

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

Некоторые новые открытия на коллайдерах

И.М. Дрёмин

Пять самых последних экспериментальных открытий, сделанных в исследованиях взаимодействий протонов при очень высоких энергиях, отобраны для демонстрации предсказательной силы теории и её попыток выяснить природу некоторых менее понятных явлений. К таким явлениям относятся: открытие бозона Хиггса, возрастание сечений взаимодействия протонов по мере увеличения энергии, возрастание доли процессов упругого рассеяния в том же интервале энергий, экспоненциальное убывание упругого дифференциального сечения при довольно больших переданных импульсах (на малых расстояниях), а также испускание струй и образование хребта в неупругих процессах с очень большой множественностью.

Ключевые слова: протон, упругое рассеяние, условие унитарности

PACS numbers: 13.75 Cs, 13.85 Dz

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.01.038284>

Содержание

1. Введение (437).
 2. Зависимость сечений взаимодействия от энергии (438).
 3. Зависимость от энергии отношения упругого сечения к полному сечению (439).
 4. Дифференциальное сечение упругого рассеяния (440).
 5. Струи и хребт в неупругих процессах (442).
 6. Обсуждение и заключение (442).
- Список литературы (444).

*Последние достижения в физике опираются на предпоследние.
Предпоследние — на пред-предпоследние и так далее¹.*
Л.Д. Ландау

1. Введение

Непрерывный прогресс физики опирается на цепь последовательных открытий. Физика частиц высоких энергий берёт своё начало с исследований космических лучей, в которых были обнаружены многие новые неожиданные свойства взаимодействий частиц. Изобретение ускорителей частиц, а позднее коллайдеров привело к заметному повышению точности экспериментальных сведений о свойствах взаимодействий частиц. Сейчас наиболее впечатляющие результаты приходят из исследований на

¹ Из опубликованной в [1] речи Л.Д. Ландау в 1960 г., восстановленной по магнитофонной записи.

И.М. Дрёмин. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация
E-mail: dremi@lpi.ru
Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ,
Каширское шоссе 31, 115409 Москва, Российская Федерация

Статья поступила 13 января 2018 г.,
после доработки 21 января 2018 г.

Большом адронном коллайдере (БАК) (Large Hadron Collider — LHC). Пучки протонов сталкиваются там с энергиями вплоть до 13 ТэВ ($\sqrt{s} \leq 13$ ТэВ) в их системе центра масс (с.ц.м.). Эта энергия превышает собственную массу покоя протона более чем на четыре порядка по величине. Основная цель исследований на коллайдере состоит в изучении сил, управляющих взаимодействиями частиц, и выяснении внутреннего строения фундаментальных структурных блоков окружающего нас вещества².

Теория таких сил известна сейчас под названием Стандартной модели (СМ), объединяющей сильные и электрослабые взаимодействия. Хотя в настоящее время не найдено указаний на критические отклонения от предсказаний СМ, но их экспериментальные поиски и рассмотрение разных теоретических возможностей выхода за рамки СМ ведутся весьма активно. Основанием для приложения усилий в этом направлении служат как новые экспериментальные и наблюдательные факты, требующие своего описания и объяснения, так и оригинальные теоретические гипотезы. Стоит, в частности, упомянуть о проблемах тёмной материи и тёмной энергии, о поисках суперсимметричных партнёров наблюдаемых частиц и т.д. Вместе с тем не всем экспериментальным фактам пока удаётся найти объяснение, может быть, всего лишь вследствие недостаточной развитости методов расчёта в рамках Стандартной модели. Эта проблема особенно наглядно проявляется в случае сильных взаимодействий с большой константой связи (в так называемых мягких адронных процессах). О некоторых из них, в частности, и пойдёт речь в настоящей статье.

Сначала мы кратко расскажем об открытии бозона Хиггса на БАК, а затем опишем некоторые новые характеристики взаимодействий протонов, которые требуют своей интерпретации и дальнейшего более глубо-

² Напомним, что протон является ядром атома водорода и электрический заряд любого атомного ядра равен числу протонов в нём.

кого изучения. Далее мы обсудим возможные объяснения и последствия наблюдаемых явлений в надежде активизировать воображение читателей и получить от них новые предложения.

Одним из первых впечатляющих наблюдений 1950-х годов в изучении взаимодействий частиц высоких энергий стало обнаружение резонансов, проявлявших себя в виде пиков на общем сравнительно монотонном поведении сечений их взаимодействий. Резонансы были интерпретированы как следствия наличия квантовых уровней в соответствующих системах и идентифицированы как вновь рождаемые нестабильные частицы. Оказалось, что количество резонансов с разнообразными квантовыми характеристиками настолько велико, что пришлось выпускать специальные таблицы, публикуемые коллаборацией Particle Data Group (PDG), в которых описаны все свойства резонансов. Наряду с экспериментальными исследованиями успешно развивалась и теория взаимодействий частиц. Все резонансы были классифицированы, и их внутреннее устройство было описано в рамках Стандартной модели. Тем не менее некоторых важных элементов в предложенной схеме не хватало. Короткодействие сил слабых взаимодействий удалось понять только после открытия в 1983 г. на Super Proton Synchrotron (SPS) промежуточных векторных бозонов $W^{+/-}$ и Z^0 с массами соответственно около 80 и 91 ГэВ, переносящих эти взаимодействия. Стала очевидной и их связь с последним отсутствующим звеном в Стандартной модели — бозоном Хиггса.

Однако потребовалось ещё почти 30 лет для того, чтобы достичь более высоких энергий на БАК и приступить к поискам более тяжёлых резонансов. Несмотря на то что некоторые квантовые характеристики нового бозона были предсказаны Стандартной моделью, никто не был абсолютно уверен в успехе поисков, потому что масса нового бозона оставалась неопределённой. Лишь некоторые, сделанные ещё в 1964 г. теоретические предсказания [2–4], опиравшиеся на общие принципы теории, поддерживали энтузиастов. И наконец, заключительный решающий элемент Стандартной модели (в её минимальной модификации) был найден в 2012 г. в виде резонанса при исследовании некоторых из предсказанных каналов его распада [5, 6]. Это и был бозон Хиггса с массой около 125 ГэВ. Несомненно, его открытие явилось огромным общим достижением теории и эксперимента. Оно подтверждает справедливость предсказаний Стандартной модели и показывает, что мы находимся на верном пути к пониманию основополагающих проблем происхождения масс некоторых фундаментальных частиц и конститuentов окружающего нас вещества. Бозон Хиггса является скалярной частицей, в отличие от всех других, векторных, бозонов, ответственных за передачу взаимодействий, — фотонов, глюонов, $W^{+/-}$ и Z^0 -бозонов. Считается, что хиггсово поле заполняет всю Вселенную. Авторы теоретических работ [1, 2] П. Хиггс и Ф. Энглер были удостоены Нобелевской премии по физике в 2013 г. за "теоретическое открытие механизма, который помогает нам понять происхождение масс субатомных частиц и который был недавно подтверждён благодаря открытию на Большом адронном коллайдере новой предсказанной частицы".

Такая ситуация, когда теоретические предсказания появляются раньше их экспериментального подтверждения и ждут присуждения Нобелевской премии почти

50 лет, — сравнительно редкая в физике. Чаще случается, что экспериментальные находки ожидают своего теоретического описания. Наилучшим примером может служить история обнаружения сверхпроводимости. Это явление, впервые наблюдавшееся в 1911 г., получило объяснение только в 1957 г., почти полвека спустя. И здесь вновь процитируем Л.Д. Ландау: "Если мы знаем основные законы, это совершенно не значит, что мы понимаем отдельные явления" [1].

Именно такие "отдельные" явления мы и будем описывать и обсуждать далее. Их интерпретация затруднена, поскольку все наблюдаемые эффекты связаны с проявлением сил сильного взаимодействия и должны были бы описываться квантовой хромодинамикой (КХД). Наиболее широко в теоретической физике используется метод теории возмущений, в котором проводится разложение в степенные ряды по константе связи, справедливое в случае её малости. Однако этот метод оказывается применимым в КХД только для сравнительно редких событий соударений с большими передаваемыми импульсами (или массами), в которых константа связи оказывается малой ввиду свойства асимптотической свободы, специфического для КХД. Данный метод не удаётся применить к основному набору "мягких" событий взаимодействий с малыми переданными импульсами, для которых константа связи достаточно велика. Для трактовки экспериментальных данных о таких событиях приходится в основном привлекать различные феноменологические соображения. При этом в таких моделях обычно необходимо вводить много подгоночных параметров. В результате предсказания моделей становятся менее определёнными и недостаточно надёжными. Некоторое подспорье (хотя и весьма ограниченное) удаётся получить, опираясь на общие принципы аналитичности и унитарности амплитуд рассеяния.

Перейдём к описанию вышеупомянутых явлений. Вначале мы кратко представим экспериментальные результаты. Затем их обсудим и попытаемся дать предварительную интерпретацию некоторых из них.

2. Зависимость сечений взаимодействия от энергии

Результаты, полученные на ускорителях с неподвижными мишенями, доминировали вплоть до начала 1970-х годов. Полное поперечное сечение взаимодействий протонов с протонными мишенями довольно регулярно убывало по мере возрастания энергии столкновения. Теоретики тогда полагали, что оно будет убывать и в дальнейшем, наподобие поперечного сечения аннигиляции электронов с позитронами, или же в лучшем случае будет асимптотически стремиться к некоторому постоянному значению, связанному с размером протона порядка 1 ферми (Фм). Эта уверенность была сильно поколеблена в 1971 г. измерениями на Серпуховском ускорителе [7] (доступные энергии в системе центра масс \sqrt{s} примерно до 12 ГэВ). Измеренное полное сечение взаимодействия положительно заряженных каонов (K^+) с протонной мишенью показало небольшую тенденцию своего увеличения с возрастанием энергии в интервале от 8 до 12 ГэВ. Сначала этот "серпуховский эффект" не был воспринят достаточно серьёзно. Однако вскоре его оценили, после того как было показано, что в протон-протонных соударениях на коллайдере ISR (Intersecting

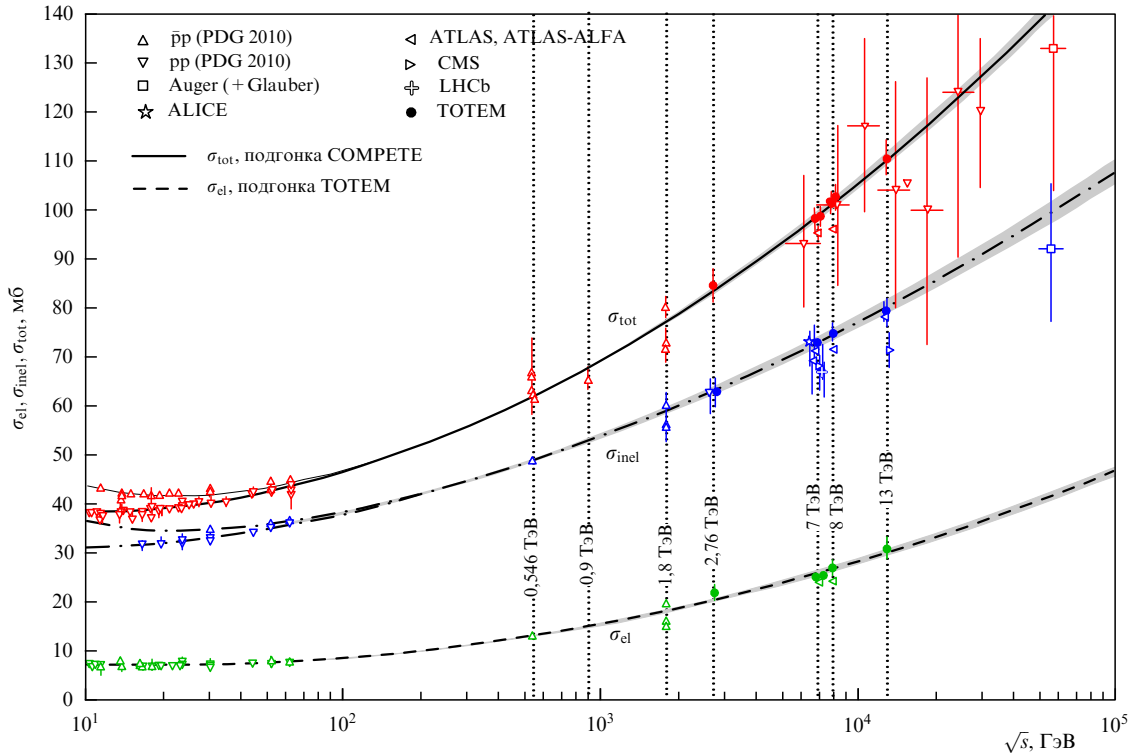


Рис. 1. (В цвете онлайн.) Зависимость от энергии полного, σ_{tot} , упругого, σ_{el} , и неупругого, σ_{inel} , сечений взаимодействий протонов с протонами [9]. ALICE — A Large Ion Collider Experiment, ATLAS — A Toroidal LHC ApparatuS, ALFA — Absolute Luminosity For ATLAS, CMS — Compact Muon Solenoid, LHCb — Large Hadron Collider beauty, TOTEM — TOTAl cross section, Elastic scattering and diffraction dissociation Measurement at LHC.

Storage Rings) в Женеве полное поперечное сечение возросло примерно на 10% в более широкой области энергий — от 10 до 62,5 ГэВ [8]. Сейчас намного более сильное возрастание сечения чётко наблюдается в огромном интервале энергий, вплоть до доступной величины в 13 ТэВ на БАК, как показано на рис. 1 для полных, упругих и неупругих сечений. Полное поперечное сечение возрастает более чем в 2,5 раза в области от энергий IRS (E_{IRS}) до энергий БАК (E_{LHC})! Данные измерений в космических лучах, полученные коллаборациями Auger и Telescope Array, также подтверждают наблюдаемую тенденцию возрастания сечений при увеличении энергии вплоть до значительно более высоких значений — около 100 ТэВ, хотя и с заметно меньшей точностью. Часть этих данных также приведена на рис. 1.

Такое поведение сечений показывает, что при больших энергиях размер области взаимодействия протонов возрастает по мере увеличения энергии. Верхняя граница возрастания полного сечения была определена теоретически. Показано, что полное сечение не может возрастать быстрее, чем квадрат логарифма энергии (предел Фруасара–Мартена). Однако коэффициент перед логарифмом оказался настолько большим, что феноменологически не исключалось применение слабых степенных зависимостей в ограниченной области энергий, если исходить из измеренных сейчас значений сечения. В теории рассеяния возрастание адронных поперечных сечений описывается с помощью виртуального обмена вакуумными квантовыми числами, известного в теории Редже как обмен помероном. Степенную зависимость можно было бы приписать обмену так называемым сверхкритическим помероном, т.е. полюсной сингулярности с интерсептом,

превышающим единицу. Однако, не углубляясь в технические обсуждения, заметим, что само существование такого померона или другой подходящей реджеонной сингулярности ещё не ясно.

3. Зависимость от энергии отношения упругого сечения к полному сечению

В то время как энергетическое поведение полного сечения удаётся интерпретировать феноменологически в терминах реджеонных обменов, зависимость от энергии отношения упругого сечения к полному остаётся совершенно загадочным явлением. Как показано на рис. 2, это отношение также возрастает в интервале энергий от

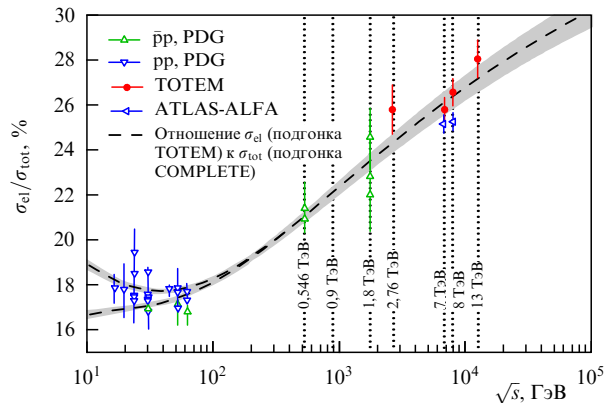


Рис. 2. (В цвете онлайн.) Зависимость от энергии отношения упругого сечения к полному сечению протон-протонных взаимодействий [9].

E_{ISR} до E_{LHC} примерно в полтора раза. Возможно, более впечатляющим было бы сопоставление упругого сечения с неупругим. Неупругое сечение при энергиях ISR было примерно в пять раз больше упругого, тогда как при энергиях БАК его превышение понизилось до значения, меньшего трёх.

На оси ординат рис. 2 приведена вероятность (в процентах) выживания протонов после их соударения. Как видно из рисунка, вероятность уцелеть как единое целое для протонов достаточно высока и, что представляется ещё более удивительным, она увеличивается по мере возрастания энергии соударения. Другими словами, даже если протоны соударяются сильнее, они всё меньше разбиваются, рождая другие частицы в неупругих процессах, а пытаются сохранить свою целостность. Такая картина противоречит нашим интуитивным представлениям, основанным на классической физике. В простейшем подходе можно было бы представить протоны в виде двух лоренц-сжатых "мешков", сталкивающихся с высокими скоростями. Такая модель мешков широко использовалась для описания статических свойств адронов с кварками и глюонами, закрытыми внутри удерживающей оболочки. Цветные силы между конститuentами описываются КХД. Каким-то образом природа запрещает излучение цветных объектов — кварков и глюонов — в свободном состоянии. Поэтому эти конститuentы могут рождаться только в бесцветных комбинациях, проявляющих себя при неупругих процессах в виде вновь рождённых обычных частиц и резонансов. Динамика внутренних полей в процессе соударения и процедуры нейтрализации цвета всё ещё не достаточно ясна. Однако именно эта динамика должна быть ответственной за наблюдаемое возрастание вероятности выживания протонов.

Классическую аналогию модели мешков можно было бы представить в виде игрушки киндер-сюрприз, начинённой множеством невидимых фигурок. Эти фигурки-частицы окажутся снаружи, если сильно столкнут две такие игрушки, разбив их. Такие игрушки никогда не

останутся целыми, если их сталкивать всё сильнее и сильнее. Отсюда видно, что возрастание вероятности выживания двух протонов с сохранением их целостности при увеличении энергии столкновения должно иметь чисто квантовую природу.

4. Дифференциальное сечение упругого рассеяния

Интересные наблюдения были сделаны совсем недавно при измерении дифференциального сечения упругого рассеяния как при малых, так и при сравнительно больших переданных импульсах.

Зависимость дифференциального сечения упругого рассеяния протонов от передаваемого импульса служит важной характеристикой для выяснения основных параметров их внутреннего строения. При рассеянии на малые углы достаточно малы и переданные импульсы, так что можно использовать волновое описание. Соответствующая длина волны (обратно пропорциональная передаваемому импульсу) становится соразмерной радиусу протона, и возникающая дифракционная картина (т.е. угловое распределение в процессах рассеяния) позволяет обнаружить его размеры. В то же время при "жёстком рассеянии" на большие углы (т.е. при больших передачах импульса) выявляются более локализованные центры рассеяния (как впервые подчеркнул Резерфорд).

При малых углах рассеяния θ форма дифференциального сечения $d\sigma/dt$ может быть приближённо описана гауссовой экспонентой (рис. 3а). Такая форма достаточно хорошо описывается разными феноменологическими моделями, в частности, теми, которые используют реджеонный подход. Наклон B дифракционного пика $d\sigma/dt \propto \exp(Bt)$ (где $-t = 2p^2(1 - \cos\theta) \approx p^2\theta^2$, p — импульс соударяющихся протонов) определяет размер протона, возведённый в квадрат. Как обсуждалось выше, размеры протонов увеличиваются по мере возрастания энергии столкновения. Высота конуса увеличивается в соответствии с зависимостью от энергии пол-

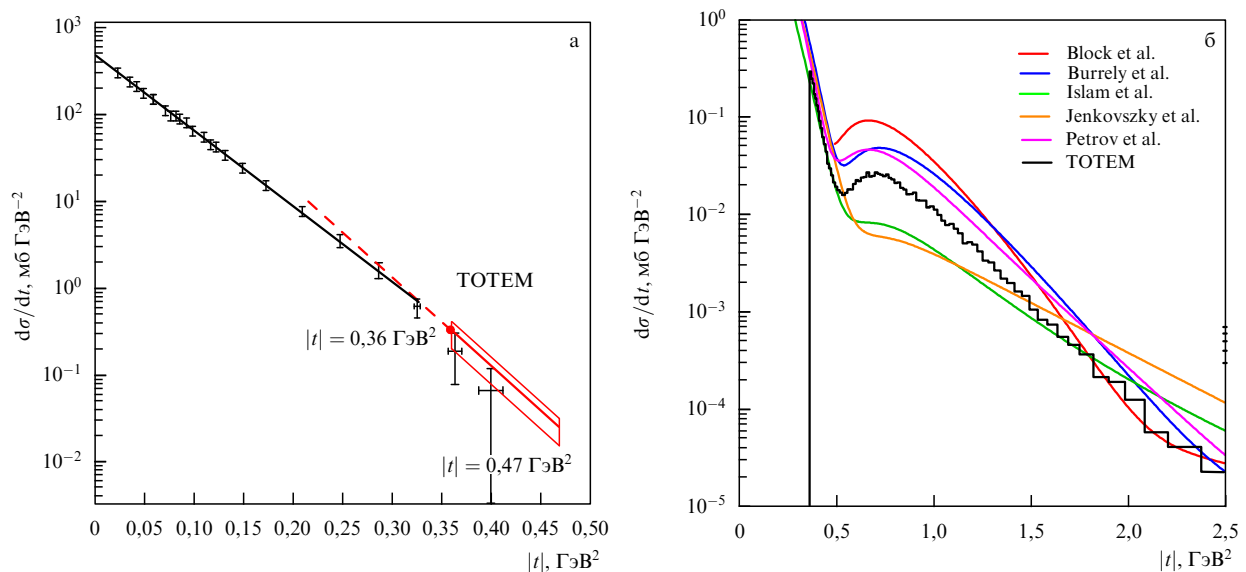


Рис. 3. (В цвете онлайн.) Дифференциальное сечение упругого протон-протонного рассеяния при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, измеренное коллаборацией TOTEM. (а) Область дифракционного конуса с $|t|$ -экспоненциальным убыванием [10]. (б) Область вне дифракционного пика [11]. Показаны предсказания пяти феноменологических моделей (см. ссылки на соответствующие работы в [11]).

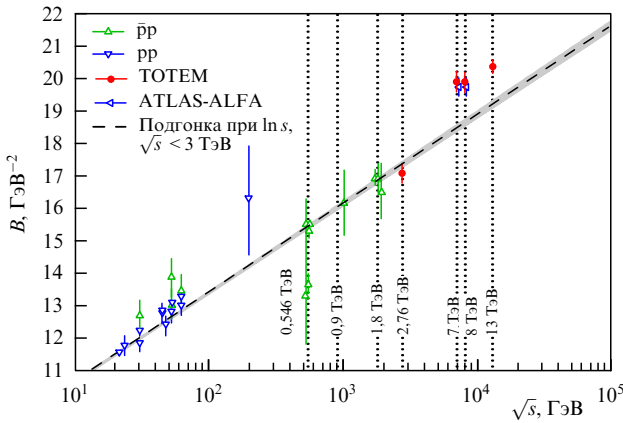


Рис. 4. Зависимость от энергии ширины B дифракционного конуса [9].

ного сечения, показанной на рис. 1, его ширина уменьшается так, что наклон становится круче при более высоких энергиях. Согласно реджеонному подходу наклон B должен возрастать с увеличением энергии по логарифмическому закону: $B \propto \ln s$. Экспериментальная зависимость B от энергии показана на рис. 4. Всё выглядит весьма удивительным, как будто согласно данным, полученным на БАК, увеличивается и скорость этого возрастания, что не описывается простым полным приближением реджеонного подхода, т.е. высота конуса при рассеянии вперёд возрастает как $\ln^2 s$, а его ширина убывает как $\ln^{-2} s$. Типичный размер области взаимодействия протонов увеличивается с возрастанием энергии, хотя по порядку величины он близок к 1 Фм.

Следует указать на интересную корреляцию между энергетическими зависимостями полного сечения и наклона дифракционного конуса. В области энергий около 10 ГэВ они оба резко меняют своё поведение. Полное сечение проходит через минимум и переходит от режима

падения к возрастанию, показанному на рис. 1. Наклон дифракционного конуса заметно замедляет своё возрастание с практически линейного до логарифмического (см. рис. 4). Связь этих характеристик с пространственной картиной взаимодействия протонов обсуждается в работе [12].

Пожалуй, ещё большее удивление и интерес вызывают недавние результаты измерений дифференциального сечения упругого рассеяния при энергии 13 ТэВ в случае сравнительно больших переданных импульсов.

Упругое рассеяние на большие углы исследовалось ранее при сравнительно низких энергиях. В 1967 г. было обнаружено, что экспоненциальное убывание дифференциального сечения, характерное для дифракционного конуса, несколько замедляется при больших передаваемых импульсах и приобретает зависимость вида $\exp(-c\sqrt{|t|})$. Такое поведение дифференциального сечения было названо режимом Орира по имени его открывателя. Его можно было объяснить как следствие процесса последовательных мягких рассеяний на малые углы. Поэтому не возникало вопроса о наличии какой-то новой внутренней шкалы размеров. Полученные сравнительно недавно новые данные при 7 ТэВ, приведённые на рис. 3б, охватывали сравнительно небольшой интервал переданных импульсов вплоть до $2,5 \text{ ГэВ}^2$. Они недостаточно точны для того, чтобы можно было прийти к определённости относительно того, выполняется ли и здесь орировский режим или нет и не появляются ли дополнительные осцилляции, как предсказывали некоторые феноменологические модели (рис. 3б). В полученных недавно предварительных данных при энергии 13 ТэВ (рис. 5) область измеренных передаваемых импульсов расширена до $3,5 \text{ ГэВ}^2$. К нашему удивлению, они свидетельствуют в пользу наличия нового режима экспоненциального убывания с возрастанием $|t|$ (а не режима $\sqrt{|t|}$!) при полном отсутствии каких-либо осцилляций. Величина наклона экспоненты в этой области, заметно меньшая B , позво-

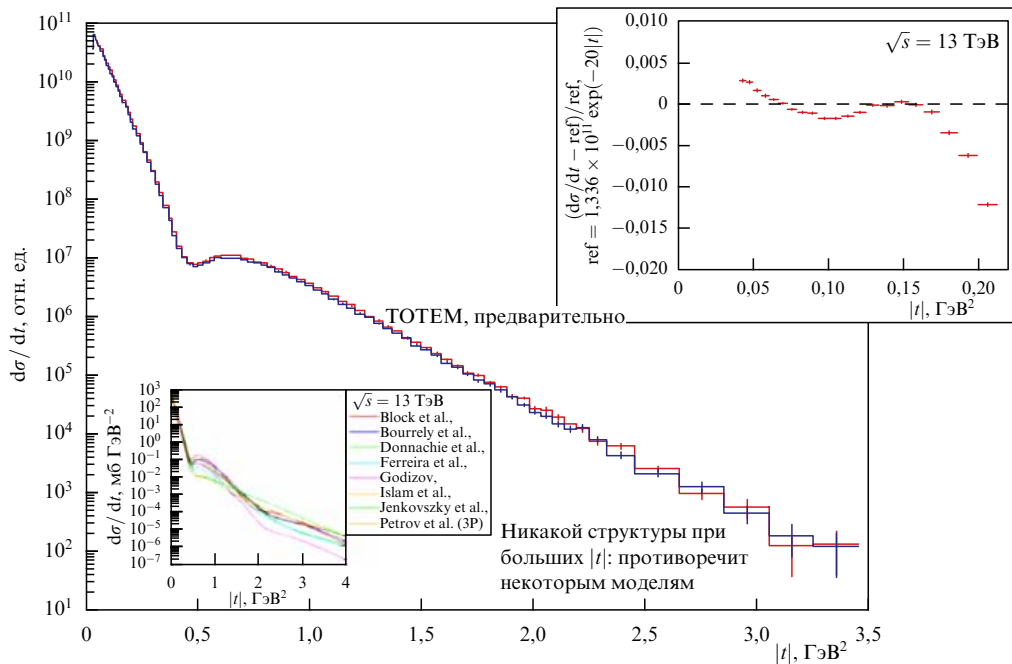


Рис. 5. (В цвете онлайн.) Дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов при энергии 13 ТэВ [13]. На верхней вставке показана структура внутри дифракционного конуса, на нижней вставке приведены предсказания восьми теоретических моделей при энергии 13 ТэВ.

ляет оценить размер области когерентности порядка 0,4 Фм. Таким образом, при 13 ТэВ проявляется новая внутренняя структура протона!

5. Струи и хребет в неупругих процессах

В процессах неупругого взаимодействия протонов также наблюдается множество интересных характерных особенностей. Здесь мы укажем и обсудим только две из них, а именно струи и хребет.

Струями называются узкие коллимированные группы частиц, рождающихся в соударениях протонов при высоких энергиях. Их совершенно определённо наблюдают на БАК. Ранее их рождение наблюдали на LEP (Large Electron-Positron collider). Согласно теоретическим ожиданиям аннигиляция электрон-позитронной пары при высоких энергиях должна приводить к рождению кварк-антикварковой пары. Наблюдавшиеся двухструйные события в процессах электрон-позитронной аннигиляции были немедленно интерпретированы как появляющиеся в результате адронизации рождённой пары кварка и антикварка. Ещё раз было продемонстрировано, что кварки, обладающие цветным зарядом, не могут появляться в свободном состоянии. Тем не менее они сохраняли память о направлении соударений сталкивающихся партнёров, которую процесс нейтрализации цветных зарядов не стирал полностью. Отклонение от первичного направления было вычислено теоретически и подтверждено экспериментально. Измерения рождения трёх струй в процессах электрон-позитронной аннигиляции привели к первому убедительному доказательству рождения глюонных струй в конечных состояниях. Эти наблюдения прибавили нам уверенности в "существовании" связанных "невидимых" конститuentов.

При высоких энергиях сталкивающиеся протоны обычно рассматривают как два встречных потока точечных конститuentов — партон (кварков, глюонов). Взаимодействия протонов можно представить в виде набора взаимодействий партон. Рассеяние двух высокоэнергетичных партон на большой угол приводит к образованию струй, движущихся в противоположные стороны. Эти струи регистрируются детекторами как узкие коллимированные группы частиц. Анализируя экспериментальные данные об угловом и энергетическом распределении струй, можно получить сведения о свойствах основополагающих составляющих вещества, партонном составе адронов и природе сил, управляющих их взаимодействием. Рождение таких струй может быть описано в рамках теории возмущений с доступным учётом многопартонных взаимодействий. Поэтому экспериментальные данные можно сопоставлять с теоретическими предсказаниями. Экспериментальных данных о струях сейчас уже накоплено очень много, и воспроизвести их здесь не представляется возможным. Упомянем лишь о специальной выборке струй при анализе событий с исключительно высокой множественностью. Такой набор событий интересен тем, что именно в них должны проявиться себя очень плотные конфигурации глюонов, которые могут обладать специфическими особенностями. Обычно проводят сравнение экспериментальных результатов с предсказаниями каких-то конкретных моделей Монте-Карло. Предварительные результаты такого сопоставления показывают, что для достижения лучшего согласия необходимо проводить некоторые

$$N > 110, 1,0 \text{ ГэВ}/c < p_T < 3,0 \text{ ГэВ}/c$$

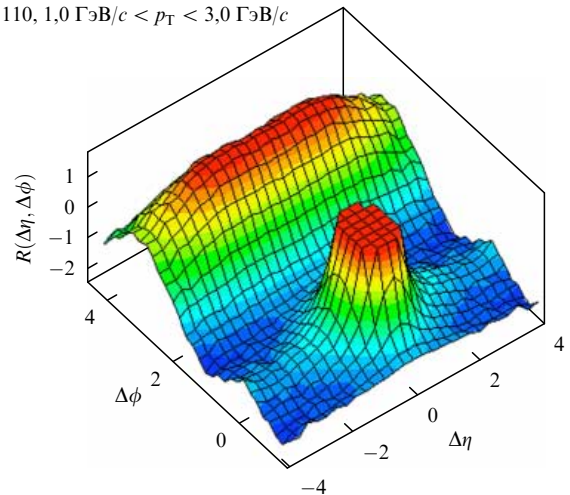


Рис. 6. Специфическое строение типа "хребта" корреляций частиц, рождённых в неупругих процессах с очень высокой множественностью, полученное из данных эксперимента коллаборации CMS на БАК. Частицы, летящие вблизи от детектируемой частицы, образуют пик, тогда как другие сопровождающие частицы заполняют "хребет" вдоль направления первичных протонов ($\Delta\eta$). Частицы в противоположном азимутальном направлении ($\Delta\phi = \pi$) образуют другое широкое плато.

изменения в моделях (например, учесть большую плотность глюонов в составе протонов).

События с экстремально большой множественностью удивили физиков и другим специфическим эффектом, получившим название "хребет" (рис. 6). Корреляции двух заряженных частиц в таких событиях впервые были изучены в ядро-ядерных соударениях на установке RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider). Позднее на БАК было показано, что аналогичный эффект наблюдается в соударениях протонов с протонами и ядрами. Корреляции между частицами заполняют широкий интервал по разности быстрот $\Delta\eta$, но концентрируются при малых азимутальных углах $\Delta\phi$. Отмечается скейлинг по множественности, но нет скейлинга по энергии соударения. Несомненно, такая особенность служит указанием на универсальный характер происхождения эффекта как следствия исключительно высокой плотности партон в таких процессах, а возможно, и на образование кварк-глюонной плазмы, когда кварки и глюоны "освобождаются".

Если первая детектируемая частица обладает очень высокой энергией, то весьма вероятно, что она представляет собой лидирующую частицу струи и потому будет окружена другими частицами. Так формируется структура с пиком вокруг этой детектированной частицы. Именно она ясно видна на рис. 6 (т.е. при $\Delta\phi, \Delta\eta = 0$). Хребет-плато на противоположной азимутальной стороне $\Delta\phi \approx \pi$ образован частицами, сохраняющими импульсный баланс. В то же время "ближайшее" плато выглядит так, как если бы его породили "старомодные" кластеры, быстро движущиеся вдоль направления струны. Было предложено много альтернативных интерпретаций наблюдаемого явления, однако пока полного согласия достичь не удалось.

6. Обсуждение и заключение

Конечно, было бы желательно связать некоторые из описанных явлений с общей формой и новой внутренней

структурой протонов. Ясно, что размер области взаимодействия протонов должен возрастать с увеличением энергии соударения, если возрастают их полные поперечные сечения. Простейшей картиной взаимодействия адронов могло бы быть соударение двух мешков (или лоренц-сжатых блинов). При больших поперечных расстояниях (прицельных параметрах) протоны проявляют себя как цельные когерентные структуры. Это видно из экспоненциального убывания упругого рассеяния внутри дифракционного конуса при малых переданных импульсах. Его возрастание с увеличением энергии при нулевом переданном импульсе и сужение хорошо вписываются в предлагаемую картину.

Однако два новых факта представляются намного более удивительными. Это возрастание при высоких энергиях вероятности выживания протонов и экспоненциальное поведение упругого дифференциального сечения при сравнительно больших углах рассеяния (передаваемых импульсах). Последнюю особенность можно было бы объяснить а-ля Резерфорд как появление новой шкалы размеров внутри протона. Если бы рассеяние протонов на большие углы выглядело как последовательность многих рассеяний на малый угол, то убывание дифференциального сечения на этих углах было бы менее крутым, чем экспоненциальный закон, видный при энергии 13 ТэВ на рис. 6. Это можно продемонстрировать, используя условие унитарности амплитуды упругого рассеяния A в виде

$$\text{Im } A(p, \theta) = I_2(p, \theta) + g(p, \theta) = \frac{1}{32\pi^2} \iint d\theta_1 d\theta_2 \times \\ \times \frac{\sin \theta_1 \sin \theta_2 A(p, \theta_1) A^*(p, \theta_2)}{\sqrt{[\cos \theta - \cos(\theta_1 + \theta_2)][\cos(\theta_1 - \theta_2) - \cos \theta]}} + g(p, \theta). \quad (1)$$

Область интегрирования в (1) имеет вид

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

Интегральный член описывает упругие двухчастичные промежуточные состояния (те же, что и начальные частицы). Функция $g(p, \theta)$ отвечает за теневой вклад неупругих процессов в амплитуду упругого рассеяния. Вклад процессов последовательных упругих рассеяний отвечал бы сумме итерационных вкладов в интегральный член I_2 с последовательной подстановкой в него амплитуды A , изменяющейся внутри дифракционного конуса. Каждый итерационный шаг такой процедуры с гауссовой зависимостью амплитуды от угла приводит к более широкому вкладу (вдвое, втрое и т.д.), которые в сумме и воспроизводят орировское поведение. То же самое получается [14] и в результате решения соответствующего линейного интегрального уравнения. Именно поэтому более быстрое экспоненциальное убывание должно быть указанием на интерференцию, приводящую к определённой компенсации промежуточных упругих этапов за счёт I_2 неупругими промежуточными состояниями в g . Экспонента демонстрирует когерентное влияние области размером 0,4 Фм на рассеяние протонов.

Подобласть с похожими размерами проявляется непосредственно при изучении члена перекрытия неупругих процессов g при энергиях БАК, если провести рассмот-

рение с помощью прицельных параметров b , которые определяются как поперечные расстояния между траекториями центров сталкивающихся протонов. Хотя прицельные параметры не могут быть непосредственно измерены, они позволяют представить пространственную область взаимодействия. Применяя преобразование Фурье–Бесселя к уравнению (1), получаем условие унитарности в b -представлении:

$$G(s, b) = 2\text{Re } \Gamma(s, b) - |\Gamma(s, b)|^2, \quad (3)$$

где

$$i\Gamma(s, b) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \int_0^\infty dt |A(s, t) J_0(b\sqrt{|t|})|. \quad (4)$$

В левой части (3) стоит функция перекрытия в b -представлении, которая описывает поперечный импакт-профиль неупругих взаимодействий протонов, т.е. распределение их вероятности в зависимости от прицельного параметра. Это просто фурье-бесселевский образ функции перекрытия g в (1). Он удовлетворяет неравенствам $0 \leq G(s, b) \leq 1$ и определяет, насколько велико поглощение в области взаимодействия в зависимости от прицельного параметра ($G = 1$ при полном поглощении и $G = 0$ при полной прозрачности). Профиль упругого рассеяния задаётся последним членом правой части (3). Если $G(s, b)$ проинтегрировать по всем прицельным параметрам, то получим сечение неупругих процессов. Члены в правой части (3) в этом случае будут равны полному и упругому поперечным сечениям соответственно.

В правой части уравнения (3) фигурирует только упругая амплитуда. Поэтому её можно вычислить, если подставить туда экспериментальные данные. Это было сделано при энергиях как ISR, так и БАК; результаты представлены на рис. 7. Видно, что величина поглощения возрастает при энергиях БАК (верхняя кривая [16]) по сравнению с таковой при энергиях ISR (нижние кривые [15]). Размеры области взаимодействия также увеличиваются. Таким образом, протоны становятся более чёрными (Blacker), резко очерченными (Edgier) и большего

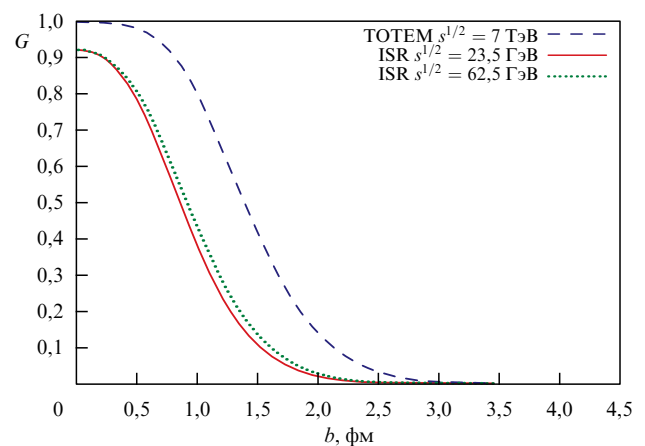


Рис. 7. Функция перекрытия $G(s, b)$ при энергии 7 ТэВ (верхняя кривая) [16] по сравнению с функциями перекрытия при энергиях ISR 23,5 ГэВ и 62,5 ГэВ (все функции вычислены с использованием описания экспериментальных сечений согласно некоей феноменологической модели [15]).

размера (Larger), сокращённо — BEL. Отметим, что при энергиях БАК в центральных соударениях с малыми прицельными параметрами чётко формируется плато в области, меньшей примерно 0,4 Фм, что похоже на оценки размеров подструктуры внутри протонов, полученные из экспоненциального поведения дифференциального сечения при довольно больших передачах импульса.

Это абсолютно поглощающая область неупругих центральных взаимодействий. Вместе с тем неупругое поперечное сечение процессов в этой области невелико, поскольку мала площадь интегрирования по таким прицельным параметрам. Его оценки хорошо согласуются с сечениями процессов с очень большими множественностями (см. [17]), в которых и наблюдались эффекты рождения струй и корреляции типа хребта. Отсюда можно предположить, что центральная область может оказаться плотно заполненной глюонами. Её форма при более высоких энергиях сейчас широко обсуждается. Имеются модели, согласно которым она лишь немного уширяется с возрастанием энергии [18, 19], но существуют и соображения в пользу некоторого уменьшения поглощения в самых центральных областях [20–23], когда форма типа BEL сменится формой, похожей на тороидальную.

Причина увеличения вероятности выживания протонов пока ещё не ясна. Несомненно, сильные корреляции и коллективное поведение их конститuentов должны быть ответственными за такой эффект. Например, возросшую роль упругого рассеяния можно было бы объяснить, предположив, что оболочки мешков становятся более жёсткими по мере увеличения энергии. Другими словами, этот эффект можно попытаться приписать усилению натяжения струн, связывающих кварки, по мере лоренсжатия мешков. При этом испускание мягких глюонов (неупругий канал) станет менее вероятным. Необходимо дальнейшие исследования возможной зависимости от энергии механизма удержания кварков в КХД.

Другое возможное объяснение возрастания вероятности выживания может быть связано с тем фактом, что с увеличением энергии возрастает плотность очень мягких (w_e) глюонов. Высказываются соображения [24] о том, что сила их взаимодействия уменьшается при такой плотности, т.е. ослабевает связь между супермягкими инфракрасными глюонами. Такой эффект мог бы быть обусловлен специальной топологической структурой вакуума КХД и проявлением так называемого контактного θ -члена в лагранжиане КХД [25]. До сих пор мы имели дело только с малостью константы связи в процессах жёстких соударений (асимптотическая свобода). Высокое давление в соударениях протонов и экстремально высокая плотность мягких глюонов могли бы привести к уменьшению константы связи и к их конденсации, зависящей от энергии [26].

Когерентные эффекты, обусловленные бозе-эйнштейновской конденсацией, хорошо изучены в явлениях сверхтекучести, сверхпроводимости и в лазерной физике. Цветные вихревые нити напоминают вихревые нити в сверхтекучести и сверхпроводимости [27]. Перенасыщенная "сверхтекучая" компонента глюонного поля могла бы сформироваться внутри протонов. Она должна быть менее активной в неупругих процессах. Это позволило бы протону легче "проскальзывать" мимо другого протона, сохраняя целостность. Можно попытаться приписать такие свойства топологическим конфигурациям

глюонного поля, известным как сочленения (baryon junctions), и приписать им сверхпроводящие свойства фуллеренов [28]. Расположение струн, связывающих кварки внутри протонов, имеет Y-образную форму с сочленением в точке Ферма треугольника кварков, находящихся в его вершинах. Свойства этого сочленения можно описывать в рамках пятимерной струнной модели в искривлённом пространстве [29]. Большим сюрпризом было бы обнаружить, что размеры такого новообразования оказались равными 0,4 Фм! Но пока это из области фантазий. Запутывание такой шкалы с типичными адронными размерами, вероятно, может объяснить также некоторые характерные черты поведения распределений по переданным импульсам. Физика поведения сил удержания на больших расстояниях приведёт к насыщению возрастания вероятности выживания в пределах, диктуемых условием унитарности. Это всего лишь одна из призрачных возможных гипотез, предлагаемых для объяснения данного эффекта с дальнейшей целью продвижения к реалистическому сценарию его описания.

В заключение подчеркнём ещё раз, что неожиданное (и пока всё ещё необъяснённое!) возрастание вероятности выживания протонов в интервале энергий от E_{IRS} до E_{LHC} является наиболее загадочным эффектом среди всех описанных выше свойств взаимодействий протонов. Несомненно, все они тесно связаны с изменением профиля протонов по мере возрастания энергии их соударения. Этот профиль становится чернее, круче и больше (BEL) при современных энергиях. Его дальнейшее поведение при более высоких энергиях определяется поведением с возрастанием энергии интеграла от мнимой части амплитуды упругого рассеяния по всем передаваемым импульсам, который мы не можем извлечь только из экспериментальных данных и вынуждены довольствоваться предсказаниями феноменологических моделей. Вместе с тем точные экспериментальные данные об упругом рассеянии протонов при более высоких энергиях дадут нам некоторые ориентиры в понимании дальнейшей эволюции формы области взаимодействия. В частности, было бы интересно узнать, проявит ли себя новая шкала размеров внутри протонов и останутся ли протоны чёрными в центре или станут более серыми. Новый режим насыщения глюонов может оказаться важным для объяснения этих эффектов в КХД и привести к новым результатам также и для неупругих процессов. На более глубоком уровне можно надеяться изучить структуру вакуума КХД, ответственного за самые сильные взаимодействия в природе.

Я благодарен поддержке программы сотрудничества РАН – ЦЕРН и программы МИФИ.

Список литературы

1. Дружинин П А *УФН* **188** 113 (2018); Druzhinin P A *Phys. Usp.* **61** (1) (2018) <https://doi.org/10.3367/UFNe.2017.10.038253>
2. Higgs P W *Phys. Lett. B* **12** 132 (1964)
3. Englert F, Brout R *Phys. Rev. Lett.* **13** 321 (1964)
4. Guralnik G S, Hagen C R, Kibble T W B *Phys. Rev. Lett.* **13** 585 (1964)
5. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Lett. B* **716** 30 (2012); arXiv:1207.7235
6. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *Phys. Lett. B* **716** 1 (2012); arXiv:1207.7214
7. Denisov S P et al. *Phys. Lett. B* **36** 415 (1971)

8. Amaldi U, in *40th Anniversary of the First Proton-Proton Collisions in the CERN Intersecting Storage Rings (ISR), Colloquium, 18 January 2011, CERN, Geneva, Switzerland* (CERN-2012-004) (Geneva: CERN, 2012) p. 33; arXiv:1206.3954; Amaldi U et al. *40th Anniversary of the First Proton-Proton Collisions in the CERN Intersecting Storage Rings (ISR), Colloquium, 18 January 2011, CERN, Geneva, Switzerland* (CERN-2012-004) (Geneva: CERN, 2012); arXiv:1206.4876
9. Antchev G et al. (TOTEM Collab.), arXiv:1712.06153
10. Antchev G et al. (TOTEM Collab.) *Nucl. Phys. B* **899** 527 (2015)
11. Antchev G et al. (TOTEM Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **111** 012001 (2013)
12. Petrov V A, Okorokov V A, arXiv:1802.01559
13. Csörgö T, talk at *Low x 2017, 12–18 June 2017, Biscegli*
14. Андреев И В, Дремин И М *Письма в ЖЭТФ* **6** 810 (1967); Andreev I V, Dremmin I M *JETP Lett.* **6** 262 (1967)
15. Amaldi U, Schubert K R *Nucl. Phys. B* **166** 301 (1980)
16. Dremmin I M, Nechitailo V A *Nucl. Phys. A* **916** 241 (2013)
17. Azarkin M Yu, Dremmin I M, Strikman M *Phys. Lett. B* **735** 244 (2014)
18. Kohara A K, Ferreira E, Kodama T *Eur. Phys. J. C* **74** 3175 (2014)
19. Petrov V A, Samokhin A P, in *XXXIth Intern. Workshop on High Energy Physics Critical Points in the Modern Particle Physics, July 5–7, 2017, Protvino, Moscow Region, Russia*; arXiv:1801.03809
20. Дремин И М *УФН* **187** 353 (2017); Dremmin I M *Phys. Usp.* **60** 333 (2017)
21. Albacete J L, Soto-Ontoso A *Phys. Lett. B* **770** 149 (2017)
22. Arriola E R, Broniowski W *Phys. Rev. D* **95** 074030 (2017)
23. Dremmin I M, Nechitailo V A, White S N *Eur. Phys. J. C* **77** 910 (2017)
24. Blaizot J-P et al. *Nucl. Phys. A* **904–905** 829c (2013); arXiv:1210.6838
25. Kharzeev D E, Levin E M *Phys. Rev. Lett.* **114** 242001 (2015)
26. Blaizot J-P, Liao J *Nucl. Phys. A* **949** 35 (2016); arXiv:1503.07263
27. Zhitnitsky A *Nucl. Phys. B* **916** 510 (2017); arXiv:1609.08619
28. Csörgö T, Gyulassy M, Kharzeev D J. *Phys. G* **30** L17 (2004)
29. Andreev O *Phys. Rev. D* **93** 105014 (2016)

Some new discoveries at colliders

I.M. Dremmin

*P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences,
Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation
E-mail: dremmin@lpi.ru
National Research Nuclear University MEPhI,
Kashirskoe shosse 31, 115409 Moscow, Russian Federation*

Five of the most recent experimental discoveries about high energy proton interactions are chosen to demonstrate the predictive power of the existing theory and how it attempts to elucidate the origin of some less understood phenomena. These include the Higgs boson, the cross section increase with energy, the increased proportion of elastic scattering in the same energy range, the exponential fall-off of the elastic differential cross section at sufficiently large momentum transfers (small distances), and the jet emission and ridge formation phenomena observed in very high multiplicity inelastic processes.

Keywords: proton, elastic scattering, unitarity condition

PACS numbers: 13.75 Cs, 13.85 Dz

Bibliography — 29 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **188** (4) 437–445 (2018)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.01.038284>

Received 13 January 2018, revised 21 January 2018

Physics–Uspekhi **61** (4) (2018)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2018.01.038284>