

Федеральное государственное бюджетное учреждение
«Государственный научный центр Российской Федерации –
Институт Теоретической и Экспериментальной Физики»
Национального исследовательского центра
«Курчатовский Институт»

Былинкин Александр Александрович

**Двухкомпонентная модель для рождения адронов
при столкновении частиц высокой энергии**

Специальность 01.04.23 - физика высоких энергий

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва, 2014

УДК 539.126

Работа выполнена в ФГБУ «ГНЦ РФ Институт Теоретической и Экспериментальной Физики» НИЦ «Курчатовский институт», г. Москва.

Научный руководитель:

Андрей Африканович Ростовцев,
доктор физико-математических наук, профессор
ведущий научный сотрудник ИППИ РАН, г. Москва

Официальные оппоненты:

Леонид Константинович Гладилин,
доктор физико-математических наук,
заведующий лабораторией, НИИЯФ МГУ, г. Москва;

Олег Петрович Ющенко,
доктор физико-математических наук,
ведущий научный сотрудник, ИФВЭ, г. Протвино

Ведущая организация:

Объединенный Институт Ядерных Исследований, г. Дубна

Защита состоится 11 ноября 2014 г. в 11 часов на заседании диссертационного совета Д 201.002.01 при ФГБУ «ГНЦ РФ – ИТЭФ» по адресу: 117218 Москва, Б. Черёмушкинская 25, ФГБУ «ГНЦ РФ – ИТЭФ», конференц-зал.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФГБУ «ГНЦ РФ – ИТЭФ» и на сайте www.iter.ru.

Автореферат разослан 10 октября 2014 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д.201.002.01
кандидат физико-математических наук

В.В. Васильев

1 Общая характеристика работы

В диссертации описывается феноменологическое исследование спектров рождения заряженных адронов в столкновениях частиц высокой энергии. Был развит систематический подход к анализу спектров заряженных частиц, в результате которого была предложена новая феноменологическая модель, дающая наилучшее описание всех имеющихся экспериментальных данных. Эта модель позволила объяснить ряд наблюдаемых явлений, включая различия в форме спектров частиц рожденных в pp и $\gamma\gamma$ взаимодействиях. Были исследованы наблюдаемые закономерности, и, в результате, сделаны предсказания по рождению частиц на Большом Адронном Коллайдере, успешно проверенные на имеющихся экспериментальных данных.

1.1 Актуальность темы диссертации

Столкновение частиц, обладающих высокой энергией, приводит к множественному рождению адронов и, соответственно, позволяет изучать процесс адронизации, в котором кварки и глюоны, объединяясь, превращаются в новые бесцветные частицы. Современная пертурбативная квантовая хромодинамика (пКХД) описывает процессы с большим переданным импульсом и поэтому не применима для описания адронизации, так как большинство частиц рождается с малым поперечным импульсом p_T . На данный момент теоретических моделей, описывающих процесс рождения адронов, не существует. Есть только феноменологические представления о механизмах, определяющих рождение адронов в столкновениях частиц высокой энергии.

1.2 Цель диссертационной работы

За последние десятилетия было накоплено большое количество экспериментальных данных по рождению адронов в высокоэнергетичных pp , $p\bar{p}$, $\gamma\gamma$, γp неупругих столкновениях и столкновениях тяжелых ионов. Поэтому целью данной работы является развитие систематического подхода к анализу экспериментальных данных, полученных в различных коллайдерных экспериментах, систематизация наблюдений, сравнение их друг с другом, поиск закономерностей и различий. Все это позволяет получить ключ к пониманию механизмов, ответственных за рождение адронов в столкновениях частиц высокой энергии.

1.3 Научная новизна

Впервые проведен систематический анализ всех имеющихся экспериментальных данных по рождению заряженных адронов в столкновениях частиц высокой энергии.

Разработана новая феноменологическая модель, описывающая два различных механизма рождения частиц. Показано, что предложенная модель дает наилучшее описание имеющихся экспериментальных данных по сравнению с широко используемыми на данный момент.

Проанализированы наблюдаемые закономерности и сделаны предсказания на распределения частиц по поперечному импульсу $\langle p_T \rangle$ и быстрой η для более высоких энергий. Эти предсказания успешно проверены на имеющихся экспериментальных данных по рождению заряженных адронов в столкновениях частиц высокой энергии.

1.4 Результаты, выносимые на защиту

1. Феноменологическая модель, описывающая рождение заряженных частиц.
2. Систематический анализ закономерностей, наблюдаемых в измеренных спектрах заряженных частиц, рожденных в высокоэнергетичных pp , $p\bar{p}$, $\gamma\gamma$, γp неупругих столкновениях и столкновениях тяжелых ионов.
3. Предсказания и их проверка для распределений частиц, рождающихся в pp -столкновениях на Большом Адронном Коллайдере.

1.5 Апробация работы и публикации

Материалы, изложенные в диссертационной работе, опубликованы в реферируемых научных журналах [1, 2, 3, 4, 5] и тезисах конференций [6, 7, 8, 9], докладывались автором на международных конференциях Moriond QCD 2013 (Ля Тюили, Италия), DIS 2013 (Марсель, Франция), HEPFT2013 (Протвино, Россия), EPSHEP 2013 (Стокгольм, Швеция), ICHEP 2014 (Валенсия, Испания), QCHSXI 2014 (Санкт-Петербург, Россия) и соавторами на многих других, а так же на международных школах Зимняя Школа ИТЭФ 2010-2014 (Москва, Россия), ESHEP 2013 (Парадфурдо, Венгрия) и ISSP 2014 (Эриче, Италия).

1.6 Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Ее объем составляет 89 страниц, включая 33 рисунка и 5 таблиц. Список цитируемой литературы состоит из 90 наименований.

2 Краткое содержание диссертации

Во **введении** описывается актуальность проблемы, формулируется тема исследования и приводится план расположения материала.

В **первой главе** приводится обзор литературы по феноменологическим моделям и представлениям о рождении частиц в столкновениях высокой энергии.

Первыми попытками разработки модели, описывающей рождение частиц в столкновениях высокой энергии были работы Э.Ферми и В.Гейзенберга.

Э.Ферми предположил, что весь эффективный объем пространства, заполненный нуклонами и окружающим их пи-мезонным полем, внезапно насыщается весьма большой порцией энергии. В теории Э.Ферми учитывался только один произвольный параметр — эффективный объем V , в который выделяется энергия сталкивающихся нуклонов. Так как ядерное взаимодействие очень велико, а размеры объема малы, то распределение энергии будет определяться статистическими законами. Этот объем определяется размером мезонного облака вокруг нуклонов, радиус которого порядка \hbar/μ , где μ — масса π -мезона. Однако, так как нуклоны движутся с большой скоростью, то мезонное облако, окружающее их, испытывает лоренцово сжатие вдоль направления движения нуклонов. Таким образом, объем V по порядку величины будет равен:

$$V = 4\pi/3(\hbar/\mu c)^3 \cdot 2Mc^2/E', \quad (1)$$

где M — масса нуклона, а E' — энергия нуклонов в системе центра тяжести. Образовавшиеся частицы, не взаимодействуя более друг с другом, вылетают из объема в "замороженном" состоянии.

Исходя из данных предположений, Э.Ферми получал следующую формулу для полного числа заряженных частиц при столкновениях высокой энергии:

$$N = 1.2(W/Mc^3) \cdot 0.25, \quad (2)$$

где W – энергия налетающей частицы в лабораторной системе координат.

В 1955 году Л.Д.Ландау и С.З.Беленький предложили собственную гидродинамическую теорию. Как они показали, расширение системы может быть рассмотрено на основе релятивистской гидродинамики. Такой подход позволил получить лучшее описание экспериментальных данных в плане распределения генерируемых частиц по энергиям в столкновениях высокой энергии или, например, процентного отношения числа рождаемых π -мезонов.

Однако обе эти модели имели один существенный недостаток: они рассматривали только лобовые, центральные соударения нуклонов, при которых начальные частицы останавливаются (в СЦИ) и вся их энергия переходит в термодинамическую систему.

Между тем, уже в то время из анализа данных по широким атмосферным ливням космических лучей, получалось, что господствующим, а может быть и единственным процессом являются так называемые периферические соударения, в которых налетающий нуклон теряет не более половины своей энергии. Поэтому, следующий период (с середины 60-х годов) в развитии взглядов на процессы рождения частиц можно охарактеризовать созданием мультипериферических моделей, которые учитывали нецентральный характер соударений.

Р.Хагедорн предложил собственную модель фаерболов в 1965 году. Под фаерболом Р.Хагедорн понимал статистически равновесное термализованное состояние адронного вещества. Причем, любой фаербол мог содержать как все известные частицы и резонансы, так и еще неоткрытые. Используя уравнения, выведенные Р.Хагедорном, можно было получить следующую формулу для числа частиц, имеющих массу в заданном интервале:

$$p(m) = C/m^{5/2} \exp[m/T_0], \quad (3)$$

где C – произвольная постоянная, а T_0 – критическая температура. Следовательно, T_0 является максимально возможной температурой – наподобие «точки кипения адронной материи», вблизи которой рождение частиц становится настолько сильным, что она не может возрасти вне зависимости от количества энергии, которое получает система. Очевидным следствием данного утверждения является Больцмановское распределение рождающихся частиц по поперечному импульсу (асимптотически $\approx \exp[p_T/T]$), где T не превосходит T_0 . Из анализа экспериментальных данных, Р.Хагедорн получал значение критической температуры близкое к массе π -мезона, а именно, равное 160МэВ.

Одновременно с предсказанием существования кварков, и их последующим обнаружением, росла и энергия столкновения частиц в различных экспериментах. В итоге, возникла необходимость рассматривать процессы взаимодействия частиц в рамках КХД, так как модели того времени уже не могли дать достаточно полное описание экспериментальных данных в рамках экспоненциального распределения при столкновениях частиц достаточно большой энергии. К примеру, экспериментальные данные, измеренные в начале 1980-х годов на коллайдере $SppS$ в Церне, обнаруживали значительные разногласия с имеющимися теоретическими подходами. Поэтому, следующим этапом в развитии моделей множественного рождения частиц стало использование предсказаний квантовой хромодинамики.

В итоге, было предположено, что в результате столкновения релятивистских адронов может образовываться кварк-глюонная плазма. При расширении и остывании кварк-глюонной плазмы взаимодействие между кварками и глюонами (при увеличении расстояния между ними) возрастает, и кварковые пары и глюоны превращаются в адроны. Этот процесс трактуется как фазовый переход кварк-глюонной плазмы в адроны. Простейшую оценку температуры можно сделать, если пренебречь взаимодействием между кварками и глюонами и предположить, что образуются лишь пионы. Считается, что критическая температура фазового перехода равна примерно 150 – 200 МэВ.

Во **второй главе** приводятся имеющиеся и широко используемые на данный момент модели для описания рождения частиц. Это пертурбативная Квантовая Хромодинамика (пКХД), Монте Карло модели и мультифрактальная модель Цаллиса.

Квантовая хромодинамика описывает жесткие процессы, которые характеризуются большими значениями переданного импульса. Для описания же мягких процессов используется теорема факторизации и различные уравнения эволюции.

Монте Карло генераторы сочетают в себе уравнения эволюции и различные модели фрагментации партона в конечное адронное состояние. Наиболее часто применяется модель фрагментации струны (LUND model), которая используется, к примеру, в Монте Карло генераторе PYTHIA [10, 11]. По мере того как q и \bar{q} партоны удаляются от общей вершины их рождения, между ними натягивается цветная трубка. С ростом расстояния энергия, накопленная в струне, увеличивается, и струна может разорваться с образованием новой $q'\bar{q}'$ пары, так что система расщепляется на 2 системы $q\bar{q}'$ и $q'\bar{q}$. Если инвариантная масса каждого из этих кусков достаточно большая, то каждый из них может распадать-

ся дальше. В данной модели разрыв струны продолжается до тех пор, пока не останутся адроны только на массовой оболочке, при этом каждому из них соответствует небольшой кусок струны и кварк-антикварковая пара на ее концах.

Также существуют и чисто феноменологические представления о рождении частиц. На данный момент в физике высоких энергий широко используется формула, предложенная К.Цаллисом в 1988 году:

$$\frac{d^2\sigma}{dp_T^2} = \frac{A}{(1 + \frac{p_T}{TN})^N}, \quad (4)$$

где $d^2\sigma/dp_T^2$ - дважды дифференциальное сечение рождения частицы с заданным импульсом, p_T - импульс рождаемой частицы, N - степенной, а T - температурный параметры; A - произвольная постоянная. Легко заметить, что при малых значениях импульса эта формула сводится к экспоненциальному распределению, которое характерно для статистической термодинамики. При больших же значениях импульса получается степенной закон распределения, типичный для квантовой хромодинамики.

В **третьей главе** приводятся собственные исследования по феноменологии рождения адронов. В ней представлены доказательства того, что имеющиеся модели дают плохое описание спектров заряженных частиц и предложена новая формула для аппроксимации спектров заряженных частиц:

$$\frac{d^2\sigma}{dp_T^2} = A_1 \exp(-E_{Tkin}/T_c) + \frac{A_2}{(1 + \frac{p_T^2}{T^2 N})^N}. \quad (5)$$

Для объяснения данной формулы предлагается довольно простая качественная модель. Было предложено рассмотреть два различных источника рождения частиц при высокоэнергетических столкновениях. Первый - это испускание адронов валентными кварками. Этот источник адронов характерен для столкновений барионов и полностью отсутствует в фотон-фотонных взаимодействиях. Другой источник адронов связан с фрагментацией мини-струй ввиду обмена виртуальными частицами (к примеру померонами). Этот источник частиц присутствует в любых взаимодействиях, включая фотон-фотонные. Таким образом, можно связать экспоненциальную часть спектра с квазитермализованным излучением от валентных кварков, в то время как померонные взаимодействия описывают адронные распределения в соответствии со степенным законом.

Имея два различных механизма рождения адронов, представляется естественным вы-

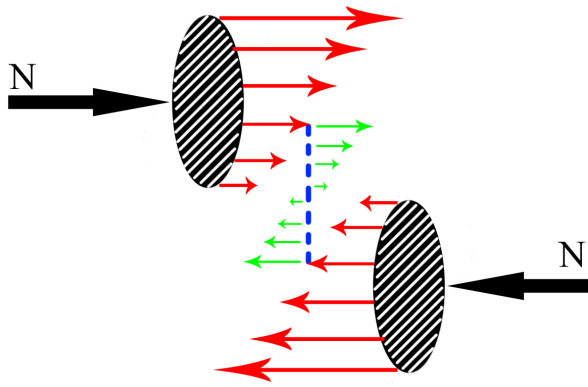


Рис. 1: Два различных механизма рождения адронов: красные стрелки отвечают за частицы, рожденные находящимися в барионе кварками, зеленые - за частицы, рожденные в померонном обмене.

числить их вклады в спектры заряженных частиц: функции (5) (R) определяется как

$$R = \frac{ANT^2}{ANT^2 + A_e(2mT_e + 2T_e^2)(N - 1)} \quad (6)$$

Хотя эта модель является качественной, тем не менее она позволяет сделать несколько предсказаний.

В протон-протонных столкновениях КХД-флуктуации более демократичны к аромату кварков относительно излучения валентного кварка. Вследствие этого спектры заряженных каонов, рожденных в барион-барионных столкновениях, должны иметь значительно меньший вклад экспоненциального члена, чем спектры заряженных пионов.

Это предсказание о безразличии померонных взаимодействий к аромату кварка было доказано сравнительным анализом данных с эксперимента PHENIX для протон-протонных столкновений на коллайдере RHIC [3]. Для этого анализа были использованы данные, полученные для протон-протонных столкновений с энергией в системе центра масс 200 ГэВ.

Результаты фитирования показаны на рисунке 2. Как и ожидалось, экспоненциальный член в рождении пионов доминирует, в то время как он дает гораздо меньший вклад в спектры каонов и протонов.

В **четвертой главе** приводится возможное теоретическое обоснование предложенной модели и делаются предсказания на распределения частиц по среднему поперечному импульсу $\langle p_T \rangle$ и быстройте η .

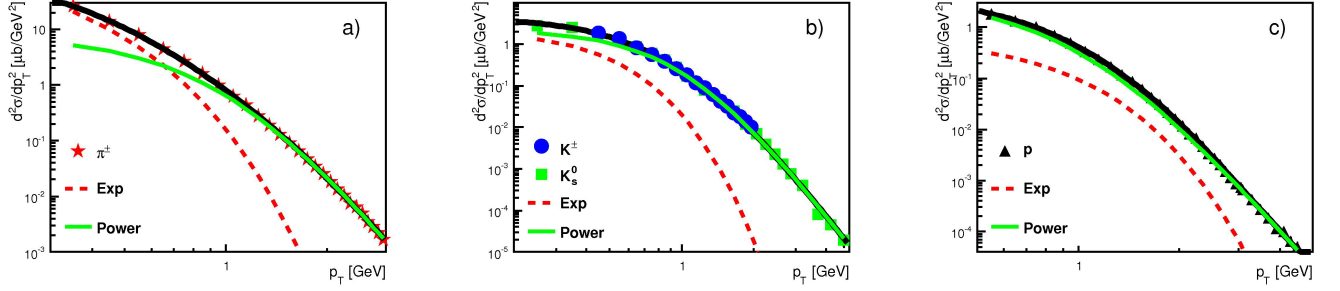


Рис. 2: π , K и p спектры [12], фитированные одновременно: красная линия показывает экспоненциальный член параметризации (5), а зеленая - степенной. Экспоненциальный член доминирует только для π спектров.

Для высоких энергий столкновения, \sqrt{s} , адрон-адронные взаимодействия и многочастичные процессы обычно рассматриваются в понятиях померонного обмена. В предложенной модели за частицы рожденные в следствие этого процесса отвечает степенной член параметризации (5). Таким образом, поведение степенного члена в инклюзивных сечениях одно-частичного рождения дает наиболее точную информацию о свойствах “голового” померона. В частности, ожидается, что плотности частиц $d\sigma^{power}/d\eta$ должны расти с энергией как

$$\frac{d\sigma^{power}}{d\eta} \propto s^{\Delta_P}, \quad (7)$$

где $\alpha_P(0) = 1 + \Delta_P$ реальный интерсепт начального (голового) померона. Как видно из рисунка 3, показывающего результат анализа экспериментальных данных, измеренных при различных энергиях столкновений, для степенного вклада получается значение $\Delta \simeq 0.25$ - близкое к тому, что можно было ожидать для пКХД (БФКЛ) померона после суммирования NLL поправок.

Также ожидается [13], что средний поперечный импульс мини-струй должен расти с энергией столкновения и множественности рождающихся частиц. Анализ экспериментальных данных, опубликованные коллаборацией STAR [14] позволяет сделать предсказания для распределений частиц по среднему поперечному импульсу $\langle p_T \rangle$ для больших энергий. Эти предсказания могут быть проверены на данных, уже измеренных на Большом Адронном Коллайдере [15]. Значения $\langle p_T \rangle$ и $dN/d\eta$ как функция N_{ch} параметризованы из данных с эксперимента STAR [14] следующим образом:

$$\langle p_T^{power} \rangle (N_{ch}) = 0.76 + N_{ch}^{0.009}, \quad (8)$$

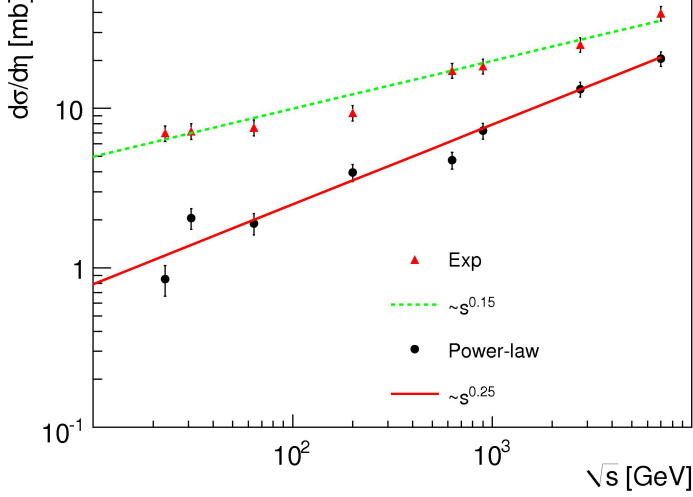


Рис. 3: Плотности частиц $d\sigma/d\eta$ как функция энергии в с.ц.м. \sqrt{s} в pp -столкновениях, посчитанные отдельно для степенного и экспоненциального членов (5).

$$\langle p_T^{exp} \rangle (N_{ch}) = 0.3625 - N_{ch}^{0.00125}. \quad (9)$$

$$\left(\frac{dN}{d\eta}\right)^{power}(N_{ch}) = 0.3 \cdot N_{ch}^{1.3}, \quad (10)$$

$$\left(\frac{dN}{d\eta}\right)^{exp}(N_{ch}) = 1.5 \cdot N_{ch}^{0.9}. \quad (11)$$

$$\langle p_T^{power} \rangle (N_{ch}, s) = \langle p_T^{power} \rangle (N_{ch}) \cdot \left(\frac{s}{s_0}\right)^{0.07}, \quad (12)$$

$$\langle p_T^{exp} \rangle (N_{ch}, s) = \langle p_T^{exp} \rangle (N_{ch}) \cdot \left(\frac{s}{s_0}\right)^{0.03}, \quad (13)$$

$$\left(\frac{dN}{d\eta}\right)^{power}(N_{ch}, s) = \left(\frac{dN}{d\eta}\right)^{power}(N_{ch}) \cdot \left(\frac{s}{s_0}\right)^{0.25}, \quad (14)$$

$$\left(\frac{dN}{d\eta}\right)^{exp}(N_{ch}, s) = \left(\frac{dN}{d\eta}\right)^{exp}(N_{ch}) \cdot \left(\frac{s}{s_0}\right)^{0.15}, \quad (15)$$

где $\sqrt{s_0} = 200$ ГэВ (энергия в с.ц.м. для эксперимента STAR) и \sqrt{s} - энергия в с.ц.м. на ЛНС. Теперь значение среднего поперечного импульса $\langle p_T \rangle$ для более высоких энергий может быть посчитано по формуле:

$$\langle p_T \rangle (N_{ch}, s) = \frac{\left(\frac{dN}{d\eta}\right)^{power}(N_{ch}, s) \cdot \langle p_T^{power} \rangle (N_{ch}, s) + \left(\frac{dN}{d\eta}\right)^{exp}(N_{ch}, s) \cdot \langle p_T^{exp} \rangle (N_{ch}, s)}{\left(\frac{dN}{d\eta}\right)^{power}(N_{ch}, s) + \left(\frac{dN}{d\eta}\right)^{exp}(N_{ch}, s)}. \quad (16)$$

Результат этой процедуры показан на рисунке 4 для ЛНС-энергий вместе с данными измеренными коллаборацией ALICE [15].

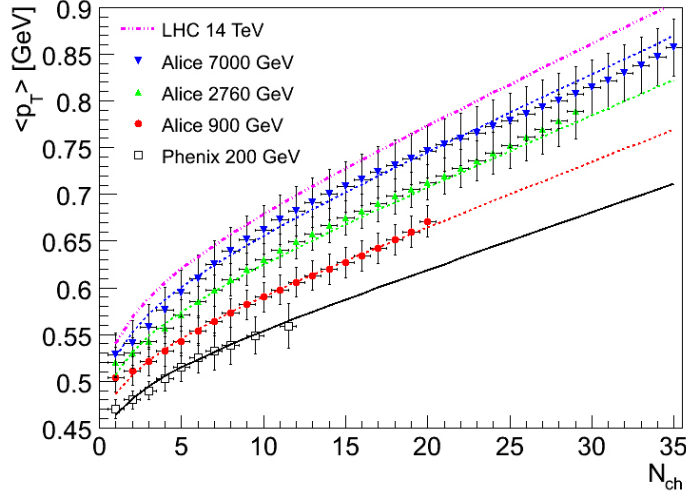


Рис. 4: Предсказания (пунктирные линии) для среднего поперечного импульса $\langle p_T \rangle$ как функции зарядовой множественности N_{ch} для LHC-энергий, показанные вместе с данными, измеренными в эксперименте ALICE [15].

Также можно проанализировать распределения частиц по быстрой η . С точки зрения данной модели, адроны рожденные из-за фрагментации мини-струй должны быть сконцентрированы в области центральных быстрой ($\eta \sim 0$), в то время как, частицы, рожденные ввиду фрагментации протона, ожидается, будут доминировать при больших значениях быстрой η из-за ненулевого импульса начальных партонов вдоль оси столкновения.

Вклады $d\sigma/d\eta$ в сечение рождения частиц от экспоненциального и степенного членов (5) могут быть изучены по отдельности, как функции псевдобыстрой η . Рисунок 5 показывает эти вклады, полученные из фитирования экспериментальных данных [16] функцией (5). Значения, полученные для степенной вклад, в свою очередь профитированы распределением Гаусса:

$$d\sigma/d\eta = A_{pl} \cdot \exp[-0.5 \cdot ((\eta - \eta_{pl})/\sigma_{pl})^2], \quad (17)$$

где $\eta_{pl} = 0$, согласно предложенной картине рождения частиц. Для экспоненциального члена можно предположить сумму двух распределений Гаусса:

$$d\sigma/d\eta = A_{exp1} \cdot \exp[-0.5 \cdot ((\eta - \eta_{exp1})/\sigma_{exp1})^2] + A_{exp2} \cdot \exp[-0.5 \cdot ((\eta - \eta_{exp2})/\sigma_{exp2})^2], \quad (18)$$

с $A_{exp1} = A_{exp2}$, $\sigma_{exp1} = \sigma_{exp2}$ и $\eta_{exp1} = -\eta_{exp2}$, ввиду симметрии сталкивающейся системы. Эти фиты (17) и (18) также показаны на рисунке 5.

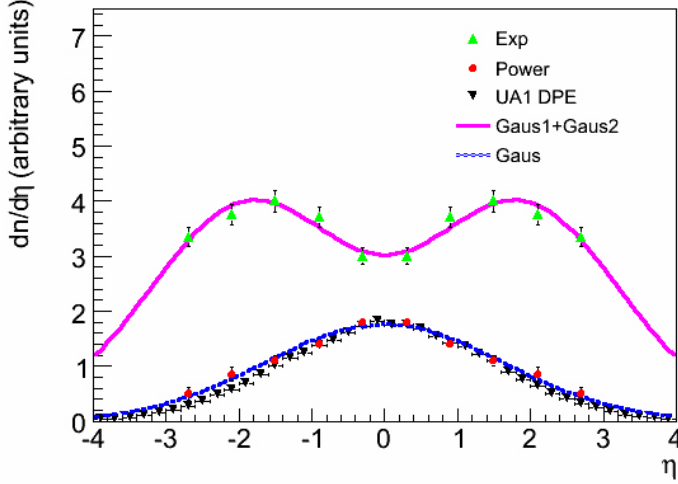


Рис. 5: Распределения частиц, посчитанные отдельно для степенного и экспоненциального членов, и фитированные распределениями Гаусса (17) и (18), соответственно. Экспериментальные данные по двойному померонному обмену (DPE) [17] показаны с произвольной нормировкой, и обнаруживают хорошее согласие по форме распределения со степенным членом.

Как можно было увидеть, форма распределения по псевдобыстроте достаточно хорошо описывается предложенной моделью. Поэтому интересно проанализировать, как она варьируется с изменением энергии столкновения. Для данного анализа можно использовать данные по распределениям по псевдобыстроте, измеренные *при одних и тех же экспериментальных условиях* на детекторе UA5 [18] для энергий в с.ц.м. изменяющихся от 53 до 900 ГэВ. В итоге, вариации параметров распределений Гаусса могут быть параметризованы следующим образом:

$$\sigma_{pl} = 0.217 + 0.235 \cdot \ln \sqrt{s}, \quad (19)$$

$$\eta_{exp} = 0.692 + 0.293 \cdot \ln \sqrt{s}, \quad (20)$$

$$\sigma_{exp} = 0.896 + 0.136 \cdot \ln \sqrt{s}, \quad (21)$$

$$A'_{pl} = 0.13 \cdot s^{0.175}, \quad (22)$$

$$A'_{exp} = 0.76 \cdot s^{0.106}, \quad (23)$$

где s - энергия столкновения в с.ц.м..

Обнаруженные зависимости (19)-(23) могут быть использованы, чтобы сделать предсказания по рождению частиц при ЛНС-энергиях. Такие предсказания также могут быть

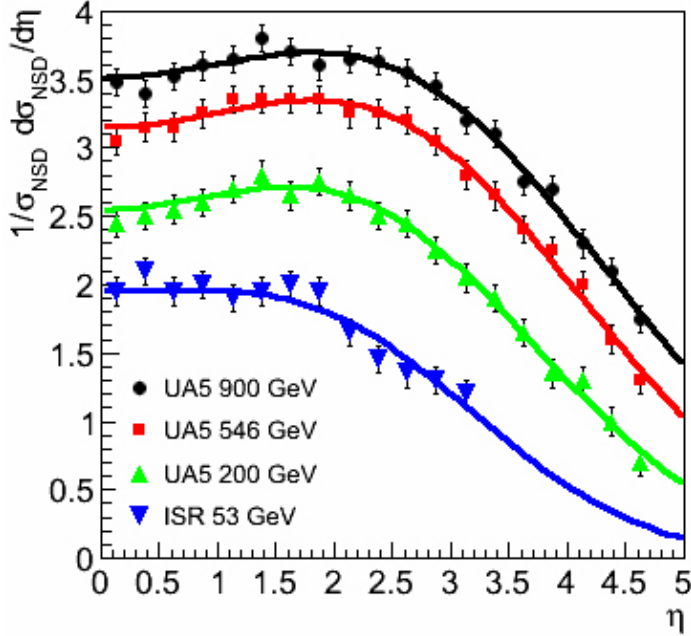


Рис. 6: Сечения рождения частиц $\frac{1}{\sigma_{NSD}} \frac{d\sigma_{NSD}}{d\eta}$ [18], фитированные суммой ((17) + (18)) трех распределений Гаусса.

протестированы на доступных экспериментальных данных, измеренных коллаборацией CMS [19, 20] (Рисунок 7).

Также представляется интересным изучение природы термальной компоненты в спектрах заряженных адронов. Возможным обоснованием термальной компоненты является гипотеза о том, что конфайнмент связан с горизонтом событий для цветных частиц. Ввиду этого, квантовые эффекты дают термальный спектр адронов, наподобие испарения черных дыр Хогинга или излучения Унру. Действительно, цветная струна, натягивающаяся между цветными фрагментами в столкновении высокой энергии содержит продольное хромoeлектрическое поле. Это поле замедляет цветные фрагменты, создавая Риндлеровский горизонт событий. Квантовые флуктуации вблизи горизонта событий и являются причиной термального рождения частиц [21].

В [21] утверждается, что температурный параметр параметризации (5) должен быть связан с импульсом глюона Q_s и вводится следующая формула, описывающая его зависимость от энергии в с.ц.м. \sqrt{s} и псевдобыстроты η .

$$Q_s^2(s; \pm\eta) = Q_s^2(s_0; \eta = 0) \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\lambda/2} \exp(\pm\lambda\eta); \quad (24)$$

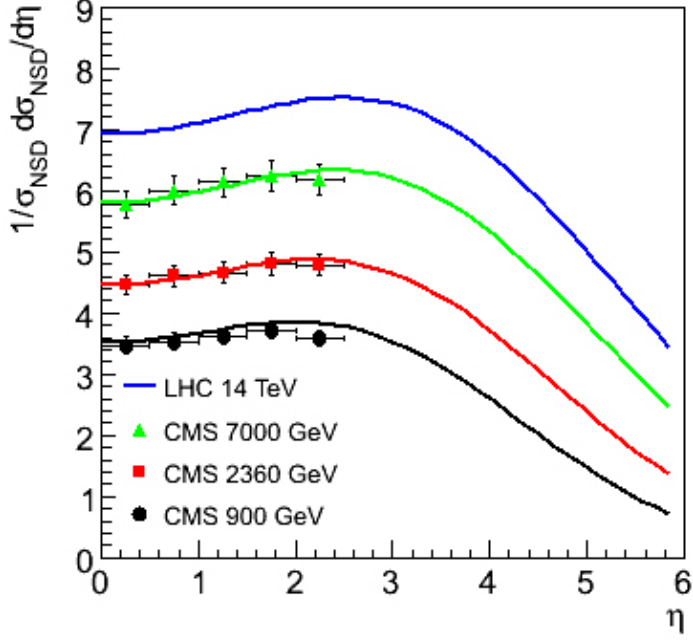


Рис. 7: Распределения заряженных частиц по псевдобыстроте, измеренные коллаборацией CMS [19, 20], показаны вместе с предсказаниями предложенной модели. Также показано предсказание для $\sqrt{s} = 14$ ТэВ.

Тогда для термального излучения адронов получается температура

$$T_{th} = c \frac{Q_s}{2\pi}, \quad (25)$$

где c порядка 1.

Из анализа экспериментальных данных можно установить следующие закономерности для параметров T и T_e , показанные на рисунке 8:

$$T = 409 \cdot (\sqrt{s})^{0.059} \text{ MeV}, \quad (26)$$

$$T_{th} = 98 \cdot (\sqrt{s})^{0.057} \text{ MeV}. \quad (27)$$

Соотношение (25) объясняет наблюдаемую линейную зависимость между T_e и T . Заметим, что из приведенных выше рассуждений термализованное испускание частиц ожидается в случае партонного насыщения, и таким образом, должно отсутствовать в диффракционных или $\gamma\gamma$ взаимодействиях, что согласуется с предложенной качественной моделью и анализом имеющихся экспериментальных данных.

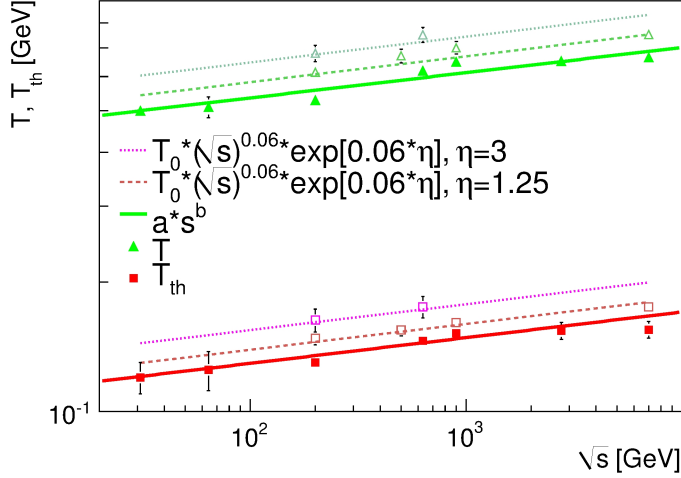


Рис. 8: Вариации параметров T и T_{th} уравнения (5), полученные из фитирования экспериментальных данных [12, 16] (закрашенные точки) как функция энергии столкновения \sqrt{s} . Сплошные линии показывают фиты этих вариаций в соответствии с формулой (24). В дополнение, пустые точки показывают параметры, полученные для данных, измеренных в других интервалах псевдобыстроты [16, 20] с пунктирными линиями, показывающими предсказания в соответствии с формулой (24).

Таким образом, наблюдаемая закономерность подтверждает теоретическую картину, в которой термализованное рождение адронов является следствием квантового испарения с горизонта событий, сформированного замедлением в продольных цветных полях.

Заключение содержит основные результаты проделанной работы. 1. Был проведен систематический анализ всех имеющихся экспериментальных данных по рождению заряженных адронов в столкновениях частиц высокой энергии.

2. В результате было показано, что существующие модели дают плохое описание формы спектра и была предложена собственная феноменологическая модель, описывающая рождение заряженных частиц.

3. Подробный и методический анализ экспериментальных данных с помощью предложенной модели позволил найти ее возможное теоретическое обоснование, а так же объяснить наблюдаемые явления такие как:

- Различие форм спектров частиц, рожденных в pp и $\gamma\gamma$ столкновениях и столкновениях тяжелых ионов.

- Различие между формами спектров заряженных пионов, каонов и протонов. Формы отношений K/π и p/π , как функция поперечного импульса p_T в столкновениях высокой энергии.
- Изменения форм спектров с энергией столкновения в системе центра масс \sqrt{s} , псевдобыстротой η и зарядовой множественностью.
- Наличие "плато" в распределении частиц по быстрой в инклюзивных pp -столкновениях и его отсутствие в дифракционных событиях.

4. В итоге, были сделаны предсказания по рождению частиц в столкновениях высокой энергии, которые были проверены на имеющихся экспериментальных данных, и могут быть использованы для последующих измерений при более высокой энергии на Большом Адронном Коллайдере.

Публикации автора по теме диссертации

1. A. A. Bylinkin and A. A. Rostovtsev, "Parametrization of the shape of hadron-production spectra in high-energy particle interactions," *Phys. Atom. Nucl.* **75** (2012) 999 [*Yad. Fiz.* **75** (2012) 1060].
2. A. A. Bylinkin and A. A. Rostovtsev, "Anomalous behavior of pion production in high energy particle collisions," *Eur. Phys. J. C* **72** (2012) 1961 [arXiv:1112.5734 [hep-ph]].
3. A. A. Bylinkin and A. A. Rostovtsev, "Universality of identified hadron production in pp-collisions," *Eur. Phys. J. C* **74** (2014) 2898 [arXiv:1203.2840 [hep-ph]].
4. A. A. Bylinkin and M. G. Ryskin, "Secondary hadron distributions in a two component model," *Phys. Rev. D* **90** (2014) 017501 [arXiv:1404.4739 [hep-ph]].
5. A. A. Bylinkin, N. S. Chernyavskaya and A. A. Rostovtsev, "Hydrodynamic extension of a two component model for hadroproduction in heavy-ion collisions," *Phys. Rev. C* **90** (2014) 18201 [arXiv:1405.3055 [hep-ph]].
6. A. A. Bylinkin and A. A. Rostovtsev, "Systematic studies of hadron production spectra in collider experiments," ISMD 2010 Proceedings, p.103-108, [arXiv:1008.0332 [hep-ph]].
7. A. A. Bylinkin, "New Model for Hadroproduction tested with DIS at HERA," Moriond 2013 Proceedings, p.369-372.

8. A. Bylinkin [H1 Collaboration], “Measurement of Charged Particle Spectra in Deep-Inelastic ep Scattering at HERA,” PoS DIS **2013** (2013) 136.
9. A. BYLINKIN and A. Rostovtsev, “New phenomenological model for hadron production in high energy particle collisions,” PoS EPS **-HEP2013** (2014) 040.

Список литературы

- [1] A. A. Bylinkin and A. A. Rostovtsev, “Parametrization of the shape of hadron-production spectra in high-energy particle interactions,” Phys. Atom. Nucl. **75** (2012) 999 [Yad. Fiz. **75** (2012) 1060].
- [2] A. A. Bylinkin and A. A. Rostovtsev, “Anomalous behavior of pion production in high energy particle collisions,” Eur. Phys. J. C **72** (2012) 1961 [arXiv:1112.5734 [hep-ph]].
- [3] A. A. Bylinkin and A. A. Rostovtsev, “Universality of identified hadron production in pp-collisions,” Eur. Phys. J. C **74** (2014) 2898 [arXiv:1203.2840 [hep-ph]].
- [4] A. A. Bylinkin and M. G. Ryskin, “Secondary hadron distributions in a two component model,” Phys. Rev. D **90** (2014) 017501 [arXiv:1404.4739 [hep-ph]].
- [5] A. A. Bylinkin, N. S. Chernyavskaya and A. A. Rostovtsev, “Hydrodynamic extension of a two component model for hadroproduction in heavy-ion collisions,” Phys. Rev. C **90** (2014) 18201 [arXiv:1405.3055 [hep-ph]].
- [6] A. A. Bylinkin and A. A. Rostovtsev, “Systematic studies of hadron production spectra in collider experiments,” ISMD 2010 Proceedings, p.103-108, [arXiv:1008.0332 [hep-ph]].
- [7] A. A. Bylinkin, “New Model for Hadroproduction tested with DIS at HERA,” Moriond 2013 Proceedings, p.369-372.
- [8] A. Bylinkin [H1 Collaboration], “Measurement of Charged Particle Spectra in Deep-Inelastic ep Scattering at HERA,” PoS DIS **2013** (2013) 136.
- [9] A. BYLINKIN and A. Rostovtsev, “New phenomenological model for hadron production in high energy particle collisions,” PoS EPS **-HEP2013** (2014) 040.

- [10] T. Sjostrand, S. Mrenna and P. Z. Skands, “PYTHIA 6.4 Physics and Manual,” JHEP **0605** (2006) 026 [hep-ph/0603175].
- [11] T. Sjostrand, S. Mrenna and P. Z. Skands, “A Brief Introduction to PYTHIA 8.1,” Comput. Phys. Commun. **178** (2008) 852 [arXiv:0710.3820 [hep-ph]].
- [12] A. Adare *et al.* [PHENIX Collaboration], “Identified charged hadron production in $p + p$ collisions at $\sqrt{s} = 200$ and 62.4 GeV,” Phys. Rev. C **83** (2011) 064903 [arXiv:1102.0753 [nucl-ex]].
- [13] V. A. Abramovsky, V. N. Gribov and O. V. Kancheli Sov. J. Nucl. Phys. **18** (1974) 308.
- [14] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration] “Multiplicity dependence of inclusive p_t spectra from $p - p$ collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV” Phys. Rev. D **74**, 0342006 (2006)
- [15] B. B. Abelev *et al.* [ALICE Collaboration], “Multiplicity dependence of the average transverse momentum in pp, p-Pb, and Pb-Pb collisions at the LHC,” Phys. Lett. B **727** (2013) 371 [arXiv:1307.1094 [nucl-ex]].
- [16] A Study of the General Characteristics of Proton - anti-Proton Collisions at $s^{**}(1/2) = 0.2$ -TeV to 0.9-TeV. UA1 Collaboration (C. Albajar *et al.*). Nucl.Phys.B335:261,1990.
- [17] D. Joyce, A. Kernan, M. Lindgren, D. Smith, S. J. Wimpenny, M. G. Albrow, B. H. Denby and G. Grayer, “Double pomeron exchange studies in p anti-p interactions at 0.63-TeV,” Phys. Rev. D **48** (1993) 1943.
- [18] G. J. Alner *et al.* [UA5 Collaboration] “Scaling of pseudorapidity distributions at c.m. energies up to 0.9TeV” Z. Phys. **C33**, 1-6 (1986)
- [19] V. Khachatryan *et al.* [CMS Collaboration], “Transverse momentum and pseudorapidity distributions of charged hadrons in pp collisions at $\sqrt{(s)} = 0.9$ and 2.36 TeV,” JHEP **1002** (2010) 041 [arXiv:1002.0621 [hep-ex]].
- [20] V. Khachatryan *et al.* [CMS Collaboration], “Transverse-momentum and pseudorapidity distributions of charged hadrons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV,” Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 022002 [arXiv:1005.3299 [hep-ex]].

- [21] D. Kharzeev and E. Levin, “Manifestations of high density QCD in the first RHIC data,”
Phys. Lett. B **523**, 79 (2001) [nucl-th/0108006].