

УДК 539.12

## ТОР ИЛИ ЧЕРНЫЙ ДИСК?

И. М. Дремин

*Показано, что область взаимодействия сталкивающихся протонов выглядит практически полностью поглощающей (черной) при прицельных параметрах соударения вплоть до 0.4–0.5 фм при энергии БАК 7 ТэВ. Чернота области взаимодействия протонов при центральных взаимодействиях полностью определяется отношением наклона  $B$  дифракционного конуса в упругом рассеянии к полному поперечному сечению. Соответствующий параметр близок к 1 при энергиях БАК. Поведение этого отношения при более высоких энергиях определит, будет ли структура области взаимодействия напоминать тор или черный диск. Недавние феноменологические подгонки экспериментальных данных при 7 ТэВ не дают возможности различить эти варианты ввиду неточностей эксперимента и неопределенностей экстраполяции в неизмеренные области переданных импульсов.*

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

Пространственная структура области взаимодействия двух сталкивающихся протонов изменяется с ростом их энергии. Приводились аргументы в пользу того, что эта область при асимптотически высоких энергиях выглядит как абсолютно поглощающий черный диск. Недавно было показано, что это заключение может быть ошибочным. Черная область размером до 0.4–0.5 фм действительно образуется при энергии БАК 7 ТэВ. Ее последующая эволюция зависит от поведения с ростом энергии отношения наклона дифракционного конуса в дифференциальном сечении упругого рассеяния  $B$  к полному поперечному сечению  $\sigma_t$ . Соответствующий параметр  $Z = 4\pi B/\sigma_t$  близок к

---

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

Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, 115409 Россия, Москва, Каширское шоссе, 31.

1 при 7 ТэВ (полагается  $\hbar = c = 1$ ). Как полное сечение столкновения протонов, так и наклон дифракционного конуса растут с ростом энергии при высоких энергиях.

В целях полноты изложения мне придется сначала напомнить некоторые определения и повторить утверждения, приведенные в моем обзоре [1] и в моей недавней статье [2].

Дифференциальное сечение упругого рассеяния  $d\sigma/dt$  связано с амплитудой упругого рассеяния  $f(s, t)$  следующим образом:

$$\frac{d\sigma}{dt} = |f(s, t)|^2. \quad (1)$$

Здесь  $s = 4E^2$ , где  $E$  означает энергию в системе центра масс, и квадрат передаваемого 4-импульса определен как

$$-t = 2p^2(1 - \cos\theta), \quad (2)$$

где  $\theta$  и  $p$  обозначают, соответственно, угол рассеяния и импульс в системе центра масс. Амплитуда  $f$  нормирована при  $t = 0$  на полное сечение оптической теоремой таким образом, что

$$\text{Im}f(s, 0) = \sigma_t/\sqrt{16\pi}. \quad (3)$$

Заметим, что размерность  $f$  есть  $\text{ГэВ}^{-2}$ .

Из экспериментов при современных энергиях вплоть до 8 ТэВ хорошо известно, что протоны рассеиваются упруго в основном на довольно малые углы внутри так называемого дифракционного конуса. В качестве первого приближения при современных энергиях используют описание его в форме экспоненты с показателем  $B$ :

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto \exp(-B|t|). \quad (4)$$

Для определения геометрии столкновений нам необходимо выразить все характеристики в терминах поперечного расстояния между центрами сталкивающихся протонов, носящего название прицельного параметра  $b$ . Это можно сделать, применяя преобразование Фурье–Бесселя к амплитуде  $f$ :

$$i\Gamma(s, b) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \int_0^\infty d|t| f(s, t) J_0(b\sqrt{|t|}). \quad (5)$$

Используя приведенные выше формулы, можно записать безразмерную переменную  $\Gamma$  в виде

$$i\Gamma(s, b) = \frac{\sigma_t}{8\pi} \int_0^\infty d|t| \exp(-B|t|/2) (i + \rho(s, t)) J_0(b\sqrt{|t|}). \quad (6)$$

Здесь  $\rho(s, t)$  – отношение реальной части амплитуды рассеяния к мнимой. В этом выражении использовано описание дифракционного конуса с помощью экспоненциального приближения (4). Отсюда легко получить

$$\operatorname{Re}\Gamma(s, b) = \frac{1}{Z} \exp\left(-\frac{b^2}{2B}\right), \quad (7)$$

где  $Z = 4\pi B/\sigma_t$  – переменная, использовавшаяся в обзорной статье [1]. Такая же зависимость от прицельного параметра была приведена, в частности, в работе [3].

Амплитуда упругого рассеяния должна удовлетворять самому общему принципу унитарности, который требует, чтобы полная вероятность всех событий столкновений частиц равнялась единице, и, соответственно, записывается в виде:

$$G(s, b) = 2\operatorname{Re}\Gamma(s, b) - |\Gamma(s, b)|^2. \quad (8)$$

Слева стоит так называемая функция перекрытия, которая определяет в терминах прицельного параметра профиль неупругих столкновений протонов. Она удовлетворяет неравенствам  $0 \leq G(s, b) \leq 1$  и показывает сколь сильно поглощение в области взаимодействия при разных прицельных параметрах ( $G = 1$  для случая полного поглощения).

Из эксперимента известно, что отношение реальной части амплитуды к ее мнимой части  $\rho(s, t)$  очень мало при энергиях БАК в точке  $t = 0$ . Поэтому мы пренебрежем им вначале и получим

$$G(s, b) = \frac{2}{Z} \exp\left(-\frac{b^2}{2B}\right) - \frac{1}{Z^2} \exp\left(-\frac{b^2}{B}\right). \quad (9)$$

В случае центральных соударений с  $b = 0$  имеем

$$G(s, b = 0) = \frac{2Z - 1}{Z^2}. \quad (10)$$

Таким образом, чернота центральной области полностью описывается отношением  $Z$ . В центре этой области происходит полное поглощение ( $G(s, 0) = 1$ ) только при  $Z = 1$ . Для других значений  $Z$  поглощение оказывается меньшим. Изменение этого параметра с энергией было продемонстрировано в табл. 2 работы [1]. В приводимой здесь табл. 1 показана эволюция с ростом энергии обеих величин  $Z$  и  $G(s, 0)$  для  $pp$ - и  $p\bar{p}$ -рассеяния.

Т а б л и ц а 1

*Зависимость  $Z$  и  $G(s, 0)$  от энергии*

$\sqrt{s}$ , ГэВ	2.70	4.11	4.74	7.62	13.8	62.5	546	1800	7000
$Z$	0.64	1.02	1.09	1.34	1.45	1.50	1.20	1.08	1.00
$G(s, 0)$	0.68	1.00	0.993	0.94	0.904	0.89	0.97	0.995	1.00

Распределение черноты  $G(s, b)$  по прицельному параметру (9) обладает максимумом при  $b_m^2 = -2B \ln Z$ , характеризующимся полным поглощением  $G(b_m) = 1$ . Положение максимума зависит как от  $B$ , так и от  $Z$ . При этом заметим, что для  $Z > 1$  мы имеем дело с неполным поглощением  $G(s, b) < 1$  при любом физически доступном значении  $b \geq 0$ , причем наибольшее поглощение достигается при  $b = 0$ , поскольку максимум проявляется при нефизических значениях  $b < 0$ . Диск оказывается полупроницаемым. И лишь при  $Z = 1$  максимум смещается в центр  $b = 0$ , что приводит к полному поглощению в центре  $G(s, 0) = 1$ . Интересно, что при  $Z < 1$  максимум смещается к физическим положительным значениям прицельного параметра. В результате образуется провал в центре, что приводит к вогнутой форме поглощения в области взаимодействия. Провал в центре увеличивается с уменьшением  $Z$ . Предельное значение  $Z = 0.5$ , приводящее к полной прозрачности в центре  $b = 0$ , будет рассмотрено ниже более подробно.

Максимальное поглощение в центральных соударениях  $G(s, 0) = 1$  достигается в критической точке  $Z = 1$ . Как видно из табл. 1, именно это происходит при энергии  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ. Мы рассмотрим этот случай прежде всего. Более того, сильно поглощающая сердцевина области взаимодействия протонов растет в размере при  $Z \rightarrow 1$ , как это следует из разложения в ряд при малых прицельных параметрах (9):

$$G(s, b) = \frac{1}{Z^2} \left[ 2Z - 1 - \frac{b^2}{B}(Z - 1) - \frac{b^4}{4B^2}(2 - Z) \right]. \quad (11)$$

Второе слагаемое, пропорциональное  $b^2$ , обращается в нуль при  $Z = 1$ , и  $G(b)$  образует плато, которое распространяется до довольно больших значений прицельного параметра  $b$ , примерно равных 0.4–0.5 фм. Это плато весьма плоское, поскольку третье слагаемое начинает играть роль при 7 ТэВ (где  $B \approx 20$  ГэВ<sup>-2</sup>) только при еще больших значениях  $b$ . Структура области взаимодействия с черной центральной сердцевиной при энергиях 7–8 ТэВ проявляется и в случае непосредственной обработки [4] экспериментальных данных коллаборации TOTEM [5, 6] по поведению дифференциальных сечений в области  $|t| \leq 2.5$  ГэВ<sup>2</sup>. Результаты аналитических расчетов по формуле (9) и фитирования эксперимента практически совпадают (см. рис. 1, заимствованный из работы [7]). Там же было показано, что такая двухкомпонентная структура с центральной черной сердцевиной и более прозрачной периферией хорошо описывается подгоночной формулой с резким (типа функции Хевисайда) изменением в поведении показателя экспоненты. Основной вклад в  $G(s, b)$  идет от дифракционного конуса. Поэтому область больших значений  $|t|$  в упругом рассеянии не может использоваться в качестве эффективного триггера черной сердцевины. С этой целью можно использовать неупругие

эксклюзивные процессы с рождением струй при очень высоких множественностях, как показано в работе [7].

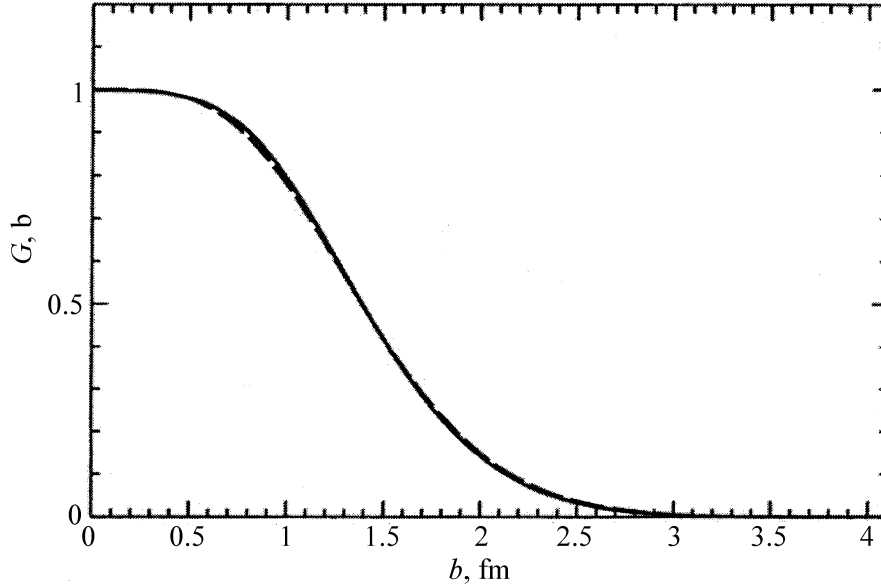


Рис. 1: Зависимость от прицельного параметра функции перекрытия  $G(b)$  при 7 ТэВ согласно прямой обработке экспериментальных данных (сплошная линия) и в приближении дифракционного конуса (штриховая линия) (7). Результаты практически совпадают.

Обычно принято считать, что равенство  $2Z = 8\pi B/\sigma_t = 1$  отвечает пределу черного диска с равными вкладами упругих и неупругих процессов в полное сечение  $\sigma_{el} = \sigma_{in} = 0.5\sigma_t$ . Однако из соотношения (10) мы замечаем, что в этом случае  $G(s, b = 0) = 0$ , т.е. область взаимодействия полностью прозрачна при самых центральных соударениях. Этот парадокс легко разрешается, если выписать неупругий профиль области взаимодействия, используя формулу (9). При  $Z = 0.5$  он выглядит следующим образом:

$$G(s, b) = 4 \left[ \exp\left(-\frac{b^2}{2B}\right) - \exp\left(-\frac{b^2}{B}\right) \right]. \quad (12)$$

Вспоминая, что  $B = R^2/4$ , мы обнаруживаем, что название черный диск следует заменить термином черный тор (или черное кольцо), поскольку полное поглощение  $G(s, b_m) = 1$  проявляется при прицельном параметре  $b_m = R\sqrt{0.5 \ln 2} \approx 0.59R$ , причем наблюдается полная прозрачность при  $b = 0$ , а переходная область оказывается довольно широкой с полушириной около  $0.7R$ . Таким образом, переход к значениям  $Z$

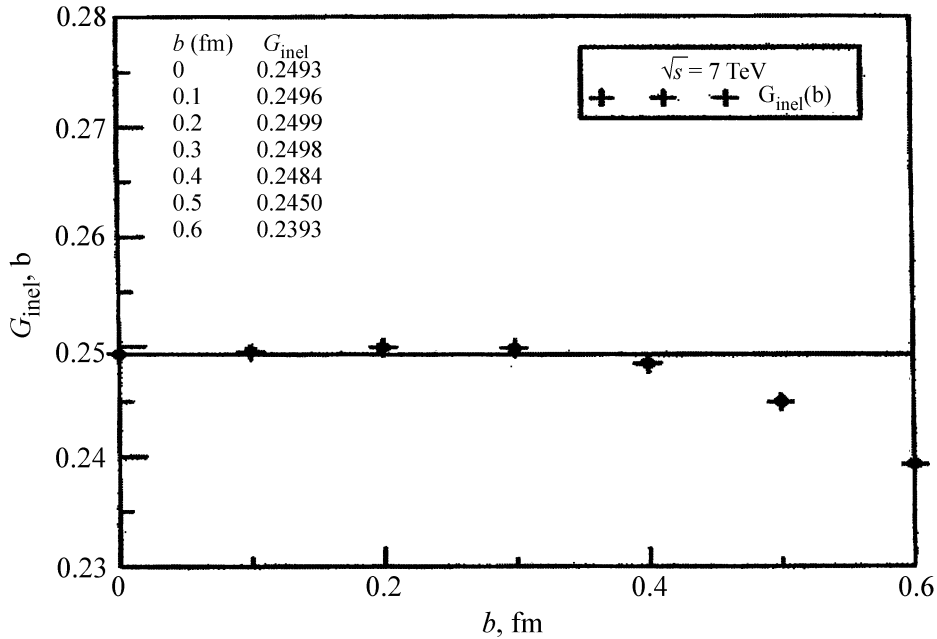


Рис. 2: Зависимость от прицельного параметра функции  $G_{inel} = 0.25G(b)$  при 7 ТэВ согласно прямой обработке экспериментальных данных [8].

меньшим единицы при более высоких энергиях (это могло бы случиться, если сохранилась тенденция к спаду  $Z$  с ростом энергии, продемонстрированная в табл. 1) означал бы довольно специфический переход от двухкомпонентной структуры при энергиях БАК к похожей на тор конфигурации области взаимодействия. Последствия такого перехода для неупругих процессов следует продумать и изучить.

Интересно отметить, что авторы работы [8] заявляют, что уже при энергии 7 ТэВ экспериментальные данные указывают на отход от предела черного диска (см. рис. 2, заимствованный из их работы). Переход к режиму черного тора в том виде, который описан выше, мог бы быть замечен в слабом превышении при прицельных параметрах 0.1–0.3 фм по сравнению со значениями в самом центре  $b = 0$ . Однако из рис. 2 видно, что это превышение настолько мало, что его можно легко объяснить разбросом ошибок измерения дифференциального сечения. Более того, такого превышения не было заметно в проведенном нами ранее [4, 7] анализе тех же данных, хотя в обоих подходах использовалась одна и та же модель фитирования экспериментальных данных. Согласно нашим расчетам последние две цифры в значениях, приведенных на рис. 2, следует заменить на 97, 96, 96, 95 для значений  $b$  от 0 до 0.3 фм. Слабое отличие в результатах, проявляющееся практически в последнем знаке цифр для  $G_{inel}(b)$ , приведенных

на рис. 2, можно приписать недостаточной точности определения величин  $B$  и  $\sigma_t$  (а, следовательно,  $Z$ ) при выбранных параметрах фитирования и различиям в использованных процедурах экстраполяции в те области передаваемых импульсов, в которых еще не были проведены измерения. В частности, в небольшом отличии  $G(0)$  от единицы определяющим становится малый, но плохо известный пока вклад вещественной части амплитуды. В последующей работе будет показано, что это наглядно проявляется и при использовании многих других моделей, подробно рассмотренных в обзоре [1].

Поэтому делать окончательные выводы преждевременно. Однако сопоставление выводов этих работ наглядно показывает, что мы находимся в критическом режиме упругого рассеяния при энергии 7 ТэВ, как это было подчеркнуто в работе [2], а потому следует обратить усиленное внимание на эволюцию параметра  $Z$  в данных при энергии 13 ТэВ, которые вскоре окажутся доступными.

В заключение подчеркнем, что нами показано, что форма области взаимодействия двух протонов, сталкивающихся при высоких энергиях, изменяется с ростом энергии и становится критической при 7 ТэВ. Поглощение в центре области взаимодействия протонов определяется одним параметром  $Z$ , зависящим от энергии. Область практически полного поглощения простирается до весьма больших значений прицельного параметра, если  $Z$  приближается к 1, что и происходит при энергии  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ. Точность определения его отличия от 1 при этой энергии пока недостаточно высока, чтобы можно было уверенно говорить о тенденции к переходу в режим черного тора. Поведение этого параметра при более высоких энергиях представляет особый интерес для понимания эволюции пространственной геометрии области взаимодействия.

Эта работа поддержана грантами РФФИ 12-02-91504-CERN-а, 14-02-00099 и программой РАН–ЦЕРН.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] I. M. Dremin, UFN **183**, 3 (2013); Physics-Uspekhi **56**, 3 (2013).
- [2] I. M. Dremin, JETP Lett. **99**, 243 (2014).
- [3] L. Frankfurt, M. Strikman, C. Weiss, Phys. Rev. D **83**, 054012 (2004).
- [4] I. M. Dremin, V. A. Nechitailo, Nucl. Phys. A **916**, 241 (2013).
- [5] G. Antchev et al., TOTEM Collaboration, Europhys. Lett. **95**, 41001 (2011).
- [6] G. Antchev et al., TOTEM Collaboration, Europhys. Lett. **96**, 21002 (2011).
- [7] M. Yu. Azarkin, I. M. Dremin, M. Strikman, arXiv:1401.1973.
- [8] A. Alkin, E. Martynov, O. Kovalenko, S. M. Troshin, arXiv:1403.8036.

Поступила в редакцию 21 апреля 2014 г.