

СТАНУТ ЛИ ПРОТОНЫ СЕРЫМИ ПРИ ЭНЕРГИЯХ 13 ТЭВ И 100 ТЭВ?

И. М. Дремин^{1,2}

Показано, что режим протон-протонных (pp) взаимодействий при энергии 7 ТэВ является критическим. Данные Большого адронного коллайдера (БАК) об упругом pp-рассеянии при 7 и 8 ТэВ используются для получения информации как об упругом, так и о неупругом профилях pp-взаимодействия. Они обсуждаются в рамках двух феноменологических моделей, описывающих имеющиеся данные при высоких энергиях с хорошей точностью. Получены вытекающие из этих моделей предсказания при энергиях БАК 13 ТэВ и проектируемого ускорителя 95 ТэВ. Делается утверждение, что центр области неупругих взаимодействий будет становиться менее черным с ростом энергии, но очень медленно.

Ключевые слова: протон, область взаимодействия, прицельный параметр, тор, черный диск.

Введение. Данные коллаборации TOTEM на БАК [1, 2] об упругом рассеянии протонов при энергиях 7 и 8 ТэВ возродили интерес к его свойствам (см. недавние обзоры [3, 4]). Полученные результаты важны не только сами по себе, но и для получения сведений о неупругих процессах. Одним из наиболее важных следствий является абсолютно черный профиль центральных неупругих столкновений [5, 6]. Этот результат был получен непосредственно из условия унитарности. Согласно ему полная вероятность всех взаимодействий протонов должна быть равна 1 при заданной энергии, что налагает связь на вероятности упругих и неупругих процессов. Подставляя в это условие экспериментальные данные об упругом рассеянии, мы извлекаем сведения о неупругих событиях. Предел насыщения неупругого профиля, равный 1, указывает на достижение режима полной черноты области взаимодействия. Подчеркнем, что в этой работе использует-

¹ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: dremin@pi.ru.

² НИЯУ МИФИ, 115409 Россия, Москва, Каширское ш., 31.

ся только это сочетание условия унитарности с данными об упругом рассеянии для анализа и получения предсказаний в рамках двух моделей, рассмотренных ниже. Мы получим ответ и на поставленный ранее [7, 8] вопрос о том, станут ли протоны более серыми с ростом энергии.

Профили. Под профилем взаимодействия мы будем иметь в виду распределение по прицельному параметру b силы взаимодействия¹. Прицельный параметр определяется как кратчайшее поперечное расстояние между центрами сталкивающихся протонов. В таком представлении условие унитарности имеет вид

$$G(s, b) = 2\Gamma(s, b) - \Gamma^2(s, b), \quad (1)$$

где $G(s, b)$ – профиль неупругих процессов, \sqrt{s} – энергия протона в системе центра масс. Функция $\Gamma(s, b)$ получена в виде преобразования Фурье–Бесселя амплитуды упругого рассеяния $f(s, t)$, зависящей от энергии s и переданного импульса t , которое переводит сведения о переданном импульсе в пространство прицельных параметров и имеет вид

$$\Gamma(s, b) \approx \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \int_0^\infty d|t| \operatorname{Im} f(s, t) J_0(b\sqrt{|t|}). \quad (2)$$

Вещественная часть амплитуды мала при высоких энергиях и ею мы пренебрежем $\operatorname{Im} f(s, t) \approx \sqrt{d\sigma/dt}$.

Левая сторона соотношения (1) описывает профиль неупругих соударений протонов. Она удовлетворяет неравенствам $0 \leq G(s, b) \leq 1$ и задает степень поглощения в области неупругих процессов в зависимости от прицельного параметра ($G = 1$ при полном поглощении и $G = 0$ при полной прозрачности). Профиль упругих процессов задан вычитаемым. После интегрирования по прицельному параметру слева получим сечение неупругих процессов, а справа будет стоять разность полного сечения и сечения упругого рассеяния, как и следует.

Упругое дифференциальное сечение особенно велико при малых передачах импульса внутри так называемого дифракционного конуса, где оно экспоненциально убывает с ростом $|t|$. Поэтому именно дифракционный конус дает основной вклад в распределение по прицельным параметрам. Согласно приведенным формулам запишем безразмерную функцию Γ как

$$\Gamma(s, b) = \frac{\sigma_{\text{tot}}}{8\pi} \int_0^\infty d|t| \exp(-B|t|/2) J_0(b\sqrt{|t|}). \quad (3)$$

Здесь подставлено указанное выше приближение

$$\frac{d\sigma}{dt} = |f(s, t)|^2 \approx \frac{\sigma_{\text{tot}}^2}{16\pi} \exp(-B|t|). \quad (4)$$

¹Здесь придется привести некоторые формулы из предыдущих публикаций [7, 8].

Подчеркнем, что вклад областей вне дифракционного конуса (провал и далее) очень мал. Экспоненциальное падение доминирует в конусе и наше рассмотрение оказывается устойчивым по отношению к возможным небольшим флуктуациям.

Итак, получаем

$$\Gamma(s, b) = \zeta \exp\left(-\frac{b^2}{2B}\right), \quad (5)$$

где введено безразмерное отношение наклона конуса упругого сечения B и полного сечения:

$$\zeta = \frac{\sigma_{\text{tot}}}{4\pi B} \approx \frac{4\sigma_{\text{el}}}{\sigma_{\text{tot}}}. \quad (6)$$

Отсюда следует

$$G(s, b) = \zeta \exp\left(-\frac{b^2}{2B}\right) \left(2 - \zeta \exp\left(-\frac{b^2}{2B}\right)\right). \quad (7)$$

Неупругий профиль $G(s, b)$ получается прямо из условия унитарности в виде разности двух гауссовых экспоненциальных членов. Экспоненты отличаются на множитель 2. Формы профилей полностью определяются наклоном $B(s)$ и полным сечением $\sigma_{\text{tot}}(s)$. Они вычислялись при разных энергиях с использованием данных об упругом рассеянии. Начиная с энергий ISR (62.5 ГэВ) до БАК (7 ТэВ), область неупругих взаимодействий протонов становится все темнее и растет в размере. Это подтверждает ранние догадки, что она будет становиться чернее, круче и больше (по-английски BEL). При энергии БАК 7 ТэВ неупругий профиль исключительно черный примерно вплоть до 0.5 ферми, а его ширина около 1.5 ферми, тогда как на ISR чернота была немного выше 0.9 в центре и падала вдвое при 0.7 ферми.

Упругий профиль, заданный вычитаемым в (7), заметно уже. Неупругие процессы всегда более периферичны, чем упругие. Средние значения прицельных параметров, вычисленные с нормировкой на соответствующие сечения, относятся как

$$\frac{\langle b_{\text{inel}}^2 \rangle}{\langle b_{\text{el}}^2 \rangle} = \frac{8 - \zeta}{4 - \zeta}. \quad (8)$$

Для центральных соударений с $b = 0$ имеем

$$G(s, b = 0) = \zeta(2 - \zeta). \quad (9)$$

Эта формула очень важна. Из нее следует, что чернота в центре $b = 0$ полностью определена одним параметром ζ , т.е. отношением экспериментально измеряемых характеристик – наклона конуса B (или σ_{el}) к полному сечению. Изменение этого параметра с энергией определяет эволюцию центра профиля.

В функции от энергии величина ζ растет [9] от энергий ISR [11] до БАК [1, 2] от 0.66 до 1.0 (с промежуточными значениями 0.8 на $S\bar{p}pS$ при 546 ГэВ и 0.9 на Тэватроне при 1.8 ТэВ [12], если учесть также и данные соударений протонов с антипротонами)². Таким образом, по сравнению с данными ISR чернота центральных соударений заметно возрастает на БАК. Область неупругих взаимодействий становится абсолютно черной в центре ($G(s, 0) = 1$ при $\zeta = 1$) и практически не меняется вплоть до 0.5 ферми [9]. При заданной энергии ее форма имеет скейлинговый вид как функция одной переменной $b/\sqrt{B(s)}$. Соотношение (9) показывает, что чернота в центре меняется весьма слабо при значениях ζ , близких к 1. Отклонение на $\pm\epsilon$ от 1 в ζ приводит к поправке порядка ϵ^2 в $G(s, b = 0) = 1 - \epsilon^2$. Поэтому режим pp -взаимодействий при 7 ТэВ можно считать критическим.

С этим связаны интересные заключения о характере неупругих процессов при этой энергии с выводом о важной роли глюонных конфигураций с высокой плотностью [13]. Они существенны в редких процессах с исключительно высокой множественностью на БАК, в которых коллаборацией CMS было найдено отличие экспериментальных данных от феноменологических моделей [14].

Ожидания. Что может ждать нас при более высоких энергиях?

Какие-то догадки можно высказать, только пытаясь экстраполировать результаты при меньших энергиях на новые режимы, хотя наш печальный опыт подсказывает, насколько ненадежными и даже ошибочными они могут оказаться, как это уже зачастую случалось.

Сначала можно было бы предположить, что параметр ζ будет расти, приближаясь к 1 только асимптотически. Для этого надо принять, что его точное значение в пределах современных экспериментальных ошибок при 7 ТэВ немного ниже 1. В этом случае неупругий профиль будет весьма стабильным, проявляя постепенное приближение к абсолютной темноте в центральных соударениях при постепенном росте размеров области взаимодействия.

Другая, более интригующая возможность, обсуждаемая ниже в рамках двух феноменологических моделей, состоит в дальнейшем росте значений ζ выше 1. Тогда чернота в центре $G(s, b = 0)$ начнет убывать в соответствии с соотношением (9). Центр становится более прозрачным. Внутри центрального плато появится минимум при $b = 0$. Черный горб в центре, видимый при 7 ТэВ, преобразуется в структуру тороидального характера с пониженной чернотой в центре и максимальной чернотой, равной 1, при

²Похожие параметры рассматривались в [10].

некотором более периферическом значении прицельного параметра b_m . Эта эволюция настолько медленна вблизи $\zeta = 1$, что чернота в центре уменьшится всего лишь на 6%, когда ζ возрастет до 1.2. Поэтому вряд ли стоит ожидать каких-то драматических перемен при энергиях БАК. Тем не менее, уже полученные, но пока не обработанные данные коллаборации TOTEM при 13 ТэВ ожидаются с большим нетерпением. Они могут указать на общую качественную тенденцию, если значения наклона дифракционного конуса B и полного сечения σ_{tot} удастся выяснить с достаточно высокой точностью, а соответствующее значение ζ окажется превышающим 1.

Возможность такой тенденции поддерживается недавними феноменологическими моделями [15, 16], претендующими на аккуратное описание экспериментальных данных при высоких энергиях. В одной из них (КФК – по начальным буквам фамилий авторов), записаны детальные формулы для амплитуды упругого рассеяния. Как дифракционный конус, так и последующее поведение сечений при более высоких переданных импульсах воспроизводятся с хорошей точностью. Походя, заметим, что вещественная часть амплитуды очень мала в дифракционном конусе и даже обращается в нуль внутри него. Этим подтверждается сделанное нами предположение.

В другой модели (FMS) изучено поведение с энергией отношения упругого и полного сечений. Согласно (6) моделируется поведение параметра ζ .

Т а б л и ц а 1

Зависимость от энергии параметра $\zeta(s)$ и $G(s, b = 0)$

	\sqrt{s} , ТэВ	$\zeta(s)$	$G(s, 0)$	$b_m(s)$, ф	$B(s)$, ГэВ ⁻²	$\sigma_{\text{tot}}(s)$, мб
TOTEM [1]	7	1.0128	0.9998	0.14	19.9	98.6
	[2]	8	1.0189	0.9996	0.17	20.4
КФК [15]	7	1.0133	0.9998	0.14	19.9	98.65
	8	1.0215	0.9995	0.18	20.21	101.00
	13	1.0524	0.9973	0.29	21.35	109.93
(9)	95	1.1497	0.9776	0.53	27.10	152.43
	1000	1.2393	0.9428	0.74	35.50	215.24
	∞	1.4399	0.8060	∞	∞	∞
FMS [16]	8	1.0300	0.9991			
	13	1.0554	0.9969			
	95	1.1231	0.9848			

Значения наклона конуса $B(s)$ и полного сечения $\sigma_{\text{tot}}(s)$ в модели КФК приведены в табл. 1. Соответственно, вычислены величины ζ и $G(s, b = 0)$ в этой модели вплоть до асимптотики. Они же были вычислены и для модели FMS. Четко видно, что обе модели указывают на небольшой провал в центре неупругого профиля со сдвигом максимального поглощения, равного 1, к более периферическим прицельным параметрам $b_m(s)$, приведенным в отдельном столбце табл. 1.

В обеих моделях предсказывается несколько более быстрый рост параметра ζ с энергией от 7 до 8 ТэВ по сравнению с экспериментом TOTEM, хотя и в пределах экспериментальных ошибок. Значения $G(s, 0)$ практически не меняются, если не замечать небольшого (в четвертом знаке!) уменьшения. При энергии 13 ТэВ величина ζ отличается от значения при 7 ТэВ менее, чем на 4 процента. Соответственно, чернота отличается лишь в третьем знаке. Это выдвигает серьезные требования к точности эксперимента при 13 ТэВ. Тем не менее, мы ожидаем, что станут ясны качественные тенденции при достаточной точности.

Что касается более высоких энергий, указанная тенденция сохраняется в обеих моделях. Центральная область сереет. Это можно будет заметить на опыте, в данных с планируемого ускорителя на энергию 100 ТэВ, как показано в табл. 1 в строке 95 ТэВ, если опять-таки будут проведены измерения с высокой точностью и если доверять предсказаниям моделей. За счет насыщения в асимптотике моделей они предсказывают сравнительно слабое изменение ζ , так что даже асимптотические значения $G(s, 0)$ близки к 0.8, а для более периферических прицельных параметров $b_m(s)$, также показанных в табл. 1, они могут достигать 1.

При столь слабом изменении черноты вряд ли можно ожидать очень заметных эффектов для неупругих процессов. Черное (почти) плато слегка расширится. Струи из центра изменятся мало, но вдобавок появятся струи из более периферических областей. Вообще, неупругий профиль станет более периферичным и роль этих областей возрастет.

В принципе, такая тенденция могла бы сохраниться пока значение ζ не станет равным 2, которое ошибочно связывают с режимом черного диска. В действительности, при соответствующей энергии s_0 центр области неупругих взаимодействий становится абсолютно прозрачным $G(s_0, b = 0) = 0$. Это означает, что здесь доминирует упругое рассеяние, а неупругие процессы идут на периферии.

Конечно, такая возможность выглядит весьма экзотичной и противоречащей нашей интуиции. Однако, она имеет право на существование согласно указанной зависимости

$G(s, b = 0)$ от ζ . Ни одна из моделей не приводит к быстрому росту ζ до значений, близких к 2. Предсказываемые ими величины ζ оказываются менее 1.5, как показано в табл. 1.

Значения ζ , большие 2, могли бы отвечать другой ветви решения условия унитарности, которая описывает рассеяние назад (отражательная мода). Ее реализация кажется крайне маловероятной даже в обсужденных моделях, и мы не рассматриваем ее здесь.

В заключение скажем, что мы показали, что протоны действительно должны стать более серыми в центре области неупругих взаимодействий при энергиях 13 ТэВ и 100 ТэВ, но не намного. Последние результаты коллабораций TOTEM и CMS на БАК привели к лучшему пониманию формы области неупругих взаимодействий сталкивающихся протонов. Ее структура меняется с ростом их энергии и можно ожидать, что будут обнаружены новые особенности при более высоких энергиях.

Я благодарен за поддержку грантом РФФИ № 14-02-00099 и программой РАН-ЦЕРН.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] G. Antchev et al., (TOTEM Collab.) *Europhys. Lett.* **101**, 21002 (2013).
- [2] G. Antchev et al., (TOTEM Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **111**, 012001 (2013).
- [3] И. М. Дремин, *УФН* **183**, 3 (2013).
- [4] A. A. Godizov, *AIP Conf. Proc.* **1523**, 145 (2013).
- [5] L. Frankfurt, M. Strikman, and C. Weiss, *Phys. Rev. D* **83**, 054012 (2011).
- [6] I. M. Dremin and V. A. Nechitailo, *Nucl. Phys. A* **916**, 241 (2013).
- [7] И. М. Дремин, *Краткие сообщения по физике ФИАН* **42**(1), 8 (2015).
- [8] I. M. Dremin, *Adv. High Energy Phys.* **2015**, 912743 (2015).
- [9] И. М. Дремин, *УФН* **185**, 61 (2015).
- [10] T. T. Chou and C. N. Yang, *Phys. Lett. B* **244**, 113 (1990).
- [11] U. Amaldi and K. R. Schubert, *Nucl. Phys. B* **166**, 301 (1980).
- [12] N. A. Amos et al., *Phys. Lett. B* **247**, 127 (1990).
- [13] M. Yu. Azarkin, I. M. Dremin, and M. Strikman, *Phys. Lett. B* **735**, 244 (2014).
- [14] S. Chatrchyan et al., CMS collaboration, *EPJC* **73**, 2684 (2013).
- [15] A. K. Kohara, E. Ferreira, and T. Kodama, *arXiv:1408.1599*.
- [16] D. A. Fagundes and M. J. Menon, P.V.R.G. Silva, *arXiv:1509.04108*.

Поступила в редакцию 3 марта 2016 г.