

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

Область взаимодействия протонов высоких энергий

И.М. Дрёмин

Новые экспериментальные данные о протон-протонных соударениях, полученные на Большом адронном коллайдере (БАК), позволяют существенно расширить интервал энергий, из которого получают информацию о структуре области взаимодействия протонов. С использованием данных о дифракционном конусе в упругом рассеянии с помощью условия унитарности показано, как изменяются с возрастанием энергии протонов форма области их неупругого взаимодействия и интенсивность поглощения в ней. В частности, соударения протонов характеризуются полным поглощением на малых прицельных параметрах при энергиях БАК, что приводит к некоторым специфическим следствиям и для неупругих процессов. Обсуждается возможный переход от картины с чёрной сердцевиной этой области при энергиях БАК к абсолютной прозрачности в центре при более высоких энергиях, что означает необходимость замены терминологии чёрного диска терминологией чёрного тороида. По мере приближения к асимптотике может возникнуть и другой режим. Параметр, определяющий прозрачность центральных взаимодействий, играет важнейшую роль и в поведении дифференциального сечения упругого рассеяния вне дифракционного конуса, где предсказания всех феноменологических моделей, сделанные для энергий БАК, оказались несправедливыми. Именно в этой области становится определяющей роль отношения действительной части амплитуды упругого рассеяния к её мнимой части, как и следует из условия унитарности. Полученные результаты впервые позволяют оценить это отношение вне дифракционного конуса посредством сопоставления с экспериментальными данными при энергиях БАК. Это отношение оказывается кардинально отличным от его значений, измеренных в случае рассеяния вперёд. Более того, поведение как действительной, так и мнимой частей различается в разных феноменологических моделях и в подходе, основанном на условии унитарности. Эта проблема ещё ждёт своего решения. Все выводы получены только в рамках условия унитарности с привлечением экспериментальных данных об упругом рассеянии протонов без использования других теоретических методов, таких как квантовая хромодинамика или феноменологические модели.

Ключевые слова: протоны, область взаимодействия, упругое рассеяние, неупругие процессы, условие унитарности

PACS numbers: 11.80. – m, 13.85.Dz, 14.20.Dh

DOI: 10.3367/UFNr.0185.201501d.0065

Содержание

1. Введение (65).
 2. Основные факты и соотношения (66).
 3. Геометрия области взаимодействия (68).
 4. Новые тенденции неупругих взаимодействий (72).
 5. Упругое рассеяние вне дифракционного конуса (73).
 6. Заключение (75).
- Список литературы (76).

1. Введение

В настоящей статье основное внимание будет сосредоточено на двух проблемах, которые стали актуальными

недавно в связи с экспериментами по взаимодействию частиц, проводимыми при наивысших доступных сейчас энергиях на Большом адронном коллайдере (БАК) в ЦЕРНе (Швейцария), а именно будут обсуждаться

1) недостаточность наших знаний относительно формы и прозрачности области взаимодействия двух сталкивающихся протонов;

2) вопросы поведения вещественной и мнимой частей амплитуды упругого рассеяния двух сталкивающихся протонов при различных углах рассеяния.

В статье сделана попытка представить обе проблемы в виде, наиболее доступном для понимания тех, кто только начинает знакомство с этой тематикой.

Будет использован наиболее общий подход к обеим проблемам, содержащий неоспоримое утверждение о том, что полная вероятность всех возможных процессов должна быть равна единице. Это требование, которое называется условием унитарности, будет применяться к информации, извлекаемой из экспериментов по упругому рассеянию протонов на малые углы в дифракционном конусе в случае первой проблемы и на большие углы вне его в случае второй. Общность рассмотрения гарантирует достоверность получаемых результатов. Конечно, такой подход не может дать полного описания

И.М. Дрёмин. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация
Тел. (499) 783-37-19. Факс (499) 135-78-80
E-mail: dremin@lpi.ru

Национальный исследовательский ядерный университет "Московский инженерно-физический институт", Каширское шоссе 31, 115409 Москва, Российская Федерация

Статья поступила 23 мая 2014 г., после доработки 3 июня 2014 г.

динамики процесса, но может привести к ряду интересных заключений по рассматриваемым проблемам. Это особенно важно в связи с ограниченной возможностью применения методов квантовой хромодинамики (КХД) к таким задачам. Кроме того, будут кратко упомянуты результаты, полученные в рамках некоторых феноменологических моделей. Использование в данной статье *только* этих двух, не вызывающих сомнения, ингредиентов — условия унитарности и сведений об упругом рассеянии — является решающим для уверенности в полученных выводах.

Почему эти проблемы столь важны?

Знание об амплитуде упругого рассеяния в широкой области энергий и углов рассеяния могло бы дать определённые указания для КХД, которая практически не используется в применении к этому процессу. Было предпринято много попыток использовать диаграммы упругого рассеяния адронов, содержащие некогерентные кварки и глюоны, только в режиме асимптотической свободы КХД при больших передаваемых импульсах с привлечением некоторых феноменологических соображений. Рассеяние на малые углы потребовало бы учёта когерентных состояний партонных в начальных протонах. Отсутствие таких сведений тормозит дальнейший прогресс в этой области. Любые подсказки со стороны эксперимента о поведении вещественной и мнимой частей амплитуды были бы весьма желательны.

Знание о партонном составе адронов и их пространственной области взаимодействия помогает наглядному представлению процессов соударения и их сопоставлению при разных энергиях. При этом решающую роль играют сведения об упругом рассеянии на сравнительно малые углы в дифракционном конусе. Именно отсюда мы узнаём о специфическом режиме с чёрной центральной сердцевинной области взаимодействия при полной энергии столкновения протонов в системе центра масс 7 ТэВ на БАК. Эти сведения помогают, в частности, модифицировать и модели неупругих процессов в случае, когда их вклад в условие унитарности отделён от вклада упругих составляющих. Более того, можно делать различные предположения относительно поведения области взаимодействия при более высоких энергиях и получить весьма интригующие предсказания.

Из условия унитарности были получены определённые предсказания относительно поведения амплитуды упругого рассеяния по переданному импульсу при больших углах вне дифракционного конуса (но, к сожалению, не о зависимости от энергии), хотя и с некоторыми подгоночными параметрами. Описание экспериментальных данных в этой области потребовало заметного усиления роли вещественной части амплитуды по сравнению с таковой в дифракционном конусе. Что касается феноменологических моделей, то первые попытки предсказать с их помощью результаты экспериментов на БАК вне дифракционного конуса потерпели неудачу. Характерная особенность этих моделей состоит в том, что они требуют появления нуля в мнимой части амплитуды при тех переданных импульсах, при которых проявляется провал в дифференциальных сечениях. Условие унитарности не требует наличия такого нуля. До сих пор у нас не выработано согласия о поведении амплитуды упругого рассеяния при таких углах между разными подходами к этой дилемме.

2. Основные факты и соотношения

Адроны, сталкивающиеся с высокими энергиями, могут либо рассеяться упруго, и тогда в конечном состоянии появляются они же и их природа не меняется, либо родить какие-то новые частицы в процессах неупругих взаимодействий. Кинематика упругого рассеяния, которая является исключительно простой, описывается с помощью всего двух переменных: квадрата полной энергии $s = 4E^2$, где E представляет собой энергию одного из партнёров в системе центра масс, и квадрата переданного 4-импульса $-t = 2p^2(1 - \cos \theta)$, где θ — угол рассеяния, p — импульс в системе центра масс. В случае неупругих процессов кинематическое описание заметно усложняется. Для того чтобы избежать сложностей в описании неупругих процессов, представляется разумным на первом этапе попытаться получить хотя бы какие-то сведения о динамике процессов в целом из анализа упругого рассеяния, используя такое важное соотношение, как условие унитарности. Последнее следует из неоспоримого утверждения о том, что полная вероятность всех (упругих и неупругих) процессов должна быть равна единице. Таким образом, эти два канала реакции оказываются связанными между собой, хотя и в довольно усреднённом проинтегрированном виде. Именно это будет основным направлением подхода, представленного в данной статье.

Экспериментальные сведения об упругом рассеянии при заданной энергии не очень многочисленны. Вся информация об этом процессе получается из измерений его дифференциального сечения как функции передаваемого импульса при значениях t , доступных на опыте, и определения отношения вещественной и мнимой частей амплитуды $f(s, t)$ упругого рассеяния $\rho(s, t) = \text{Re } f(s, t) / \text{Im } f(s, t)$ только для рассеяния вперёд, т.е. при $t = 0$ $\rho(s, 0) = \rho_0$, но не при других значениях t . Последнее извлекается из исследования интерференции ядерного и кулоновского вкладов в полную амплитуду f , которые становятся сопоставимыми практически только при рассеянии вперёд (на очень малые углы).

Дифференциальное сечение связано с амплитудой упругого рассеяния $f(s, t)$ следующим образом:

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

Таким образом, из измерений дифференциального сечения при данной энергии сталкивающихся частиц мы извлекаем сведения только об абсолютной величине амплитуды при экспериментально доступных значениях t . Типичное поведение дифференциального сечения при малых и несколько больших значениях $|t|$ и энергии БАК $\sqrt{s} = 7$ ТэВ показано на рис. 1, взятом из работ [1, 2].

Наиболее характерной особенностью зависимостей, приведённых на рис. 1, является быстрое убывание дифференциального сечения с возрастанием передаваемого импульса $|t|$. В качестве простейшего приближения при современных энергиях поведение дифференциального сечения при сравнительно малых переданных импульсах может быть аппроксимировано, как на рис. 1а, экспоненциальным спадом с наклоном B :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\sigma_t^2}{16\pi} \exp(-B|t|), \quad (2)$$

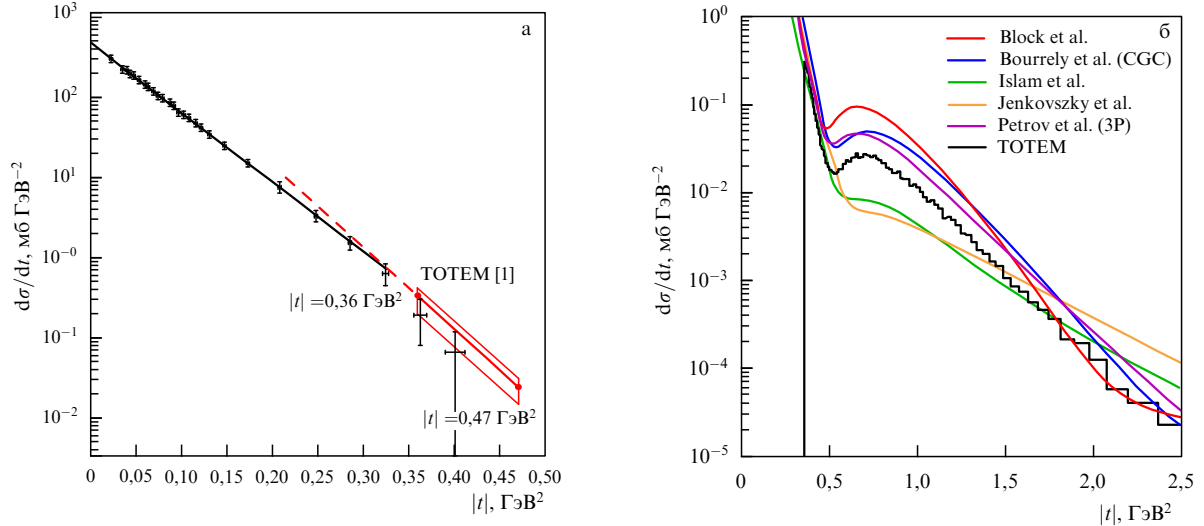


Рис. 1. (В цвете онлайн.) Дифференциальное сечение упругого протон-протонного рассеяния при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, измеренное коллаборацией TOTEM (TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement). (a) Область дифракционного конуса с $|t|$ -экспоненциальным падением [1]. (б) Область вне дифракционного пика [2]. Предсказания пяти феноменологических моделей.

где σ_t — полное поперечное сечение. Эту область называют дифракционным пиком. Пик становится выше, а его ширина уменьшается с возрастанием энергии, потому что полное сечение и наклон возрастают с увеличением энергии. Кроме того, наклон немного зависит от t , как видно из рис. 1а, при более аккуратном описании данных. В интервале энергий вплоть до энергий коллайдера ISR (Intersecting Storage Rings) наклон немного уменьшается с возрастанием переданного импульса, тогда как на БАК (рис. 1а) заметно его увеличение. Более того, при энергии $\sqrt{s} \approx 11$ ГэВ были обнаружены [3] небольшие осцилляции вокруг экспоненты. Обзор соответствующих данных дан в [4]. Отмеченные детали будут не очень важны для нас в дальнейшем, поскольку будут использоваться лишь интегралы от (2), в которых эти детали можно учесть небольшим изменением величины B . Фактически существенным оказывается лишь наклон при малых t ($|t| < 0,3$ ГэВ²).

При несколько больших значениях $|t|$ вне дифракционного конуса заметны провал и последующий более медленный, чем в дифракционном конусе, спад (рис. 1б). Отметим, что нормировка амплитуды фиксирована соотношениями (1), (2).

Для того чтобы выделить вещественную и мнимую части амплитуды по отдельности из отношения ρ , потребуются помощь теоретиков. С теоретической точки зрения наиболее достоверную информацию можно получить, используя соотношение унитарности. Унитарность S -матрицы, $SS^+ = 1$, налагает определённые ограничения на поведение амплитуды упругого рассеяния $f(s, t)$ и амплитуды неупругих процессов M_i . В s -канале это поведение описывается следующим образом [5, 6]:

$$\begin{aligned} \text{Im} f(p, \theta) &= I_2(p, \theta) + g(p, \theta) = \\ &= \frac{s}{8\pi^{3/2}} \iint d\theta_1 d\theta_2 \sin \theta_1 \sin \theta_2 f(p, \theta_1) f^*(p, \theta_2) \times \\ &\times \frac{1}{\sqrt{[\cos \theta - \cos(\theta_1 + \theta_2)][\cos(\theta_1 - \theta_2) - \cos \theta]}} + g(p, \theta), \end{aligned} \quad (3)$$

где область интегрирования определяется условиями

$$|\theta_1 - \theta_2| \leq \theta, \quad \theta \leq \theta_1 + \theta_2 \leq 2\pi - \theta. \quad (4)$$

Нелинейный интегральный член в (3) описывает двухчастичные промежуточные состояния сталкивающихся частиц. Функция

$$g(p, \theta) \propto \sum_i \int d\Phi_i M_i M_i^*(\theta) \quad (5)$$

представляет собой теневой вклад от неупругих процессов в мнимую часть амплитуды упругого рассеяния. Следуя [7], $g(p, \theta)$ называют функцией перекрытия. Она описывает перекрытие внутри соответствующего фазового объёма $d\Phi_i$ матричных элементов M_i неупругого канала i и соответствующего ему комплексно сопряжённого партнёра, у которого ось соударения начальных частиц полагается повернутой на угол θ рассеяния протонов в упругом процессе. Функция $g(p, \theta)$ положительна при $\theta = 0$, но может менять знак при $\theta \neq 0$ из-за относительных фаз неупругих матричных элементов M_i .

В точке $t = 0$ соотношение (3) приводит к оптической теореме

$$\text{Im} f(s, 0) = \frac{\sigma_t}{4\sqrt{\pi}} \quad (6)$$

и к общему утверждению о том, что полное поперечное сечение является суммой сечений упругих и неупругих процессов,

$$\sigma_t = \sigma_{el} + \sigma_{in}, \quad (7)$$

или полная вероятность всех процессов равна единице.

Соотношения (3), (6) позволяют определить вещественную и мнимую части амплитуды по отдельности только для рассеяния вперёд, $t = 0$, после того как измерены ρ_0 и σ_t .

Вообще говоря, вещественная и мнимая части амплитуды связаны между собой при любых значениях t дис-

персионными соотношениями, поскольку они представляют единую аналитическую функцию. Это свойство было использовано для предсказаний поведения ρ_0 как функции энергии. Такие предсказания оказались успешными лишь на качественном уровне, потому что их точность зависит от достоверности экстраполяции величины $\text{Im} f(s, 0)$, а следовательно, и полного сечения σ_t в область более высоких энергий. Подобное рассмотрение при произвольных значениях переданного импульса t потребует некоторых дополнительных предположений, потому получаемые выводы будут сильно от них зависеть.

Теоретические подходы различаются относительно вкладов вещественной и мнимой частей амплитуды при ненулевых переданных импульсах, $t \neq 0$. К сожалению, доступные методы весьма ограничены, и они не могут использовать КХД в полную силу. Упругое рассеяние означает, что в конечном состоянии наблюдаются те же самые адроны, что и в начальном. Это подразумевает, что составляющие их партоны действовали коллективно, тогда как пертурбативные методы КХД применимы лишь к некогерентным взаимодействиям индивидуальных партонов при больших передаваемых импульсах. Поэтому приходится использовать различные феноменологические модели и некоторые следствия условия унитарности.

Из эксперимента мы также знаем энергетическое поведение вещественной и мнимой частей амплитуды (или их отношения $\rho(s, 0) = \rho_0$) для рассеяния вперёд, $t = 0$. При высоких энергиях величина ρ_0 невелика. В случае протон-протонного рассеяния это отношение оказывается отрицательным при относительно невысоких энергиях, достигая значений порядка $-0,3$, обращается в нуль при энергиях в несколько сотен ГэВ, возрастает, пройдя через максимум, затем медленно убывает до значений около $0,1$ при энергиях БАК 7 ТэВ. Большинство феноменологических моделей создаётся с целью описания экспериментальных данных о дифференциальных сечениях и отношении $\rho(s, 0)$ в широкой области энергий в надежде предсказать их поведение при более высоких энергиях. Но мы до сих пор не можем похвастаться тем, что желаемые цели достигнуты, как это видно из рис. 1б, на котором приведены неудачные предсказания при энергии 7 ТэВ пяти теоретических моделей, в рамках которых ранее удалось довольно успешно описать данные при более низких энергиях.

Полнее эта ситуация отражена в обзоре [6]. Не останавливаясь более на этом, сосредоточимся на рассмотрении двух указанных во введении проблем.

3. Геометрия области взаимодействия

Структура протонов представляет собой одну из основных проблем в физике частиц. Хорошо известно [8], что до сих пор существует разногласие на уровне $\approx 7\sigma$ между значениями зарядового радиуса протона, извлекаемыми из данных по мюонному атому водорода и результатов по электрон-протонным системам: атому водорода и упругому ер-рассеянию. В глубоко неупругих электрон-протонных взаимодействиях успешно изучают партонную структуру протонов, рассматривая налетающий электрон как точечную частицу, поэтому область взаимодействия связана с размерами протона. Размер и прозрачность (или темнота) этой области взаимодей-

ствия определяются фурье-образами обобщённых функций распределения партонов, зависящими от полной энергии и виртуальности обмениваемого фотона, измеряемыми в эксперименте. Как размер, так и прозрачность изменяются с энергией, поскольку изменяется партонный состав протона.

В протон-протонных, как и в протон-ядерных и ядро-ядерных соударениях, оба сталкивающихся объекта обладают сложной внутренней структурой. Партоны, принадлежащие одному из объектов, могут взаимодействовать со многими партонами другого объекта, каким-то образом распределёнными внутри некоторого пространственного объёма. Помимо того, возможны когерентные взаимодействия каких-то групп партонов. Поэтому задача выделения индивидуальных вкладов в процесс рассеяния представляется очень сложной. Для изучения пространственно-временной структуры области взаимодействия данные о неупругих процессах анализируются методами корреляционной фемтоскопии, использующей соответствие с широко применяемым в астрофизике методом интерферометрии интенсивностей Хенбери Брауна – Твисса. Корреляции между импульсами вновь рождённых частиц (в основном пионов) позволяют анализировать трёхмерную структуру их области рождения. Такая методика особенно успешна в применении к ядрам, но она сталкивается с рядом проблем [9] при её использовании для объектов с меньшими размерами, наподобие протонов, ввиду ограничений, вытекающих из соотношения неопределённостей Гейзенберга. Эти ограничения налагают предел около 1 фм на размер исследуемого объекта при современных энергиях. Для таких систем следует учитывать когерентность индивидуальных источников.

Мы покажем, что изучать пространственную структуру области взаимодействия сталкивающихся протонов можно даже на меньших расстояниях, используя информацию о их упругом рассеянии. Речь пойдёт о поперечных размерах этой области. Мы не обсуждаем продольно-временные размеры, поскольку они во многом связаны с модельно-зависимыми представлениями о партонном строении протонов (об относительных вкладах партонов с определённой долей продольного импульса). Фактически изучается роль обобщённых функций распределения партонов, проинтегрированных по продольному импульсу. Экспериментальные данные о свойствах дифракционного конуса, автоматически учитывающие непертурбативную динамику процесса и когерентность неизвестных внутренних источников, определяют основные черты поперечной структуры. Параметры, извлекаемые из экспериментальных данных об упругих процессах, непосредственно связаны с такими характеристиками этой структуры, как её поперечные размеры и проникаемость (или чернота). Зависимость этих параметров от энергии определяет и эволюцию области взаимодействия с энергией.

Для того чтобы определить геометрию столкновений, мы должны выразить все характеристики процесса, заданные через углы θ или переданные импульсы t , в терминах поперечного расстояния между центрами сталкивающихся протонов, носящего название прицельного параметра b . Это легко сделать с помощью преобразования Фурье – Бесселя амплитуды f , которое переводит импульсные характеристики в поперечно-пространственные. Это преобразование записывается следующим

образом:

$$i\Gamma(s, b) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \int_0^\infty d|t| f(s, t) J_0(b\sqrt{|t|}), \quad (8)$$

где J_0 — функция Бесселя.

Условие унитарности в b -представлении имеет вид

$$G(s, b) = 2 \operatorname{Re} \Gamma(s, b) - |\Gamma(s, b)|^2. \quad (9)$$

В левой части (9) стоит функция перекрытия в b -представлении, которая описывает поперечный профиль неупругих столкновений протонов в пространстве прицельных параметров. Эта функция, полученная с помощью преобразования Фурье–Бесселя функции перекрытия g , удовлетворяет ограничениям $0 \leq G(s, b) \leq 1$ и показывает величину поглощения внутри области взаимодействия в зависимости от прицельного параметра ($G = 1$ в случае полного поглощения и $G = 0$ при абсолютной прозрачности). Профиль упругих процессов задан вторым членом в правой части (9). Проинтегрировав $G(s, b)$ по всем прицельным параметрам, получим сечение неупругих процессов. В свою очередь члены правой части (9) приведут к полному поперечному сечению и сечению упругих столкновений соответственно, как и должно быть согласно (7). Часто функцию перекрытия связывают с величиной поглощения (или эйкональной фазой) $\Omega(s, b)$ соотношением $G(s, b) = 1 - \exp(-\Omega(s, b))$. Тогда полное поглощение соответствует значению $\Omega = \infty$, а абсолютная прозрачность — величине $\Omega = 0$.

Хотя прицельный параметр не измеряется непосредственно, геометрическая картина оказывается весьма полезной и тесно связанной с такой измеряемой характеристикой, как отношение наклона дифракционного конуса к полному сечению, позволяющей прояснить эволюцию геометрической картины с возрастанием энергии. Поперечные профили упругих и неупругих соударений адронов, определённые из преобразований Фурье–Бесселя измеряемых характеристик, помогают нам представить себе геометрическую картину партонных взаимодействий, давая указания на их распределённость по пространству и интенсивность. Таким образом можно скорректировать наши интуитивные догадки о пространственно-временной эволюции этих процессов.

Вклад дифракционного конуса в преобразованные величины является доминирующим. Используя приведённые выше формулы, можно записать безразмерную величину Γ в следующем виде:

$$i\Gamma(s, b) = \frac{\sigma_t}{8\pi} \int_0^\infty d|t| \exp\left(-\frac{B|t|}{2}\right) (i + \rho(s, t)) J_0(b\sqrt{|t|}). \quad (10)$$

В качестве амплитуды здесь подставлено выражение для дифракционного конуса (2). Отсюда легко вычислить

$$\operatorname{Re} \Gamma(s, b) = \frac{1}{Z} \exp\left(-\frac{b^2}{2B}\right), \quad (11)$$

где введено безразмерное отношение ширины конуса (или упругого сечения) к полному сечению

$$Z = \frac{4\pi B}{\sigma_t} \approx \frac{\sigma_t}{4\sigma_{el}}. \quad (12)$$

Такая зависимость от прицельного параметра уже использовалась, например, в работе [10]. Возможные небольшие отклонения от строго экспоненциального поведения (см., например, [3, 4]) внутри конуса практически не сказываются на величине интегрального вклада в (10). Дифференциальное сечение очень мало в областях вне дифракционного конуса, и оно также не влияет на профиль G в представлении прицельных параметров. Поэтому наша первая задача оказывается практически не связанной со второй проблемой.

Как упоминалось, отношение $\rho(s, t)$ очень мало при $t = 0$, поэтому вначале мы пренебрежём им и получим

$$G(s, b) = \frac{2}{Z} \exp\left(-\frac{b^2}{2B}\right) - \frac{1}{Z^2} \exp\left(-\frac{b^2}{B}\right). \quad (13)$$

В случае центральных соударений с $b = 0$ соотношение (13) принимает вид

$$G(s, b = 0) = \frac{2Z - 1}{Z^2}. \quad (14)$$

Формула (14) очень важна, поскольку из неё следует, что величина поглощения в самой центральной области полностью определяется параметром Z , т.е. отношением измеряемых характеристик — ширины конуса B или σ_{el} — к полному поперечному сечению. Их эволюция с возрастанием энергии определяет и изменение поглощения. Полное поглощение в центре области взаимодействия $G(s, 0) = 1$ имеет место только при $Z = 1$ и ослабевает при других значениях Z .

В таблице показана зависимость от энергии величин Z и $G(s, 0)$ для процессов упругого рассеяния pp и $p\bar{p}$, полученная из экспериментальных данных о полных сечениях и наклонах дифракционного конуса при соответствующих энергиях. Обратим внимание на то, что начиная с энергий ISR величина Z систематически убывает и при энергиях БАК обращается в единицу, в пределах точности измерений B и σ_t .

Распределение $G(s, b)$ (13) по прицельным параметрам обладает максимумом с полным поглощением $G(b_m) = 1$ при $b_m^2 = -2B \ln Z$. Положение максимума зависит как от B , так и от Z .

Заметим, что при $Z > 1$ поглощение является неполным, $G(s, b) < 1$, при всех физических значениях $b \geq 0$, причём наибольшего значения в физической области функция $G(s, b)$ достигает в точке $b = 0$, тогда как максимум $G(s, b)$ появляется в нефизической области $b < 0$. Диск становится полупрозрачным.

При $Z = 1$ максимум располагается точно в центре, $b = 0$, и поглощение там является полным, $G(s, 0) = 1$. Центр диска становится непроницаемым (чёрным).

При $Z < 1$ максимум сдвигается к физическим положительным значениям прицельных параметров. В ре-

Таблица. Зависимость величин 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

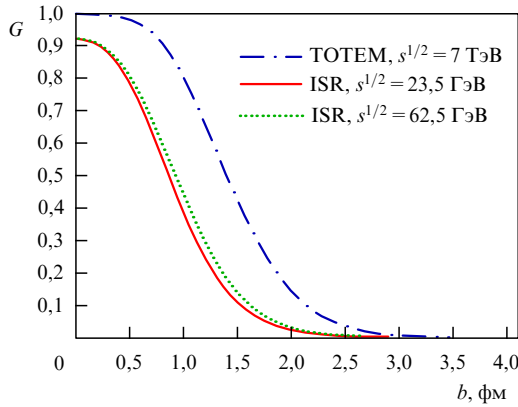


Рис. 2. Функция перекрытия $G(s, b)$ при энергии 7 ТэВ (верхняя кривая) [11] в сравнении с функциями перекрытия при энергиях ISR 23,5 ГэВ и 62,5 ГэВ (все они вычислены с использованием подгонок к экспериментальным данным согласно феноменологической модели [12]).

зультате в центре диска образуется провал. Область неупругого взаимодействия принимает вогнутую форму, всё более приближающуюся к форме тороида. Провал увеличивается при уменьшении Z . Предельное значение $Z = 0,5$, приводящее к абсолютной прозрачности в центре, $b = 0$, более подробно рассматривается ниже.

Максимальное поглощение в центральных соударениях $G(s, 0) = 1$ получается при критическом значении $Z = 1$, которое, как видно из таблицы, достигнуто при энергии БАК $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Этот случай и рассматривается вначале. Более того, сильно поглощающая сердцевина области взаимодействия увеличивается в размере, как следует из разложения в ряд при малых прицельных параметрах соотношения (13):

$$G(s, b) = \frac{1}{Z^2} \left[2Z - 1 - \frac{b^2}{B} (Z - 1) - \frac{b^4}{4B^2} (2 - Z) \right]. \quad (15)$$

Член в правой части (15), пропорциональный b^2 , обращается в нуль при $Z = 1$, и $G(b)$ образует плато, которое простирается вплоть до сравнительно больших значений, около 0,4–0,5 фм, прицельных параметров b . Плато является очень плоским, потому что третий член в разложении может начать играть хотя бы какую-то роль при энергии 7 ТэВ (при которой $B \approx 20$ ГэВ⁻²) только при ещё больших значениях b . Структура области взаимодействия с центральной сердцевиной при энергиях 7–8 ТэВ (см. рис. 2, где она сопоставляется с соответствующими структурами при энергиях ISR) воспроизводится прямыми вычислениями [11] с использованием экспериментальных данных коллаборации TOTEM [1, 2] о дифференциальных сечениях в области переданных импульсов $|t| \leq 2,5$ ГэВ².

Результаты аналитических вычислений по формуле (13) и прямых компьютерных расчётов практически совпадают (см. рис. 1 в [13]). В работе [13] также показано, что такая двухкомпонентная структура с центральной чёрной сердцевиной и более прозрачной периферией хорошо аппроксимируется выражением с резким (похожим на хевсайдовское) изменением показателя экспоненты. Тем не менее даже такое поведение сильно отличается от поведения чёрного диска, потому что периферическая область прицельных параметров вблизи значения $b = 1$ фм всё ещё весьма активно проявляет себя

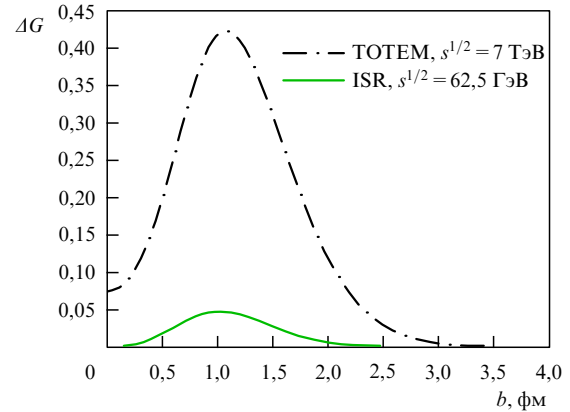


Рис. 3. Разница функций перекрытия при различных энергиях [11]. Верхняя кривая — для энергий 7 ТэВ и 23,5 ГэВ, нижняя кривая — для энергий 62,5 ГэВ и 23,5 ГэВ. Вывод: плотность партонов на периферии сильно возрастает с увеличением энергии!

и показывает заметное возрастание по сравнению с данными при энергиях ISR [11]. Это продемонстрировано на рис. 3, где приведены значения разности $\Delta G(b) = G(s_1, b) - G(s_2, b)$ между величинами функции перекрытия при разных энергиях s_1 и s_2 .

Как видно из нижней кривой на рис. 3, полученной в [12], небольшое усиление роли периферических взаимодействий с прицельными параметрами, близкими к значению 1 фм, в неупругих процессах заметно даже в узком интервале энергий ISR. Этот эффект особенно сильно проявляется на верхней кривой на рис. 3 при увеличении энергий от ISR до БАК. Вместе с тем кардинально важным, как мы покажем в разделе 4 на примере неупругих процессов, оказывается и возрастание почернения центральной сердцевины, ясно видимое на рис. 2 и 3.

Интересно отметить, что требование положительности $G(s, b)$, а значит, и $\sigma_{\text{inel}}(s, b)$ налагает некоторые ограничения на относительную роль величин B и σ_t при разных энергиях. Точнее, из условия (14) следует, что

$$2Z = \frac{8\pi B}{\sigma_t} = \frac{\sigma_t}{2\sigma_{\text{el}}} \geq 1. \quad (16)$$

Эта связь подразумевает, что наклон B должен возрастать с увеличением энергии по крайней мере так же быстро, как и полное сечение σ_t .

Неравенство (16) выполняется при современных и промежуточных энергиях. Не исключено, что величина Z практически не будет изменяться с возрастанием энергии, приближаясь к единице только при асимптотически высоких энергиях. Тогда область плато будет расширяться вплоть до некоторого асимптотического предела. Не менее интересен и вариант с дальнейшим падением Z . Если значения Z продолжают убывать при энергиях выше 7 ТэВ, как можно ожидать по тенденции, видной из таблицы, и приблизятся к $Z = 0,5$, то неравенство (16) перейдёт в равенство. Сначала мы обсудим, что произойдёт в области $0,5 \leq Z \leq 1$. Значения $Z < 0,5$ будут рассмотрены в конце этого раздела.

Обычно утверждают, что равенство $2Z = 8\pi B/\sigma_t = \sigma_t/(2\sigma_{\text{el}}) = 1$ приводит к так называемому предельному случаю чёрного диска. Действительно, здесь выполняется равенство сечений упругих и неупругих процессов, $\sigma_{\text{el}} = \sigma_{\text{inel}} = 0,5\sigma_t$. Однако рассеяние на чёрном

диске должно было бы характеризоваться не только этим равенством, но и неэкспоненциальным поведением дифференциального сечения в конусе вида

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto \frac{J_1^2(R\sqrt{|t|})}{|t|}, \quad (17)$$

где J_1 — функция Бесселя. Сечение обращалось бы в нуль при $|t| \approx 3,67/B$, если использовать соотношение $R^2 = 4B$. При энергии 7 ТэВ этот нуль должен был бы появиться при $|t| = 0,3$ ГэВ², что явно не соответствует данным эксперимента, как и условие равенства сечений упругих и неупругих процессов.

Вместе с тем нельзя исключить возможность того, что с возрастанием энергии произойдёт замена режима экспоненциального убывания сечения в дифракционном конусе (2) другим режимом. При энергии 7 ТэВ уже наблюдается появление второй, более крутой, экспоненты в конце пика на рис. 1а и происходит заметный сдвиг провала к меньшим переданным импульсам по сравнению с таковым при более низких энергиях. Это могло бы быть первыми указаниями на такую смену режимов.

Тем не менее мы продолжим изучение ситуации в предположении об экспоненциальном режиме убывания в дифракционном конусе, который сохранялся при всех энергиях вплоть до энергий БАК. Из уравнения (14) следует, что $G(s, b=0) = 0$ при $Z = 0,5$, т.е. область неупругих взаимодействий становится совершенно прозрачной при самых центральных столкновениях. Конечно, в такой ситуации её нельзя считать чёрным диском. Этот парадокс разрешается [14], если изучить неупругий профиль области взаимодействия в рамках уравнения (13). При $Z = 0,5$ уравнение (13) приобретает следующий вид:

$$G(s, b) = 4 \left[\exp\left(-\frac{b^2}{2B}\right) - \exp\left(-\frac{b^2}{B}\right) \right]. \quad (18)$$

Мы обнаруживаем, что чёрный диск надо переименовать в чёрный тороид (или чёрное кольцо, если мы говорим о двумерной проекции) с полным поглощением $G(s, b_m) = 1$ при прицельных параметрах $b_m = R\sqrt{0,5 \ln 2} \approx 0,59R$, абсолютной прозрачностью в центре, $b = 0$, и довольно большой полушириной, около $0,7R$. Таким образом, стремление параметра Z к значениям, меньшим единицы (а это может произойти, если сохранится тенденция к его убыванию с возрастанием энергии, которая видна из таблицы), привело бы к довольно специфическому переходу от критического двухкомпонентного режима при энергии БАК 7 ТэВ к вогнутой форме области взаимодействия, похожей на тороид, если, подчеркнём ещё раз, сохранится экспоненциальное убывание в дифракционном конусе, описываемое формулой (2).

Протоны как будто проходят друг сквозь друга при центральных взаимодействиях, лишь рассеиваясь упруго, тогда как за неупругие процессы начинает отвечать периферия. Упругий и неупругий профили уравниваются только при $b = b_m$. Упругий доминирует при $b < b_m$, а неупругий — на периферии $b > b_m$.

Может ли когерентность партонов внутри каждого из сталкивающихся протонов быть ответственной за такую особенность? Сможем ли мы наблюдать эффекты, подобные различию в рассеянии света в воде (когерент-

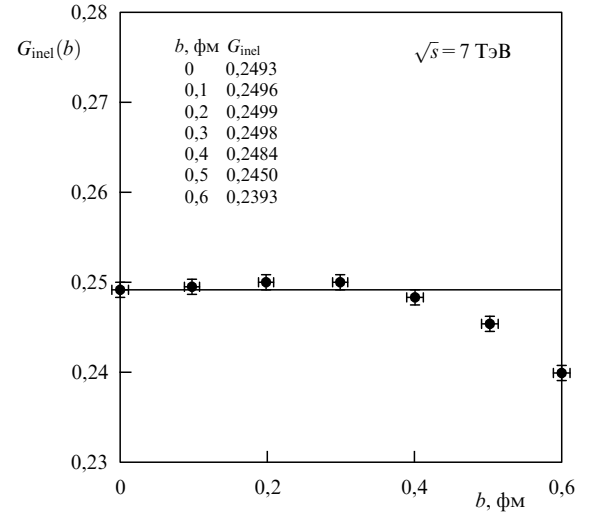


Рис. 4. Зависимость от прицельного параметра функции $G_{inel}(b) = 0,25G(b)$ при энергии 7 ТэВ [15], полученная подгонкой к экспериментальным данным в рамках феноменологической модели [12].

ность!) и воздухе (некогерентность и флуктуации отвечают за голубой цвет неба!)?

Как это ни парадоксально, мы вынуждены будем признать справедливость ранних предположений о том, что неупругие процессы оказываются более периферическими (вспомним о модели одномезонного обмена!), чем теневое упругое рассеяние (с большим числом обмениваемых пионов). Такая тенденция явно прослеживается уже при современных энергиях, как это видно из рис. 3. Подчеркнём, что полная поперечная область взаимодействия сохраняет гауссов вид, заданный первым членом в правой части соотношения (13). Гауссову форму, но убывающую вдвое быстрее, сохраняет и поперечный упругий профиль (см. (13), (18)).

Что касается продольных расстояний, то в партонной модели обычно считается, что они велики по сравнению с поперечными, особенно для мягких партонов. Тогда картина области неупругих взаимодействий напоминает именно тороид, т.е. трубу, в центре которой свободно движутся лишь упруго рассеянные протоны.

Наличие плато функции $G(b)$ при малых b подтверждено и в работе [15] (рис. 4). Однако в [15] была отмечена специфическая тонкая структура на уровне 10^{-4} в одной точке. Приведённая на рис. 4 функция $G_{inel} = 0,25G$ при энергии 7 ТэВ немного уменьшилась в центре, $b = 0$, по сравнению с её значениями в точках $b = 0,1-0,3$ фм (ср. её числовые значения, приведённые на рис. 4). Такая особенность могла бы служить указанием на то, что параметр Z при энергии 7 ТэВ становится немного меньшим единицы и переход к вогнутой форме начинается уже при этой энергии. В то же время никакого спада на рис. 2 не заметно. Это разногласие особенно удивительно, поскольку одна и та же модель [12] использовалась в работах [11, 15] для подгонки к экспериментальным результатам при энергии 7 ТэВ. Однако мы видим, что приращение на прицельных параметрах $0,1-0,3$ фм, использованное в работе [15], проявляет себя только в четвёртом знаке, тогда как ошибки в измерении величины наклона B и полного сечения σ_t больше на порядок величины. Это приращение настолько мало, что его нетрудно объяснить либо недостаточной точностью определения значений B и σ_t (а

следовательно, и Z) или пересчёта единиц измерения, либо различием процедур, использованных в работах [11, 15] для экстраполяции в те области переданных импульсов, для которых пока нет экспериментальных данных.

Поэтому представляется преждевременным делать какие-либо (даже предварительные) утверждения. Однако сопоставление результатов работ [11, 15] приводит к выводу о том, что мы находимся в критическом режиме упругого рассеяния с $Z \approx 1$ при энергии 7 ТэВ, как уже подчёркивалось в работе [14]. Особо отметим, что при достаточно высокой точности экспериментальных данных предлагаемый подход позволяет анализировать тонкую структуру сердцевинки области взаимодействия протонов на совсем малых масштабах, в отличие от менее прецизионных корреляционных методов. Поэтому следует обратить особое внимание на изменение параметра Z при переходе к более высокой энергии, 13 ТэВ, которая вскоре станет доступной для экспериментов. Здесь было бы желательным проведение точных измерений наклона дифракционного конуса B и полного сечения σ_t .

Другое следствие соотношения (14) можно получить, внимательно изучая изменение с энергией величин $G(s, 0)$, приведённых в таблице. В связи с вогнутой структурой, похожей на тор, интересно отметить значения $Z = 0,64$ или $G(s, 0) = 0,68$ при энергии $\sqrt{s} = 2,70$ ГэВ, когда максимум $G = 1$ появляется при $b_m^2 = 4B \ln 2$. Однако при такой низкой энергии весь анализ надо провести заново с учётом поведения наклона конуса, полного сечения и отношения ρ . Следует также отметить, что в интервале энергий $4 < \sqrt{s} < 8$ ГэВ значения Z оказываются немного выше единицы, так что величины $G(s, 0)$ получаются несколько меньшими единицы, но весьма близкими к ней. Эти факты требуют дальнейшего изучения в интервале энергий $2,7 < \sqrt{s} < 8$ ГэВ, особенно в связи с предполагаемыми экспериментами в Протвино. Тёмная сердцевина должна быть там меньшего размера, чем на БАК, из-за меньших значений наклона конуса. Помимо того, могут сказаться увеличенный вклад вещественной части амплитуды, а также поведение дифференциальных сечений при значениях $|t|$ вне дифракционного конуса.

Зависимость Z от энергии, приведённая в таблице, выглядит так, как будто область неупругих взаимодействий сначала при низких энергиях становится чёрной в центре, $b = 0$, а затем по мере возрастания энергии вплоть до энергий ISR утрачивает это свойство, но пытается его восстановить при энергиях БАК.

В принципе требование положительности неупругого поперечного сечения

$$\sigma_{\text{inel}} = \frac{\pi B}{Z^2} (4Z - 1) \geq 0 \quad (19)$$

допускает значения Z вплоть до величины 0,25, которая соответствовала бы условиям $\sigma_{\text{el}} = \sigma_t$ и $\sigma_{\text{inel}} = 0$. Значения $Z < 0,5$ приводят к отрицательным величинам $\sigma_{\text{inel}}(s, b)$ или $g(p, \theta)$ в формуле (5). Они не запрещены, если относительные фазы матричных элементов M_i в (5) интерферируют соответствующим образом. К сожалению, мы ничего не знаем о них. Такая возможность, которая рассматривалась как проявление другой ветви решения условия унитарности, была названа антитеневой, или отражательной, модой рассеяния в работе [16]

или модой резонансного диска в [17]. Однако даже при энергиях БАК величина Z близка к единице, и этот режим, требующий $Z < 0,5$, несомненно, будет сдвинут в область очень высоких энергий, если он вообще сможет проявиться. Приближение к асимптотике обычно рассматривается по логарифмическим законам для сечений, согласно которым $\sigma_t \propto \sigma_{\text{el}} \propto \ln^2 s$ и $\sigma_{\text{inel}} \propto \ln s$. Уменьшение $G(s, 0)$ в работе [15] было ошибочно интерпретировано как проявление этого режима, хотя при энергии 7 ТэВ значения Z близки к единице, а отнюдь не столь малы, как 0,5.

4. Новые тенденции неупругих взаимодействий

Максимальное поглощение в центральных столкновениях при энергиях БАК должно проявиться в каких-то специальных характеристиках неупругих взаимодействий в этом критическом режиме с $Z \approx 1$. Форма $G(s, b)$ определяется в основном дифракционным конусом. Поэтому, например, упругое рассеяние при больших передачах импульса $|t|$ не может служить эффективным триггером, прощупывающим детали чёрной сердцевинки. Одной из черт неупругих процессов при высоких энергиях является рождение струй, т.е. коллимированных групп частиц с высокой энергией. Для анализа структуры центральной чёрной сердцевинки эффективнее использовать неупругие эксклюзивные процессы. При этом нужны такие триггеры, которые усиливали бы её роль. Следуя предложениям работ [10, 18], удаётся изучить [13] проявления центральной сердцевинки как в экспериментальных данных, полученных коллаборацией CMS (Compact Muon Solenoid) при энергии 7 ТэВ [19], о неупругих соударениях с большой множественностью с использованием в качестве триггеров рождение струй адронов, так и в ряде других эксклюзивных процессов. Триггеры (заряженные частицы или струи) с большими поперечными импульсами рождаются именно в центральных соударениях. Поэтому чёрное плато в области взаимодействия при $b < 0,4-0,5$ фм должно приводить к соответствующему плато в плотности распределения заряженных частиц при выборе области поперечных углов $60^\circ < |\Delta\phi| < 120^\circ$. Плотность распределения заряженных частиц измеряется с использованием следующего соотношения:

$$\mu_{\text{tr}} = \frac{N_{\text{ch}}^{\text{tr}}}{\Delta\eta\Delta(\Delta\phi)}, \quad (20)$$

где $N_{\text{ch}}^{\text{tr}}$ — множественность заряженных частиц в этой области углов, $\Delta\eta$ — изучаемый в данном эксперименте интервал псевдобыстрот, $\Delta(\Delta\phi)$ — азимутальная протяжённость поперечной области углов. И такое плато действительно удаётся наблюдать, как видно из рис. 5.

Поясним рис. 5. Начиная с очень больших поперечных импульсов триггера в правой части на рис. 5 и затем уменьшая их, мы как бы прощупываем сначала центральную область от $b = 0$ к концу плато. Тогда плотность числа частиц сопровождения триггера в указанной области не должна изменяться до тех пор, пока мы не дойдём до спада плато. Только тогда начнётся спад в распределении частиц сопровождения триггера. Различие в местах такого спада на двух кривых на рис. 5 связано с разницей в выборе лидирующего объекта в

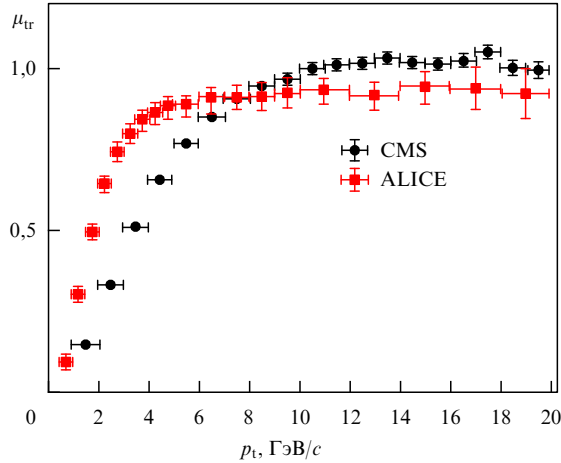


Рис. 5. Плотность заряженных частиц в поперечной области углов как функция p_t лидирующего объекта [13] (CMS — струя заряженных частиц, ALICE — сама заряженная частица). CMS изучает частицы с $p_t > 0,5$ ГэВ/с и $|\eta| < 2,4$, ALICE — с $p_t > 0,5$ ГэВ/с и $|\eta| < 0,8$.

двух коллаборациях, CMS и ALICE (A Large Ion Collider Experiment). Область плоского поведения μ_{tr} как функции от p_t указывает на то, что активность процесса в поперечной области не зависит от шкалы жёстких струй при условии, что такая, столь жёсткая, шкала обусловлена самыми центральными протон-протонными взаимодействиями.

В работе [13] проведено рассмотрение также многих других характеристик неупругих процессов, которое поддерживает сделанные выводы. Исследование событий с очень большой множественностью в сочетании с изучением свойств струй в них оказывается принципиально важным. Наиболее значимым наблюдением является то, что расхождение между результатами эксперимента и моделей Монте-Карло по интенсивности рождения струй в процессах с предельно большими множественностями требует введения каких-то новых элементов в эти модели. Выделяя вклад центральной сердцевины с помощью таких триггеров, мы приходим к решающему заключению о том, что дальнейшее простое геометрическое увеличение области взаимодействия сталкивающихся протонов не позволяет описать свойства рождения адронных струй в процессах с очень высокими множественностями. Всё выглядит похожим на то, что в центральных соударениях происходит сильное возрастание плотности партонов (глюонов). В центральных соударениях при энергиях БАК начинают играть важную роль редкие конфигурации (флуктуации) партонной структуры протонов. Статья [13] пока является единственной попыткой объяснения отличительных характеристик струй и фоновых событий при энергиях БАК. С целью дальнейшего изучения фемтоскопии систем малого размера следует проводить корреляционный анализ испускания адронных струй (см., например, [20]). Конечно, появятся и другие предложения по изучению критического режима при энергиях 7 и 8 ТэВ.

Вместе с тем большой интерес представляют последствия эволюции (если она будет обнаружена!) величины Z с изменением энергии для неупругих процессов. Относительные роли сечений упругих и неупругих процессов начнут уравниваться в случае, если значения Z будут уменьшаться, становясь ниже единицы с возраста-

нием энергии. Средняя множественность, по-видимому, будет возрастать медленнее из-за увеличенной периферичности процессов с рождением новых частиц. Уменьшение роли центральных взаимодействий может привести к некоторым изменениям формы распределений по множественности (подавление в области хвостов?) и понижению доли струй с изменением их характеристик. Струи будут образовываться на периферии, в отличие от струй в ситуации, описанной выше. Это приведёт к тому, что струи будут вынуждены проходить в поперечных направлениях большие расстояния, чем в продольном направлении. Это вызовет их усиленное поглощение в поперечной плоскости и, следовательно, появление азимутальной асимметрии, за которой охотились в работе [20]. Конечно, будут найдены и другие критерии перехода к вогнутой форме области взаимодействия для неупругих процессов.

Вместе с тем едва ли мы достигнем тех энергий, при которых проявит себя режим с исключительно малыми значениями $Z < 0,5$, в котором неупругие процессы должны были бы играть пренебрежимо малую роль по сравнению с ролью упругого рассеяния.

5. Упругое рассеяние вне дифракционного конуса

Проблема упругого рассеяния вне дифракционного конуса привлекает особое внимание с 1960-х годов, когда впервые были получены экспериментальные результаты о дифференциальных сечениях при высоких энергиях и достаточно больших переданных импульсах. Было замечено, что t -экспоненциальный режим в дифракционном конусе сменяется $\sqrt{t}$ -экспоненциальным при более высоких переданных импульсах. Новая область углов и новое поведение сечения были названы орировскими по имени их исследователя.

Условие унитарности оказалось очень успешным также и в орировской области углов. Такую область можно описать, рассматривая условие унитарности (3) непосредственно в переменных s, t , не обращаясь к преобразованию Фурье – Бесселя, как это делалось на малых углах. Довольно давно было показано [5, 21], что мнимая часть амплитуды f вне дифракционного конуса может быть получена из условия унитарности (3), поскольку в этой области оно сводится к неоднородному линейному интегральному уравнению

$$\text{Im } f(p, \theta) = \frac{p\sigma_t}{4\pi\sqrt{2\pi B}} \int_{-\infty}^{+\infty} d\theta_1 \exp\left(-\frac{Bp^2(\theta - \theta_1)^2}{2}\right) \times \\ \times r_\rho \text{Im } f(p, \theta_1) + g(p, \theta), \quad (21)$$

где $r_\rho = 1 + \rho(s, 0)\rho(s, \theta_1)$. Такая процедура становится возможной потому, что вклад асимметричной конфигурации углов рассеяния в первом члене правой части уравнения (3) является определяющим из-за крутого гауссова спада амплитуды внутри дифракционного конуса. Вследствие быстрого убывания амплитуды с возрастанием угла основной вклад в интеграл определяется узкой полосой углов вблизи линии $\theta_1 + \theta_2 \approx \theta$. Поэтому значения одной из амплитуд в подынтегральном выражении должны быть взяты при малых углах внутри гауссова конуса, тогда как другая амплитуда берётся при углах вне конуса.

Уравнение (21) может быть решено аналитически (детали см. в работах [5, 21]), если сделать два предположения: функцией перекрытия $g(p, \theta)$ можно пренебречь вне дифракционного конуса, а функцию r_p можно аппроксимировать некоторой постоянной, т.е. $\rho(\theta_1) = \rho_1 = \text{const}$.

Сначала предположим, что можно пренебречь функцией перекрытия при таких передачах импульса¹. Тогда собственное решение однородного линейного интегрального уравнения имеет вид

$$\text{Im } f(p, \theta) = C_0 \exp \left(-\sqrt{2B \ln \frac{Z}{r_p}} p\theta \right) + \sum_{n=1}^{\infty} C_n \exp \left[-(\text{Re } b_n) p\theta \right] \cos \left(|\text{Im } b_n| p\theta - \phi_n \right), \quad (22)$$

при

$$b_n \approx \sqrt{2\pi B |n|} (1 + i \text{sign } n), \quad n = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (23)$$

В выражении (22) содержится экспоненциально убывающий с возрастанием угла θ (или $\sqrt{|t|}$) член, отвечающий за орировский режим, кроме того, к нему добавлены осцилляции, сильно подавленные по сравнению с первым слагаемым своими экспоненциальными множителями с показателями b_n . В показателе первого основного члена, определяющего скорость спада дифференциального сечения в этой области переданных импульсов, критическую роль опять играет широко используемая выше величина Z (12). Осцилляционные члены становятся более заметными при меньших углах, и они являются ответственными за появление минимума вблизи дифракционного конуса. Для описания экспериментальных данных использовалась следующая форма упругого дифференциального сечения вне дифракционного конуса:

$$\frac{d\sigma}{p_1 dt} = \left[\exp \left(-\sqrt{2B |t| \ln \frac{Z}{r_p}} \right) + p_2 \exp \left(-\sqrt{2\pi B |t|} \right) \cos \left(\sqrt{2\pi B |t|} - \phi \right) \right]^2 \quad (24)$$

с параметрами p_1 и p_2 , которые легко могут быть выражены через C_0 и C_1 . Именно формула (24) применялась [11, 24] при описании экспериментальных данных о дифференциальных сечениях в широкой области энергий. Отношение ρ аппроксимировалось его средними значениями внутри и вне дифракционного конуса соответственно, так что $r_p = 1 + \rho_0 \rho_1$, где ρ_1 — среднее значение ρ в орировской области.

Подгонки при сравнительно низких энергиях [24] согласуются со значением $r_p \approx 1$, т.е. с малой величиной

ρ_1 , близкой к нулю. Когда $Z = 1$, как это происходит при энергии 7 ТэВ (см. таблицу), показатель экспоненты первого слагаемого оказывается очень чувствительным к величине ρ_1 вне дифракционного конуса. Это позволяет впервые провести оценку ρ в орировской области при энергии 7 ТэВ [23]. Огромной неожиданностью описания данных коллаборации TOTEM, приведённых на рис. 16, оказалась необходимость использования отрицательного значения $\rho_1 \approx -2,1$, большого по абсолютной величине, если принять значение $\rho_0 = 0,14$, которое давали измерения при энергиях ISR. В противном случае, если $Z = 1$ и $r_p = 1$, наклон в первом слагаемом в (22) в орировской области должен был бы равняться нулю (постоянство!). Если принять $\rho_0 = 0,1$, согласно результатам коллаборации TOTEM при энергии 7 ТэВ, то получим даже большее по модулю отрицательное значение: $\rho_1 \approx -3$. Однако и эти значения ρ_1 могут оказаться его верхними пределами, поскольку эффективная величина ρ_0 может быть меньше при усреднении внутри дифракционного конуса из-за широко обсуждаемого обнуления там ρ . Ни одна из феноменологических моделей пока не объяснила столь необычную величину ρ_1 . Вместе с тем необходим прогресс в решении условия унитарности с более реалистичной зависимостью ρ как внутри, так и вне дифракционного конуса.

Скорость убывания дифференциального сечения в орировской области становится очень чувствительным индикатором взаимного поведения величин Z и ρ_1 . Возможное уменьшение Z с возрастанием энергии и переход к режиму тора, обсуждавшиеся выше, потребуют дальнейшего изменения величины отношения ρ в сторону всё больших по абсолютной величине отрицательных значений.

Предсказательная сила решения (22) заключается в экспоненциальном поведении по переменной $\sqrt{|t|}$ при определённом аналитически вычисленном показателе экспоненты с осцилляциями, наложенными на экспоненту. К сожалению, мы не можем чётко указать границы его применимости на оси t и вынуждены полагаться на точность подгонок в некотором интервале t . Тем не менее, как упоминалось, были проведены некоторые оценки величины ρ в орировской области. Другим недостатком решения (22) является полное отсутствие в нём энергетической зависимости. Из-за этого не удаётся сделать никаких предсказаний для более высоких энергий. Неизвестны не только нормировочные коэффициенты C_0, C_n , но и в показателе экспоненты лидирующего члена содержатся величины B, σ_t и r_p , о поведении которых с возрастанием энергии мы ничего не знаем. Только получив из эксперимента информацию о значениях B, σ_t при данной энергии, мы сможем оценить среднее значение ρ_1 в орировской области.

Вместе с тем имеется множество феноменологических моделей с многочисленными подгоночными параметрами, которые были предложены при попытках описать экспериментальные данные. Подробный обзор теоретических аргументов, использованных для обоснования этих моделей, и их основных черт проведён в [6]. Большинство из феноменологических моделей достаточно хорошо описывает (хотя тоже с некоторыми оговорками) поведение дифференциального сечения в дифракционном конусе. Поэтому им удастся воспроизвести в основных чертах форму области взаимодействия, обсуждавшуюся в разделе 4, если применить их для решения

¹ Предположение о малости функции перекрытия вне дифракционного конуса кажется привлекательным даже на интуитивном уровне. Дело в том, что частицы, вновь рождённые в неупругих процессах при высоких энергиях, движутся в основном внутри узких угловых конусов вдоль направлений первичных адронов. Поэтому чисто геометрическое перекрытие двух таких конусов, оси которых повернуты на довольно большой угол θ относительно друг друга, оказывается малым. Более того, справедливость указанного предположения была подтверждена [22, 23] посредством прямого вычисления функции перекрытия по экспериментальным данным в широком энергетическом интервале, вплоть до энергий БАК.

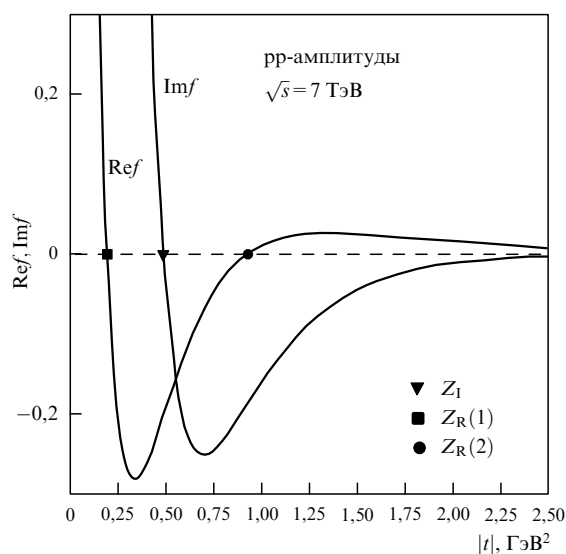


Рис. 6. Вещественная, $\text{Re } f$, и мнимая, $\text{Im } f$, части амплитуды упругого рассеяния протонов при энергии 7 ТэВ, полученные в рамках феноменологической модели [25].

этой проблемы, так как в дифракционном конусе доминирует мнимая часть амплитуды. Однако их предсказания поведения в орировской области при энергии 7 ТэВ оказались неверными, как видно из рис. 16. Основная проблема заключается в неспособности таких моделей предсказать зависимость подгоночных параметров от энергии. Здесь возможны лишь догадки на качественном уровне.

Несомненно, делать такие догадки и подгонять параметры становится намного легче, когда появляются новые данные. Именно это и было успешно проделано *a posteriori*, например, в работах [11, 15, 25]. Причём в [11, 15] использовалась модель [12], предложенная намного ранее, тогда как в [25] применялось совершенно новое выражение для амплитуды.

Независимо от успеха или неудачи той или иной модели в описании орировской области, для всех них характерна общая познавательная черта. При описании такой заметной характеристики дифференциального сечения, как провал (рис. 16), приходится предполагать, что он происходит при том значении передаваемого импульса t , при котором мнимая часть амплитуды (до этого доминировавшая внутри дифракционного конуса!) обращается в нуль. Модели различаются только числом нулей мнимой и вещественной частей и расположением этих нулей, за исключением полностью фиксированного нуля мнимой части в провале.

В качестве примера на рис. 6 приведены соответствующие зависимости, полученные в модели [25]. Единственный нуль мнимой части в точке провала отмечен как Z_I . Вещественная часть имеет два нуля. Один из них, $Z_R(1)$, находится внутри дифракционного конуса. Появление этого нуля характерно для многих моделей, и оно даже в какой-то степени предвиделось в работах [26, 27], хотя без определённых предсказаний о конкретном его положении. Его наличие приводит к необходимости понизить теоретические оценки среднего значения ρ внутри конуса, которое входит в решение (22) в качестве ρ_0 , но, строго говоря, должно рассматриваться как усреднённая величина ρ в конусе. В свою очередь, как

обсуждалось выше, это приведёт к увеличенным (по модулю) значениям ρ_1 . Своеобразной характеристикой модели [25] служит то, что вещественная часть пересекает ось абсцисс ещё раз, т.е. имеет второй нуль — $Z_R(2)$. Вследствие этого отношение ρ становится отрицательным в орировской области, хотя и недостаточно большим (по модулю) для того, чтобы удовлетворять оценкам, полученным в рамках подхода условия унитарности. Тем не менее на качественном уровне имеется некоторое соответствие между двумя оценками в отрицательном знаке полученных величин. В других моделях обычно появляется по одному нулю в вещественной и мнимой частях, и в них не удаётся получить отрицательных значений ρ в орировской области. Возможно, в этом кроется причина того, что этим моделям не удалось предсказать результаты, полученные на БАК.

Здесь стоит подчеркнуть, что подход, основанный на условии унитарности, не приводит к нулям мнимой части амплитуды. Провал можно объяснить [23] как вклад осциллирующего члена в решении (22), роль которого возрастает при уменьшении переданного импульса. Вместе с тем следует критически отметить, что подгонка формы дифференциального сечения в орировской области с помощью одной лишь мнимой части амплитуды оказывается внутренне противоречивой после того, как получен вывод о большой величине отношения ρ_1 . До сих пор не достигнуто согласие между разными подходами. В целом, можно констатировать, что проблема зависимости вещественной и мнимой частей от переданного импульса в орировской области теоретически пока не объяснена.

6. Заключение

Использование надёжного общего принципа — условия унитарности — в сочетании с экспериментальными результатами об упругом рассеянии в дифракционном конусе и полном сечении позволяет выяснить пространственную картину области взаимодействия протонов и её эволюцию с изменением энергии, а также впервые оценить роль вещественной части амплитуды упругого рассеяния протонов вне дифракционного конуса.

Поведение вещественной и мнимой частей амплитуды упругого рассеяния как функций от энергии s и передаваемого импульса t полностью определяет свойства этого процесса и в какой-то мере влияет на свойства неупругих процессов, воздействуя на них через условие унитарности. Наши сведения об этом поведении пока ещё весьма ограничены. Методы КХД не срабатывают. Поэтому обычно используются лишь общие представления КХД и феноменологические модели.

Показано, что геометрическая пространственная форма области взаимодействия протонов определяется в основном их упругим рассеянием на малые углы. Поглощение в центре области взаимодействия описывается одним безразмерным параметром Z , зависящим от начальной энергии. Область полного поглощения простирается вплоть до довольно больших прицельных параметров, около 0,5 фм, когда Z стремится к критическому значению, равному единице. Это имеет место при энергии БАК $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$, при которой ярко проявляет себя структура области взаимодействия протонов с наличием двух шкал — чёрной центральной сердцевинки и более прозрачной периферической области. Резкая

выделенность этих областей приводит к их специфическим проявлениям как в упругих, так и в неупругих процессах. Поведение параметра Z при более высоких энергиях оказывается особенно важным для эволюции геометрической картины области взаимодействия. В предположении о дальнейшем уменьшении параметра Z с возрастанием энергии предсказывается кардинальное изменение такой картины с тенденцией к появлению совершенно неожиданной геометрической конфигурации, напоминающей тороид (трубу) или кольцо (в двумерной проекции), когда, наоборот, абсолютно прозрачной становится сердцевина, а полное поглощение проявляется при некотором конечном прицельном параметре.

Значение $Z = 1$, достигнутое при энергиях БАК, оказывается критически важным также и для поведения дифференциального сечения упругого рассеяния вне дифракционного конуса. Наклон дифференциального сечения в этом интервале переданных импульсов оказывается полностью определённым величиной отношения вещественной части амплитуды упругого рассеяния к её мнимой части, о которой у нас до сих пор не было никаких сведений при каких-либо энергиях. Пока не видно путей к прямому измерению этой характеристики. Поэтому представляется важным, что анализ экспериментальных данных при энергии 7 ТэВ о поведении дифференциального сечения в орировской области с помощью условия унитарности позволил оценить среднюю величину этого отношения и привёл к выводу о том, что оно оказывается там отрицательным и неожиданно большим по абсолютной величине. Предсказания феноменологических моделей противоречивы в этой области передаваемых импульсов. Вообще, феноменологические модели необходимо проверить на самосогласованность с помощью вычисления функции перекрытия $g(p, \theta)$ для каждой из них. Это можно сделать, поскольку удаётся вычислить интеграл в соотношении унитарности (3) с известными для конкретной модели вещественной и мнимой частями амплитуды. Измерение скорости убывания дифференциального сечения в орировской области

становится очень важным при ещё более высоких энергиях, при которых она весьма чувствительна к взаимному поведению величин Z и ρ_1 с изменением энергии.

Итак, условие унитарности приводит ко многим впечатляющим следствиям для процессов адронных взаимодействий, которые необходимо учитывать в других подходах.

Я благодарен за поддержку грантами РФФИ 12-02-91504-ЦЕРН-а, 14-02-00099 и программой РФФИ-ЦЕРН.

Список литературы

1. Antchev G et al. (TOTEM Collab.) *Europhys. Lett.* **95** 41001 (2011)
2. Antchev G et al. (TOTEM Collab.) *Europhys. Lett.* **96** 21002 (2011)
3. Antipov Yu M et al. *Czech. J. Phys. B* **26** 382 (1976)
4. Зотов Н П, Русаков С В, Царев В А *ЭЧАЯ* **11** 1160 (1980); Zotov N P, Rusakov S V, Tsarev V A *Sov. J. Part. Nucl.* **11** 462 (1980)
5. Андреев И В, Дремин И М *Письма в ЖЭТФ* **6** 810 (1967); Andreev I V, Dremmin I M *JETP Lett.* **6** 262 (1967)
6. Дремин И М *УФН* **183** 3 (2013); Dremmin I M *Phys. Usp.* **56** 3 (2013)
7. Van Hove L *Nuovo Cimento* **28** 798 (1963)
8. Kraus E et al. *Phys. Rev. C* **90** 045206 (2014); arXiv:1405.4735
9. Sinyukov Yu M, Shapoval V M *Phys. Rev. D* **87** 094024 (2013)
10. Frankfurt L, Strikman M, Weiss C *Phys. Rev. D* **83** 054012 (2011)
11. Dremmin I M, Nechitailo V A *Nucl. Phys. A* **916** 241 (2013)
12. Amaldi U, Schubert K R *Nucl. Phys. B* **166** 301 (1980)
13. Azarkin M Yu, Dremmin I M, Strikman M *Phys. Lett. B* **735** 244 (2014)
14. Dremmin I M *Письма в ЖЭТФ* **99** 283 (2014); *JETP Lett.* **99** 243 (2014)
15. Alkin A et al. *Phys. Rev. D* **89** 091501(R) (2014)
16. Troshin S M, Tyurin N E *Phys. Lett. B* **316** 175 (1993)
17. Anisovich V V, Nikonov V A, Nyiri J, arXiv:1408.0692
18. Frankfurt L, Strikman M, Weiss C *Phys. Rev. D* **69** 114010 (2004)
19. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Eur. Phys. J. C* **73** 2674 (2013)
20. CMS Collab., PAS FSQ-13-005 (2013)
21. Андреев И В, Дремин И М *ЯФ* **8** 814 (1968); Andreev I V, Dremmin I M *Sov. J. Nucl. Phys.* **8** 473 (1968)
22. Андреев И В, Дремин И М, Штейнберг Д Н *ЯФ* **11** 468 (1970); Andreev I V, Dremmin I M, Steinberg D N *Sov. J. Nucl. Phys.* **11** 261 (1970)
23. Dremmin I M, Nechitailo V A *Phys. Rev. D* **85** 074009 (2012)
24. Andreev I V, Dremmin I M, Gramenitskii I M *Nucl. Phys. B* **10** 137 (1969)
25. Kohara A K, Ferreira E, Kodama T *Eur. Phys. J. C* **73** 2326 (2013); arXiv:1408.1599
26. Martin A *Lett. Nuovo Cimento* **7** 811 (1973)
27. Martin A *Phys. Lett. B* **404** 137 (1997)

The interaction region of high energy protons

I.M. Dremmin

Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation
Tel. +7 (499) 783 37 19. Fax +7 (499) 135 78 80. E-mail: dremmin@lpi.ru
National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute),
Kashirskoe shosse 31, 115409 Moscow, Russian Federation

New proton–proton collision data from the LHC have extended considerably the energy range over which the structure of the proton–proton interaction region can be studied. This paper combines the unitarity relation with experimental data on elastic scattering in the diffraction cone to show how the shape and the darkness of the inelastic interaction region of colliding protons change with increasing proton energy. In particular, at LHC energies small-impact-parameter collisions become fully absorptive, with some implications for inelastic processes as well. The possibility of changing from the black core scenario at LHC energies to the fully transparent scenario at higher energies is discussed — a phenomenon that implies changing from the black disk to black toroid terminology. As the asymptotic behavior is approached, a different regime may arise. The parameter determining the opacity of central collisions also crucially affects the differential cross section of elastic scattering outside the diffraction cone, where all phenomenological models fail for LHC energies. It is in this region where the ratio of real to imaginary part of the elastic scattering amplitude at nonforward scattering becomes a determining factor — as indeed it should according to the unitarity condition. Our results make it possible for the first time to estimate this ratio outside the diffraction cone by comparison with data for LHC energies, and it turns out to be drastically different from the values measured at forward scattering. Moreover, both the real and imaginary parts are found to behave differently in different phenomenological models and in the approach based on the unitarity condition. This problem is still to be resolved. All the conclusions are made solely within the framework of the indubitable unitarity condition using experimental data on elastic proton scattering in the diffraction cone and making no use of other theoretical methods, such as quantum chromodynamics or phenomenological models.

Keywords: Protons, interaction region, elastic scattering, inelastic processes, unitarity condition

PACS numbers: **11.80. – m**, 13.85.Dz, 14.20.Dh
Bibliography — 27 references
Uspekhi Fizicheskikh Nauk **185** (1) 65–76 (2015)

DOI: 10.3367/UFNr.0185.201501d.0065
Received 23 May 2014, revised 3 June 2014
Physics – Uspekhi **58** (1) (2015)