

РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МНОЖЕСТВЕННОСТИ В ПРОТОН-ПРОТОННОМ И ПРОТОН-АНТИПРОТОННОМ СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

В. А. Абрамовский, Н. В. Радченко

Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого, Новгород, Россия

Распределения множественности вторичных заряженных адронов в pp - и $p\bar{p}$ -столкновениях принципиально различаются. В $p\bar{p}$ -рассеянии имеются три типа неупругих процессов. Первый представляет собой образование ливня вторичных адронов при распаде глюонной струны. Второй тип является ливнем, образовавшимся из распада двух кварковых струн, третий — из распада трех кварковых струн. В то же время существует только два типа неупругих процессов для pp -рассеяния — ливень из глюонной струны и ливень из двух кварковых струн. Предсказано распределение множественности и средняя множественность заряженных адронов для энергии 14 ТэВ.

Secondary charged hadrons multiplicity distributions in pp and $p\bar{p}$ collisions differ on principle. There are three types of inelastic processes in $p\bar{p}$ scattering. The first is production of secondary hadrons shower at gluon string decay. The second type is shower produced from two quark strings decay, the third type is shower produced from three quark strings decay. At the same time there are only two types of inelastic processes for pp scattering — gluon string shower and two quark strings shower. Multiplicity distribution and mean charged multiplicity for energy 14 TeV are predicted.

PACS: 11.25.Sq, 25.40.Ep, 25.55.Ci

ВВЕДЕНИЕ

Значительное уширение распределений множественности вторичных адронов в pp - и $p\bar{p}$ -столкновениях, наблюдаемое экспериментально с ростом полной энергии \sqrt{s} , свидетельствует о том, что в основе этих процессов лежит сложная структура множественного рождения. Существование такой сложной структуры неупругих процессов впервые было продемонстрировано в работе [1]. Было показано, что полное распределение множественности представляет собой сумму распределений в неупругих подпроцессах, так называемых померонных ливнях. Эти подпроцессы соответствуют разрезам одного, двух, трех, ... померонов. Веса распределений померонных ливней в полном распределении вычисляются согласно правилам Абрамовского–Грибова–Канчели [2]. Максимумы распределений в померонных ливнях кратны максимуму в распределении, которое соответствует разрезу полюса Померанчука при $n \simeq \langle n \rangle_P$. Они расположены в точках $n \simeq 2\langle n \rangle_P$, $n \simeq 3\langle n \rangle_P$, ... Поскольку величина $\langle n \rangle_P$ растет с ростом \sqrt{s} , пики распределений в померонных ливнях раздвигаются, и полная функция распределения множественности в адрон-адронных столкновениях уширяется. Первоначально предполагалось,

что распределение множественности в померонном ливне является пуассоновским. При не очень высоких энергиях ($\sqrt{s} = 9,8-53$ ГэВ) было получено хорошее согласие с экспериментальными данными [3].

В настоящий момент наиболее популярной моделью для описания экспериментальных данных является модель кратного партонного рассеяния [4], которая используется для описания распределений при высоких энергиях [5, 6], а также для описания жесткого рассеяния и образования жестких струй [7]. Модель кратного рассеяния предполагает факторизацию каждого из партонных подпроцессов и является частным случаем физической картины, предложенной в [1], в которой отброшены все усиленные диаграммы. Предположение о факторизации партонных процессов оказалось неверным. В работах [8, 9] показано, что даже для жестких процессов корреляционные вклады составляют около 30% самого эффекта. Эти корреляции обусловлены тем, что взаимодействие осуществляется цветным обменом. Факторизация возможна лишь в отдельных конфигурациях цветного обмена [10], дающих малый вклад.

Кроме пуассоновского распределения используется также отрицательное биномиальное распределение (negative binomial distribution, NBD) [11], которое успешно применяется для описания распределений множественности в различных реакциях при разных энергиях и кинематических ограничениях [12]. Чтобы описать распределение множественности в $p\bar{p}$ -рассеянии при высоких энергиях, рассматривались свертки двух [13], трех и даже четырех NBD [14]. Распределения множественности также достаточно успешно описываются феноменологическими моделями, возникающими из теории ветвящихся процессов [15].

Мы должны подчеркнуть, что все вышеупомянутые работы предполагают, что распределения множественности в pp - и $p\bar{p}$ -столкновениях *одинаковы*.

В настоящей работе мы покажем, что по крайней мере до энергии $\sqrt{s} = 14$ ТэВ основной вклад в неупругое рождение вторичных адронов дают процессы, совершенно отличающиеся от процессов рождения многопомеронных ливней и процессов кратного партонного рассеяния. Мы покажем, что топологические сечения σ_n , то есть сечения образования n заряженных адронов, *различны для pp - и $p\bar{p}$ -рассеяния*.

Статья организована следующим образом. В разд. 1 мы описываем три типа процессов рождения адронов в pp - и $p\bar{p}$ -рассеянии. В разд. 2 вычисляется поведение вакуумного вклада в σ^{nsd} в зависимости от энергии. В разд. 3 приведены результаты обработки распределений множественности в pp - и $p\bar{p}$ -столкновениях. В разд. 4 сделаны предсказания для распределения множественности и для величины средней множественности в pp -рассеянии на ЛНС. Приведено также распределение множественности для $p\bar{p}$ -взаимодействия при энергии $\sqrt{s} = 14$ ТэВ, и обсуждаются различия между этими распределениями. В заключении содержатся основные выводы статьи.

1. ТРИ ТИПА ПРОЦЕССОВ РОЖДЕНИЯ АДРОНОВ В $p\bar{p}$ - И pp -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

В работе [10] авторами было показано, что вплоть до энергии ЛНС в полные сечения pp - и $p\bar{p}$ -рассеяния дают вклад компонента только с валентными кварками, компоненты с валентными кварками и с одним или двумя глюонами. Эти компоненты приводят к совершенно разным типам процессов рождения адронов. Схематически эти процессы для $p\bar{p}$ -рассеяния изображены на рис. 1.

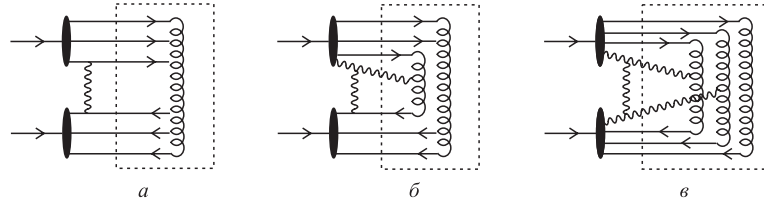


Рис. 1. Диаграммы, описывающие три типа процессов образования вторичных адронов в $p\bar{p}$ -взаимодействии. Пунктирными линиями выделены конечные состояния с глюонной струной (а), двумя кварковыми струнами (б), тремя кварковыми струнами (в)

Рис. 1, а описывает процесс взаимодействия $p\bar{p}$ в случае, когда только валентные кварки находятся в начальном состоянии. Эта диаграмма дает постоянную часть полного сечения $p\bar{p}$ -рассеяния. Взаимодействие происходит в результате глюонного обмена между бесцветными состояниями. При этом бесцветные состояния приобретают октетные цветные заряды и разлетаются, образуя струну цветного поля, которая при увеличении ее длины распадается на вторичные адроны. Этот процесс изображен на рис. 2, а. На рис. 2, б приведена одна из возможных диаграмм рис. 1, а, в которой конкретизируется распад глюонной струны в адроны. При взаимодействии в конечном состоянии, которое выделено пунктиром, последовательно рождаются пары глюонов. Рождение происходит до тех пор, пока энергия этих пар не станет приблизительно равной массе адронов. В дальнейшем каждая из глюонных пар распадается на несколько наблюдаемых адронов.

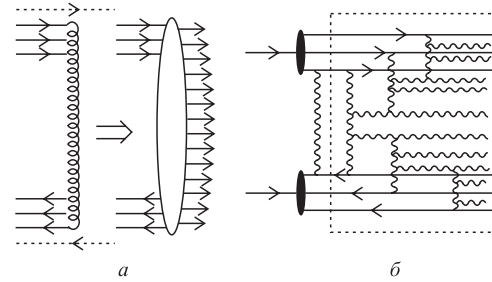


Рис. 2. Образование адронов в глюонной струне. а) Амплитуда перехода двух октетных состояний, образовавшихся в результате глюонного обмена, в адроны; пунктирными стрелками указано направление разлета октетных состояний. б) Одна из возможных диаграмм рис. 1, а; пунктиром выделена одна из возможных диаграмм амплитуды перехода двух октетных состояний рис. 1, а в адроны

Каждая из диаграмм типа рис. 2, б дает какое-то определенное число вторичных адронов. Число таких диаграмм велико (практически бесконечно), так как происходит обмен глюонами и нет никакого подавления по степеням полной энергии. Следовательно, вклады этих диаграмм имеют один и тот же порядок величины. Поэтому случайная величина — множественность вторичных адронов — должна удовлетворять нормальному распределению, что следует из центральной предельной теоремы теории вероятности. Таким образом, распределение множественности в глюонной струне должно быть гауссовым.

Мы предполагаем, что процессы, соответствующие диаграммам с одним глюоном (рис. 1, б), являются процессами с рождением двух разделенных кварковых струн. Вообще говоря, поперечные размеры кварковой струны должны быть порядка радиуса конфайнмента, то есть порядка размера адронов. Но так как поперечные импульсы глюо-

нов являются достаточно большими, порядка 1,5–2 ГэВ [10], то комптоновская длина волны глюона достаточно мала. Этот глюон должен быть поглощен при адронизации одной из кварковых струн. Поэтому соответствующие кварковые струны должны иметь поперечные размеры, сравнимые с комптоновской длиной волны глюона, и не будут перекрываться. Эти диаграммы дают вклад в полное сечение, растущее пропорционально $\ln s$ [10].

Два глюона дают как конфигурацию с двумя кварковыми струнами, так и конфигурацию с тремя кварковыми струнами. Последняя приведена на рис. 1, *в*. Диаграммы с двумя глюонами дают вклад в полное сечение, пропорциональный $(\ln s)^2$ [10].

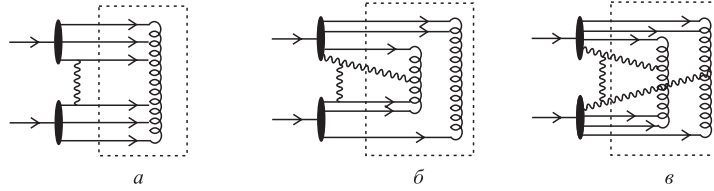


Рис. 3. Процессы образования адронов в pp -взаимодействии. *а*) Образование адронов в глюонной струне. *б, в*) Образование адронов в двух кварковых струнах

Процессы рождения адронов в pp -столкновении (рис. 3) принципиально отличаются от процессов рождения в $p\bar{p}$ -столкновении. Здесь нет конфигурации с тремя кварковыми струнами, так как в pp -взаимодействии струны образуются между кварком и дикуарком.

В процессах e^+e^- -аннигиляции в адроны при не очень высоких энергиях образуется одна кварковая струна между разлетающимися кварками. Распределение множественности вторичных заряженных адронов в этом процессе хорошо описывается отрицательным биномиальным распределением. Следуя этому результату, мы предположим, что в каждой из кварковых струн в адрон-адронном взаимодействии распределение множественности удовлетворяет NBD-распределению:

$$P_n(k, \langle n \rangle) = \frac{k(k+1) \dots (k+n-1)}{n!} \left(\frac{\langle n \rangle}{\langle n \rangle + k} \right)^n \left(\frac{k}{\langle n \rangle + k} \right)^k. \quad (1)$$

Это распределение имеет два параметра: параметр формы k и математическое ожидание $\langle n \rangle$ — среднюю множественность. Свертка двух отрицательных биномиальных распределений с теми же $\langle n \rangle$ и k и свертка трех отрицательных биномиальных распределений с теми же $\langle n \rangle$ и k являются также отрицательными биномиальными распределениями с $\langle n \rangle_2 = 2\langle n \rangle$, $k_2 = 2k$ и $\langle n \rangle_3 = 3\langle n \rangle$, $k_3 = 3k$

$$P_n(k_2, \langle n \rangle_2) = \sum_{n_1+n_2=n} P_{n_1}(k, \langle n \rangle) P_{n_2}(k, \langle n \rangle), \quad (2)$$

$$P_n(k_3, \langle n \rangle_3) = \sum_{n_1+n_2+n_3=n} P_{n_1}(k, \langle n \rangle) P_{n_2}(k, \langle n \rangle) P_{n_3}(k, \langle n \rangle). \quad (3)$$

Мы считаем, что при высоких энергиях распределение множественности в двух кварковых струнах как в pp -, так и в $p\bar{p}$ -взаимодействиях представляется сверткой (2), двойным отрицательным биномиальным распределением (2NBD). Мы также будем считать,

что распределение множественности в трех кварковых струнах представляется сверткой (3), тройным отрицательным биномиальным распределением (3NBD).

2. ПОВЕДЕНИЕ СЕЧЕНИЙ σ^{nsd}

Экспериментально очень трудно при высоких энергиях получить распределения множественности, соответствующие вкладам в полные сечения. Это связано с тем, что лидирующие частицы не выходят из трубы ускорителя. Поэтому экспериментально приходится обрезать спектр вторичных частиц на величинах фейнмановской переменной $x \sim 1$. Тем самым из рассмотрения исключаются вклады упругого сечения σ^{el} и вклады сечения одиночной дифракции σ^{sd} . Полученные экспериментально распределения множественности должны быть нормированы на сечение σ^{nsd} (non single diffraction cross section), которое определяется соотношением

$$\sigma^{\text{nsd}} = \sigma^{\text{tot}} - \sigma^{\text{el}} - \sigma^{\text{sd}}. \quad (4)$$

Экспериментальные данные σ^{nsd} были взяты из работ [16, 21]. Зависимость σ^{nsd} от энергии совершенно аналогична зависимости σ^{tot} [10], поэтому σ^{nsd} мы представим в виде

$$\sigma^{\text{nsd}} = A_1 s^{-\Delta_{R_1}} + A_2 s^{-\Delta_{R_2}} + \sigma_0^{\text{nsd}} + \sigma_1^{\text{nsd}} \ln s + \sigma_2^{\text{nsd}} (\ln s)^2. \quad (5)$$

Здесь первые два слагаемых соответствуют вкладам невакуумных реджионов, а последующие три слагаемых соответствуют вакуумным вкладам компонент только с валентными кварками, с одним глюоном и с двумя глюонами соответственно.

Вклады в сечение одиночной дифракции даются суммой диаграмм в области трех-реджионного предела. Вклады диаграмм PPP , PPR определяют вакуумные вклады в сечение одиночной дифракции; PRP , PRR , RRR дают невакуумные вклады. Интерференционные вклады PRP и PRR пренебрежимо малы [17], вклад RRR быстро выпадает с ростом энергии. Вклады невакуумных реджионов в упругие сечения также малы при высоких энергиях. Это связано, во-первых, со степенным падением с ростом энергии невакуумной амплитуды, во-вторых, с большим значением наклона невакуумных траекторий $\alpha'_R \simeq 1 \text{ ГэВ}^{-2}$. Поэтому невакуумный обмен при достаточно высоких энергиях дает вклад только в σ^{nsd} . Мы вычитаем этот вклад из экспериментальных значений σ^{nsd} для pp - и $p\bar{p}$ -рассеяния при энергиях, начинающихся с $\sqrt{s} = 44,5 \text{ ГэВ}$, и получаем вакуумные вклады в σ^{nsd} . Обрабатываем эти величины формулой

$$\sigma_{\text{vac}}^{\text{nsd}} = \sigma_0^{\text{nsd}} (1 + \delta_1^{\text{nsd}} \ln s + \delta_2^{\text{nsd}} (\ln s)^2), \quad (6)$$

где $\delta_1^{\text{nsd}} = \sigma_1^{\text{nsd}} / \sigma_0^{\text{nsd}}$, $\delta_2^{\text{nsd}} = \sigma_2^{\text{nsd}} / \sigma_0^{\text{nsd}}$.

При обработке тремя свободными параметрами σ_0^{nsd} , δ_1^{nsd} и δ_2^{nsd} параметр σ_0^{nsd} является излишним (коэффициент корреляции близок к единице), поэтому его необходимо фиксировать. Мы зафиксировали σ_0^{nsd} следующим образом. Постоянная часть упругого сечения равна

$$\sigma_0^{\text{el}} = \frac{1}{16\pi B(0)} (\sigma_0^{\text{tot}})^2 (1 + \rho^2), \quad (7)$$

где $\sigma_0^{\text{tot}} = (20,08 \pm 0,42)$ мб [10]; $B(0)$ — постоянная часть наклона дифракционного конуса

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} e^{-(B(0)+2\alpha' \ln s)|t|}.$$

Из обработки данных по наклону дифракционного конуса [18] имеем

$$B(s) = (8,8 \pm 0,6) + (0,53 \pm 0,05) \ln s, \quad \chi^2/\text{ndf} = 4/5.$$

Учитывая также, что отношение действительной части амплитуды упругого рассеяния к ее мнимой части $\rho = \text{Re } A_{\text{el}}/\text{Im } A_{\text{el}}$ для вакуумного вклада (померона) мало, $\rho \simeq 0,125-0,147$ [19], мы получим оценку для $\sigma_0^{\text{el}} \simeq 2,5$ мб.

Для оценки постоянного вклада в сечение одиночной дифракции мы используем результат наиболее популярной работы [20]

$$\sigma^{\text{sd}} = 4,3 + 0,3 \ln s.$$

Вычитая из σ_0^{tot} величину σ_0^{el} и σ_0^{sd} , получим $\sigma_0^{\text{nsd}} \simeq 13,3$ мб. С этим значением σ_0^{nsd} мы обработали величину $\sigma_{\text{vac}}^{\text{nsd}}$. Результат приведен на рис. 4.

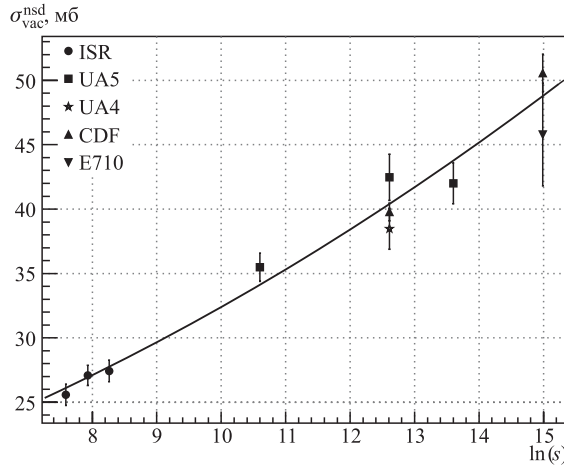


Рис. 4. Поведение вакуумного вклада в сечение σ^{nsd} в зависимости от энергии

Получены следующие значения свободных параметров в формуле (6): $\delta_1^{\text{nsd}} = 0,0746 \pm 0,0114$ и $\delta_2^{\text{nsd}} = 0,0069 \pm 0,0010$, $\chi^2/\text{ndf} = 14/8$. Такая величина χ^2 связана с тем, что точки, полученные коллаборациями UA4 и UA5 при энергии $\sqrt{s} = 546$ ГэВ, не перекрываются в пределах погрешностей.

3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МНОЖЕСТВЕННОСТИ В pp - И $p\bar{p}$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Были проанализированы экспериментальные распределения множественности для pp -рассеяния при энергиях $\sqrt{s} = 44,5, 52,6, 62,2$ ГэВ (ISR [21]) и для $p\bar{p}$ - при $\sqrt{s} = 200, 546, 900$ ГэВ (UA5 [16, 22]) и $\sqrt{s} = 300, 546, 1000, 1800$ ГэВ (E735 [5]), рис. 5–8.

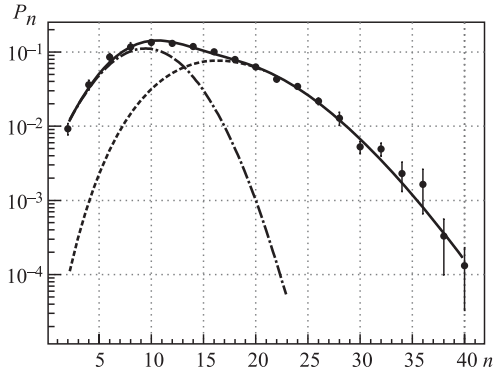


Рис. 5. Распределение множественности для pp -рассеяния, $\sqrt{s} = 62,2$ ГэВ. Штриховая линия — 2NBD-распределение; штрихпунктирная — нормальное распределение; сплошная — суммарное распределение с $\chi^2/\text{ndf} = 13/15$

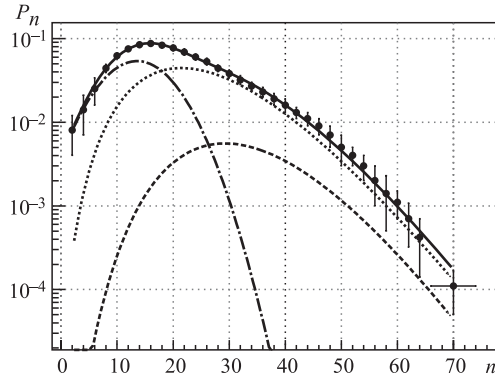


Рис. 6. Распределение множественности для $p\bar{p}$ -рассеяния, $\sqrt{s} = 200$ ГэВ. Пунктирная линия — 3NBD-распределение; штриховая — 2NBD-распределение; штрихпунктирная — нормальное распределение; сплошная — суммарное распределение с $\chi^2/\text{ndf} = 4/28$

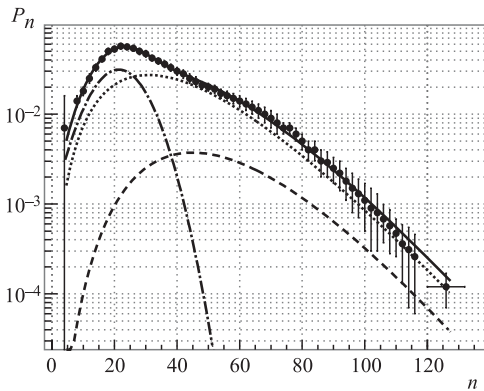


Рис. 7. Распределение множественности для $p\bar{p}$ -рассеяния, $\sqrt{s} = 900$ ГэВ. Пунктирная линия — 3NBD-распределение; штриховая — 2NBD-распределение; штрихпунктирная — нормальное распределение; сплошная — суммарное распределение с $\chi^2/\text{ndf} = 8/52$

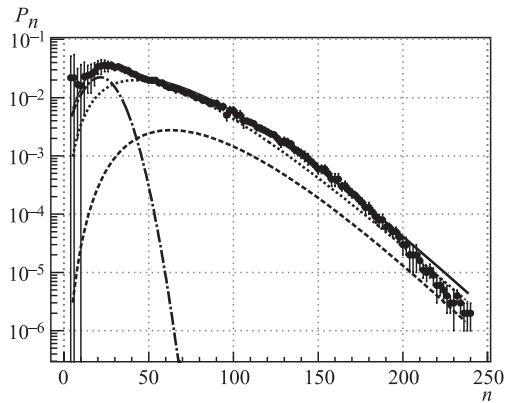


Рис. 8. Распределение множественности для $p\bar{p}$ -рассеяния, $\sqrt{s} = 1800$ ГэВ. Пунктирная линия — 3NBD-распределение; штриховая — 2NBD-распределение; штрихпунктирная — нормальное распределение; сплошная — суммарное распределение с $\chi^2/\text{ndf} = 136/115$

Распределения множественности для каждого значения энергии в pp -рассеянии представляют собой линейную комбинацию нормального распределения (глюонная струна) и 2NBD-распределения (две кварковые струны). Свободные параметры, которые участвуют в обработке, — это 1) параметры глюонной струны — математическое ожидание $\langle n \rangle_g$ (средняя множественность в глюонной струне) и дисперсия σ , 2) математическое ожи-

дание для отрицательного биномиального распределения $\langle n \rangle$ (средняя множественность в кварковой струне) и k — параметр формы NBD. Напомним, что параметры 2NBD-распределения $\langle n \rangle_2$ и k_2 мы выражаем через параметры NBD-распределения $\langle n \rangle_2 = 2\langle n \rangle$, $k_2 = 2k$. Вес нормального распределения равен $1/[1 + \delta_1^{\text{nsd}} \ln s + \delta_2^{\text{nsd}} (\ln s)^2]$ и определяется вкладом глюонной струны в $\sigma_{\text{vac}}^{\text{nsd}}$. Вес 2NBD-распределения определяется вкладом двух и трех глюонов в $\sigma_{\text{vac}}^{\text{nsd}}$ и равен $[\delta_1^{\text{nsd}} \ln s + \delta_2^{\text{nsd}} (\ln s)^2] / [1 + \delta_1^{\text{nsd}} \ln s + \delta_2^{\text{nsd}} (\ln s)^2]$.

Распределения множественности для каждого значения энергии в $p\bar{p}$ -рассеянии представляют собой линейную комбинацию нормального распределения, 2NBD-распределения и 3NBD-распределения (три кварковые струны). Мы опять имеем четыре свободных параметра при каждом значении энергии: $\langle n \rangle_g$, σ , $\langle n \rangle$ и k . Параметры 3NBD-распределения мы выражаем $\langle n \rangle_3 = 3\langle n \rangle$, $k_3 = 3k$.

Вес нормального распределения в $p\bar{p}$ -рассеянии, как и для случая pp , равен $1/[1 + \delta_1^{\text{nsd}} \ln s + \delta_2^{\text{nsd}} (\ln s)^2]$. Вес 3NBD-распределения выразим как $[c \delta_2^{\text{nsd}} (\ln s)^2] / [1 + \delta_1^{\text{nsd}} \ln s + \delta_2^{\text{nsd}} (\ln s)^2]$, где коэффициент c определяет вклад конфигурации с двумя глюонами в состоянии с тремя кварковыми струнами (рис. 1, δ). Коэффициент c определяется только цветовыми множителями и не зависит от энергии. Поэтому он может быть зафиксирован при какой-то одной энергии (мы фиксируем его для распределения, полученного коллаборацией UA5 при энергии 200 ГэВ, $c = 0,23$) и далее использован при других энергиях. Вес 2NBD-распределения, таким образом, равен $[\delta_1^{\text{nsd}} \ln s + (1 - c) \delta_2^{\text{nsd}} (\ln s)^2] / [1 + \delta_1^{\text{nsd}} \ln s + \delta_2^{\text{nsd}} (\ln s)^2]$. Первое слагаемое в числителе представляет вклад от конфигурации с одним глюоном, второе — вклад от конфигурации с двумя глюонами, которая соответствует образованию двух кварковых струн. Все экспериментальные распределения, как в случае pp -, так и в случае $p\bar{p}$ -рассеяния, хорошо подгоняются — для каждого распределения $\chi^2/\text{ndf} \lesssim 1$. Во всех случаях видно, что очень хорошо описывается структура распределения.

Из обработки экспериментальных распределений были получены четыре свободных параметра при всех рассматриваемых энергиях. Все эти параметры хорошо согласуются с функциональными зависимостями

$$\langle n \rangle_g = (-5,56 \pm 1,66) + (3,74 \pm 0,34) \ln \sqrt{s}, \quad \chi^2/\text{ndf} = 3/8, \quad (8)$$

$$\sigma = (-2,44 \pm 1,16) + (1,48 \pm 0,24) \ln \sqrt{s}, \quad \chi^2/\text{ndf} = 2/8, \quad (9)$$

$$k^{-1} = (-0,23 \pm 0,10) + (0,11 \pm 0,02) \ln \sqrt{s}, \quad \chi^2/\text{ndf} = 3/8, \quad (10)$$

$$\langle n \rangle = (3,45 \pm 0,15) + (0,47 \pm 0,01)(\ln \sqrt{s})^2, \quad \chi^2/\text{ndf} = 40/47. \quad (11)$$

Причем для множественности в кварковой струне $\langle n \rangle$ мы добавили экспериментальные данные по средней множественности из e^+e^- -аннигиляции в адроны при малых энергиях ($\sqrt{s} = 2,6\text{--}7,8$ ГэВ) [23]. При этих энергиях глюоны в конечном состоянии не появляются [24]. Хорошие значения χ^2/ndf в (8)–(11) также говорят о самосогласованности нашей обработки.

4. ПРЕДСКАЗАНИЯ ДЛЯ ЭНЕРГИИ $\sqrt{s} = 14$ ТэВ, СРАВНЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ pp - И $p\bar{p}$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Используя соотношения (8)–(11), мы получили параметры $\langle n \rangle_g$, σ , $\langle n \rangle$ и k при энергии $\sqrt{s} = 14$ ТэВ. Соответствующее предсказание для распределения множественности

заряженных адронов в pp -рассеянии при этой энергии приведено на рис. 9 и 10. Средняя множественность заряженных адронов для pp -рассеяния при $\sqrt{s} = 14$ ТэВ равна

$$\langle n \rangle_{\text{ch}} = 69,97 \pm 4,30.$$

Эта величина согласуется с предсказанием $\langle n \rangle_{\text{ch}} = 70 \pm 8$, приведенным в работе [25].

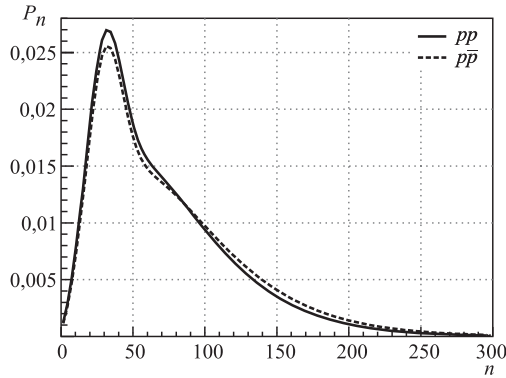


Рис. 9. Сплошная линия — предсказание распределения множественности для pp -рассеяния, $\sqrt{s} = 14$ ТэВ. Для сравнения приведено соответствующее распределение для $p\bar{p}$ -рассеяния — пунктирная линия

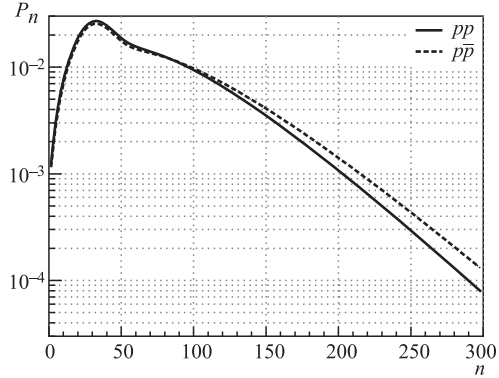


Рис. 10. Логарифмический масштаб для рис. 9

Сравнение формы распределений pp и $p\bar{p}$ на рис. 9 и 10 показывает, что кривая для pp -рассеяния характеризуется более высокими значениями в пике и более низкими значениями в хвосте распределения по сравнению с $p\bar{p}$ -рассеянием. Более высокие значения в пике pp -распределения связаны с тем, что вес 2NBD-распределения больше, чем для $p\bar{p}$. Более высокие значения в хвосте $p\bar{p}$ -распределения связаны с присутствием 3NBD-распределения, которого нет в случае pp -взаимодействия. Хотя вес 3NBD-распределения достаточно мал, оно характеризуется большой средней множественностью, что увеличивает вероятность событий с большим числом частиц и расширяет хвост распределения $p\bar{p}$ -столкновения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы подчеркиваем, что распределения множественности в pp - и $p\bar{p}$ -столкновениях различаются принципиально. Это связано с тем, что неупругие процессы pp - и $p\bar{p}$ -взаимодействий различны. Эти процессы — образование адронов в глюонной струне, двух и трех кварковых струнах — отличаются от неупругих процессов, связанных с разрезами померонных диаграмм (померонные ливни) и от неупругих процессов в кратных партонных столкновениях, одинаковых для pp - и $p\bar{p}$ -взаимодействий.

Авторы благодарны О. В. Канчели за обсуждения и замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Абрамовский В. А., Канчели О. В.* Реджевские ветвления и распределение множественности адронов при высоких энергиях // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 15. С. 559–563.
2. *Абрамовский В. А., Грибов В. Н., Канчели О. В.* Характер инклюзивных спектров и флуктуаций в неупругих процессах, обусловленных многопомеронным обменом // ЯФ. 1973. Т. 18. С. 595–616.
3. *Ter-Martirosyan K. A.* On the Particle Multiplicity Distributions at High Energy // Phys. Lett. B. 1973. V. 44. P. 377–380.
4. *Humpert B.* Are there Multi-Quark Interactions // Phys. Lett. B. 1983. V. 131. P. 461–466.
5. *Alexopoulos T. et al.* The Role of Double Parton Collisions in Soft Hadron Interactions // Phys. Lett. B. 1998. V. 435. P. 453–457.
6. *Matinyan S. G., Walker W. D.* Multiplicity Distribution and Mechanisms of the High-Energy Hadron Collisions // Phys. Rev. D. 1999. V. 59. P. 034022.
7. *Abe F. et al.* Double Parton Scattering in Anti- pp Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // Phys. Rev. D. 1997. V. 56. P. 3811–3832.
8. *Snigirev A. M. et al.* QCD Status of Factorization Ansatz for Double Parton Distribution // Phys. Rev. D. 2003. V. 68. P. 114012-1–114012-3.
9. *Korotkikh V. L., Snigirev A. M.* Double Parton Correlations Versus Factorized Distributions // Phys. Lett. B. 2004. V. 549. P. 171–176.
10. *Абрамовский В. А., Радченко Н. В.* Полные сечения взаимодействия адронов в модели с малым числом конститuentов // Письма в ЭЧАЯ (в печати).
11. *Giovannini A.* On a Statistical Generalization of the Multiperipheral Bootstrap // Nuovo Cim. A. 1972. V. 10. P. 713–722;
Giovannini A., Van Hove L. Negative Binomial Multiplicity Distributions in High-Energy Hadron Collisions // Z. Phys. C. 1986. V. 30. P. 391–400.
12. *Fuglesang C.* Review of New Experimental Results on Soft Hadronic Physics. CERN-EP/88-143.
13. *Giovannini A., Ugoccioni R.* Possible Scenarios for Soft and Semi-Hard Components Structure in Central Hadron–Hadron Collisions in the TeV Region // Phys. Rev. D. 1999. V. 59. P. 094020.
14. *Dremin I. M., Nechitailo V. A.* Independent Pair Parton Interactions — Model of Hadron Interactions // Phys. Rev. D. 2004. V. 70. P. 034005.
15. *Чикилев О. Г., Шляпников П. В.* Еще одна параметризация распределения по множественности в неупругих pp - и $\bar{p}p$ -взаимодействиях // ЯФ. 1991. Т. 53. С. 1374–1385;
Tchikilev O. G. Multiplicity Distributions at High Energies as a Sum of Poissonian-Like Distributions // Phys. Rev. D. 1999. V. 59. P. 094008.
16. *Aler G. J. et al.* Antiproton–Proton Cross Sections at 200 and 900 GeV c.m. Energy // Z. Phys. C. 1986. V. 32. P. 153–161;
Bozzo M. et al. Measurement of the Proton–Antiproton Total and Elastic Cross Sections at the CERN SPS Collider // Phys. Lett. B. 1984. V. 147. P. 392–398;
Aler G. J. et al. A General Study of Proton–Antiproton Physics at $\sqrt{s} = 546$ GeV // Phys. Rep. 1987. V. 154. P. 247–283;
Abe F. et al. Measurement of the Antiproton–Proton Total Cross Section at $\sqrt{s} = 546$ and 1800 GeV // Phys. Rev. D. 1994. V. 50. P. 5550–5561;

- Amos N.A. et al.* A Luminosity-Independent Measurement of the $\bar{p}p$ Total Cross Section at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // *Phys. Lett. B.* 1990. V. 243. P. 158–164;
- Amos N.A. et al.* Diffraction Dissociation in $\bar{p}p$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // *Phys. Lett. B.* 1993. V. 301. P. 313–316.
17. *Roy D.P., Roberts R.G.* Triple-regge Analysis of $pp \rightarrow pX$ and Some Related Phenomena — a Detailed Study. RL-74-022.
18. *Amos N. et al.* Measurement of Small-angle Antiproton–Proton and Proton–Proton Elastic Scattering at the CERN Intersecting Storage Rings // *Nucl. Phys. B.* 1985. V. 262. P. 689–714;
- Abe F. et al.* Measurement of Small Angle Antiproton–Proton Elastic Scattering at $\sqrt{s} = 546$ and 1800 GeV // *Phys. Rev. D.* 1994. V. 50. P. 5518–5534;
- Bozzo M. et al.* Low Momentum Transfer Elastic Scattering at the CERN Proton–Antiproton Collider // *Phys. Lett. B.* 1984. V. 147. P. 385–392;
- Amos N. et al.* Measurement of ρ , the Ratio of the Real to Imaginary Part of the $\bar{p}p$ Forward Elastic Scattering Amplitude, at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // *Phys. Rev. Lett.* 1992. V. 68. P. 2433–2436.
19. *Cudell J.R. et al.* High Energy Forward Scattering and the Pomeron: Simple Pole Versus Unitarized Models // *Phys. Rev. D.* 2000. V. 61. P. 034019.
20. *Goulianos K.* Pomeron Flux Renormalization in Soft and Hard Diffraction // *Phys. Lett. B.* 1995. V. 358. P. 379–388.
21. *Breakstone A. et al.* Charged Multiplicity Distribution in pp Interactions at CERN ISR Energies // *Phys. Rev. D.* 1984. V. 30. P. 528–535.
22. *Ansorge R.E. et al.* Charged Particle Multiplicity Distributions at 200 and 900 GeV c.m. Energy // *Z. Phys. C.* 1989. V. 43. P. 357–374.
23. *Siegrist J.L. et al.* Hadron Production by e^+e^- Annihilation at Center-of-Mass Energies between 2.6 and 7.8 GeV // *Phys. Rev. D.* 1982. V. 26. P. 969–990;
- Niczyporuk B. et al.* Charged Hadron Production in e^+e^- Annihilation in Υ and Υ' Region // *Z. Phys. C.* 1981. V. 9. P. 1–8.
24. *Абрамовский В.А. и др.* Неупругие взаимодействия при высоких энергиях и хромодинамика. Тбилиси: Мецниереба, 1986. 178 с.
25. *Armesto N. et al.* Heavy Ion Collisions at the LHC — Last Call for Predictions. hep-ph/0711.0974v1.