

АДРОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НА БОЛЬШИХ РАССТОЯНИЯХ И НОВЫЕ ОСОБЕННОСТИ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ ПРИ ЭНЕРГИЯХ БОЛЬШОГО АДРОННОГО КОЛЛАЙДЕРА

*О. В. Селюгин*¹

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Многие модели предсказывали, что дифракционное рассеяние перейдет в новый режим на БАК, создающий громадную энергию столкновения адронов, так как S -матрица достигнет своего унитарного предела [1]. В настоящей работе анализ новых эффектов, обнаруженных на основе экспериментальных данных при 13 ТэВ и ассоциируемых со специфическими свойствами адронного потенциала на больших расстояниях, проведен с учетом экспериментальных данных по упругому pp -рассеянию, полученных коллаборациями TOTEM и ATLAS при энергиях Большого адронного коллайдера. В результате получено хорошее количественное описание всех исследуемых экспериментальных данных с минимумом фитируемых параметров. Показано, что особенности адронного взаимодействия, определенные на высоком статистическом уровне, дают важный вклад в дифференциальные сечения и позволяют исследовать адронные взаимодействия на больших расстояниях. Вычисленный дополнительный член в r -представлении имеет практически гауссову форму, и осциллирующий член потенциала взаимодействия также может быть аппроксимирован простой гауссовой формой.

Many models predict that soft hadron interactions will enter a new regime at the LHC, given the huge energy, as the S -matrix reaches the unitarity limit [1]. The analysis of the new effects, opened on the base of the experimental data at 13 TeV and associated with the specific properties of the hadron potential at large distances, is carried out taking into account experimental data on elastic pp -scattering obtained by the TOTEM and ATLAS Collaborations at the Large Hadron Collider energies. This gives the quantitative descriptions of all examined experimental data with minimum fitting parameters. It is shown that peculiarities of hadron interaction, determined at a high statistical level, give the important contribution to the differential cross sections and allow research of hadrons interactions at large distances. The additional (anomalous) term calculated in r space can be represented by Gaussian form, and the oscillation term can also be approximated by a simple Gaussian form.

PACS: 13.85.Ni; 13.85.Tp; 14.80.-j

¹E-mail: selugin@theor.jinr.ru

ВВЕДЕНИЕ

Одним из основных положений в физике элементарных частиц является представление о том, что при достаточно высоких энергиях законы взаимодействия элементарных составляющих становятся достаточно простыми (например, идея Великого объединения различных видов взаимодействия) и могут быть выведены из нескольких общих физических принципов. Большинство имеющихся строгих законов и ограничений на поведение амплитуды рассеяния адронов также получено в пределе сверхвысоких энергий взаимодействия [4]. Неприменимость теории возмущений для области малых передач импульса, которую по аналогии с электродинамикой называют инфракрасной, связана с нелинейным взаимодействием безмассовых глюонов. Дополнительные трудности связаны с так называемой гипотезой конфайнмента, согласно которой хромодинамические взаимодействия на больших расстояниях должны быть устроены таким образом, чтобы ни при каких экспериментальных условиях не было возможно наблюдать свободные кварки или глюоны. То есть во взаимодействии адронов на больших расстояниях должна быть такая область, в которой происходит обесцвечивание первоначальных элементарных составляющих или, как в настоящее время формулируется, процесс адронизации. Однако в рамках релятивистской теории поля главные положения и многие асимптотические теоремы в большой степени связаны с областью малых передач импульса и, соответственно, в основном с областью больших расстояний. Именно для этой области был получен ряд строгих теорем и ограничений для амплитуды адронного рассеяния [5]. Энергии рассеяния, доступные на встречных пучках адронов на Большом адронном коллайдере (БАК), предполагают, что партонные взаимодействия сталкивающихся адронов будут иметь существенно нелинейное поведение, характеризующееся насыщением партонной плотности. Такие процессы на партонном уровне в настоящее время описываются развитием линейного уравнения Балицкого–Фадина–Кураева–Липатова (БФКЛ) в различные нелинейные представления типа нелинейного уравнения Балицкого–Ковчегова. Однако вопрос о точном результате суммирования расходящихся рядов, представляющих различные виды нелинейного партонного взаимодействия, остается открытым.

В настоящее время наиболее широко используется так называемое эйкональное представление для амплитуды рассеяния, которое является простой формой суммирования эффектов перерассеяния померона. Сначала вычисляется эйкональная фаза

$$\chi(s, b) = -\frac{1}{2\pi} \int d^2q e^{i\mathbf{b}\cdot\mathbf{q}} F_h^{\text{Born}}(s, q^2), \quad (1)$$

где $F_h^{\text{Born}}(s, q^2)$ есть амплитуда затравочного (борновского члена) померона. Затем с использованием эйконального приближения вычисляется полная амплитуда рассеяния частиц

$$F_h(s, t) = is \int b J_0(bq) \Gamma(s, b) db, \quad (2)$$

где $\Gamma(s, b) = 1 - \exp[-\chi(s, b)]$ соответствует амплитуде рассеяния в представлении прицельного параметра. Эйкональная фаза связана непосредственно с потенциалом взаимодействия

$$V(r) = -\frac{2}{\pi r} \frac{d}{dr} \int_r^\infty \frac{b\chi(b)}{\sqrt{b^2 - r^2}} db. \quad (3)$$

Можно показать, что если амплитуда рассеяния удовлетворяет дисперсионным соотношениям, то потенциал взаимодействия может быть представлен в виде суперпозиции потенциалов Юкавы. Если эйкональная фаза имеет мнимую часть, которая положительно ограничена: $\text{Im } \chi \geq 0$, $\delta(s) = i \text{Im } \chi(s) + \text{Re } \chi(s)$, можно получить неравенство $SS^+ = e^{-2\text{Im } \chi} \leq 1$. Эта форма удовлетворяет стандартному эйкональному представлению. При сверхвысоких энергиях $s \rightarrow \infty$ получаем $S = e^{i\chi} \rightarrow 0$. Таким образом, большая мнимая часть амплитуды рассеяния подавляет S -матрицу до асимптотического значения, равного нулю. В результате амплитуда рассеяния в представлении прицельного параметра $\Gamma(b, s) = (1 - e^{i\chi(b, s)})$ достигает своего унитарного предела — так называемого предела черного диска $\Gamma(b, s) = 1$.

Упругая амплитуда рассеяния протонов, с учетом их спинов, может быть представлена пятью спин-зависимыми амплитудами. В этом случае дифференциальные сечения представляются в виде суммы отдельных спиновых амплитуд

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{2\pi}{s^2} (|\Phi_1|^2 + |\Phi_2|^2 + |\Phi_3|^2 + |\Phi_4|^2 + 4|\Phi_5|^2). \quad (4)$$

С учетом кулоновского взаимодействия полная амплитуда Φ_i может быть записана как $F_i^h(s, t) + F_i^{\text{em}}(s, t) e^{\varphi(s, t)}$, где $F_i^h(s, t)$ представляет сильное взаимодействие, а $F_i^{\text{em}}(s, t)$ — электромагнитное взаимодействие и $\varphi(s, t)$ есть кулон-ядерная интерференционная фаза [6, 7], которую мы в дальнейшем берем в форме, представленной в [8]. Важную роль в исследовании сильных взаимодействий играет область малых углов рассеяния и особенно кулон-ядерная интерференционная область переданного момента, где кулоновское и ядерное взаимодействия одного порядка. Именно из экспериментальных данных, полученных в этой области, определяют величину полных сечений и фазу амплитуды сильного взаимодействия.

1. ОСОБЕННОСТИ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ НА ЭНЕРГИИ $\sqrt{s} = 13 \text{ ТэВ}$

Определение базовых характеристик упругого рассеяния из полученных экспериментальных данных требует введения какой-либо феноменологической модели с минимальным количеством свободных параметров, удовлетворяющих основным аналитическим требованиям, накладываемым на амплитуду рассеяния, в частности дисперсионным соотношениям. Многие модели используют феноменологические представления, описывающие количественно только область малых передач импульса. При продолжении на большие передачи такие модели резко расходятся с экспериментальными данными, что снижает достоверность полученных результатов.

Предложенная нами высокоэнергетическая модель, опирающаяся на использование обобщенных партонных распределений [9, 10], описывает экспериментальные данные в широкой энергетической области и при малых и больших передачах импульса [11]. Включение спин-флиповых амплитуд позволило в рамках модели получить количественное описание спин-корреляционных эффектов [12].

Модель использует небольшое количество свободных параметров и при фитировании экспериментальных данных учитывает только статистические ошибки. Систематические ошибки, в основном определяемые неопределенностью в светимости пучка, учитываются в виде дополнительных коэффициентов нормализации дифференциаль-

ных сечений. Все это обеспечивает узкий коридор для возможных вариантов амплитуды рассеяния. Именно это позволило определить новые особенности в поведении дифференциальных сечений и, соответственно, в амплитуде рассеяния на основе анализа уникальных экспериментальных данных, полученных коллаборацией TOTEM при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Данные представлены двумя сетами (наборами) при малых и больших передачах импульса. В результате как чисто статистического, так и модельного описания этих экспериментальных данных были обнаружены эффекты осцилляции дифференциальных сечений в области малых углов рассеяния [2]. Безмодельный анализ использовал сравнение сумм двух независимых выборок. Такой метод не требует знания формы дополнительного периодического члена амплитуды рассеяния.

Модельный анализ позволил определить форму осциллирующего члена, который представлен в амплитуде рассеяния дополнительным членом

$$f_{\text{osc}}(t) = h_{\text{osc}}(i + \rho_{\text{osc}})J_1(\tau)/\tau, \quad \tau = \pi(\phi_0 - t)/t_0, \quad (5)$$

где $J_1(\tau)$ — функция Бесселя первого порядка. Такая форма имеет только несколько дополнительных свободных параметров и позволяет представить достаточно широкий круг осциллирующих функций.

Дальнейший анализ экспериментальных данных при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ с учетом осциллирующего члена показал присутствие в амплитуде рассеяния при очень малых передачах импульса дополнительного (аномального) члена с большим наклоном [3]. Этот результат во многом был обусловлен тем, что при фитировании экспериментальных данных учитывались только статистические ошибки, а систематические ошибки учитывались дополнительным коэффициентом нормализации, который был практически одинаков для обоих наборов экспериментальных данных. В результате было показано, что учет или отсутствие такого члена (при примерно равном описании экспериментальных данных) ведет к существенно разным величинам полных сечений и фазы адронной амплитуды [3].

2. АДРОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НА БОЛЬШИХ РАССТОЯНИЯХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ, ПОЛУЧЕННЫЕ НА БАК

Обнаруженные новые эффекты при энергии упругого рассеяния при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ ввиду своей малости по сравнению с основными членами амплитуды рассеяния, в принципе, могут быть инструментальными эффектами или статистическими флуктуациями. Для исследования новых эффектов рассмотрим их влияние на дифференциальные сечения при других энергиях БАК. Примем в рассмотрение дополнительно 3 набора данных TOTEM ($0,0007 < t < 0,2$, $0,028 < t < 0,2$ и $0,2 < t < 1,8$), а также один набор данных коллабораций ALFA-ATLAS ($0,01 < t < 0,36$) при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ [13, 14]. Данные при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ содержатся в трех наборах: коллаборации TOTEM ($0,0007 < t < 0,4$, $0,005 < t < 0,14$) и коллабораций ALFA-ATLAS ($0,006 < t < 0,34$). Общее число экспериментальных точек возросло до 715. Эти данные имеют несколько большие ошибки, но рассмотрение многих наборов данных практически исключает возможные инструментальные или флуктуационные эффекты. Для уменьшения числа свободных параметров осциллирующий член амплитуды

рассеяния брался с нулевым значением начальной фазы, а дополнительный (аномальный) член определялся как

$$F_d(t) = h_d(i + \rho_d(t)) e^{-(B_{d1}|t| + B_{d2}t^2) \log \hat{s}} G_{el}^2(t), \quad (6)$$

где $G_{el}^2(t)$ есть квадрат электромагнитного формфактора протона, который вычислялся в нашей модели на основе определенных обобщенных распределений. Чтобы дополнительный член так же удовлетворял дисперсионным соотношениям, как и главные члены, было положено $\rho_d(t) = \rho_F(t)$, где $\rho_F(t)$ определялся отношением реальной к мнимой части основной части амплитуды рассеяния. Также для уменьшения числа свободных параметров наклон амплитуды рассеяния включал небольшую коррекцию от 2-мезонной петли в t -канале [15, 16] $B(t) = \alpha' \log \hat{s} (1 - x_{rt}^3 e^{B_{ad}t})$, где $x_{rt} = \sqrt{4\mu_\pi^2 - t}$.

Как и в предыдущих случаях, при фитировании учитывались только статистические ошибки, а систематические учитывались дополнительными коэффициентами нормализации дифференциальных сечений, одинаковых для каждого отдельного набора данных. Фитирование проводилось с использованием современной версии программы FUMILY [17], в рамках которой вычисляются ковариантная матрица и корреляционные коэффициенты и соответствующие величины ошибок свободных параметров, а также ошибки вычисляемых модельных сечений. В результате получено хорошее количественное описание экспериментальных данных $\chi_{dof}^2 = 1,09$, особенно если иметь

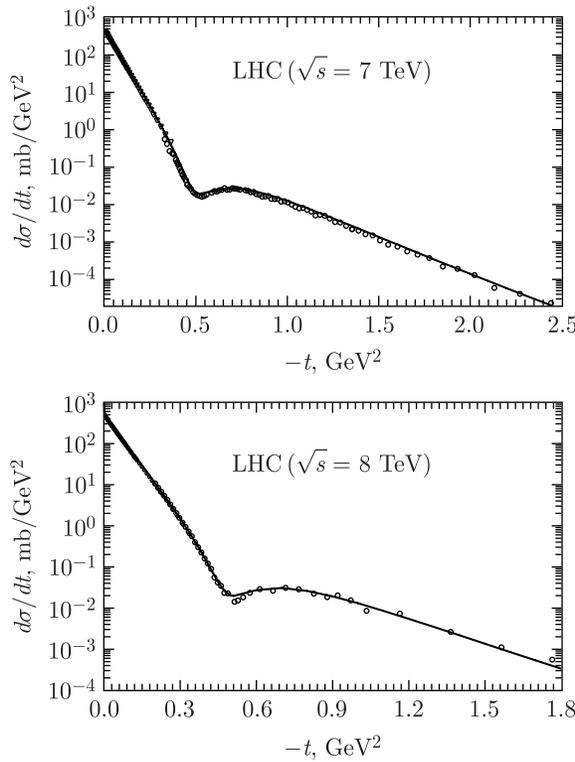


Рис. 1. $d\sigma/dt_{el}$ при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, вычисленные в модели (кружки — данные [13, 14]). Показаны только статистические ошибки

в виду, что при фитировании учитывались только статистические ошибки. Сравнение результатов модельных вычислений с экспериментальными данными представлено на рис. 1 и 2. Параметры дополнительного (аномального) члена были определены как $h_d = (1,54 \pm 0,08) \text{ ГэВ}^{-1}$; $B_{d1} = (0,39 \pm 0,015) \text{ ГэВ}^{-2}$; $B_{d2} = (2,65 \pm 0,12) \text{ ГэВ}^{-2}$. Параметры осциллирующего члена были получены как $h_{osc} = (0,37 \pm 0,014) \text{ ГэВ}^{-1}$; $t_0 = (0,057 \pm 0,002) \text{ ГэВ}^2$.

Рассмотрим поведение полученного аномального члена в пространственном r -представлении:

$$F_{\text{доп}}(r) \sim \int_0^\infty dq \sin(qr)/r F_{\text{доп}}(q^2). \quad (7)$$

Результат для дополнительного (аномального) члена представлен на рис. 3, а. Сравним полученную форму с гауссовым потенциалом $V(r) = h_G \exp[-b_0 r^2]/(r_0 + kr)$ (штриховая линия), с экспонентным потенциалом $h_e \exp[-b_e r]/(r_0 + r)$ (пунктирная линия) и с проинтегрированным стандартным потенциалом поперонного обмена (естественно, нормализованного на наш дополнительный член). Видно, что дополни-

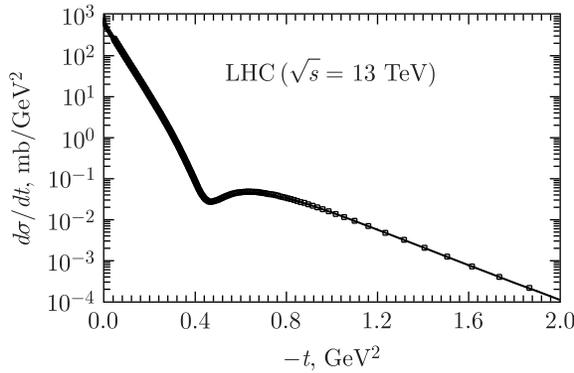


Рис. 2. $d\sigma/dt_{el}$ при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, вычисленные в модели (кружки — данные [13, 14] с только статистическими ошибками)

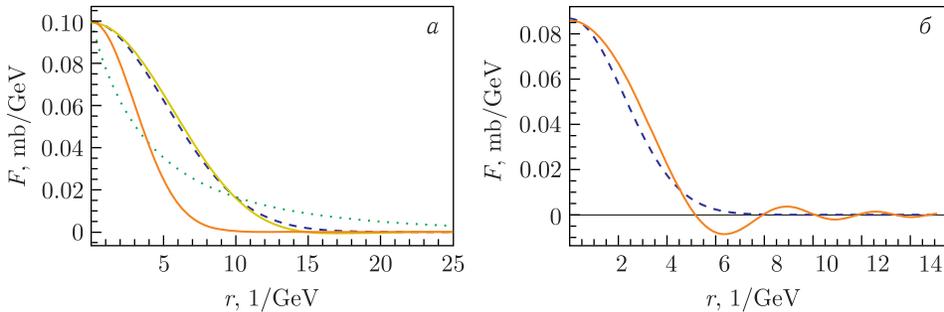


Рис. 3. а) r -представление для дополнительного члена уравнения (4) (жирная линия) в сравнении с различными формами потенциала (см. текст); б) r -представление для осцилляционного члена уравнения (7) (сплошная линия) и для представления гауссовой аппроксимации (штриховая линия)

тельный член имеет практически гауссову форму и сильно отличается от экспоненциальной формы. На рис. 3, б представлены вычисления для осциллирующего члена (сплошная линия). Эта форма может быть аппроксимирована простой гауссовой формой $\exp[-b_0 r^2]$ (штриховая линия).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследования упругого рассеяния при сверхвысоких энергиях в области малых углов рассеяния позволяют получить базовые характеристики сильных взаимодействий, такие как полные сечения, аналитическая структура амплитуды рассеяния. При малых передачах импульса и больших энергиях амплитуда рассеяния чувствительна к взаимодействию адронов на больших расстояниях. Обнаруженные особенности в дифференциальных сечениях при малых углах рассеяния при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ [2,3] получили сильное подтверждение в нашем анализе всех данных по упругому рассеянию, полученных на БАК при энергиях $\sqrt{s} = 2,79, 7, 8, 13$ ТэВ. В случае чисто экспериментальных особенностей или статистических флуктуаций, приводящих к таким эффектам в экспериментальных данных, полученных коллаборацией TOTEM при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, учет всех имеющихся данных должен был бы приводить к размазыванию эффектов и резкому уменьшению величин констант, определяющих величину эффектов, и существенному росту их ошибок. Однако наш анализ показал устойчивое определение величин получаемых особенностей и уменьшение их ошибок. Отметим, что дополнительный аномальный (с большим наклоном) член амплитуды рассеяния существенно влияет на определение величины полных сечений и величины $\rho(s, t = 0)$ — отношения реальной к мнимой части амплитуды рассеяния. Малый период «осцилляций» соответствует потенциалу адронного взаимодействия, обрезанного на больших расстояниях. Вычисления соответствующих потенциалов взаимодействия непосредственно в r -представлении показали неэкспоненциальную форму соответствующих потенциалов, т. е. по форме существенно отличающихся от потенциалов Юкавы.

На исследованном энергетическом интервале протон-протонного рассеяния имеющийся экспериментальный материал не позволил определить энергетическую зависимость обнаруженных эффектов. Необходимо принять во внимание экспериментальные данные при более низких энергиях, а также кроссинг-канал с протон-антипротонным рассеянием. Это существенно усложняет задачу, но позволит на новом качественном уровне определить характеристики новых эффектов и, соответственно, форму потенциалов взаимодействия на больших расстояниях. Подтверждением существования таких эффектов при низких энергиях служит наше исследование протон-антипротонного рассеяния при энергиях $\sqrt{s} = 4-7$ ГэВ [18], где были обнаружены подобные осцилляционные эффекты. Соответственно, необходимы новые данные по протон-протонному рассеянию при энергиях NICA в области малых углов рассеяния.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Cudell J. R., Selyugin O. V.* How Precisely Will the Total Cross Section Be Measured at the LHC? // *Phys. Rev. Lett.* 2009. V. 102. P. 032003; arXiv:0812.1892 [hep-ph].
2. *Selyugin O. V.* New Feature in the Differential Cross Sections at 13 TeV Measured at the LHC // *Phys. Lett. B.* 2019. V. 797. P. 134870.

3. *Selyugin O. V.* Anomaly in the Differential Cross Sections at 13 TeV // *Mod. Phys. Lett. A.* 2021. V. 36. P. 215148.
4. *Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В.* Введение в теорию квантовых полей. М., 1957.
5. *Roy S. M.* High Energy Theorems for Strong Interactions and Their Comparison with Experimental Data // *Phys. Rep. C.* 1972. V. 5. P. 125.
6. *Bethe H.* Scattering and Polarization of Protons by Nuclei // *Ann. Phys.* 1958. V. 3. P. 190.
7. *Petrov V. A.* Coulomb-Nuclear Interference: The Latest Modification // *Proc. Steklov Inst. Math.* 2020. V. 309. P. 219.
8. *Selyugin O. V.* Coulomb Hadron Phase Factor and Spin Phenomena in a Wide Region of Transfer Momenta // *Phys. Rev. D.* 1999. V. 61. P. 074028.
9. *Selyugin O. V., Teryaev O. V.* Generalized Parton Distributions and Description of Electromagnetic and Graviton Form Factors of Nucleon // *Phys. Rev. D.* 2009. V. 79. P. 033003.
10. *Selyugin O. V.* GPDs of the Nucleons and Elastic Scattering at High Energies // *Eur. Phys. J. C.* 2012. V. 72. P. 2073–2076.
11. *Selyugin O. V.* Nucleon Structure and the High Energy Interactions // *Phys. Rev. D.* 2015. V. 91. P. 11303–11308.
12. *Selyugin O. V.* Nucleon Structure and Spin Effects in Elastic Hadron Scattering // *Symmetry.* 2021. V. 13. P. 164.
13. *TOTEM Collab.* Proton-Proton Elastic Scattering at the LHC Energy of $\sqrt{s} = 7$ TeV // *Europhys. Lett.* 2011. V. 95. P. 41001;
TOTEM Collab. Evidence for Non-Exponential Elastic Proton-Proton Differential Cross-Section at Low $|t|$ and $\sqrt{s} = 8$ TeV by TOTEM // *Nucl. Phys. B.* 2015. V. 899. P. 527;
TOTEM Collab. Measurement of Elastic pp Scattering at $\sqrt{s} = 8$ TeV in the Coulomb-Nuclear Interference Region — Determination of the ρ -Parameter and the Total Cross-Section // *Eur. Phys. J. C.* 2016. V. 76. P. 661;
TOTEM Collab. First Determination of the ρ Parameter at $\sqrt{s} = 13$ TeV // *Eur. Phys. J. C.* 2019. V. 79. P. 785; 861.
14. *ATLAS Collab.* Measurement of the Total Cross Section from Elastic Scattering in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // *Nucl. Phys. B.* 2014. V. 889. P. 486;
ATLAS Collab. Measurement of the Total Cross Section from Elastic Scattering in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with ATLAS Detector // *Phys. Lett. B.* 2016. V. 761. P. 158;
ATLAS Collab. Measurement of the Total Cross Section and ρ -Parameter from Elastic Scattering in pp Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS Detector. arXiv:2207.12246 [hep-ph];
Stenzel H. et al. (ATLAS Collab.). arXiv:2209.11487.
15. *Anselm A., Gribov V.* Zero Pion Mass Limit in Interaction at Very High Energies // *Phys. Lett. B.* 1972. V. 40. P. 487–493.
16. *Khoze V., Martin A. D., Ryskin M. G.* Elastic Proton-Proton Scattering at 13 TeV // *Phys. Rev. D.* 2018. V. 97. P. 034019.
17. *Sitnik I. M., Alexeev I. I., Selyugin O. V.* The Final Version of the FUMILIM Minimization Package // *Comput. Phys. Commun.* 2020. V. 251. P. 107202–107207.
18. *Selyugin O. V., Cudell J.-R.* Long-Range Potential and the Fine Structure of the Diffraction Peak // *AIP Conf. Proc.* 2011. V. 1350. P. 115–118.