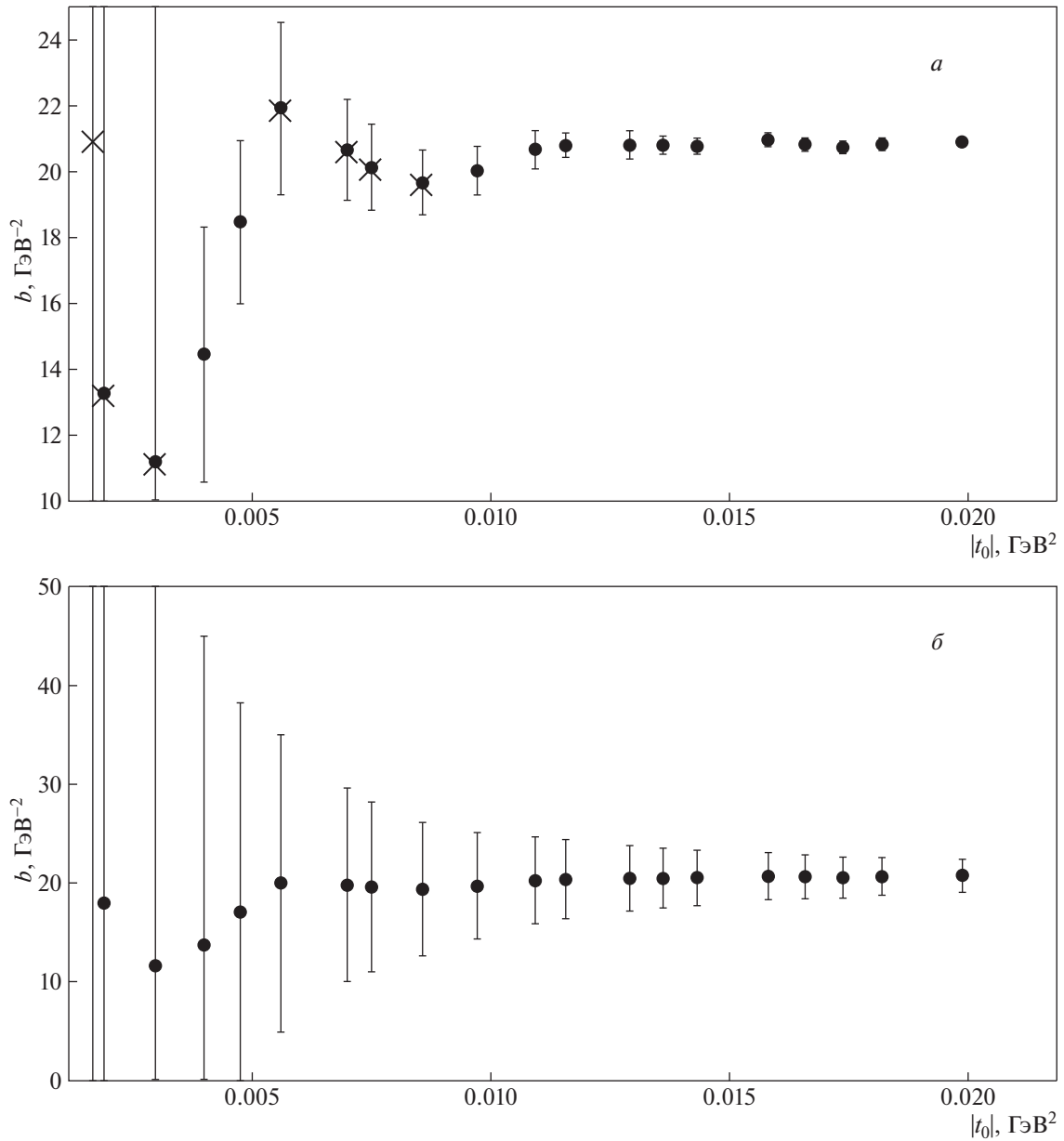


Рис. 6. *a* — Значения параметра b и его ошибки в зависимости от величины отсечения экспериментальных данных $|t_0|$ с учетом только статистических ошибок. Зачеркнуты результаты, для которых $\chi^2/\text{NdF} > 1$. *б* — Значения параметра b и его ошибки в зависимости от величины отсечения экспериментальных данных $|t_0|$ с учетом полных ошибок. Однако во всех этих результатах $\chi^2/\text{NdF} \ll 1$, и к этим результатам надо относиться как к оценочным.

что сводит на нет результат фита. Кроме того, при уменьшении числа экспериментальных данных большее число параметров фита не позволяет подойти к малым значениям t как можно ближе. Три параметра b_i (см. формулу (5)) являются избыточными, и более правильно использовать только один параметр b_1 (отметим, что в публикации TOTEM [1] такая минимизация параметров b_i также применялась *при учете только статистических ошибок* и для $t_0 = 0.07$ ГэВ²).

Таким образом, из всего вышесказанного воз-

никает вопрос: каким образом можно было получить экспериментальное значение ρ -параметра с точностью примерно 10%, как утверждает в публикации [1]?

Как уже отмечалось выше, нами были исследованы два варианта — только со статистическими ошибками и с полными ошибками экспериментальных данных.

Поведение параметра ρ при уменьшении величины обрезания t_0 показано на рис. 4а, 4б. Из него видно, что приблизиться к нулевому значению $|t|$ не

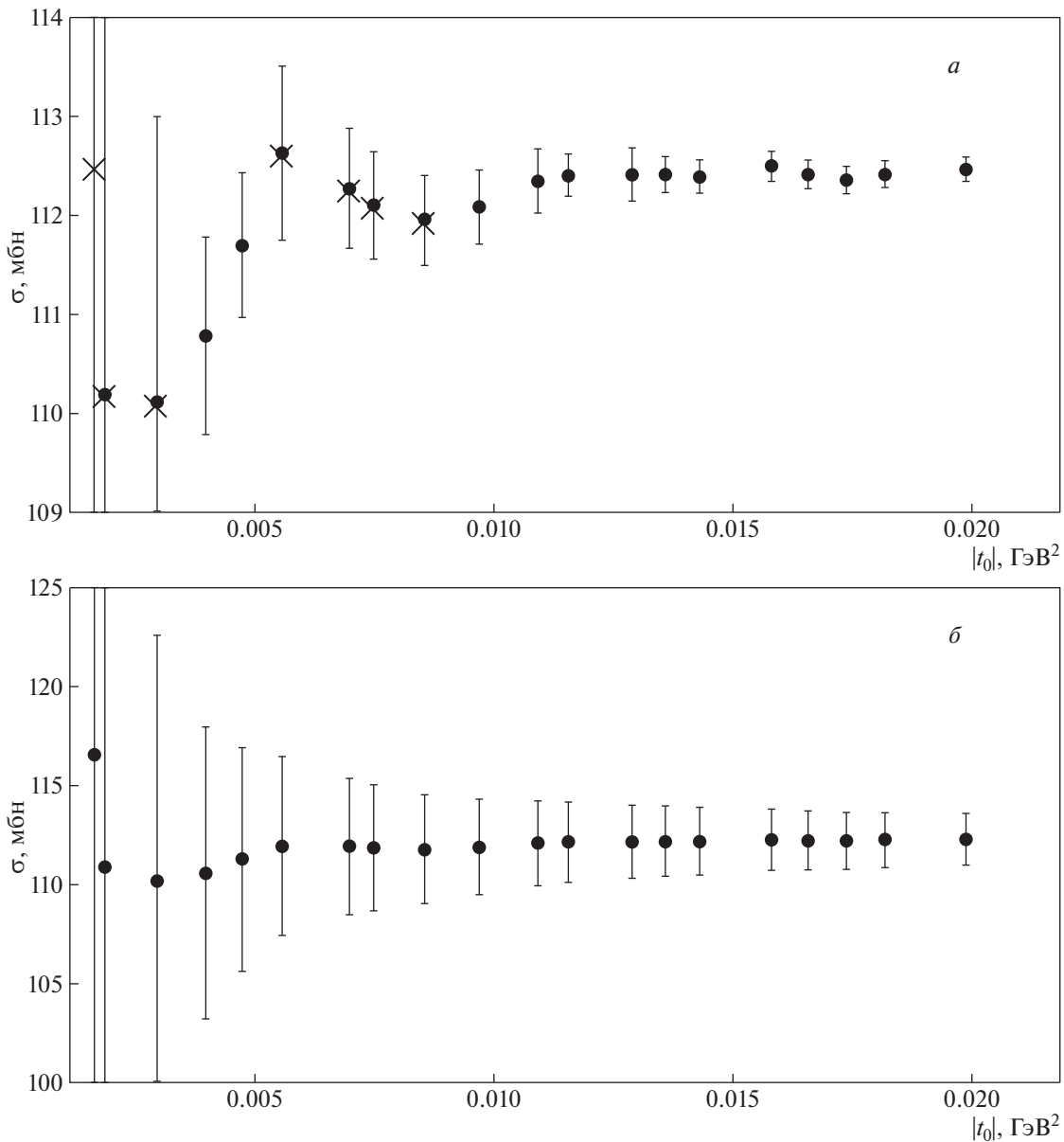


Рис. 7. *a* — Значения величины σ_{tot} и ее ошибки в зависимости от величины отсечения экспериментальных данных $|t_0|$ с учетом только статистических ошибок. Зачеркнуты результаты, для которых $\chi^2/NdF > 1$. *б* — Значения величины σ_{tot} и ее ошибки в зависимости от величины отсечения экспериментальных данных $|t_0|$ с учетом полных ошибок. Однако во всех этих результатах $\chi^2/NdF \ll 1$, и к этим результатам надо относиться как к оценочным.

удается ближе, чем до $|t| \approx 0.004 \text{ ГэВ}^2$. В этом случае действительно получается, что $\rho \approx 0.09$. Однако полная ошибка этой величины равна практически 100%. Ошибка же $\mathcal{O}(10\%)$ (как это видно из результатов, приводимых в [1]: $\rho = 0.09 \pm 0.01$ и $\rho = 0.10 \pm 0.01$) не получается даже, если учитывать только статистические ошибки: она никак не менее 20%.

Аналогичные утверждения справедливы и для остальных фитируемых параметров: $\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0}$, *b*.

Их поведение представлено для справки на рис. 5, 6.

Имея значения этих параметров, можно сделать оценку величины σ_{tot} :

$$\sigma_{\text{tot}} \equiv \sigma = 4(\hbar c)^2 \sqrt{\pi} \sqrt{\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0}}.$$

Поведение полного сечения и его ошибок в зависимости от величины обрезания t_0 приводит к следующим значениям полных сечений:

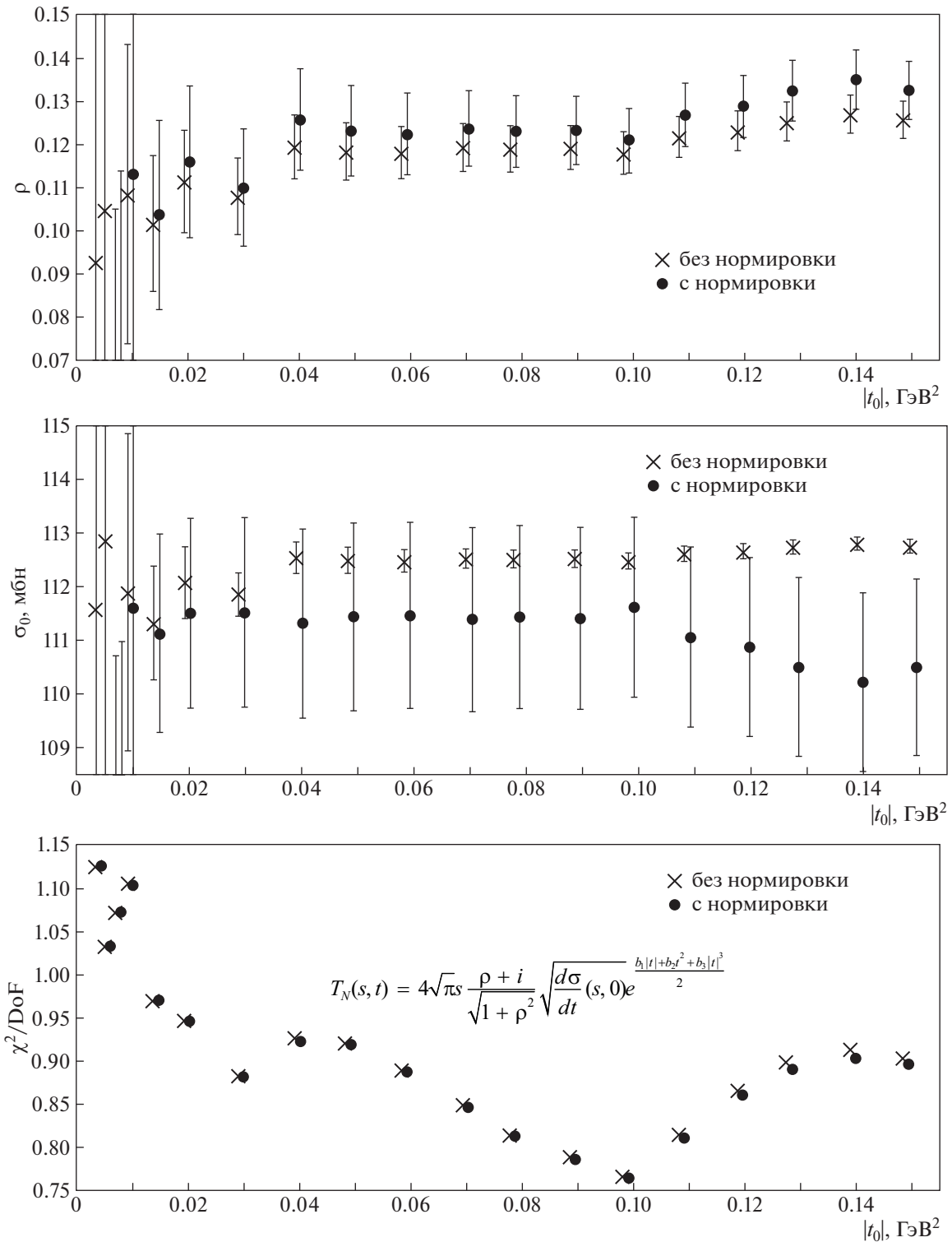


Рис. 8. Результаты фитирования с $T_N = T_N^{\text{ТОТЕМ}}$ с учетом трех параметров в экспоненте.

$\sigma_{\text{tot}} \cong 110.0 \pm 8.0$ [мбн] (с учетом полных ошибок)
 и $\sigma_{\text{tot}} \cong 110.8 \pm 1.0$ [мбн] (только статистические
 ошибки) (рис. 7а, 7б).

**ПАРАМЕТРЫ ПРИ УЧЕТЕ КОРРЕЛЯЦИЙ
 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ**

При фитировании с использованием источников
 ошибок появляется возможность использовать все
 пять параметров в формуле (5).

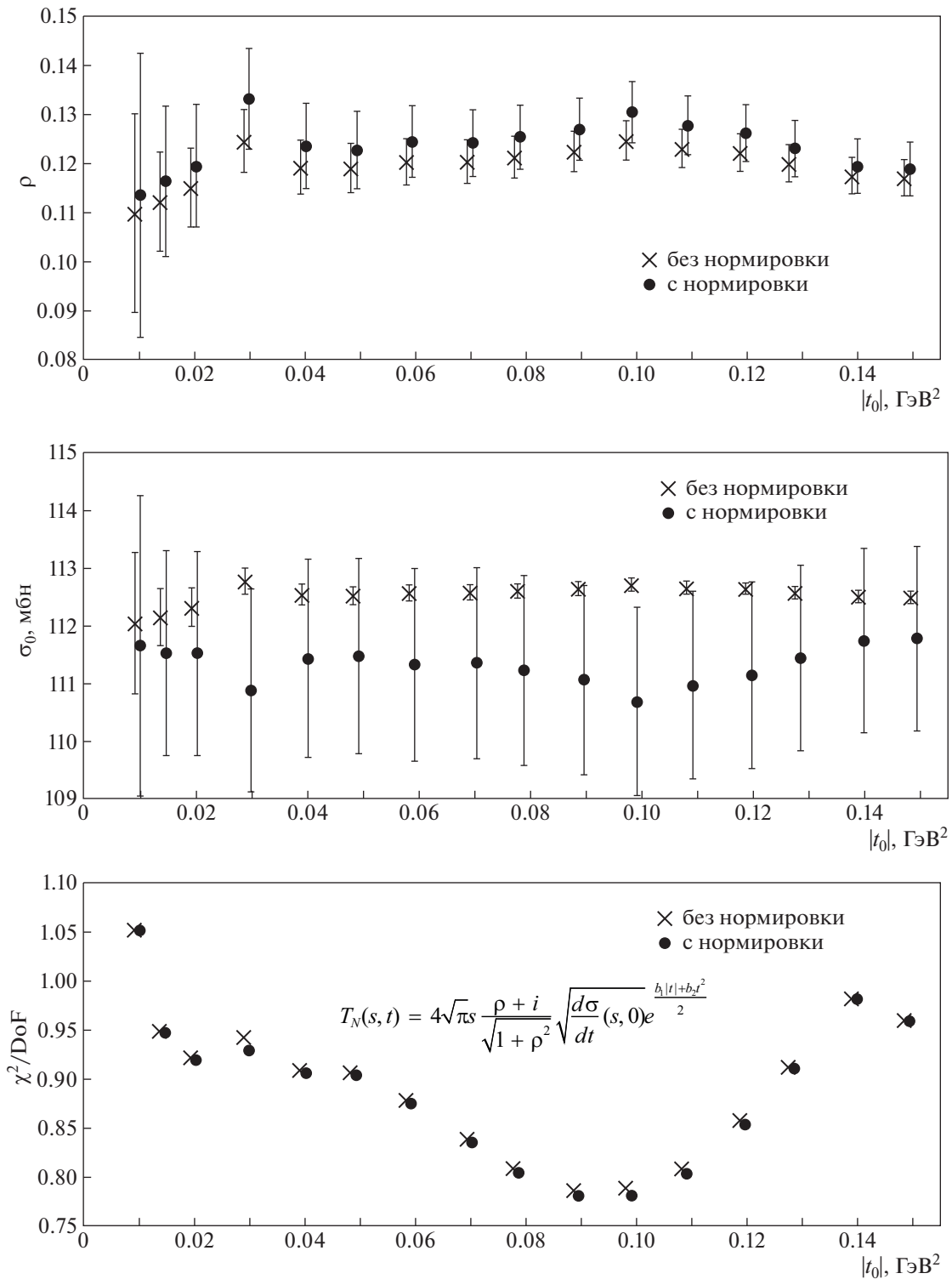


Рис. 9. Результаты фитирования с учетом двух параметров в экспоненте.

На рис. 8–10 показаны результаты при фите с одним, двумя и тремя параметрами в показателе экспоненты. Точками обозначены результаты с учетом всех источников ошибок, а крестиками — со всеми источниками ошибок за исключением

нормировки (за исключением первой колонки в источнике ошибок). В этих двух случаях результаты уже не различаются так кардинально, как в предыдущем пункте, хотя доверять, конечно, нужно результатам с учетом всех источников ошибок.

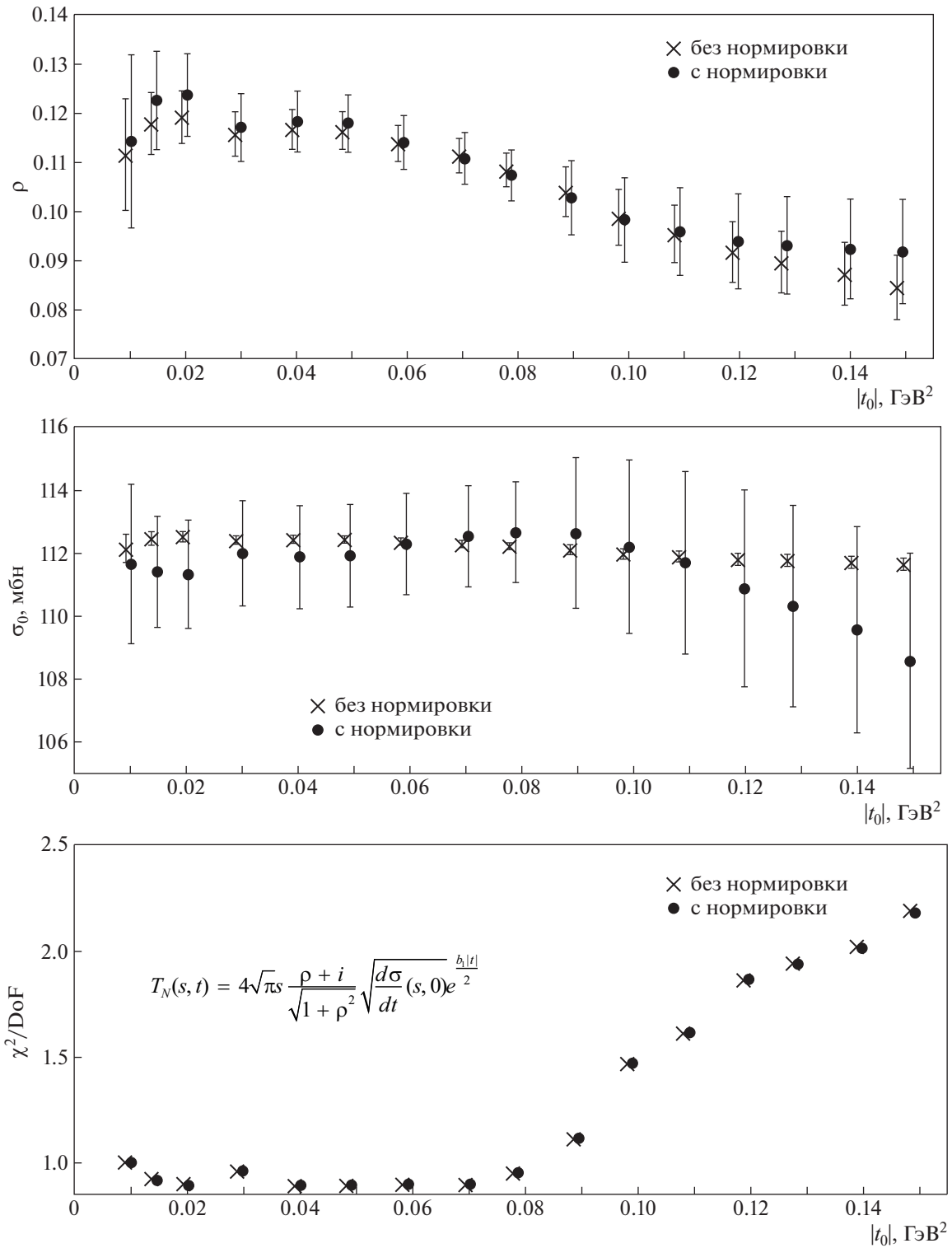


Рис. 10. Результаты фитирования с учетом одного параметра в экспоненте.

Приведены также графики χ^2/NdF для того, чтобы понимать, какие результаты надо отбросить.

Окончательные результаты описания с источниками ошибок сведены в табл. 1, 2 (см. ниже).

КРАТКИЕ ВЫВОДЫ ПО “МОДЕЛИ ТОТЕМ”

Хотя мы и приводим значения результатов фитирования без учета нормировки, мы вовсе не считаем такой способ действий полностью корректным — ибо, если есть источник ошибок, то его надо

Таблица 1. Значения параметров со всеми источниками ошибок

| N_b | ρ | $d\sigma/dt_{t=0}$, мбн/ГэВ ² | b_1 , ГэВ ⁻² | b_2 , ГэВ ⁻⁴ | b_3 , ГэВ ⁻⁶ | $\frac{\chi^2}{\text{NdF}}$ |
|-------|---|--|---------------------------|---------------------------|---------------------------|-----------------------------|
| 1 | 0.123(10) | 634.1 ± 20.1 | -21.0(3) | — | — | 0.99 |
| | 100 | -70.1 | -81.4 | | | $t_0 = 0.015$ |
| | 100 | | 37.7 | | | |
| | $\sigma_{\text{tot}} = 111.4 \pm 1.8$ | | 100 | | | |
| 2 | 0.117(15) | 635.55 ± 20.24 | -20.07 ± 1.73 | -43.34 ± 82.08 | | 0.98 |
| | 100 | -54.6 | -84.0 | 75.7 | | $t_0 = 0.015$ |
| | 100 | | 18.2 | -11.6 | | |
| | $\sigma_{\text{tot}} = 111.53 \pm 1.78$ | | 100 | -98.4 | | |
| 3 | 0.104(22) | 631.1 ± 21.0 | -15.48 ± 5.91 | -547.3 ± 627.9 | 18008.499 ± 22265.478 | 0.97 |
| | 100 | -17.200 | -85.010 | 77.201 | -70.874 | $t_0 = 0.015$ |
| | 100 | | -22.278 | 26.923 | -28.635 | |
| | $\sigma_{\text{tot}} = 111.1 \pm 1.9$ | | 100 | -98.586 | 95.678 | |
| | | | 100 | -99.150 | 100 | |

учитывать (а для чего тогда экспериментаторы их приводят?).

Из приведенных таблиц значений параметров и графиков этих параметров следует вывод о том, что использование в показателе экспоненты (5) более одного слагаемого ($b_1 |t| + b_2 t^2 + b_3 |t|^3$) представляется избыточным — вполне достаточно одного слагаемого ($b_1 |t| \equiv b |t|$), чтобы получить то же самое значение χ^2/NdF . К тому же при их использовании имеет место сильная корреляция между ними.

Наименьшее значение для ρ получается для варианта с тремя параметрами в показателе экспоненты: $\rho = 0.104 \pm 0.022$. Однако мы полагаем, что в силу избыточного количества параметров b_i нет веских оснований для принятия такого результата. Таким образом, наше основное утверждение следующее:

На основании результатов этой работы надо сделать вывод о том, что наиболее корректный результат получается с использованием всех источников ошибок и только с линейным членом ($-b |t|$) в показателе экспоненты, а именно:

$$\rho(13 \text{ ТэВ}) = 0.123 \pm 0.010$$

и $\sigma_{\text{tot}}(13 \text{ ТэВ}) = 111.4 \pm 1.8$ [мбн].

В заключение мы приведем параметры описания данных и таблицы их корреляций, которые вытекают по “модели ТОТЕМ” (соотношение (5))⁹⁾.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ТОТЕМ [1] С ПОМОЩЬЮ МОДЕЛИ ISR

В работе [8] приведены классические результаты анализа ρ -параметра и полного сечения σ_{tot} на ускорителе ISR. Однако в этой работе для извлечения ρ -параметра была использована модель, отличная от модели ТОТЕМ для описания $d\sigma/d|t|$:

$$d\sigma/d|t|^{(\pm)} = \frac{4\pi g \alpha^2 G^4(|t|)}{|t|^2} \mp \frac{\sigma_{\text{tot}} \alpha [\rho \pm \alpha \phi(|t|) G^2(t)] e^{-b|t|/2}}{|t|} + \frac{(1 + \rho^2) \sigma_{\text{tot}}^2 e^{-b|t|}}{16\pi g},$$

знаки либо верхние (для pp), либо нижние (для $\bar{p}p$). α — постоянная тонкой структуры, $g = (\hbar c)^2$

⁹⁾В таблицах корреляций числа округленные, и поэтому собственные значения не всегда будут положительными. Точные значения положительно определенной матрицы авторы готовы предоставить.

Таблица 2. Значения параметров со всеми источниками ошибок за исключением нормировки

| N_b | ρ | $d\sigma/dt_{t=0}$, мбн/ГэВ ² | b_1 , ГэВ ⁻² | b_2 , ГэВ ⁻⁴ | b_3 , ГэВ ⁻⁶ | $\frac{\chi^2}{\text{NdF}}$ |
|-------|-------------|--|---------------------------|---------------------------|---------------------------|-----------------------------|
| 1 | 0.118(6) | 646.37 ± 2.45 | -20.9(3) | — | — | 0.99 $t_0 = 0.015$ |
| | 100 | -84.02 | -79.68 | | | |
| | | 100 | -91.67 | | | |
| | | $\sigma_{\text{tot}} = 112.48 \pm 0.21$ | 100 | | | |
| 2 | 0.1123(101) | 642.68 ± 5.68 | -19.79 ± 1.53 | 54.22 ± 75.43 | — | 0.99 $t_0 = 0.015$ |
| | 100 | 93.2 | -85.8 | 78.3 | | |
| | | 100 | -95.8 | 90.3 | | |
| | | $\sigma_{\text{tot}} = 112.16 \pm 0.50$ | 100 | -98.4 | | |
| 3 | 0.1017(158) | 633.316 ± 12.055 | -15.21 ± 5.48 | -570.940 ± 597.075 | 18723.28 ± 21451.17 | 0.97 $t_0 = 0.015$ |
| | 100 | 95.703 | -89.038 | 82.416 | -76.661 | |
| | | 100 | -97.454 | 93.103 | -88.484 | |
| | | $\sigma_{\text{tot}} = 111.335 \pm 1.060$ | 100 | -98.714 | 95.993 | |
| | | | 100 | -99.194 | | |
| | | | | 100 | | |

(в системе $c = 1$). Учет кулон-ядерной интерференции сделан с помощью формулы Бете, причем формфактор $G(|t|)$ и “кулоновская фаза” $\phi(|t|)$ берутся в виде:

$$G(|t|) = \left(1 + \frac{|t|}{\Lambda^2}\right)^{-2}, \quad \phi(|t|) = \ln\left(\frac{0.08}{|t|}\right) - \gamma,$$

где $\Lambda^2 = 0.71$ ГэВ², а $\gamma \cong 0.5772157$ — постоянная Эйлера.

Параметрами для фитирования экспериментальных данных $d\sigma/d|t|$ являются величины σ_{tot} , ρ и b .

Мы применили эту модель к экспериментальным данным ТОТЕМ при 13 ТэВ, несколько модифицировав ее математическую форму и используя выражение для σ_{tot} , используемое в “модели ТОТЕМ”:

$$\sigma_{\text{tot}} = \sqrt{16\pi g (d\sigma/dt)_{t=0}}.$$

Формула для фитирования экспериментальных данных $d\sigma/d|t|$ принимает вид

$$d\sigma/d|t|^{(\pm)} = \frac{4\pi g \alpha^2 G^4(|t|)}{|t|^2} \mp \frac{\sqrt{16\pi g (d\sigma/dt)_{t=0}} [\rho \pm \alpha \phi(|t|) G^2(t)] e^{-b|t|/2}}{|t|} +$$

$$+ (1 + \rho^2) \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0} e^{-b|t|},$$

имея три параметра, определяемые из фита экспериментальных данных: $(d\sigma/dt)_{t=0}$, ρ и b .

На рис. 11 показаны результаты обработки экспериментальных данных по процедуре, которую мы использовали в “модели ТОТЕМ”. Видно, что значение χ^2/NdF устойчиво находится в небольшой окрестности единицы (и остается меньше этого значения) вплоть до отсеечения экспериментальных точек, у которых $t > t_0 \cong 0.012$ ГэВ². На основе этого мы делаем вывод о значениях параметров:

$$\rho = 0.0958 \pm 0.0113$$

$$\text{и } \sigma_{\text{tot}} = 110.3 \pm 1.9 \text{ [мбн];}$$

$$(d\sigma/dt)_{t=0} = 632.6 \pm 20.9 \text{ [мбн/ГэВ}^2\text{];}$$

$$b = 20.89 \pm 0.47 \text{ [ГэВ}^{-2}\text{].}$$

Эти результаты очень близки к значениям, заявленным коллаборацией ТОТЕМ [1].

Отметим, что мы проверили и ряд экспериментальных данных, полученных на энергиях ISR и при более низких энергиях — на экспериментальных данных серпуховского ускорителя У-70 [9]. Результаты получаются очень близкими к авторским значениям этих работ.

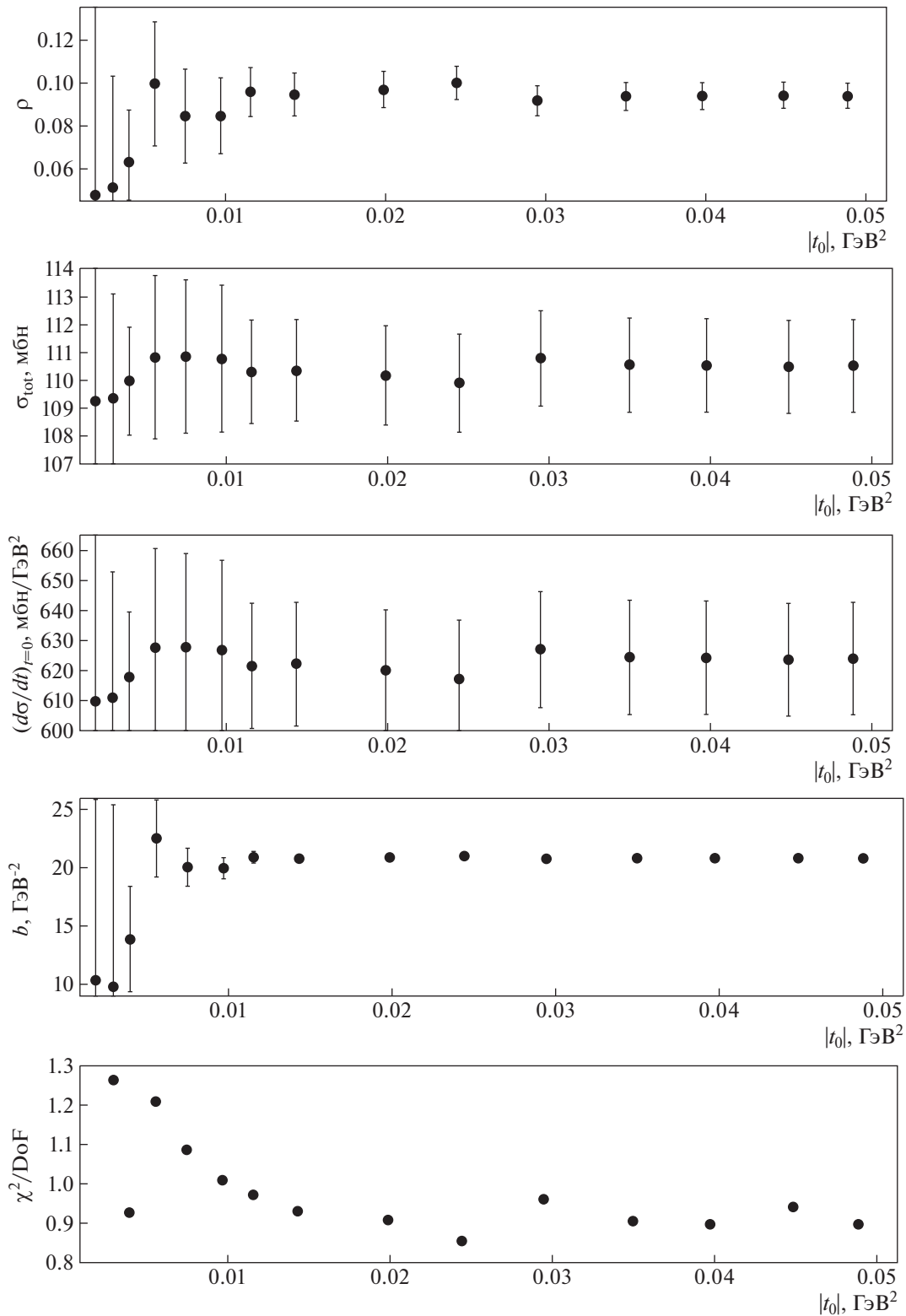


Рис. 11. Результаты фита 13 ТэВ данных по модели ISR.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные результаты обработки экспериментальных данных различными способами указывают лишь на то, в общем-то, известное обстоя-

тельство, что извлечение параметра ρ из экспериментальных данных по дифференциальным сечениям является существенным образом модельно зависимым.

В принципе, можно иметь две (и более) различные модели “ядерной” амплитуды $T_N(s, t)$, приводящие к сравнимому качеству описания данных. В простых терминах это подобно тому, что, зная лишь модуль комплексного числа, невозможно указать на значение его аргумента.

Поэтому представляется, что заключения о точном и *объективном* (модельно независимом) значении параметра ρ и, как следствие, о далеко идущих концептуальных физических следствиях на базе имеющегося экспериментального материала являются недостаточно обоснованными.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. G. Antchev *et al.* (TOTEM Collab), Eur. Phys. J. C **79**, 785 (2019).
2. R. Cahn, Z. Phys. C **15**, 253 (1982); V. Kundrať and M. V. Lokajíček, Z. Phys. C **63**, 619 (1994).
3. V. A. Petrov, Eur. Phys. J. C **78**, 221 (2018); Eur. Phys. J. C **78**, 414 (Erratum) (2018).
4. R. F. Avila, P. Gauron, and B. Nicolescu, Eur. Phys. J. C **49**, 581 (2007).
5. E. Martynov, Phys. Rev. D **76**, 074030 (2007).
6. E. Martynov and B. Nicolescu, Eur. Phys. J. C **56**, 57 (2008).
7. V. I. Belousov, V. V. Ezhela, and N. P. Tkachenko, Preprint 2018-19, IHEP (Protvino, 2018).
8. N. Amos *et al.*, Nucl. Phys. B **262**, 689 (1985).
9. G. G. Beznogikh *et al.*, Nucl. Phys. B **54**, 78 (1973).

TOTEM: ON PARAMETER ρ AT 13 TeV

V. V. Ezhela¹⁾, V. A. Petrov¹⁾, N. P. Tkachenko¹⁾

¹⁾NRC “Kurchatov Institute” — IHEP, Group COMPAS, Protvino, Russia

An analysis of the results on proton–proton elastic scattering obtained by the TOTEM collaboration at the energy of the Large Hadron Collider of 13 TeV is undertaken. It is shown that the statistical significance of these results in a number of respects is problematic. Specific examples demonstrate the model dependence on the parameter ρ extracted from experimental data.