

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МНОЖЕСТВЕННОСТИ В ПРОТОН-ПРОТОННОМ РАССЕЯНИИ ПРИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЯХ. УЧЕТ ВКЛАДОВ НЕВАКУУМНЫХ РЕДЖИОНОВ

Абрамовский В.А., Абрамовская Н.В.

ФГБОУ ВПО «Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого», Великий Новгород, Россия (173003, г. Великий Новгород, ул. Б. Санкт-Петербургская, д. 41),
e-mail: Victor.Abramovsky@novsu.ru

Рассматриваются принципы построения Монте-Карло генератора событий для описания множественного рождения в протон-протонном столкновении при малых и промежуточных энергиях. Эта задача ставится для определения фоновых событий при образовании кварк-глюонной плазмы в условиях большого барионного химического потенциала на планируемом ускорителе NICA (Дубна, Россия). При малых энергиях большой вклад в множественное рождение вносит обмен невакуумными реджионами. Самосогласованное решение с учетом невакуумного обмена возможно при применении модели адронов с малым числом рассеивателей. Величины параметров, используемые для генерации событий, получены путем статистической обработки больших массивов экспериментальных данных по полным сечениям нуклон-(анти)нуклонных столкновений, электрон-позитронной аннигиляции в адроны, распределений по множественности в протон-(анти)протонных взаимодействиях. Приведены полученные модельные распределения.

Ключевые слова: кварк, глюон, гамма-распределение, протон-протонное взаимодействие, Монте-Карло генератор событий.

MULTIPLICITY DISTRIBUTION IN PROTON-PROTON SCATTERING AT INTERMEDIATE ENERGIES. CONSIDERATION OF CONTRIBUTIONS FROM NONVACUUM REGGEONS

Yaroslav-the-Wise Novgorod State University, Velikiy Novgorod, Russia (173003, Velikiy Novgorod, street B.Sankt-Peterburgskaya, 41), e-mail: Victor.Abramovsky@novsu.ru

The building principles of Monte Carlo event generator for multiplicity production in proton-proton scattering at low and intermediate energies are considered. This task arises in order to determine background events in quark-gluon plasma production in conditions of large baryo-chemical potential which are believed to be in the planned accelerator NICA (Dubna, Russia). Nonvacuum reggeons exchange plays important role in multiple production at the low energies. Self-consistent solution with consideration of nonvacuum exchange is possible when applying the Low Constituents Number Model. The values of parameters used for events generation are obtained by statistical treatment of large blocks of experimental data on total cross sections of nucleon-(anti) nucleon collisions, electron-positron annihilation to hadrons, multiplicity distributions in proton-(anti)proton interactions. The obtained model distributions are shown.

Key words: quark, gluon, gamma-distribution, proton-proton scattering, Monte Carlo event generator.

Введение

Распределения по множественности в процессах множественного рождения содержат основную информацию о взаимодействии адронов и ядер при различных значениях энергий. Образование кварк-глюонной плазмы в ядро-ядерных столкновениях предполагает образование большого числа частиц, обладающих определенными коллективными характеристиками. Задача выделения событий кварк-глюонной плазмы включает выделение фоновых событий, происходящих в результате взаимодействия нуклонов ядра друг с другом. Для этого необходим генератор событий, надежно описывающий процесс взаимодействия нуклонов ядра.

В качестве физической основы такого генератора мы выбираем модель с малым числом рассеивателей (Low Constituents Number Model) [1; 2]. Эта модель хорошо описывает распределение по множественности в протон-протонном и протон-антипротонном соударениях при высоких энергиях, где существенны только вакуумные вклады. В то же время при энергиях ускорителя NICA (Дубна, ОИЯИ), которые планируются порядка 10 ГэВ на пару нуклонов при столкновении ядер и от 3 до 30 ГэВ в протон-протонном столкновении, невакуумные вклады дают порядка 30-40% множественности.

Описание полных сечений с учетом невакуумных вкладов

В модели LCNM для вычисления полных сечений мы ограничиваемся диаграммами, содержащими только по одному дополнительному глюону, кроме валентных кварков, в волновой функции каждого из сталкивающихся адронов. Некоторые из этих диаграмм приведены на рисунке 1.

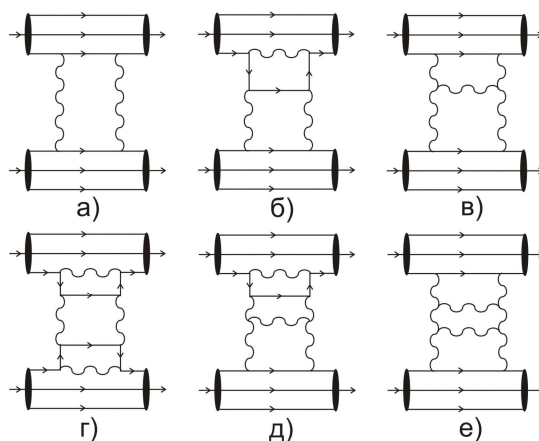


Рис. 1. Диаграммы процессов, дающих вклады в полное сечение протон-протонного взаимодействия.
Сплошными линиями показаны валентные кварки, волнистыми линиями – глюоны.

Диаграмма (а) дает постоянный вклад в величины полных сечений, диаграммы (б), (в) дают вклад, растущий пропорционально логарифму полной энергии; диаграммы (г)–(е) – вклад, растущий пропорционально квадрату логарифма полной энергии. На рисунке изображены диаграммы для вычисления полных сечений протон-протонного рассеяния. Диаграммы для вычисления полных сечений протон-антипротонного рассеяния совершенно аналогичны. Веса этих диаграмм будут использованы ниже для вычисления распределений множественности от каждого из вакуумных вкладов протон-протонного и протон-антипротонного рассеяний. Суммируя все диаграммы, получим выражения вакуумного вклада в полные сечения протон-протонного и протон-антипротонного взаимодействий:

$$\sigma_{tot, vac}^{pp(p\bar{p})} = \sigma_0 \left(1 + \frac{26}{3} \omega \ln s + \frac{169}{9} \omega^2 \ln^2 s \right). \quad (1)$$

Здесь ω – вероятность появления дополнительного глюона в волновой функции протона (антипротона), при обработке было получено значение $\omega = 0,033 \pm 0,003$;

$$\sigma_0 \frac{32\pi\alpha_s}{m_\rho^2} \quad (2)$$

m_ρ – масса ρ -мезона. Выражение (2) подчеркивает самосогласованность модели LCNM. Величина бегущей хромодинамической постоянной $\alpha_s = 0,330 \pm 0,014$, полученная в экспериментах по e^+e^- аннигиляции в адроны и глубоконеупругому ep рассеянию, позволяет хорошо описать поведение полных сечений протон-протонного и протон-антипротонного рассеяний в интервале энергий от $\sqrt{s} = 3,5$ ГэВ до $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Необходимо также подчеркнуть, что экспериментальная величина при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ была получена в 2011 г. коллаборацией TOTEM (ЛНС) [4], она является чрезвычайно критической для большинства ранее полученных моделей, поскольку лежит выше, чем ожидалось. Поэтому целый ряд моделей, описывавших протон-протонные взаимодействия при высоких энергиях, оказались неадекватными.

Вклады невакуумных реджионов в полные сечения существенны при малых и промежуточных энергиях, описываются следующими формулами.

Протон – протон (антипротон):

$$\sigma_{tot, non vac}^{pp(\bar{p})} = g_f^p \cdot g_f^p \cdot (s/s_0)^{-\Delta_f} \mu g_\rho^p \cdot g_\rho^p \cdot (s/s_0)^{-\Delta_R} \mu g_\omega^p \cdot g_\omega^p \cdot (s/s_0)^{-\Delta_R} + g_{A_2}^p \cdot g_{A_2}^p \cdot (s/s_0)^{-\Delta_R}. \quad (3)$$

Нейтрон – протон (антипротон):

$$\sigma_{tot, non vac}^{np(\bar{p})} = g_f^p \cdot g_f^p \cdot (s/s_0)^{-\Delta_f} \pm g_\rho^p \cdot g_\rho^p \cdot (s/s_0)^{-\Delta_R} \mu g_\omega^p \cdot g_\omega^p \cdot (s/s_0)^{-\Delta_R} - g_{A_2}^p \cdot g_{A_2}^p \cdot (s/s_0)^{-\Delta_R}. \quad (4)$$

Мы рассматриваем обмен четырьмя основными невакуумными реджионами: f^- , ρ^- , ω^- и A_2^- -траекториями, $s_0 = 1$ ГэВ², величины сечений приведены в миллибарнах. Были получены следующие значения этих параметров: $g_f^p = 8,45 \pm 0,10$, $g_\rho^p = 1,64 \pm 0,40$, $g_\omega^p = 5,95 \pm 0,28$, $g_{A_2}^p = 1,28 \pm 0,19$. Значения параметров $\Delta_f = 0,28 \pm 0,01$ и $\Delta_R = 0,56 \pm 0,02$ хорошо согласуются со значениями, которые следуют из рассмотрения графиков Чу–Фраучи, что также говорит о самосогласованности модели. Соответствующие кривые поведения полных сечений во всем интервале энергий приведены на рисунке 2.

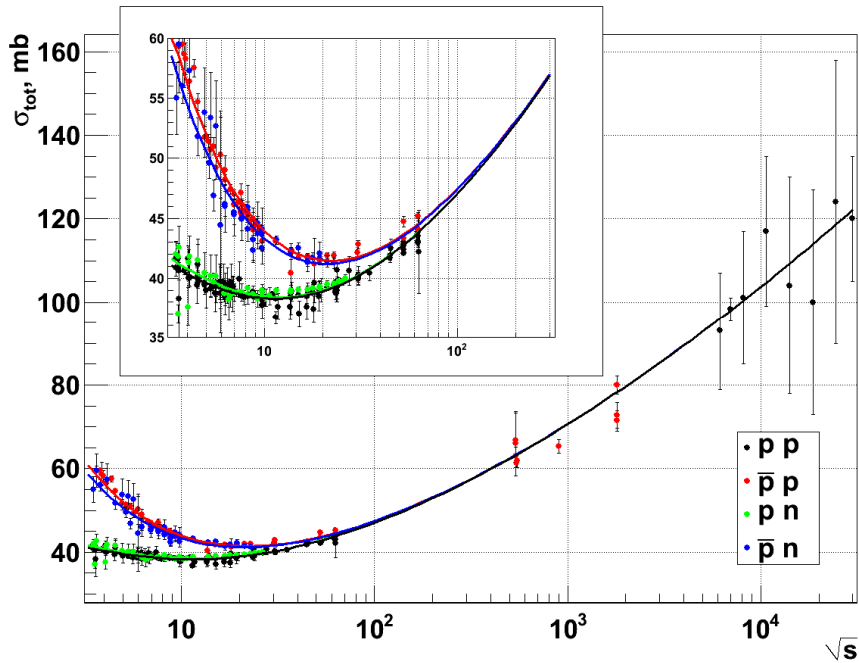


Рис. 2. Описание поведения полных сечений в модели LCNM для взаимодействий протон – (анти)протон, нейтрон – (анти)протон во всем интервале энергий. На вставке показано поведение сечений при малых и промежуточных значениях энергии (от $\sqrt{s} = 3,5$ ГэВ до $\sqrt{s} = 100$ ГэВ). Данные взяты из [5].

Распределения по множественности в кварковой и глюонной струнах

Невакуумные вклады соответствуют в дуально-топологической модели [6] планарной диаграмме, которая представляет собой поверхность, заматаемую кварковой струной, натянутой между кварком и антикварком (или кварком и дикварком). Распределение по множественности адронов, рожденных от развала кварковой струны, можно получить из следующих соображений. Рассмотрим квазиклассический разрыв кварковой струны в лабораторной системе одного из кварков. Пара кварк-антикварк образуется вблизи покоящегося кварка, поэтому обрывается медленная часть струны. Быстрый кварк продолжает двигаться. Если перейти в лабораторную систему отсчета медленного кварка, опять обрывается медленный конец. Этот процесс продолжается до тех пор, пока не будет полностью использована энергия струны. В любой момент вероятность разрыва струны не зависит от предыдущих разрывов и имеет то же распределение, что и предыдущее распределение. Это свойство отсутствия последствия соответствует Марковскому показательному распределению.

В реальной ситуации, кроме квазиклассического рождения кварк-антикварковых пар, кварк-антикварковые пары рождаются глюонами. На этих последних парах «закорачиваются» концы цветных электрических полей, образующих кварковую струну. Каждая из этих струн распадается квазиклассическим Марковским образом. Следовательно,

плотность вероятности такого процесса представляет собой гамма-распределение. Оно задается следующей формулой:

$$f(x) = \frac{\left(\frac{x-\mu}{\beta}\right)^{\gamma-1} \exp\left(-\frac{x-\mu}{\beta}\right)}{\beta \Gamma(\gamma)}, \quad (5)$$

где γ – параметр формы, μ – параметр положения, β – параметр масштаба, $\Gamma(\gamma)$ – гамма-функция.

Таким образом, распределение заряженных частиц, рождающихся при распаде кварковой струны, является гамма-распределением. Это предположение позволило описать распределения по множественности в электрон-позитронной аннигиляции в адроны во всем интервале энергий, для которых существуют экспериментальные данные, от $\sqrt{s} = 2,2$ ГэВ до $\sqrt{s} = 206,2$ ГэВ, примеры приведены на рисунке 3.

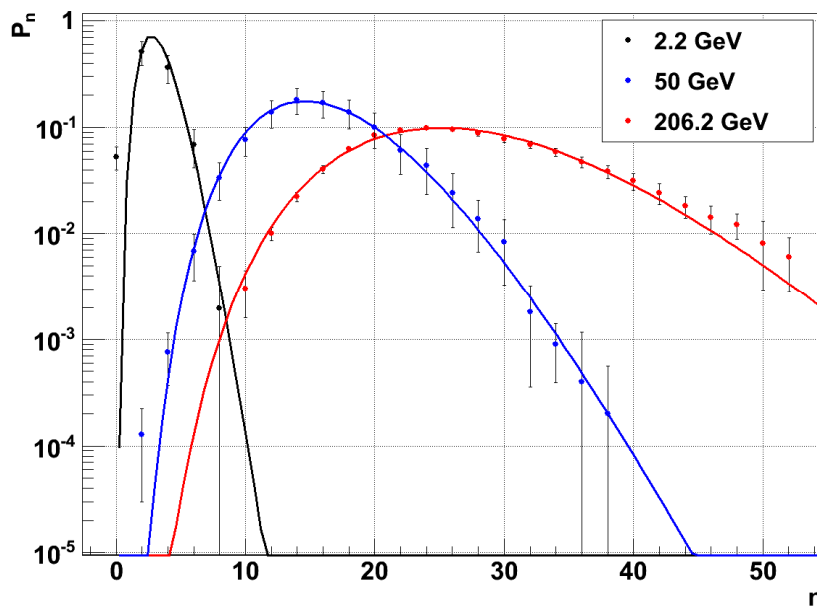


Рис. 3. Распределения по множественности заряженных частиц в электрон-позитронной аннигиляции при энергиях $\sqrt{s} = 2,2, 50, 206,2$ ГэВ, описанные с помощью гамма-распределения.

Рождение заряженных частиц при протон-протонном соударении представляет собой более сложный процесс, являющийся суммой трех подпроцессов [3]. Первый подпроцесс – это рождение частиц при распаде одной кварковой струны, образовавшейся в результате обмена невакуумным реджионом. Второй – рождение частиц при распаде двух кварковых струн, образовавшихся в результате вакуумного обмена, и третий – рождение частиц при распаде глюонной струны. Как было показано в работе [3], распределение множественности в глюонной струне является гауссовым. Оно задается следующей формулой:

$$f(x) = \frac{2}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-a)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (6)$$

где a – математическое ожидание, σ – среднее квадратическое отклонение.

Таким образом, для описания множественного рождения в протон-протонном взаимодействии при малых и промежуточных энергиях необходимо знать коэффициенты, с которыми суммируются вклады каждого подпроцесса, а также иметь энергетическую зависимость параметров гауссова и гамма-распределений в случае одной и двух струн. Эти параметры были получены при помощи обработки существующих экспериментальных данных по распределениям множественности в протон-протонных и протон-антипротонных столкновениях в интервале энергий от $\sqrt{s} = 13,7$ ГэВ до $\sqrt{s} = 1800$ ГэВ. Параметр положения μ в гамма-распределении в обоих случаях был взят равным нулю, так как вследствие закона сохранения заряда распределение по множественности может начинаться с нуля заряженных частиц. Энергетическая зависимость параметров распределения приведена в таблице 1.

Таблица 1 – Зависимости параметров распределений по множественности от энергии в системе центра масс

Гауссово распределение	Гамма-распределение для одной кварковой струны	Гамма-распределение для двух кварковых струн
$a(\sqrt{s}) = -0,63 + 0,83 \ln \sqrt{s}$	$\gamma(\sqrt{s}) = 11,3 - 1,6 \ln \sqrt{s}$	$\gamma(\sqrt{s}) = 10,9 - 0,5 \ln \sqrt{s}$
$\sigma(\sqrt{s}) = -8,9 + 4,4 \ln \sqrt{s}$	$\beta(\sqrt{s}) = 0,28 + 0,08 (\ln \sqrt{s})^2$	$\beta(\sqrt{s}) = 0,28 + 0,08 (\ln(1,3 \times \sqrt{s}))^2$

Основная информация по коэффициентам, с которыми суммируются вклады каждого подпроцесса, содержится в полных сечениях, однако распределения по множественности, как правило, приводятся в нормировке на сечения без однократной дифракции (non single diffraction). Для учета однократной дифракции и упругих столкновений в коэффициенты были внесены необходимые поправки.

Результаты

На основании полученных зависимостей параметров от энергии было проведено Монте-Карло моделирование в среде обработки данных ROOT распределений по множественности в протон-протонном рассеянии при энергиях от $\sqrt{s} = 3$ до $\sqrt{s} = 30$ ГэВ, соответствующих плановым энергиям ускорителя NICA. Примеры полученных распределений приведены на рисунках 4 и 5.

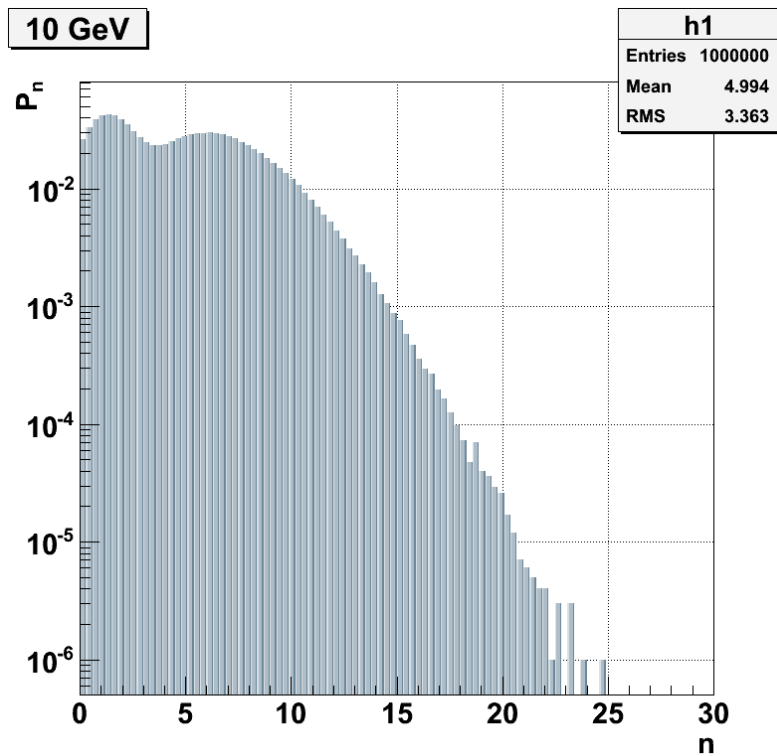


Рис. 4. Смоделированное распределение по множественности заряженных частиц в протон-протонном столкновении при $\sqrt{s} = 10$ ГэВ.

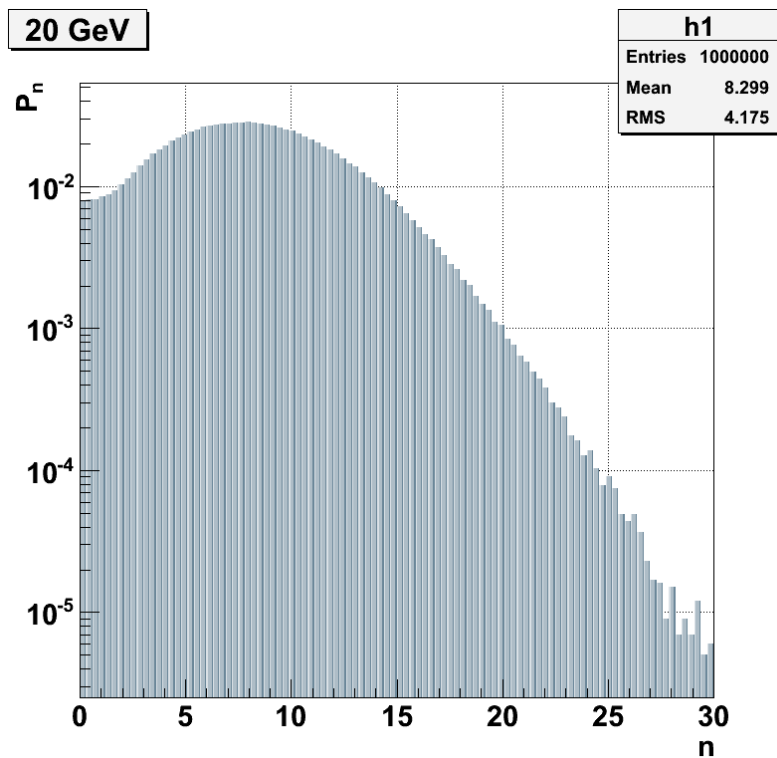


Рис. 5. Смоделированное распределение по множественности заряженных частиц в протон-протонном столкновении при $\sqrt{s} = 10$ ГэВ.

Список литературы

1. Абрамовский В.А., Канчели О.В. Реджевские процессы и хромодинамика // Письма в ЖЭТФ. – 1980. – Т. 31. – С. 566-569.
2. Абрамовский В.А., Радченко Н.В. Полные сечения взаимодействия адронов в модели с малым числом конstituентов // Письма в ЭЧАЯ. – 2009. – Т. 6. – № 5. – С. 607-619.
3. Абрамовский В.А., Радченко Н.В. Распределения множественности в протон-протонном и протон-антипротонном столкновениях при высоких энергиях // Письма в ЭЧАЯ. – 2009. – Т. 6. – № 6. – С. 717-727.
4. Antchev G. et al. (TOTEM Collaboration) First measurement of the total proton-proton cross section at the LHC energy of $\sqrt{s} = 7$ TeV // Europhys. Lett. – 2011. – V. 96. – P. 21002.
5. Beringer J. et al. Review of Particle Physics // Phys. Rev. D. – 2012. – V. 86. – P. 010001.
6. Mandelstam S. Dual-Resonance Models // Phys. Rept. – 1974. – V. 13. – P. 259-353.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009-2013 годы».

Рецензенты

Бичурин Мирза Имамович, д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой проектирования и технологии радиоаппаратуры, ФГБОУ ВПО «Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого», г. Великий Новгород.

Кирьянов Борис Федорович, д.т.н., профессор кафедры прикладной математики и информатики, ФГБОУ ВПО «Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого», г. Великий Новгород.