

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ МИФИ»
(НИЯУ МИФИ)

УДК 539.1.01

ОТЧЁТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

**Исследование механизмов адронизации в моделях адронных
взаимодействий, применяемых для моделирования широких атмосферных
ливней**

Научный руководитель
проф., д.ф.-м.н.

_____ А. А. Петрухин

Студент

_____ Р. В. Николаенко

Москва 2022

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
Мюонная загадка	3
Мюонная загадка с точки зрения адронных моделей	6
Цель работы	8
1 Обзор моделей адронизации	9
1.1 Что такое адронизация	9
1.2 Модель Филда-Фейнмана	11
1.3 Учет цветового взаимодействия	15
1.4 Кластерные модели	16
1.5 Струнные модели	18
1.6 Гидродинамические модели адронизации	23
1.7 Заключение к первой главе	24
2 Механизмы адронизации в современных моделях адронных взаимодействий	27
2.1 QGSJET-II-04	27
2.2 PYTHIA8.3	32
2.3 EPOS-LHC	37
3 Учет новых механизмов при описании адронизации	50
3.1 Обсуждение экспериментальных данных	50
3.2 Механизм подавления лидирующих π^0 -мезонов	54
Заключение	58
Список использованных источников	59

ВВЕДЕНИЕ

МЮОННАЯ ЗАГАДКА

Для решения проблемы происхождения, ускорения и распространения первичных космических лучей (ПКЛ) высоких и сверхвысоких энергий необходимы сведения об их энергетическом спектре и массовом составе. При энергиях выше 10^{15} эВ единственным источником такой информации являются широкие атмосферные ливни (ШАЛ), формирующиеся в результате взаимодействия частиц ПКЛ с ядрами атмосферных газов и представляющие собой многочисленные каскадные процессы рождения вторичных элементарных частиц. Интерпретация экспериментальных данных основывается на сопоставлении измеренных распределений с результатами численных Монте-Карло расчетов. Такие расчеты неизбежно являются модельно зависимыми, а из-за отсутствия возможности прямого наблюдения некоторых адронных взаимодействий при таких высоких энергиях (например, мезон-ядерных) или из-за технических сложностей в измерении нужных величин (например, сечений в ядро-ядерных столкновениях при больших энергиях) в моделях используются существенные экстраполяции известных зависимостей. Таким образом, адронные взаимодействия на ранних стадиях развития ШАЛ являются, по сути, такой же неизвестной функцией, как состав или энергетический спектр ПКЛ.

Данные последних лет, полученные в экспериментах по исследованию мюонной компоненты ШАЛ, при сравнении с результатами расчетов для космических лучей сверхвысоких (КЛСВЭ) и ультра высоких энергий (КЛУВЭ) указывают на наличие большого, растущего с энергией избытка многомюонных событий, т.н. "мюонная загадка" (muon puzzle) [1]. Предпосылки к наличию избытка появились еще в ходе экспериментов ALEPH [2] и DELPHI [3] на ускорителе LEP (CERN). А определить зависимость избыт-

ка от энергии первичных частиц впервые удалось на экспериментальном комплексе НЕВОД-ДЕКОР [4,5] при помощи нового способа исследования ШАЛ - метода спектров локальной плотности мюонов (СЛПМ) [5]. Наблюдаемые распределения событий с группами мюонов при средних зенитных углах в сравнении с результатами моделирования указывают на утяжеление массового состава ПКЛ в сторону железа в области энергий $E_0 \geq 10^{16}$ эВ, а при больших зенитных углах для $E_0 \approx 10^{18}$ эВ не укладываются даже в рамки предположения о чисто железном составе космических лучей. Позднее эти результаты получили подтверждение на других, в том числе и гигантских, установках, как обсерватория "Пьер Оже"(Pierre Auger Observatory, PAO) [6].

Недавно рабочая группа по адронным взаимодействиям и физике ливней (WHISP: Working group in Hadronic Interactions and Shower Physics) обобщила результаты различных экспериментов, в которых регистрировались группы мюонов [7]. Ввиду совершенно разных условий работы детекторов и методик, применяемых для анализа, прямое сравнение результатов мюонных исследований, осуществленных на разных установках, невозможно. Поэтому экспериментальные данные сравниваются с моделированием, в котором воссоздаются идентичные эксперименту условия. Таким образом, результаты различных установок приводятся к так называемой z -шкале:

$$z = \frac{\ln \langle N_{\mu}^{det} \rangle - \ln \langle N_{\mu,p}^{sim} \rangle}{\ln \langle N_{\mu,Fe}^{sim} \rangle - \ln \langle N_{\mu,p}^{sim} \rangle}, \quad (1)$$

где $\langle N_{\mu}^{det} \rangle$ — величина, характеризующая поток мюонов, наблюдаемый в эксперименте, $\langle N_{\mu,p}^{sim} \rangle$ и $\langle N_{\mu,Fe}^{sim} \rangle$ — та же величина, но полученная из моделирования регистрации ШАЛ от протонов и железа соответственно. Результаты измерения зависимости z -параметра от энергии первичной частицы для большого количества экспериментов, полученные для разных моделей, используемых в CORSIKA, представлены на рисунке 1.

Исходя из (1), величина параметра z будет равна нулю в случае наблюдения чисто протонного состава ПКЛ, а в случае чисто железного состава - единице. Экспериментальные данные таким образом должны укладываться строго между этими предельными предположениями, однако, как видно из рисунка, для большинства моделей и экспериментов имеет место

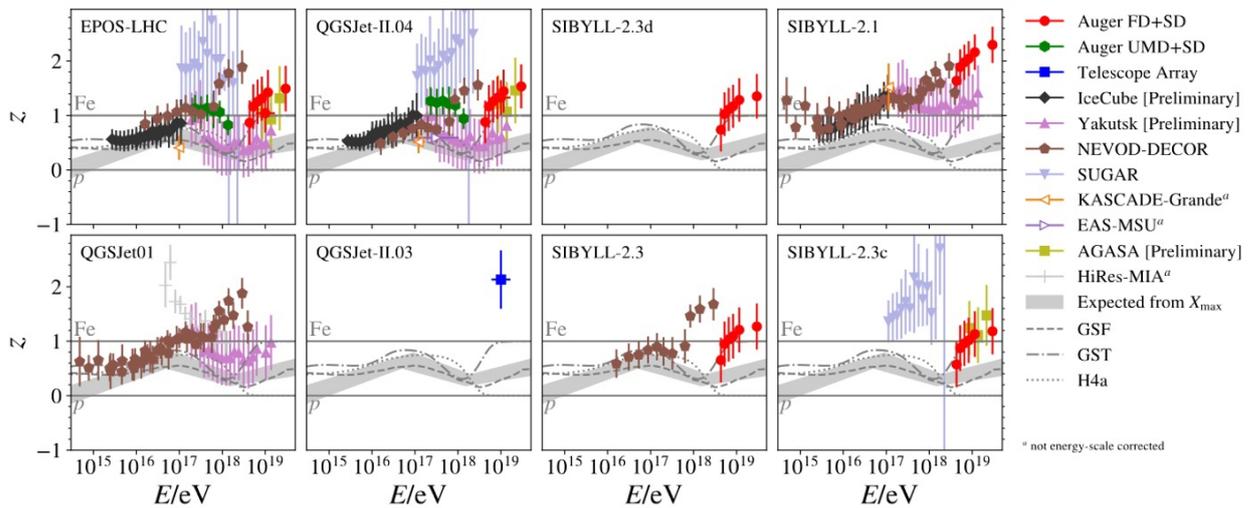


Рисунок 1 — Результаты измерений плотности мюонов, приведенные к z -шкале согласно (1), для разных моделей адронных взаимодействий

значительный избыток многомюонных событий даже в сравнении с железным составом ПКЛ.

На рисунке 1 показаны результаты экспериментов в интерпретации 8 наиболее часто используемых моделей адронных взаимодействий высоких энергий, применяемых для моделирования ШАЛ: EPOS-LHC [8-10], три версии модели QGSJET [11-14] и 4 версии модели SIBYLL [15-18]. Более подробно суть проблемы избытка мюонов раскрывается на рисунке 2, где изображена зависимость приведенного параметра $\Delta z = z - z_{\text{mass}}$ от энергии первичной частицы [19]. Приведенный параметр Δz получается вычитанием из z ожидаемой величины z_{mass} , определенной в соответствии с изменениями состава ПКЛ, заданными по Global Spline Fit (GSF), показанного на рисунке штриховой линией. Массовый состав в GSF определяется, в основном, на основании экспериментов, измеряющих глубину максимума ливня X_{max} , данные которых, в свою очередь, изображены серой полосой. Приведены данные в интерпретации двух так называемых post-LHC (настроенных по данным LHC) моделей: EPOS-LHC и QGSJET-II-04.

Четко видно отклонение экспериментальных данных от GSF, причем величина наклона прямых, фитирующих экспериментальные точки, измеренная в стандартных отклонениях составляет около 8σ !

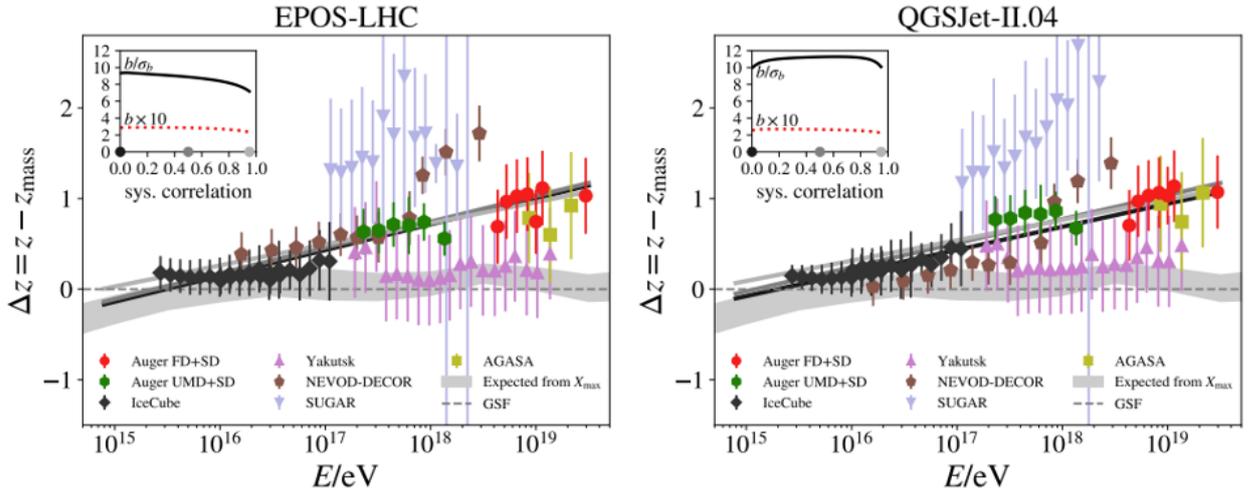


Рисунок 2 — Зависимости приведенного параметра Δz от энергии первичной частицы в интерпретации моделей EPOS-LHC и QGSJET-II-04

МЮОННАЯ ЗАГАДКА С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ АДРОННЫХ МОДЕЛЕЙ

Описание адронных взаимодействий, происходящих в ШАЛ от КЛ-СВЭ и КЛУВЭ, включает в себя трудности, требующих воплощения разных несочетающихся друг с другом подходов для их решения в одной и той же модели. Схематично эта дилемма представлена на рисунке 3.

Для описания так называемых мягких взаимодействий (мягкая КХД, soft QCD или sQCD) обычно применяется теория Грибова-Редже (Gribov-Regge Field Theory, GRFT), основанная на технике померонных обменов [20, 21]. Серьезная проблема заключается в том, что переднюю область (частицы, обладающие большими быстротами) значительно труднее исследовать экспериментально. События, включающие в себя мягкие процессы, дифракцию, упругое рассеяние часто называют minimum-bias events, в соответствии с тем, что набор статистики таких событий на ускорителе проводится с наименее строгими допустимыми критериями отбора. Именно в переднюю область частицы уносят наибольшую часть энергии взаимодействия, поэтому она является важнейшей с точки зрения моделирования развития ШАЛ. С другой стороны, с ростом энергии взаимодействия растет и сечение жестких процессов (жесткая КХД, hard QCD или hQCD), то есть событий с большими переданными импульсами, описание которых

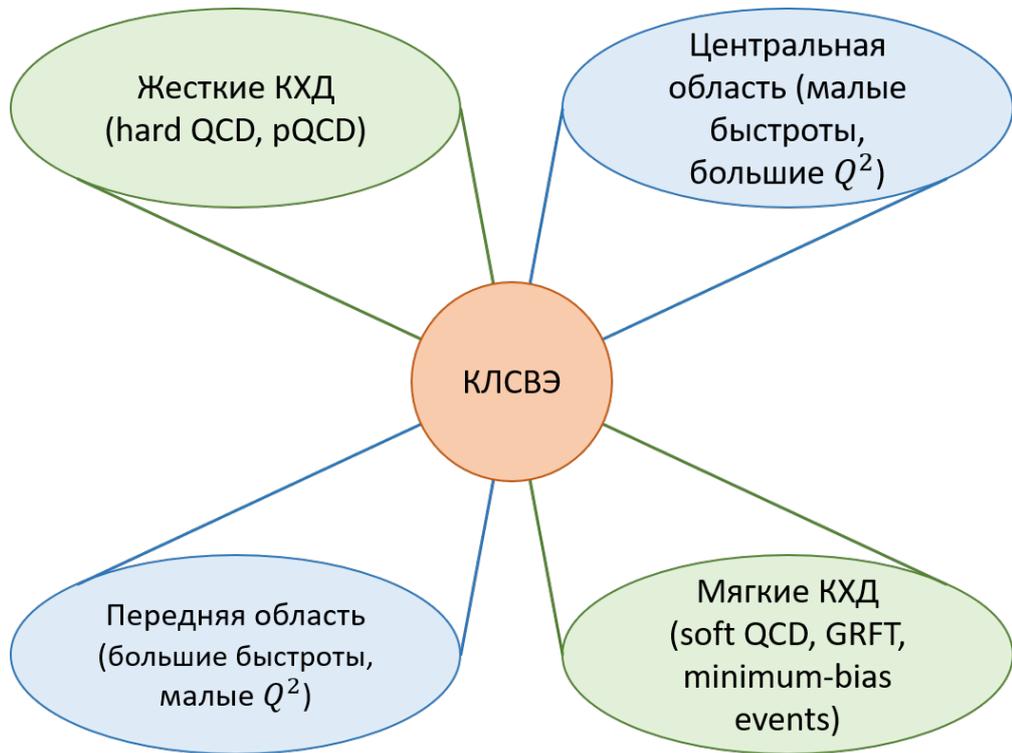


Рисунок 3 — Модель, описывающая взаимодействия космических лучей должна одновременно сочетать в себе противоположные теоретические подходы и области фокуса адронной физики

поддается пертурбативной теории (perturbative QCD, pQCD) и пренебрегать ими нельзя. Кроме влияния на сечения взаимодействий, такие процессы вносят и попросту количественный вклад в развитие ШАЛ благодаря большим гамма-факторам рожденных частиц в лабораторной системе отсчета.

Монте-Карло генератор для численного расчета адронных взаимодействий в ШАЛ должен не только обладать реализацией двух противоположных подходов, но и предоставлять разумный переход между ними для средних областей быстрот и поперечных импульсов. Однако есть и еще одна существенная проблема, которая не встречается в ускорительных задачах. Дело в том, что в сильных взаимодействиях при высоких энергиях рождается великое разнообразие вторичных частиц, среди которых некоторые обладают достаточно долгим временем жизни, чтобы провзаимодействовать с ядром азота или кислорода в атмосфере, не распавшись. На коллайдерных экспериментах такие частицы существуют лишь как вторичные и их пучки, в лучшем случае, используются в экспериментах с неподвижной мишенью. Однако это сильно ограничивает область допусти-

мых энергий. Действительно, эксперимент NA61 [22], например, позволяет получить некоторые сведения о взаимодействии пионов с ядрами углерода при энергии пучка вплоть до 350 ГэВ. Хорошо, но что же делать с пионами с энергией 10 ТэВ или 1 ПэВ? А, тем более, с каонами таких энергий? Именно здесь и проявляется самая большая степень неопределенности в моделях, которые неизбежно включают в себя некоторые параметризации, настройка которых может быть совершенно неверна для таких случаев.

Ввиду наличия значительных неопределенностей как в описании адронных взаимодействий, так и в сведениях о массовом составе, возможны разные варианты решения мюонной загадки: наличие сильных отклонений в массовом составе ПКЛ от ожидаемого по данным более низких энергий, уточнение характеристик известных адронных процессов и введение новой физики в процессы, непосредственное наблюдение которых на ускорительных экспериментах невозможно.

Наиболее многообещающими являются подходы, в которых рассматривается возможность усовершенствования механизмов адронизации. Примечательно, что адронизация является одним из самых тонких мест некоторых моделей взаимодействий. Описание этого процесса возможно исключительно на основании моделей и феноменологии; тем не менее, определенные теоретические соображения позволили добиться значительных успехов. Поскольку сама область явлений, в которой проявляется избыток мюонов, создает новые условия и требования для моделей адронизации, исследования в этом направлении весьма перспективны.

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Целью работы является систематизация информации о механизмах адронизации, заложенных в моделях адронных взаимодействий. Необходимо классифицировать модели, установить ограничения, накладываемые используемыми механизмами адронизации и определить возможные варианты доработки этих механизмов. Также в работе исследуется возможность введения новых механизмов, обеспечивающие коррекцию сечений рождения некоторых частиц, оказывающих основное влияние на образование мюонов в ШАЛ.

1 ОБЗОР МОДЕЛЕЙ АДРОНИЗАЦИИ

1.1 ЧТО ТАКОЕ АДРОНИЗАЦИЯ

Рассмотрим событие адронного взаимодействия при высокой энергии, например, нуклон-нуклонное столкновение. Каждый нуклон имеет сложную внутреннюю структуру: он состоит из трех валентных кварков, "оде-тых в шубу" из глюонов и морских кварков и антикварков. Коллективно частицы, из которых состоят адроны, называются партонами. Если переданный при взаимодействии импульс достаточно велик, то взаимодействие двух нуклонов необходимо рассматривать как сложный процесс, в котором происходят множественные элементарные взаимодействия партонов (рисунок 1.1а). Партоны, рожденные в этих взаимодействиях обычно являются виртуальными (не на массовой поверхности), что приводит к дополнительному излучению новых партонов (так называемые "партонные лестницы"). Осколки взаимодействующих адронов (remnants) тоже представляют собой возбужденные состояния, которые дают вклад в общее множество партонов, хотя они при этом кинематически разделены от "внутренних" вкладов от жестких процессов. Картина при взаимодействии ядер может быть еще более сложной.

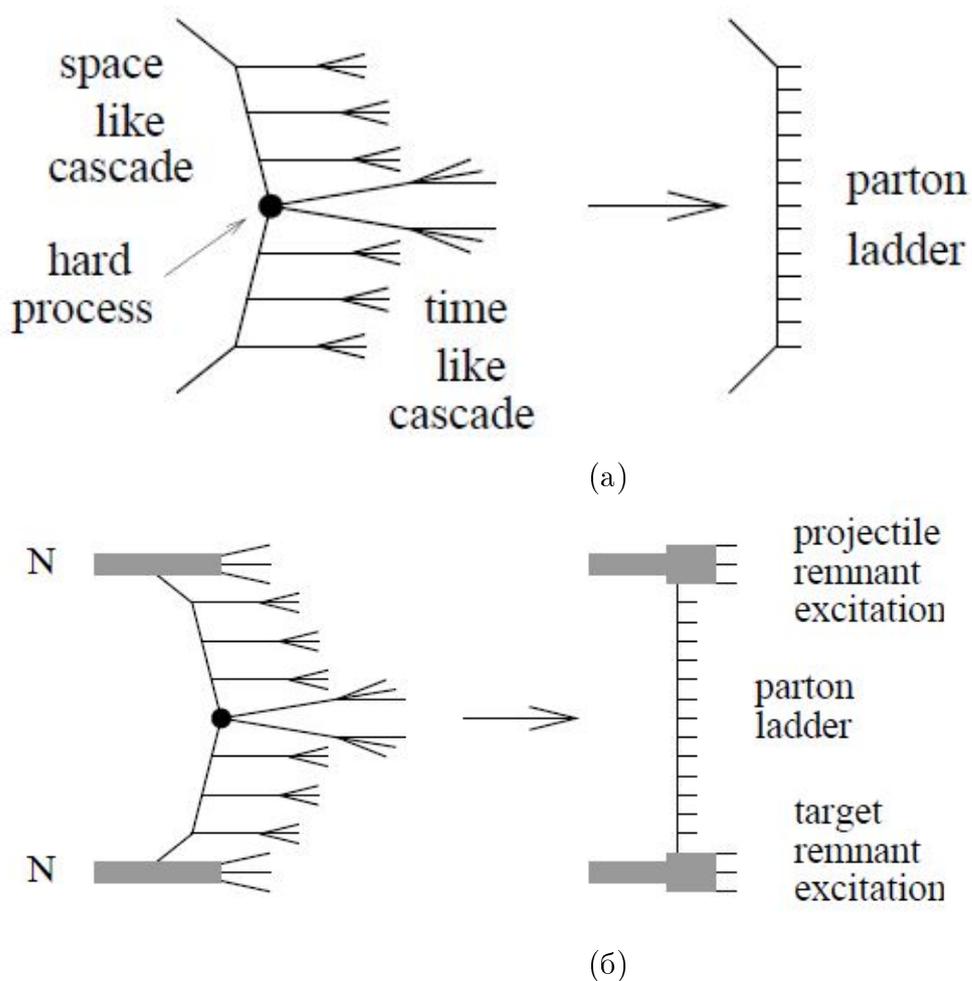


Рисунок 1.1 — (а) Элементарное партон-партонное рассеяние: жесткому рассеянию в центре предшествуют излучения партонов (пространственноподобный каскад начального состояния), эти партоны сами излучают новые партоны (временноподобный каскад конечного состояния). Для всего этого используют партонную лестницу; (б) Полная картина, включающая осколки. Они являются важными источниками частиц при высоких энергиях

Однако в эксперименте регистрируются не партоны, а цветовые синглеты, адроны. Это суть закона конфайнмента: кварки и глюоны не существуют в свободном состоянии. Поэтому любая модель взаимодействий, претендующая на описание наблюдаемых зависимостей, должна обладать механизмом соединения партонных состояний в адроны. Это наиболее общее определение процесса адронизации. Явление адронизации, по своей природе, является мягким процессом, в связи с чем возникают существенные трудности в теоретическом описании. Ни одна существующая модель адронизации не описывает все наблюдаемые эффекты.

Данная глава посвящена обзору моделей адронизации, без обсужде-

ния их конкретной реализации в существующих программных кодах. Модели рассмотрены в таком порядке, что каждая последующая представляет собой логическое усовершенствование предыдущей. Рассматривается модель Филда-Фейнмана, кластерная модель, струнные модели (модель Лунда и Caltech-II). Гидродинамические модели затронуты лишь поверхностно. По своей сути они не являются следующей стадией развития предыдущих моделей, а представляют отдельный, статистический подход к описанию адронизации. Во многом успех последних улучшений моделей адронизации связан с попытками учета коллективных эффектов, что является коньком гидродинамических моделей. Однако настройка статистического описания адронизации возможна только по разнообразным экспериментальным данным, то есть представляет собой существенную параметризацию. К сожалению, предсказательная сила такого подхода невелика, что сильно затрудняет применение этих моделей для расчетов в космических лучах.

1.2 МОДЕЛЬ ФИЛДА-ФЕЙНМАНА

В 1978 году Филд и Фейнман [23] предложили простую параметризацию свойств адронных струй, которая представляла адронизацию как итеративный процесс, в котором виртуальные партоны излучали адрон конечного состояния и новый партон:

$$q \rightarrow (q\bar{q}') + q'. \quad (1.1)$$

Физическая картина, описанная уравнением (1.1), заключается в том, что виртуальный кварк q , возбуждая вакуум, образует кварк-антикварковую пару $q\bar{q}'$, так, что q и \bar{q}' соединяются в мезон $(q\bar{q}')$, а виртуальный кварк q' становится начальным состоянием для следующего преобразования. Эта цепь распадов проиллюстрирована на рисунке 1.2.

Итерации процесса распада идут до тех пор, пока оставшийся кварк не окажется вблизи массовой поверхности (область порядка ГэВ). В этот момент он комбинируется с остатком от другой цепи распадов чтобы избежать появления свободных кварков. Ключевым свойством модели Филда-Фейнмана является то, что эволюция каждого кварка происходит независимо. Поэтому эта модель также известна как модель независимых струй

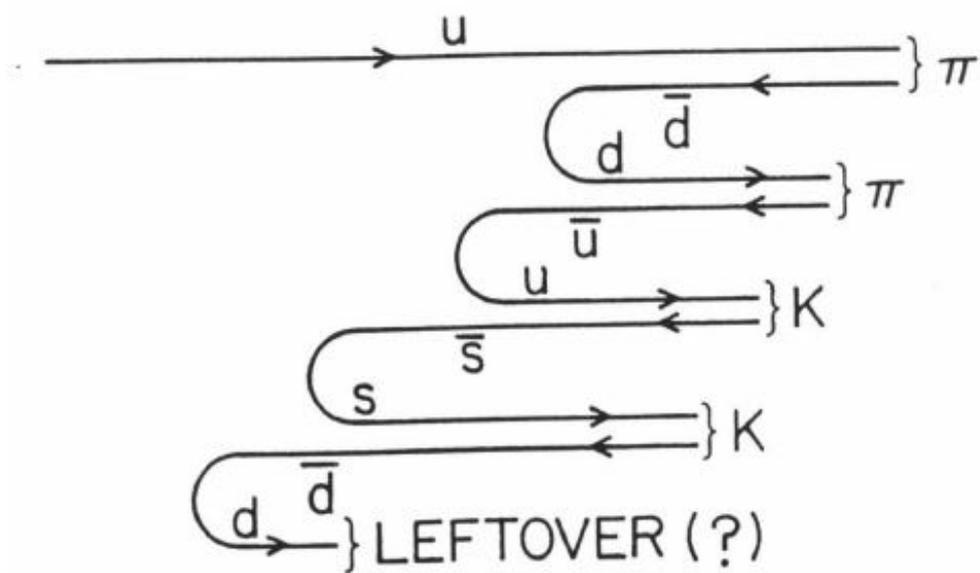


Рисунок 1.2 — Независимая эволюция кварков в модели Филда-Фейнмана образует конечные частицы в каждом узле цепи

или модель независимой фрагментации.

Цепь фрагментации в модели Филда-Фейнмана может рассматриваться как последовательность двухчастичных распадов, одной из конечных частиц которых всегда является физически наблюдаемая частица. Поскольку струи по своей природе имеют выраженную ось, вокруг которой поперечный импульс ограничен, удобно работать в пространстве $1 + 1$, где нужна лишь одна переменная, обычно называемая z , для описания кинематики распада (предполагая, что известны масса мезона и исходного виртуального кварка). С целью воспроизвести экспериментально наблюдаемые приближенно скейлинг-независимые свойства струй, Филд и Фейнман предложили скейлинг-инвариантное распределение $f(z)$, которое может применяться в каждом узле цепи распадов.

Удобным выбором для переменной фрагментации z является Лоренц-инвариантная масштабированная разница быстрот

$$z = e^{y-y_{\max}}, \quad (1.2)$$

где

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p}{E - p} \quad (1.3)$$

- быстрота испущенного мезона с энергией E и импульсом p . В уравнении (1.2) y_{\max} есть максимальная быстрота мезона (функция массы начального виртуального кварка $\sqrt{s_q}$, массы мезона $\sqrt{s_{\text{meson}}}$ и массы виртуального кварка отдачи $\sqrt{s_{\text{recoil}}}$). Благодаря экспоненцированию буст-инвариантной величины $y - y_{\max}$, z заключается в интервал $[e^{-2y_{\max}^*}, 1]$, где, в системе начального кварка,

$$e^{-y_{\max}^*} = \frac{2\sqrt{\frac{s_{\text{meson}}}{s_q}}}{1 + \frac{s_{\text{meson}}}{s_q} - \frac{s_{\text{recoil}}}{s_q} + \lambda^{1/2} \left(1, \frac{s_{\text{meson}}}{s_q}, \frac{s_{\text{recoil}}}{s_q}\right)}, \quad (1.4)$$

где

$$\lambda(a, b, c) = a^2 + b^2 + c^2 - 2ab - 2ac - 2bc. \quad (1.5)$$

Существует простая интерпретация z . Если перейти в систему отсчета, в которой начальный кварк в (1.1) имеет бесконечный импульс, то z есть доля энергии (импульса), унесенной мезоном.

Предсказания модели Филда-Фейнмана зависят от конкретного вида функций фрагментации кварков $f(z)$. Строго говоря, необходимо иметь ввиду множество функций $f_q^M(z)$, соответствующих данному аромату кварка q и испущенному мезону M . Также стоит отметить, что из-за итеративного характера предположения Филда-Фейнмана, $f(z)$ в общем случае не является экспериментально измеримым распределением доли энергии мезона. В предположении о только одном кварковом аромате и единственном типе мезона, модель Филда-Фейнмана дает экспериментально измеримое распределение доли энергии z , уносимой мезоном из кварковой струи, $D(z)$, как решение интегрального уравнения

$$D(z) = f(z) + \int_z^1 \frac{d\eta}{\eta} D(z/\eta) f(1 - \eta). \quad (1.6)$$

В этом уравнении z есть доля энергии кварка, с которого начался весь каскад, хотя зарегистрированный мезон может и не содержать в себе этот кварк. Первое слагаемое $f(z)$ учитывает вероятность обнаружить мезон, который действительно содержит кварк, начавший каскад. Интеграл суммирует вероятности того, что мезон произошел от последующих распадов в цепи. Филд и Фейнман рассматривали функциональный вид $f(z)$

$$f(z) = 1 - a + 3a(1 - z)^2 \quad (1.7)$$

с $a = 0.88$. Рассматривались и другие варианты параметризации [24].

Простая модель в пространстве $1 + 1$ может быть обобщена на пространство $3 + 1$ предполагая Гауссовское распределение

$$\exp\left(-\frac{p_{\perp}^2}{2\sigma^2}\right) dp_{\perp}^2 \quad (1.8)$$

для поперечного импульса каждого кварка, рожденного из вакуума. Феноменология требует $\sigma \approx 300$ МэВ. Модель также можно доработать добавлением разных кварковых ароматов и типов мезонов, а еще допустить рождение барионов благодаря рождению пар дикварк-антидикварк. Глюоны могут описываться принудительным распадом $g \rightarrow q\bar{q}$ в соответствии с уравнениями Альтарелли-Париси [25, 26] или при помощи постулирования отдельной функции фрагментации глюонов $f_g(z)$ с базовым преобразованием $g \rightarrow g' + \text{Мезон}$ [27].

Концептуальная простота модели Филда-Фейнмана дается ценой нарушения локальных законов сохранения и Лоренц-ковариантности. Оставшийся кварк на конце цепочки фрагментации несет аромат, цвет, энергию и импульс, с чем нужно что-то делать, чтобы, хотя бы, выполнялись глобальные законы сохранения.

Существуют и другие возражения против независимого описания фрагментации партонов. Наиболее существенным является пренебрежение самой КХД. Нет никакого учета наличия цветовых сил, кроме необходимости соединить с чем-нибудь кварк на конце цепочки для избежания появления свободного кварка. Появляется проблема с последовательным описанием множественности частиц в случае, когда два партона коллинеарны. Экспериментально, множественность в струе с энергией E варьируется примерно как $\ln E$. Поскольку КХД не различает кварк с энергией $2E$ и коллинеарные кварк и глюон, каждый с энергией E , множественность в обоих случаях должна варьироваться примерно как $\ln 2E$. Но модель Филда-Фейнмана будет рассматривать эволюцию каждого партона по отдельности и предскажет вариацию множественности порядка $2 \ln E$.

Несмотря на свои недостатки, модель Филда-Фейнмана была важ-

ным первым шагом. Благодаря своей простоте она до сих пор используется в некоторых моделях адронных взаимодействий, например VENUS и QGSJET.

1.3 УЧЕТ ЦВЕТОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Пренебрежение КХД в модели Филда-Фейнмана сильно ограничивает ее применимость. Описание процессов в КХД за рамками пертурбативного режима обязано учитывать цветовые квантовые числа, поскольку возрастающая константа связи сильных взаимодействий α_s означает, что цветовые степени свободы становятся более значимыми. Поскольку в природе встречаются лишь цветовые синглеты, правдоподобно было бы, если бы они образовывались на ранних стадиях адронизации [27]. Такое предположение было воплощено в разной степени в кластерных моделях [29-31] и струнных моделях [32, 33] разбиением пертурбативно образованных партонов на цветовые синглеты.

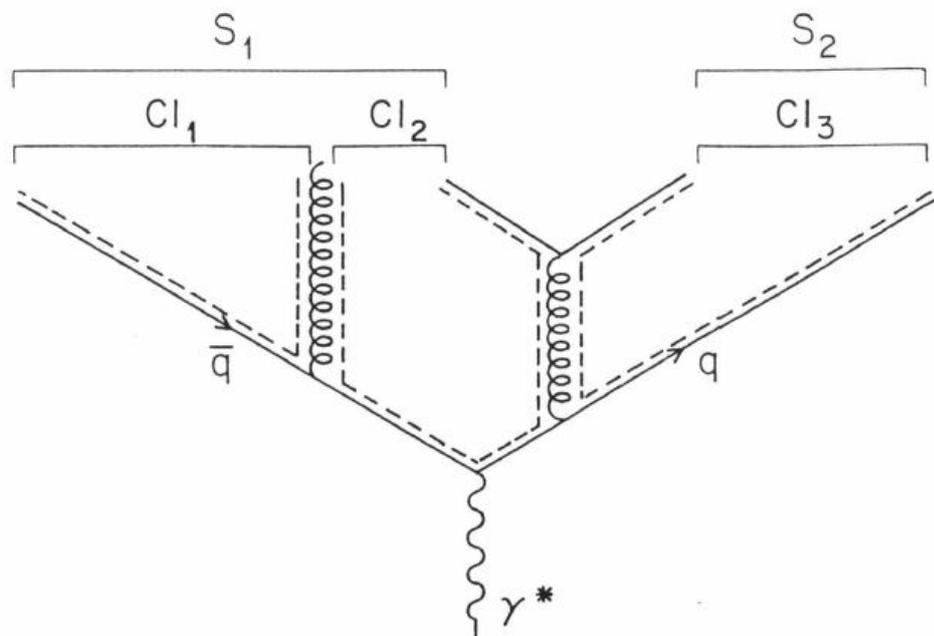


Рисунок 1.3 — Цветовой ток (штриховые линии) позволяет формирование бесцветных объектов, соединяя партоны в струны или разделяя цветовые заряды глюонов между соседними кластерами

Рассмотрим древесную диаграмму на рисунке 1.3, которая демонстрирует результат КХД ливня. Цветовой ток планарный: цветовые линии

(штриховые линии на рисунке) никогда не пересекаются [28]. Струнные модели помещают цветовые синглеты на релятивистские струны S_1 и S_2 , которые затем эволюционируют и фрагментируют в соответствии с некоторыми динамическими моделями. Напротив, кластерные модели заставляют глюоны, которые содержат два цветовых заряда, разделиться $g \rightarrow q\bar{q}$ чтобы образовать меньшие синглеты, Cl_1, Cl_2 и Cl_3 , называемые кластерами. Кластеры затем распадаются на адроны в соответствии с некоторой моделью фазового объема.

1.4 КЛАСТЕРНЫЕ МОДЕЛИ

Кластерные модели воплощают самые простые схемы адронизации, использующие информацию о цвете партонов. Они не делают предположений о виде функций фрагментации, и, тем самым, избегают необходимость описывать конкретный механизм прямого рождения адронов. В кластерных моделях считается, что если можно использовать КХД для получения из $q\bar{q}$ вершины массивных бесцветных объектов массой на несколько ГэВ превосходящей порог рождения частиц, то последующие распады кластеров на адроны есть локальный, универсальный феномен, который можно отделить от остальной эволюции события. Можно выделить три стадии эволюции события в кластерных моделях:

1. Пертурбативное рождение партонов с уникальным цветовым током;
2. Разделение цветовых синглетов на бесцветные кластеры малой массы;
3. Независимый распад кластеров малой массы в соответствии с общим предположением.

Поперечный импульс частиц образуется в результате изотропного распада легких кластеров.

Оригинальная кластерная модель, разработанная Филдом и Вольфрамом [29], предполагала, что адронизация легких кластеров происходила, в основном, через двухчастичный распад:

$$\text{Кластер} \rightarrow \text{Адрон} + \text{Адрон}. \quad (1.9)$$

Учтя, что эта схема подходила только для кластеров с массой < 1.5 ГэВ, Готтшалк [30] ввел в спектр распады с образованием субкластера:

$$\text{Кластер} \rightarrow \text{Кластер} + \text{Адрон}. \quad (1.10)$$

Обобщение было достигнуто в предположении о форме спектра массы дочерних кластеров и параметризацией данных при низких энергиях. Эта гипотеза была воссоздана в модели Caltech-I [30].

Фундаментальным недостатком кластерных моделей является их описание глюонов на стадии 2 в момент формирования цветовых синглетов. Как и в модели Филда-Фейнмана, кластерные модели диктуют обязательный распад глюона на пару кварк-антикварк $g \rightarrow q\bar{q}$, что требует предположения о распределении импульса глюонам между кварками. И в независимости от используемой схемы при рождении мягких глюонов всегда есть возможность катастрофы, что демонстрируется следующим простым примером.

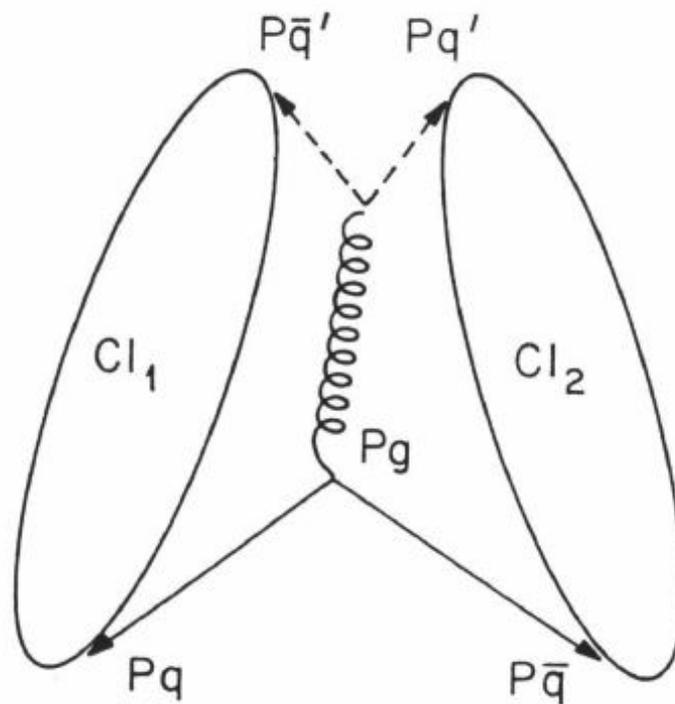


Рисунок 1.4 — Искусственное разделение глюона с импульсом p_g на кварк-антикварковую пару чтобы образовать два кластера

Рассмотрим систему $q\bar{q}g$ на рисунке 1.4, где 4-импульсы кварка, антикварка и глюона есть p_q , $p_{\bar{q}}$ и p_g соответственно. Если формируются два

кластера после искусственного распада глюона на пару $q'\bar{q}'$ (штриховые линии), то массы кластеров есть

$$M_1^2 = (p_q + p_{\bar{q}'})^2 = 2E_q E_{\bar{q}'} (1 - \cos \theta_{q\bar{q}'}) \quad (1.11)$$

$$M_2^2 = (p_{\bar{q}} + p_{q'})^2 = 2E_{\bar{q}} E_{q'} (1 - \cos \theta_{\bar{q}q'}), \quad (1.12)$$

где партонны предполагаются безмассовыми. Если бы глюона не было, был бы один кластер с квадратом массы $(p_q + p_{\bar{q}})^2$, который распался бы на конечные частицы. В инфракрасном пределе КХД не должно быть наблюдаемой разницы между системой $q\bar{q}$ и системой $q\bar{q}g$ при $E_g \rightarrow 0$. Но согласно (1.11, 1.12), в этом пределе не только существует два кластера, так еще обе их массы зануляются, а значит и образование частиц невозможно! Конечно, все это недопустимо. На практике этого избегают либо преданием глюону условной ненулевой массы, либо прекращением пертурбативных партонных КХД ливней до того, как могут образовываться мягкие глюоны. Проблема только в том, что как раз-таки мягкие глюоны чаще всего и рождаются. Поэтому любые искусственные правки данной проблемы заканчиваются непропорционально большим влиянием на физические предсказания.

1.5 СТРУННЫЕ МОДЕЛИ

Использование струн в моделях адронизации полностью решает проблему кластерных моделей. Струны по своему определению нечувствительны к мягким и коллинеарно излученным глюонами и предоставляют динамический механизм конфайнмента. Классический подход рассматривает КХД вакуум между двумя цветовыми зарядами как сверхпроводник второго рода, в котором линии напряженности цветового поля между зарядами, находящимися на расстоянии более 0.1 фм заключены в ните, или струне, рисунок 1.5. Эти струны создают линейный потенциал между кварками, что обуславливает правдоподобный механизм конфайнмента.

При разнесении кварков друг от друга потенциальная энергия в струне растет линейно. В итоге существует вероятность перехода в состояния с дополнительными кварк-антикварковыми парами (рисунок 1.6).

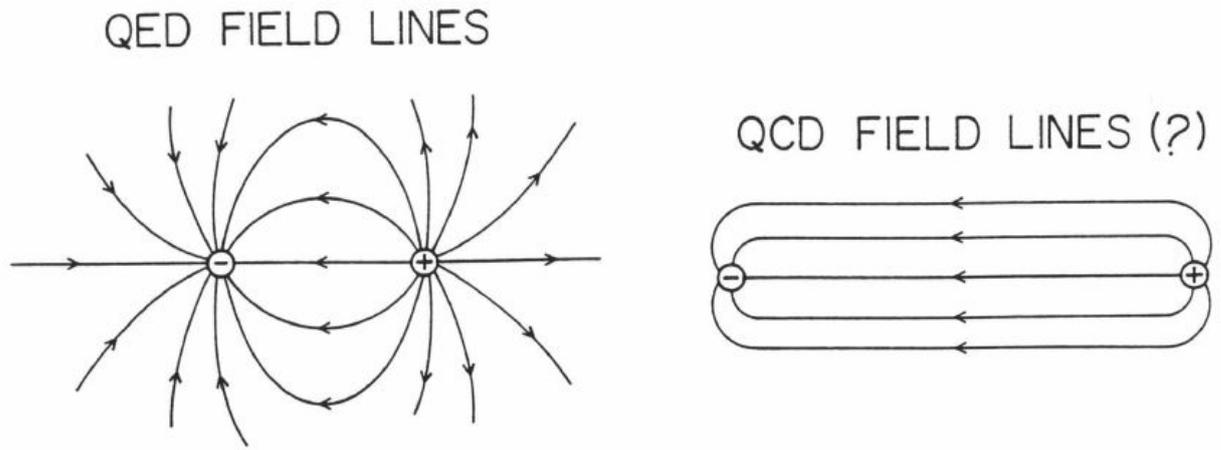


Рисунок 1.5 — Линии поля между зарядами в квантовой электродинамике (КЭД) (слева) и в КХД (справа)

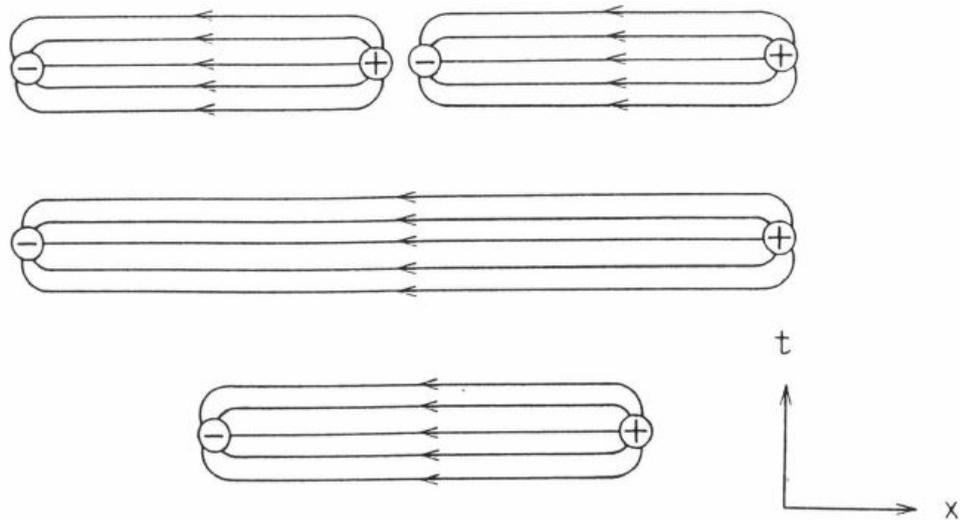


Рисунок 1.6 — Разрыв струны через образование пары кварк-антикварк на две новых струны

Первая струнная модель была предложена Артру и Меннесье [34, 35], в ней рассматривался распад системы $q\bar{q}$. В пространстве $1 + 1$ уравнение движения кварка на конце струны в СЦМ пары $q\bar{q}$ есть

$$\frac{dp}{dt} = -\text{sign}(p)\kappa, \quad (1.13)$$

где κ есть натяжение струны в покое, которое порождает линейный потенциал, p - импульс кварка. Функция sign обеспечивает конфайнмент потенциала. Исходя из сравнения с траекториями Редже, натяжение струны составляет $\kappa = 0.2 \text{ ГэВ}^2$. Пространственно-временная картина движения

системы $q\bar{q}$, известная, как состояние "йо-йо", в СЦМ и в ЛСО показана на рисунке 1.7.

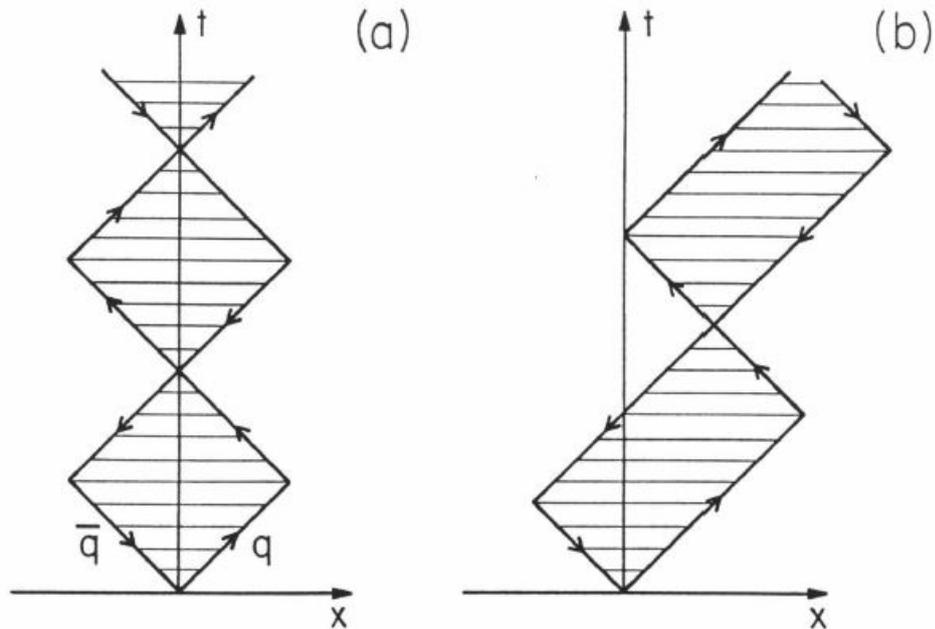


Рисунок 1.7 — Движение системы безмассовых кварков $q\bar{q}$ в СЦМ (слева) и в ЛСО (справа)

Поскольку мировой лист струны является геометрическим объектом со свойствами, не зависящими от системы отсчета, инвариантная площадь A (двумерный аналог собственного времени), заметаемая струной за один полный цикл движения "йо-йо", есть функция натяжения κ и инвариантной массы системы W . Можно показать, что

$$A = \frac{M^2}{\kappa^2}. \quad (1.14)$$

Таким образом, площадь прямоугольников на рисунке 1.7 одинакова.

Рисунок 1.8 схематично изображает, как система $q\bar{q}$ распадается на несколько более легких систем через образование пар кварк-антикварк. Необходимо отметить, что цветное поле исчезает в мгновенном будущем пространственно-временных точек рождения пар.

Представление Артру-Меннесье для разрыва струны является наиболее простым ковариантным предположением. Оно постулирует равномерную вероятность P_0 разрыва струны на единицу площади мировой поверхности струны

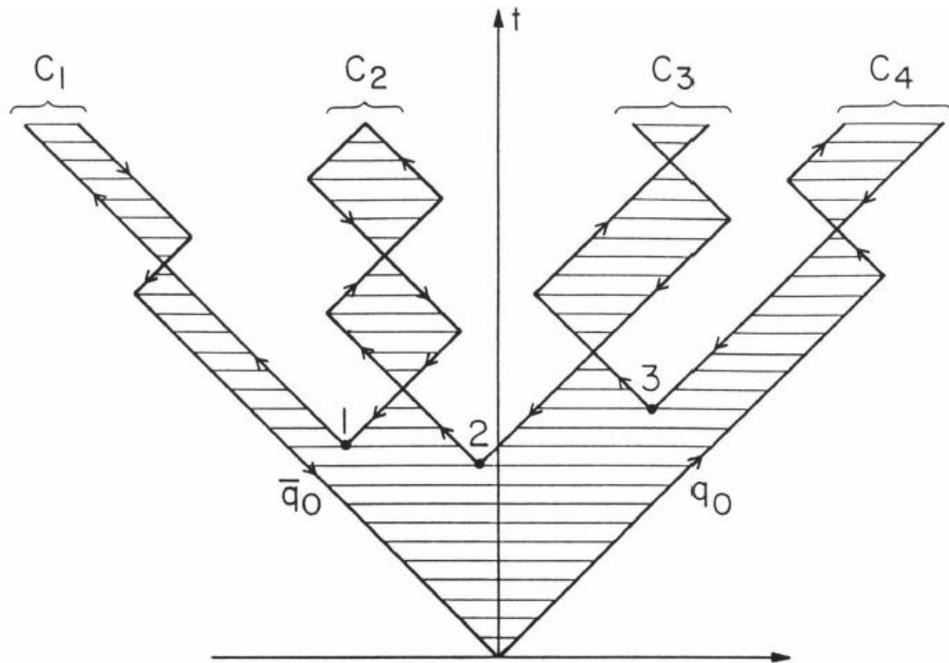


Рисунок 1.8 — Струна между безмассовыми кварком и антикварком рвется на более легкие системы путем образования кварковых пар из вакуума

$$dP_{\text{break}} = P_0 dA. \quad (1.15)$$

Фактически, это просто обобщение закона радиоактивного распада. Уравнение (1.15) называют законом площади. Чтобы избежать распада на бесконечное число безмассовых струн, эволюция струны прерывается, когда масса падает ниже определенного порога, и применяется некоторая модель фазового пространства. Именно такой подход используется в модели Caltech-II, в которой струны малой массы идентифицируются как легкие кластеры и распадаются согласно параметризации данных при низких энергиях.

Модель Лунда [33] фрагментации струн основана на итеративной цепочке распадов

$$\text{Струна} \rightarrow \text{Струна} + \text{Адрон}, \quad (1.16)$$

и только на конце цепочки струна распадается на два адрона. Требование того, что образованные адроны находятся на массовой поверхности, накладывает ограничения на допустимое пространственно-временное распределение разрывов струны. Рассмотрим модель, в которой в пространстве $1 + 1$ существует лишь один аромат безмассовых кварков и только один тип

стабильных адронов массы M . Предположим, что мы начинаем срывать адроны с кваркового конца струны, как показано на рисунке 1.9.

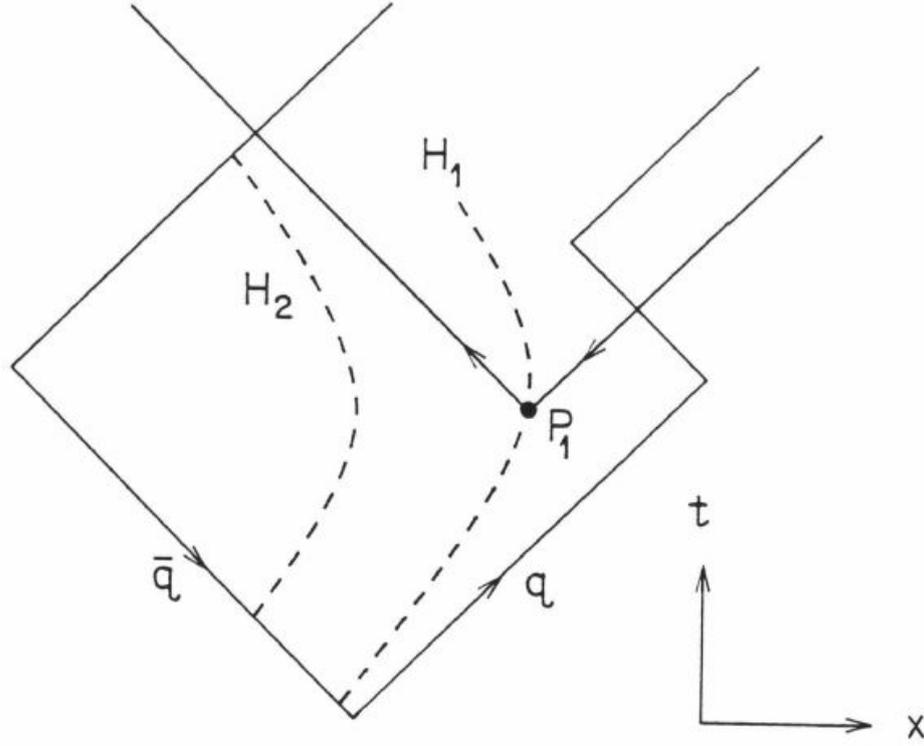


Рисунок 1.9 — В модели Лунда точки разрыва струны лежат на гиперболах

Благодаря соотношению между массой струны и инвариантной площадью в одном полуцикле, наиболее близкий к кварковому концу разрыв происходит где-то на гиперболе H_1 . Если разрыв случается в точке P_1 , то следующий разрыв должен произойти где-то на гиперболе H_2 , и так далее для следующих итераций. Исходя из этих ограничений и параметризуя точку разрыва вдоль каждой гиперболы переменной z , модель Лунда ищет функции фрагментации струны $f(z)$, которые определяют пространственно-временное распределение точек разрыва струны. Требуя также, что физика процесса одинакова для кваркового и антикваркового концов, можно получить [36], что функции фрагментации могут быть записаны в форме

$$f(z) = N \frac{1}{z} (1 - z)^a e^{-bM^2/z}, \quad (1.17)$$

где a и b - параметры модели, N - нормировочный коэффициент. Обычно используют $a = 1$ и $b = 0.7 \text{ ГэВ}^{-2}$ для всех ароматов кварков. Исполь-

зую функции фрагментации, модель Лунда тем самым схожа с моделью Филда-Фейнмана, но теперь фрагментирует не партон, а струна. Наиболее известным воплощением модели Лунда является Монте-Карло генератор RUTHIA.

Чтобы обобщить модели на системы с глюонами, используют динамический принцип, а именно, принцип наименьшего действия, чтобы вывести уравнения движения струны.

1.6 ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ АДРОНИЗАЦИИ

Основное применение гидродинамических моделей лежит в области столкновений тяжелых ионов. Технически, эти модели включают в себя не только адронизацию, но и мягкие процессы, ей предшествующие, а также процессы, связанные с образовавшимися адронами, например, перерасеяние. Обычно Монте-Карло генераторы столкновений тяжелых ядер общего назначения (например, EPOS 3 [37], HYDJET++ [38]) имеют "жесткую" составляющую, которая отвечает за жесткие процессы (модель Грибова-Редже в EPOS и PYQUEN в HYDJET) и "мягкую" часть, которая как раз и описывается гидродинамикой. Общая схема взаимодействия в таких моделях представлена на рисунке 1.10.

Основываются эти модели на предположении о достижении адронной материей состояния равновесия (кварк-глюонная плазма, QGP) с последующим быстрым расширением. За стадией кварк-глюонной плазмы следует стадия адронного газа, в течение которой образовавшиеся адроны, находясь в плотной среде, продолжают взаимодействовать друг с другом. Конечные состояния получаются только на стадии вымораживания (freeze-out).

Статистический подход успешно используется для описания столкновений тяжелых ионов, определенные успехи имеются и в его применении к более легким системам, включая протон-протонные взаимодействия в модели EPOS-LHC. Данные модели успешно описывают коллективные эффекты, с которыми микроканонические модели вроде модели струн испытывают серьезные трудности. Существенным недостатком гидродинами-

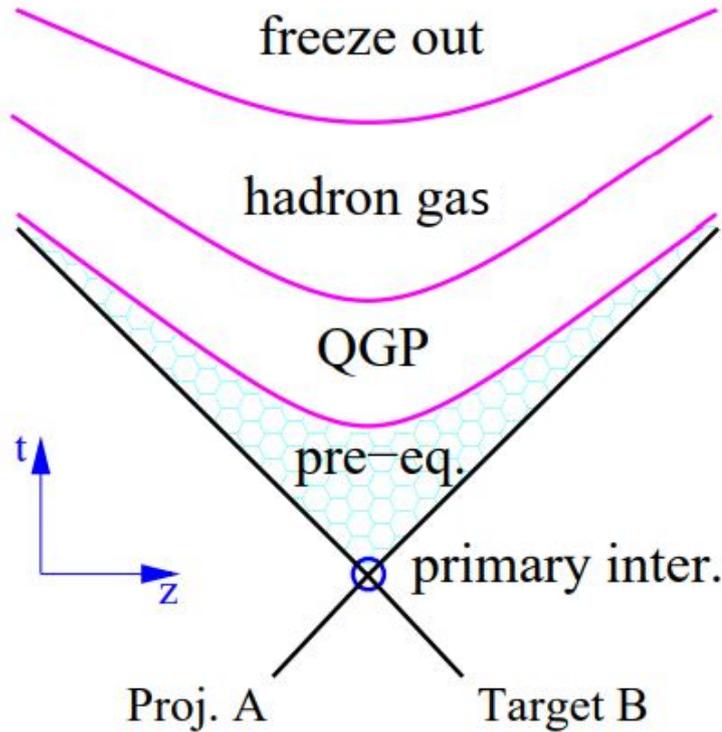


Рисунок 1.10 — Пространственно-временная картина эволюции образования частиц в столкновениях тяжелых ионов

ческих моделей является их настройка. Импульсные спектры, химический потенциал, температуру равновесного состояния требуется измерять экспериментально для подгонки параметризации модели. Из-за этого у таких моделей относительно слабая предсказательная способность. К тому же они часто сильно ограничены в области своего применения. Использование гидродинамических моделей для описания мезон-ядерных взаимодействий не рассматривалось.

1.7 ЗАКЛЮЧЕНИЕ К ПЕРВОЙ ГЛАВЕ

Подведем итоги. На рисунке 1.11 представлено схематичное сравнение моделей адронизации. Модель Филда-Фейнмана параметризует адронизацию как итеративный каскад фрагментации кварков, пренебрегая квантовой хромодинамикой. Учет цветового взаимодействия реализован в кластерных моделях, где глюоны в обязательном порядке разделяются на пары кварк-антикварк для формирования бесцветных кластеров, которые затем распадаются в соответствии с простой моделью фазового объема.

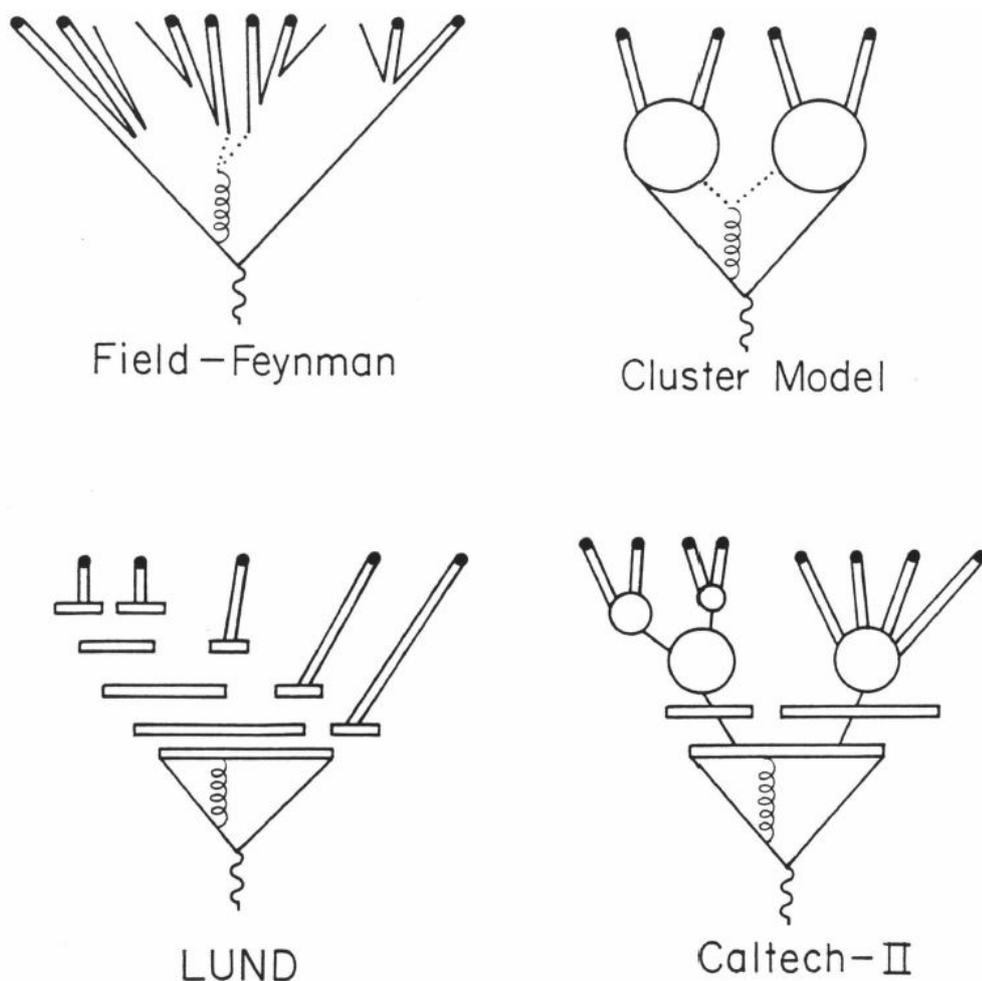


Рисунок 1.11 — Схематичная иллюстрация адронизации в модели Филда-Фейнмана, кластерной модели, модели Лунда и Caltech-II

Еще более продвинутым подходом являются струнные модели, способные реалистично описывать системы с глюонами. Однако струнные модели унаследовали черты их предшественников: модель Лунда использует функции фрагментации струн аналогичным модели Филда-Фейнмана образом. Модель Caltech-II использует философию кластерной модели для описания распада легких струн.

Все 4 типа моделей активно используются в самых современных моделях адронных взаимодействий, применяемых как для моделирования развития ШАЛ, так и для расчета столкновений на ускорительных экспериментах. Например, QGSJET-II-04 использует модель типа Филда-Фейнмана. RUTHIA 8 является воплощением модели Лунда; за время ее существования она была значительно усовершенствована. Хотя сама модель Caltech-II и не получила столь большого распространения, как другие модели, основ-

ные ее положения были перенесены в модель NeXus [39], которая, в свою очередь, легла в основу EPOS 1.99. Современный EPOS-LHC до сих пор использует эту модель, правда, в совокупности с феноменологическим описанием, близким к гидродинамическому подходу.

2 МЕХАНИЗМЫ АДРОНИЗАЦИИ В СОВРЕМЕННЫХ МОДЕЛЯХ АДРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Данная глава посвящена описанию механизмов адронизации в некоторых реальных моделях адронных взаимодействий, активно применяемых в настоящее время для широкого круга задач, как в физике космических лучей, так и в ускорительных исследованиях. Важно понимать, что описания физических моделей, изложенного в первой главе, недостаточно для исчерпывающего анализа результатов расчетов. Модели на практике устроены значительно сложнее, они обладают рядом защитных механизмов, различных хитростей, позволяющих избегать известные проблемные точки. В реальных моделях приходится рассматривать большое число частных случаев, а для моделей общего назначения еще и обобщать генератор на произвольные характеристики моделируемых взаимодействий. Поэтому весьма полезно подробно разобрать суть моделей, которые действительно используются для расчетов, хотя вдаваться в подробности их реализации на уровне программного кода по-прежнему не будем.

2.1 QGSJET-II-04

Модель QGSJET-II-04 (Quark Gluon String Model with JETs), как и ее предшественник, QGSJET, для фрагментации струн в адроны использует алгоритм, определенный в модели VENUS [40]. В модели VENUS нуклон-нуклонное взаимодействие осуществляется обменом цвета между кварком налетающего нуклона-снаряда и кварком мишени (рисунок 2.1). Считается, что раз в ультрарелятивистских столкновениях образование частиц идет, в основном, в переднюю область, ограничивая передачу поперечного импульса, то цветовой обмен происходит без передачи импульса. Образование

массивных струн случается из-за того, что обмен цветом приводит к формированию цветовых синглетов, растянутых между партонами снаряда и мишени. Относительное движение партонов создает массу струны.

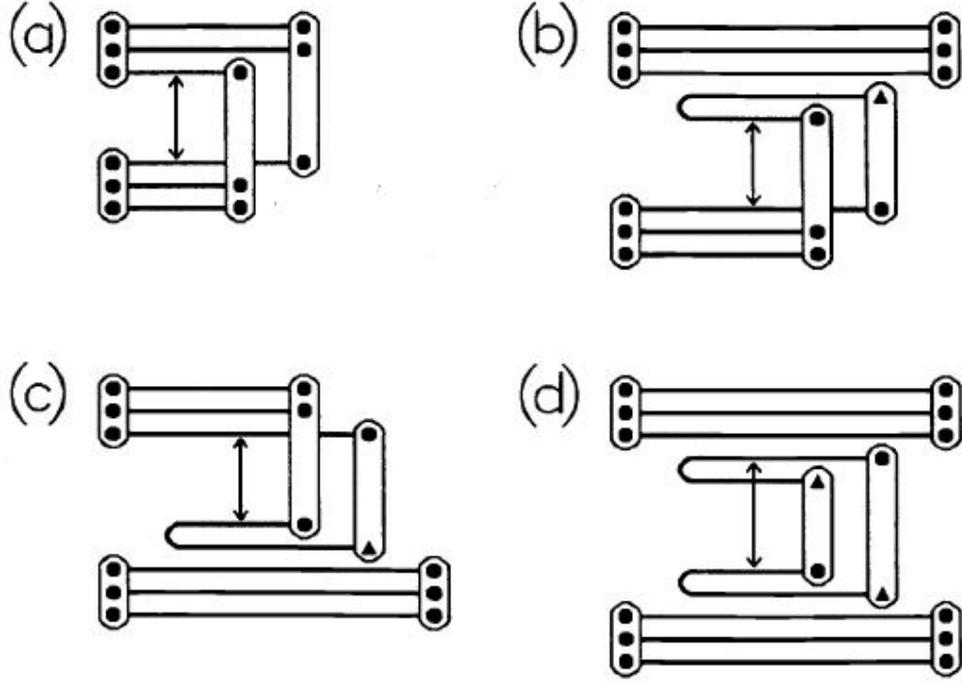


Рисунок 2.1 — Четыре основных диаграммы одноцветового обмена. Стрелочками обозначены обмены цветом между кварками, приводящие к формированию синглетов (струн). Вклады (a)-(d) различаются по числу N участвующих бесцветных $q\bar{q}$ пар: (a) $N = 0$, (b) и (c) $N = 1$, (d) $N = 2$

Струна определяется ароматом двух партонов на ее концах и импульсами партонов

$$\begin{aligned}
 p_1 &= (p_1^0, \vec{p}_{1T}, p_{1\parallel}), \\
 p_2 &= (p_2^0, \vec{p}_{2T}, p_{2\parallel}), \\
 p &= (p^0, \vec{p}_T, p_{\parallel}) = p_1 + p_2.
 \end{aligned}
 \tag{2.1}$$

Для начала осуществим буст импульса партона p_i в систему центра масс струны

$$p_i'^0 = \beta_0 p_i^0 + \sum_{l=1}^3 \beta_l p_i^l,
 \tag{2.2}$$

$$p_i'^k = \beta_k p_i^0 + p_i^k + \frac{\beta_k}{1 + \beta_0} \sum_{l=1}^3 \beta_l p_i^l,
 \tag{2.3}$$

где

$$\beta_\mu = \frac{P_\mu}{\sqrt{p^{02} - p^{12} - p^{22} - p^{32}}}, \mu = 0, 1, 2, 3, \quad (2.4)$$

$\vec{p}_T = (p^1, p^2)$ и $p_{||} = p^3$. Два угла Эйлера

$$\begin{aligned} \cos \alpha &= \frac{p_1'^3}{\sqrt{(p_1'^2)^2 + (p_1'^3)^2}} \\ \cos \beta &= \frac{\sqrt{(p_1'^2)^2 + (p_1'^3)^2}}{\sqrt{(p_1'^1)^2 + (p_1'^2)^2 + (p_1'^3)^2}} \end{aligned} \quad (2.5)$$

задают поворот струны относительно осей. Поворотом на матрицу

$$\begin{pmatrix} \cos \beta & -\sin \alpha \sin \beta & -\cos \alpha \sin \beta \\ 0 & \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \beta & \sin \alpha \cos \beta & \cos \alpha \cos \beta \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

можно задать исключительно продольную струну, в которой поперечные импульсы всех партонов равны нулю. После этого начинается процедура фрагментации струны, использующая обобщенную модель Филда-Фейнмана.

Как показывалось в главе 1, в этой модели партоны фрагментируют независимо друг от друга. Рисунок 2.2 показывает вершины, которые учитываются в алгоритме: (а) кварк образует мезон и оставляет кварк; (б) кварк образует барион и оставляет антидикварк; (с) дикварк образует мезон, оставляя дикварк; и (д) дикварк образует барион, оставляя антикварк. Вершины для начальных антикварков и антидикварков получают заменой кварков на антикварки.

Относительные веса образования барионов и мезонов в кварковых струях ($P_q^b, 1 - P_q^b$) и дикварковых струях ($P_{qq}^b, 1 - P_{qq}^b$) дают два свободных параметра. Еще одним параметром является вероятность рождения пары $s\bar{s}$ вместо $u\bar{u}$ и $d\bar{d}$. Последние два предполагаются равными:

$$P_u = \frac{1 - P_s}{2}, \quad P_d = \frac{1 - P_s}{2}. \quad (2.7)$$

Доля импульса адрона относительно начального партона генерируется в соответствии с функциями фрагментации, аналогичными (1.7), $f_q^m(x)$, $f_q^b(x)$, $f_{qq}^m(x)$ и $f_{qq}^b(x)$ для 4 вершин на рисунке 2.2. В модели функции

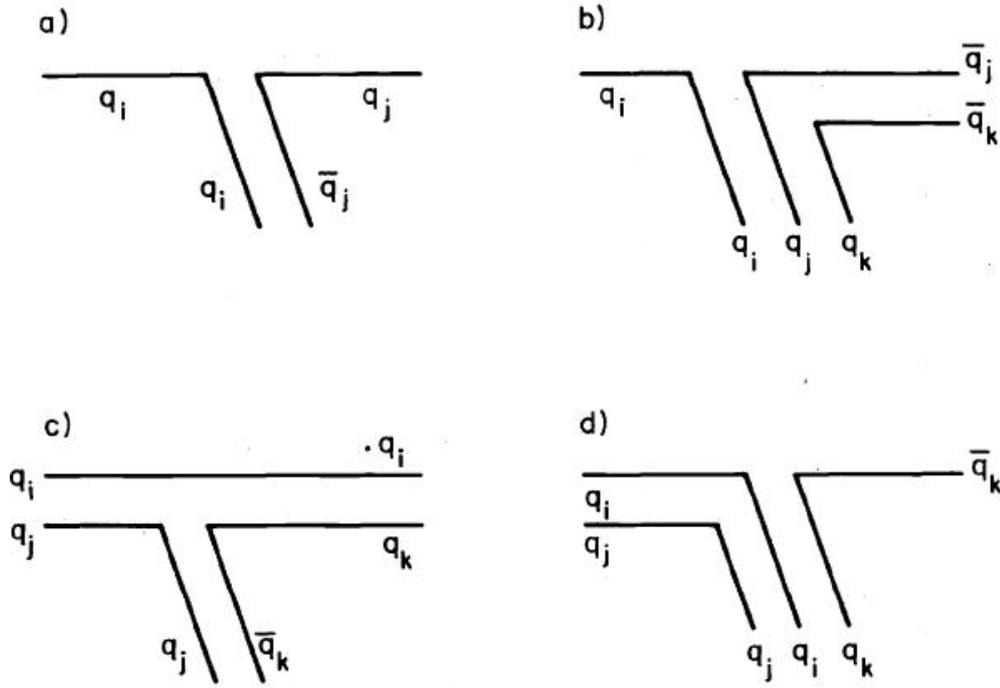


Рисунок 2.2 — Элементарные вершины фрагментации для кварков и ди-кварков

фрагментации ведут себя пропорционально $(1 - x)^{2n-1}$, где n обозначает количество спектаторов. Для случаев, когда остается кварк или антикварк, $n = 1$, когда ди-кварк или антиди-кварк - $n = 2$. Для случая рождения барионов добавляется фактор x^α , так как для барионов не наблюдается плато быстрой. В итоге, функции фрагментации (с точностью до констант нормировки)

$$\begin{aligned} f_q^m(x) &= (1 - x), & f_q^b(x) &= x^\alpha (a - x)^3 \\ f_{qq}^m(x) &= (1 - x)^3, & f_{qq}^b(x) &= x^\alpha (a - x) \end{aligned} \quad (2.8)$$

Поперечный импульс кварков, рожденных в процессе фрагментации, задается либо по экспоненциальному распределению

$$f_1(p_T) \sim p_T \exp\left(-\frac{2}{\langle p_T \rangle} p_T\right), \quad (2.9)$$

либо по Гауссовскому распределению,

$$f_2(p_T) \sim p_T \exp\left(-\frac{\pi}{4 \langle p_T \rangle^2} p_T^2\right). \quad (2.10)$$

Используется $\langle p_T \rangle = 0.400$ ГэВ.

Каскад фрагментации струны прекращается, когда энергии становится недостаточно, чтобы образовывать новые частицы. Чтобы добиться сохранения аромата и барионного числа, два оставшихся партона из двух разных струй комбинируются в адрон. Последний шаг фрагментации перед рекомбинацией проводится, только если сумма масс всех рожденных частиц вместе с рекомбинированной меньше массы струны. Таким образом достигается примерное сохранение энергии. Коррекционная процедура проводится, чтобы энергия сохранялась в точности. Она заключается в том, что импульсы частиц масштабируются

$$\begin{aligned}\vec{p}_{T_i} &\rightarrow (1 + \epsilon)\vec{p}_{T_i} \\ p_{\parallel_i} &\rightarrow (1 + \epsilon)p_{\parallel_i} \\ p_{0_i} &\rightarrow \sqrt{m_i^2 + (1 + \epsilon)^2((\vec{p}_{T_i})^2 + p_{\parallel_i}^2)},\end{aligned}\tag{2.11}$$

так, что энергия рожденных частиц равна массе струны:

$$\sum_i \sqrt{m_i^2 + (1 + \epsilon)^2((\vec{p}_{T_i})^2 + p_{\parallel_i}^2)} = M.\tag{2.12}$$

Количественным следствием модели является логорифмическое возрастание множественности с ростом энергии: $\langle n \rangle = a + b \ln E$. Основной проблемой модели остаются недостатки, описанные в главе 1: независимая фрагментация партонов приводит к нарушению законов КХД. Здесь также нет реалистичного описания фрагментации систем с глюонами. Данный механизм адронизации является сильно устревшим, о коллективных эффектах тут и говорить не приходится. К недостаткам модели следует также отнести малое разнообразие вторичных адронов, рождаемых во взаимодействии. Например, модель QGSJET-II-04 полностью опускает образование ρ -мезонов. Скорее всего, это является следствием отсутствия в модели какого-либо механизма описания рождения резонансов. Почему в QGSJET-II-04 не используется более современная модель адронизации, не ясно.

2.2 PYTHIA8.3

Монте-Карло генератор PYTHIA8.3 [41] исторически разрабатывался как программная реализация струнной модели Лунда. Конечно, с момента выхода первых версий генератора, модель была значительно доработана, и последние изменения процесса адронизации связаны с учетом некоторых коллективных эффектов. Хотя PYTHIA специализируется на протон-протонных и электрон-позитронных столкновениях, последние версии предоставляют возможность использовать модель Angantyr [42] для расчета и ядро-ядерных взаимодействий. Расчеты показывают, что PYTHIA вполне может использоваться и для моделирования ШАЛ. На рисунке 2.3 показана схематичная картина эволюции события, в котором в жестком процессе при столкновении двух протонов образуется пара $t\bar{t}$ -кварков. Радиальная координата иллюстрирует шкалу жесткости, начиная с самого жесткого подпроцесса в центре и заканчивая образованием конечных адронов в мягком процессе адронизации на периферии.

Типичное столкновение при высоких энергиях таким образом в PYTHIA разбивается на следующие компоненты:

1. Жесткое рассеяние двух партонов от частицы-снаряда и от частицы-мишени. Исходные партонны выбираются в соответствии с функциями партонного распределения в адронах (Parton Distribution Functions, PDFs), а конечные партонные состояния определяются из расчета матриц рассеяния в пертурбативной теории КХД.

2. Если в жестком процессе рождаются короткоживущие частицы, например Z , W бозоны или топ-кварки, осуществляется их распад сразу после жесткого процесса.

3. Включаются радиационные поправки в заданном порядке теории возмущений.

4. Излучение дополнительных партонов или фотонов от начальных партонных состояний (пространственноподобный каскад начального состояния, ср. рисунок 1.1а) посредством численного ресуммирования мягких и коллинеарных глюонов. Это (вместе с излучением конечных партонных состояний) называют партонным ливнем.

5. Излучение дополнительных партонов конечными партонными со-

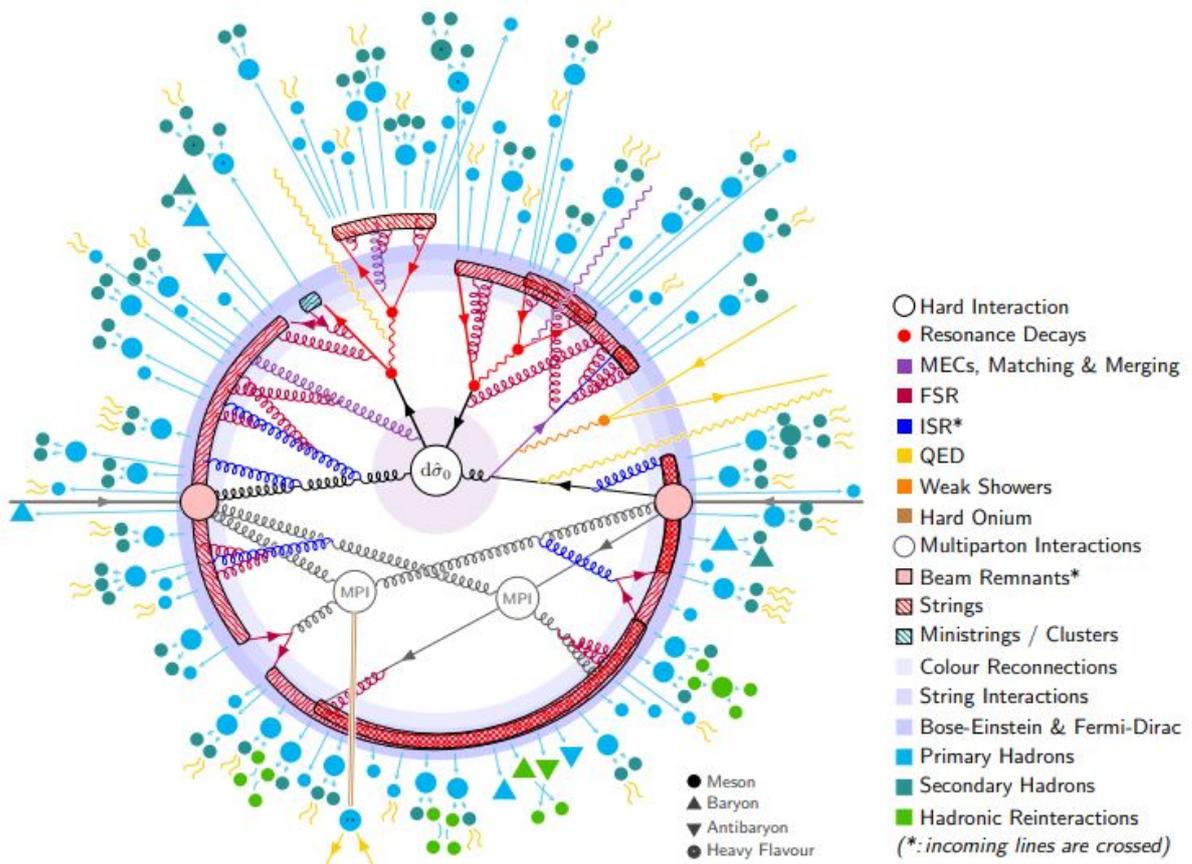


Рисунок 2.3 — Схематичное представление события $pp \rightarrow t\bar{t}$, как оно моделируется в PYTHIA. Чтобы не захламлять схему, некоторые эффекты показы упрощенно

стояниями (времениподобный каскад конечного состояния).

6. Учет возможности дальнейших процессов рассеяния, что называется мультипартонными взаимодействиями (Multi Parton Interactions, MPI).

7. Образование цветowych синглетов - струн или легких кластеров.

8. Фрагментация струн по модели Лунда.

9. Для частиц, близких друг к другу в фазовом объеме, может применяться статистика Бозе-Эйнштейна или Ферми-Дирака.

10. Распад нестабильных адронов, образовавшихся в результате фрагментации струн.

11. Для систем с большой плотностью могут иметь место процессы перерассеяния рожденных частиц.

Адронизация описывается струнной моделью Лунда, в которой цветовой поле между зарядом и антизарядом представляется тонкой трубкой с линейно растущим с увеличением расстояния потенциалом. Когда партонны разлетаются друг от друга, их энергия перекачивается в энергию самой

струны с натяжением $\kappa \approx 1 \text{ ГэВ/фм}$. Это дает возможность образовываться состояниям "йо-йо" о которых уже говорилось в главе 1. Этот процесс изображен на рисунке 2.4, где эволюция начинается в момент времени $t = 0$, когда вся энергия находится на концах струны,

$$(E, p_x)_{q\bar{q}} = \frac{1}{2}(\sqrt{s}, \pm\sqrt{s}), \quad E_{\text{струны}} = 0. \quad (2.13)$$

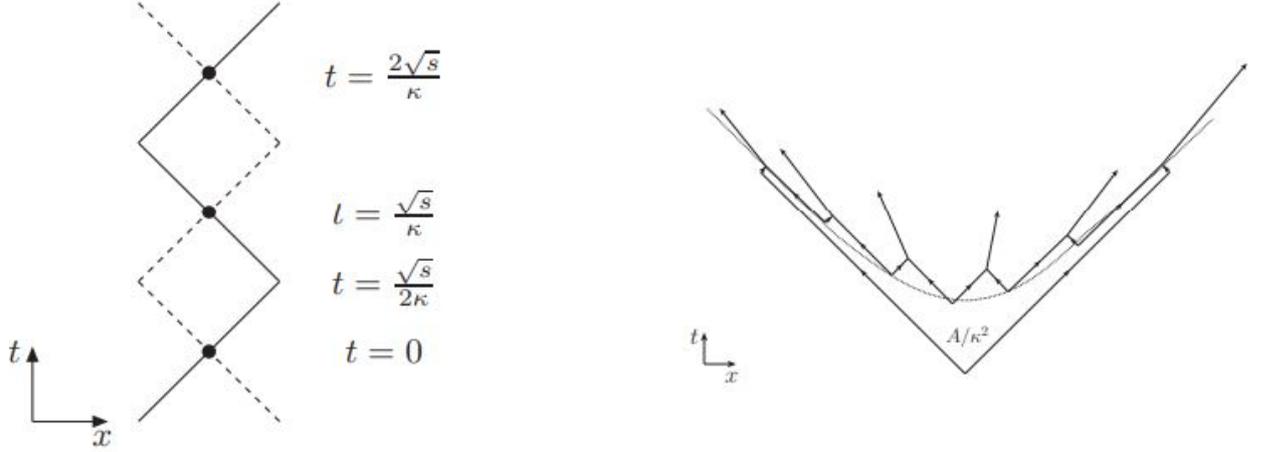


Рисунок 2.4 — "йо-йо" представление мезонного состояния (слева) и фрагментация струны $q\bar{q}$ на адроны (справа)

Струна достигает максимального растяжения в момент времени $t = \sqrt{s}/(2\kappa)$. В это мгновение вся энергия перемещается от концов в струну:

$$(E, p_x)_{q\bar{q}} = (0, 0), \quad E_{\text{струны}} = \sqrt{s}. \quad (2.14)$$

В момент времени $t = \sqrt{s}/\kappa$ струна возвращается в исходное состояние, только партоны теперь имеют противоположные импульсы. Через время $t = 2\sqrt{s}/\kappa$ струна проходит полный период "йо-йо" цикла. Состояния "йо-йо" ассоциируются с мезонами. Длинные струны разрываются на адроны через образование новых $q\bar{q}$ пар, как показано на рисунке 2.4. $q\bar{q}$ пары рождаются на гиперболе и комбинируют в адроны. Рожденный адрон, таким образом, характеризуется двумя соседними вершинами (i и $i - 1$) с пространственно-временными координатами, связанными с массой адрона через соотношение

$$m_i^2/\kappa^2 = (x_i - x_{i-1})^2 - (t_i - t_{i-1})^2. \quad (2.15)$$

В общем случае струна распадается на состояние с n адронами, вероятность чего в модели дается выражением

$$dP \propto \prod_{i=1}^n [N d^2 p_i \delta(p_i^2 - m^2)] \delta^{(2)}\left(\sum p_i - p_{tot}\right) e^{-bA}, \quad (2.16)$$

где A - площадь мировой поверхности струны до разрыва в единицах κ , как показано на рисунке 2.4, b - параметр. Если фрагментация струны представляется как итеративный процесс, с ограничением, что его физика одинакова для кваркового и антикваркового концов, можно получить распределение доли импульса струны z , уносимой образованным адроном в виде

$$f(z) \propto \frac{(1-z)^a}{z} e^{-\frac{bm^2}{z}}, \quad (2.17)$$

где a -новый параметр, связанный с N и b из (2.16). С учетом поперечного импульса проводится замена $m^2 \rightarrow m_{\perp}^2$, где поперечная масса определяется как

$$m_{\perp}^2 = m^2 + p_{\perp}^2. \quad (2.18)$$

Итоговый вид функции (2.17) называется симметричной функцией фрагментации Лунда. Эта простая картина $q\bar{q}$ системы может быть обобщена на топологии с глюонами без введения новых параметров, представляя глюон как кинк на струне в пределе $N_c \rightarrow \infty$, где N_c - число цветов. В принципе, параметры a и b могут быть разными для разных ароматов. Такая возможность введена для s -кварков и дикварков. Тогда переход от старого аромата i к новому аромату j определяется функцией фрагментации

$$f(z) \propto \frac{z^{a_i}}{z} \left(\frac{1-z}{z}\right)^{a_j} e^{-\frac{bm_{\perp}^2}{z}}. \quad (2.19)$$

Модификация Боулера [43] для модели Артру-Меннесье позволяет описывать массивные кварки на концах струны. Изменение функций фрагментации в этом случае обусловлено уменьшением инвариантной площади мировой поверхности струны с тяжелыми кварками на концах по сравнению с безмассовыми. Используется следующий вид функций фрагментации стру-

ны с тяжелыми кварками на концах:

$$f(z) \propto \frac{1}{z^{1+r_Q b m_Q^2}} z^{a_\alpha} \left(\frac{1-z}{z} \right)^{a_\beta} e^{-\frac{b m_\perp^2}{z}}. \quad (2.20)$$

Вывод уравнения (2.17) дает также распределение вероятности по собственному времени τ вершин образования $q\bar{q}$, что может использоваться для определения времени рождения адрона. В единицах $\Gamma = (\kappa\tau)^2$ оно выглядит так:

$$P(\Gamma)d\Gamma \propto \Gamma^a e^{-b\Gamma} d\Gamma. \quad (2.21)$$

Если кварк и антикварк имеют поперечную массу, они больше не могут образоваться в одной вершине, а должны туннелировать через запретную область размера m_\perp/κ . Вероятность туннелирования вычисляется

$$\frac{1}{\kappa} \frac{dP}{d^2 p_\perp} \propto e^{-\pi m_\perp^2/\kappa} = e^{-\pi m^2/\kappa} e^{-\pi p_\perp^2/\kappa}. \quad (2.22)$$

Придача кваркам и антикваркам поперечного импульса на практике может задаваться по Гауссовскому распределению с $\sigma^2 = \kappa/\pi$.

Другие типы адронов могут быть образованы через схожий механизм с некоторыми модификациями. Резонансы мезонов доступны через комбинацию кварков и антикварков в систему с полным спином 0 или 1. Барионы могут рождаться через разрыв струны с образованием пары дикварк-антидикварк. Этот процесс, конечно, подавляется большей эффективной массой дикварков. Используется модификация этой схемы, называемая моделью "попкорна", в которой дикварки рождаются путем образования сначала $q\bar{q}$ пары без разрыва струны, а затем рождением дополнительных $q\bar{q}$ между ними, что позволяет рождение мезонов между барион-антибарионной парой.

Фрагментация систем с глюонами осуществляется следующим образом. Длинная струна протянутая между кварком и антикварком на концах проходит через некоторое количество глюонов. Кинематика отрезков струны между двумя соседними партонами, как и в самом простом случае, определяется 4-импульсами их концов. В случае глюонов, их 4-импульс поровну распределяется между соседними отрезками струны. Если обозначить кварк на конце струны номером 1, антикварк на другом конце номе-

ром n , а глюоны между ними номерами $2, \dots, n - 1$, то всего получим $n - 1$ отрезков струны с заданными импульсами концов. Отрезок (j, k) имеет свою заданную область на мировом листе. Адрон рождается с переходом из области (j_1, k_1) в (j_2, k_2) . Тогда 4-импульс адрона равен

$$p = \sum_{j=j_1}^{j_2} x_+^{(j)} p_+^{(j)} + \sum_{k=k_1}^{k_2} x_-^{(k)} p_-^{(k)} + p_{x1} \vec{e}_x^{(j_1 k_1)} + p_{y1} \vec{e}_y^{(j_1 k_1)} + p_{x2} \vec{e}_x^{(j_2 k_2)} + p_{y2} \vec{e}_y^{(j_2 k_2)}, \quad (2.23)$$

где x_{\pm}^i означает долю импульса p_{\pm}^i , уносимую адроном, (p_x, p_y) - поперечные импульсы, (\vec{e}_x, \vec{e}_y) - орты соответствующих осей, знаком "+" обозначаются импульсы, направленные в сторону кваркового конца, знаком минус - в сторону антикваркового конца.

Стоит отметить, что представленное выше есть лишь поверхностное описание механизма адронизации в RYTHIA8.3. Реальное воплощение в программном коде значительно более сложное и обладает рядом алгоритмов, обеспечивающих законы сохранения и коррекцию разных частных случаев. В RYTHIA существует также ряд дополнительных моделей, призванных воссоздать коллективные эффекты, наблюдаемые в протон-протонных столкновениях. Детальное их описание слишком объемно, чтобы представить его в данном кратком обзоре. Общая их суть заключается в учете взаимодействия между струнами в области с большой плотностью.

2.3 EPOS-LHC

Адрон-адронное взаимодействие в модели EPOS-LHC (Energy conserving quantum mechanical multiple scattering approach, based on Partons (parton ladders), Off-shell remnants and Splitting of parton ladders) представляет собой множество элементарных столкновений, как показано на рисунке 2.5.

В главе 1 уже говорилось, что в результате такого взаимодействия формируется так называемая "партонная лестница" которую еще называют разрезанным помероном [44]. Партонная лестница рассматривается как трубка цветового поля, или релятивистская струна. Глюоны, если таковы имеются в струне, описываются как сингулярные кинки, добавляющие по-

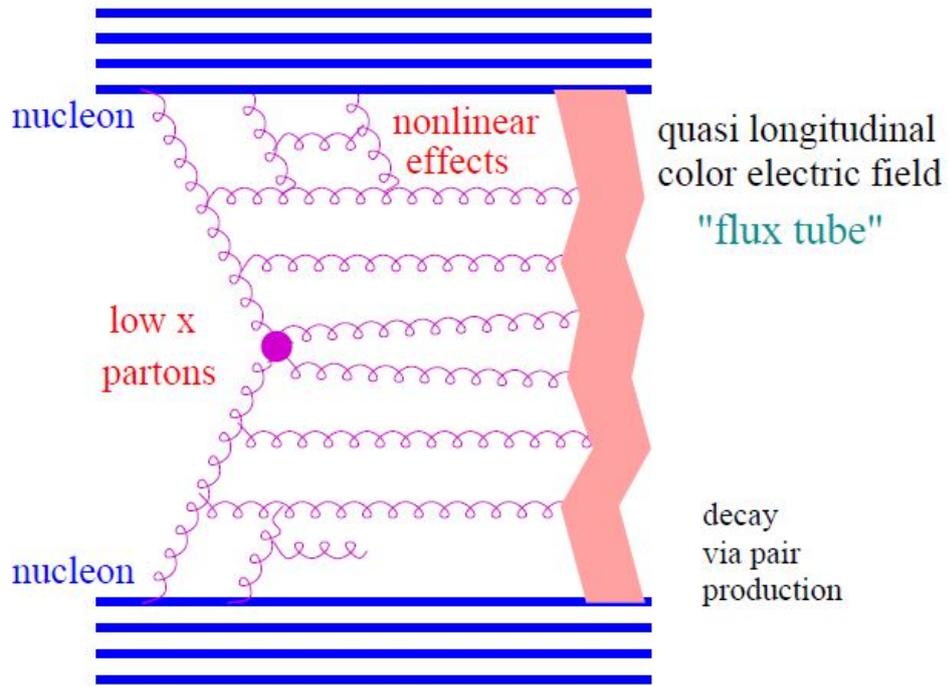


Рисунок 2.5 — Элементарное взаимодействие в модели EPOS

перечного движения.

Начнем с рассмотрения мягкого померона. Его топология может восприниматься как цилиндр, то есть как сумма всех возможных КХД диаграмм с цилиндрической топологией, см. рисунок 2.6. В модели внешние "ножки" диаграммы всегда идентифицируются с парами кварк-антикварк, отмеченными на рисунке штриховыми линиями (антикварки) и сплошными (кварки). С точки зрения рождения частиц нас интересуют только разрезанные диаграммы, поэтому на рисунке 2.6 показан разрез цилиндра. Рассмотрим полуцилиндр, например, правый, представляющий неупругую амплитуду. Мы можем развернуть его, чтобы получить планарную диаграмму, как показано на рисунке 2.7. Вертикальные пунктирные линии обозначают разрезы и это то, где происходит появление конечных адронных состояний. Если для такой диаграммы запустить механизм струнной фрагментации, адронизация будет выглядеть, как показано на рисунке 2.8.

Теперь рассмотрим полужесткий померон типа "море-море", в котором есть жесткий КХД процесс в середине и мягкая эволюция на концах, см. рисунок 2.9. Обобщим картину для мягкого померона и на этот случай. Опять предполагается цилиндрическая топология. Для случая на рисун-

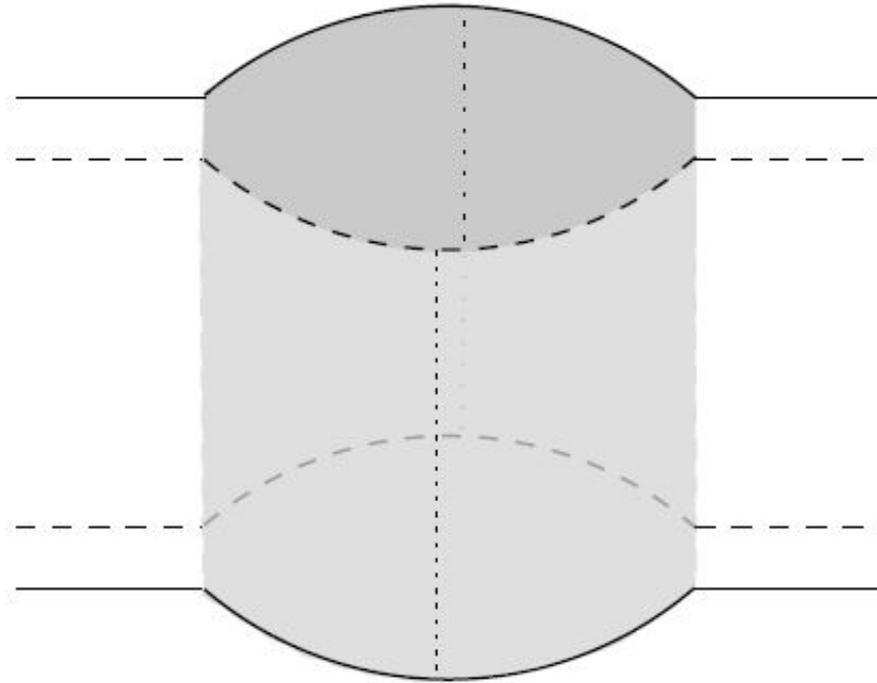


Рисунок 2.6 — Разрезанный померон представляется как разрезанный цилиндр. Серые области представляют неразрешенные партоны



Рисунок 2.7 — Планарное представление полуцилиндра, полученного разрезом цилиндрической диаграммы на рисунке 2.6

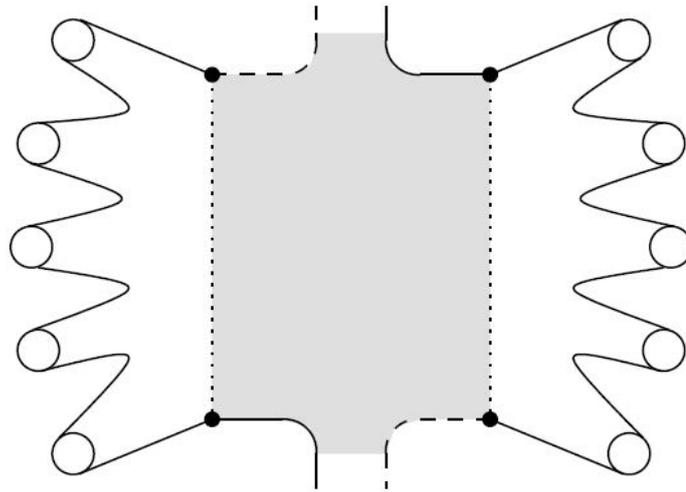


Рисунок 2.8 — Каждая линия разреза ассоциируется со струной, которая распадается на конечные адроны

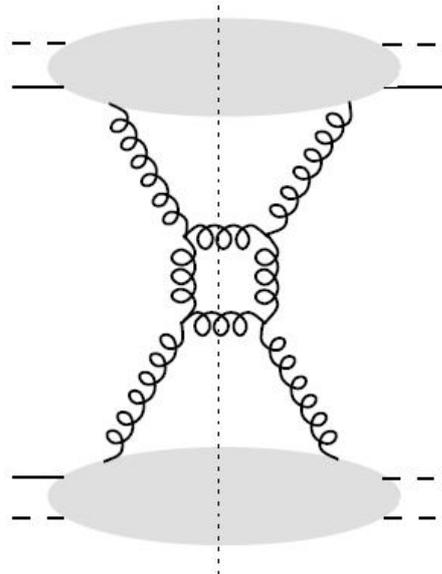


Рисунок 2.9 — Простая диаграмма, дающая вклад в обмен полужестким помероном типа "море-море"

ке 2.9 имеем ситуацию, показанную на рисунке 2.10. Серые области на концах цилиндра представляют мягкие помероны, в то время как в середине рисуются именно глюонные линии на поверхности цилиндра. Разрежем диаграмму и представим ее в планарном виде. Отличие от случая мягкого померона заключается в наличии третьего партона (все партоны обозначены точками) на каждой линии разреза, глюона. Струнная модель затем осуществляет адронизацию схожим с предыдущим случаем образом.

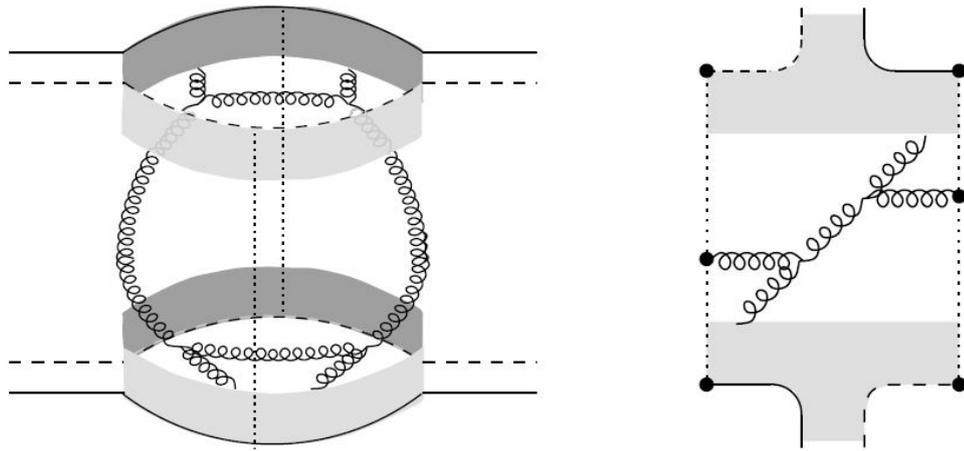


Рисунок 2.10 — Цилиндрическое представление вклада полужесткого померона (слева) и планарная диаграмма полуцилиндра от его разреза (справа)

Следует также рассмотреть помероны валентного типа. В случае, когда обмен помероном происходит между валентными кварками снаряда и мишени, первые партоны в партонной лестнице являются валентными кварками и нет никаких мягких померонов между партонной лестницей и адроном. Антикварки, которые, как и раньше, присутствуют во внешних линиях диаграммы теперь просто зрители. Наиболее простым является обмен двумя глюонами, как показано на рисунке 2.11. Если проследовать

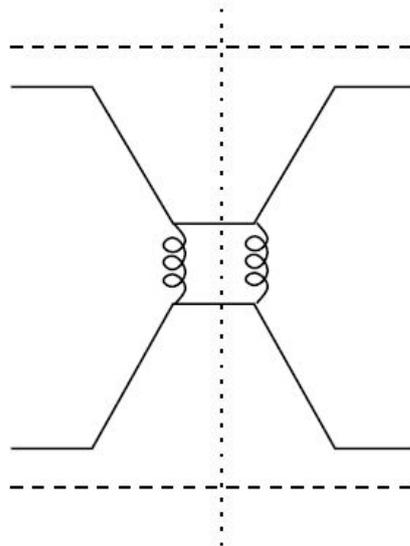


Рисунок 2.11 — Простейший вклад в обмен "валентно-валентным" помероном

уже привычной нам схеме, получится следующая картина диаграммы дан-

ного процесса (рисунок 2.12). Для модели струны здесь ситуация такая

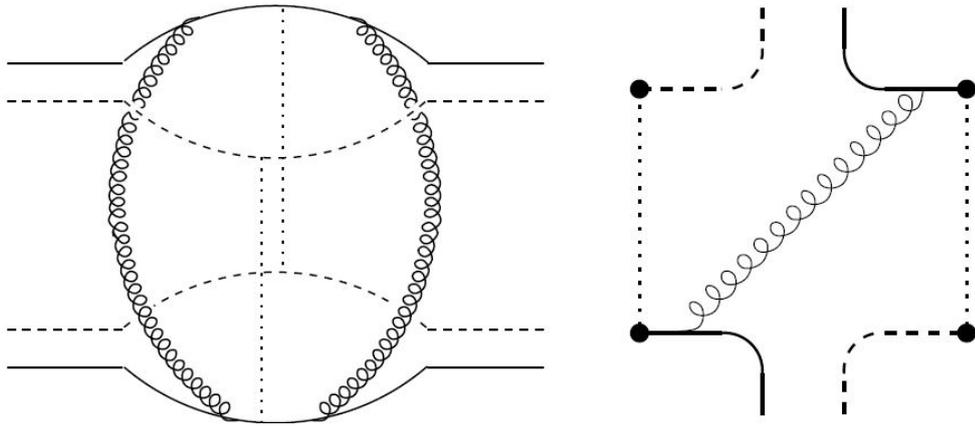


Рисунок 2.12 — Простейший вклад в обмен "валентно-валентным" помероном

же, как и для случая мягкого померона. Добавляя на такую диаграмму излучение s-канального глюона, снова получим ситуацию, в которой разрез диаграммы можно описать струной с глюонным кинком, рисунок 2.13.

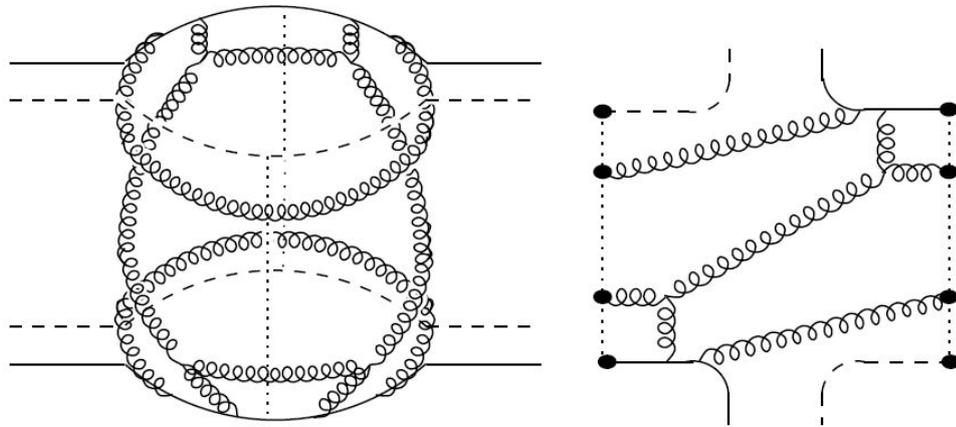


Рисунок 2.13 — Диаграмма разрезанного померона валентного типа, усложненная излучением внешнего глюона

Таким образом любая партонная конфигурация в элементарном взаимодействии может описываться единой моделью фрагментации релятивистской струны с глюонными кинками.

Фрагментация струн в модели EPOS основана на законе площади (1.15), где движение струны задается из решения уравнений движения для релятивистской струны (РС) в ковариантном лагранжевом формализме.

Траектория движения РС в пространстве Минковского определяется функцией двух параметров:

$$x^\mu = x^\mu(\sigma, \tau), \quad \sigma \in [0, \pi], \quad (2.24)$$

где σ - пространственноподобная координата, а τ - времениподобная. Для получения уравнений движения используется релятивистски инвариантный лагранжиан Намбу-Гото:

$$\mathcal{L} = -\kappa \sqrt{(x' \dot{x})^2 - x'^2 \dot{x}^2}, \quad (2.25)$$

где $\dot{x}^\mu = dx^\mu/d\tau$, $x'^\mu = dx^\mu/d\sigma$, а κ уже привычное нам натяжение струны. Тогда можно записать действие

$$S = \int_0^\pi d\sigma \int_{\tau_0}^{\tau_1} d\tau \mathcal{L}, \quad (2.26)$$

из которого (через принцип наименьшего действия) следуют уравнения Эйлера-Лагранжа (уравнения движения):

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{x}_\mu} + \frac{\partial}{\partial \sigma} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial x'_\mu} = 0, \quad (2.27)$$

с граничными условиями

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial x'_\mu}(\tau) = 0, \quad \sigma = 0, \pi. \quad (2.28)$$

Эти уравнения сохраняют свой вид при произвольной замене переменных

$$\tau = f_1(\bar{\tau}, \bar{\sigma}), \quad \sigma = f_2(\bar{\tau}, \bar{\sigma}). \quad (2.29)$$

Поэтому на решение уравнений (2.27) можно наложить дополнительные калибровочные условия. Обычно выбирают ортонормальную калибровку:

$$\dot{x}^2 + x'^2 = 0, \quad \dot{x}x' = 0, \quad (2.30)$$

или, что эквивалентно,

$$(\dot{x} \pm x')^2 = 0. \quad (2.31)$$

Решение уравнений движения дает простое волновое уравнение

$$\frac{\partial^2 x_\mu}{\partial \tau^2} - \frac{\partial^2 x_\mu}{\partial \sigma^2} = 0, \quad (2.32)$$

со следующими граничными условиями:

$$\frac{\partial x_\mu}{\partial \sigma}(\tau) = 0, \quad \sigma = 0, \pi. \quad (2.33)$$

Полный импульс струны дается выражением

$$p_{\text{струны}}^\mu = - \int_C \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{x}_\mu} d\sigma + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial x'_\mu} d\tau \right), \quad (2.34)$$

где C - кривая между двумя концами струны.

Требуется еще одно калибровочное условие, чтобы полностью зафиксировать решение. Его выбирают из условия на параметр τ :

$$n^\mu x_\mu = \lambda \tau. \quad (2.35)$$

В EPOS используется калибровка $n = (1, 0, 0, 0)$, из которой следует $\lambda = E/(\pi\kappa)$, и система единиц, в которой $\kappa = 1$, а σ и τ имеют размерность энергии. Решение уравнения (2.32) ищется в виде

$$x^\mu(\sigma, \tau) = \frac{1}{2} \left[f^\mu(\sigma + \tau) + f^\mu(\sigma - \tau) + \int_{\sigma-\tau}^{\sigma+\tau} g^\mu(\xi) d\xi \right], \quad (2.36)$$

$$f(\sigma) = x^\mu(\sigma, \tau)|_{\tau=0}, \quad (2.37)$$

$$g(\sigma) = \dot{x}^\mu(\sigma, \tau)|_{\tau=0}. \quad (2.38)$$

Функция $f(\sigma)$ интерпретируется как начальная пространственная протяженность струны, а $g(\sigma)$ как начальная скорость струны. В модели используется следующее предположение о функциях $f(\sigma)$ и $g(\sigma)$: рассматриваются струны с $f = 0$ в начальный момент времени (точечные) и с кусочно-постоянной функцией g ,

$$g(\sigma) = v_k, \quad E_{k-1} \leq \sigma \leq E_k, \quad 1 \leq k \leq n, \quad (2.39)$$

n - некоторое целое число, $E_n = E$, $E_0 = 0$. Такие струны называются струнами с кинками, где n - число кинков, а v_k - их скорости. Опуская некоторые математические подробности работы с решением (2.36), отметим сразу, что в модели EPOS глюоны отождествляются с кинками, определенными таким образом. Рисунок 2.14 демонстрирует пример движения струны с глюонным кинком в середине.

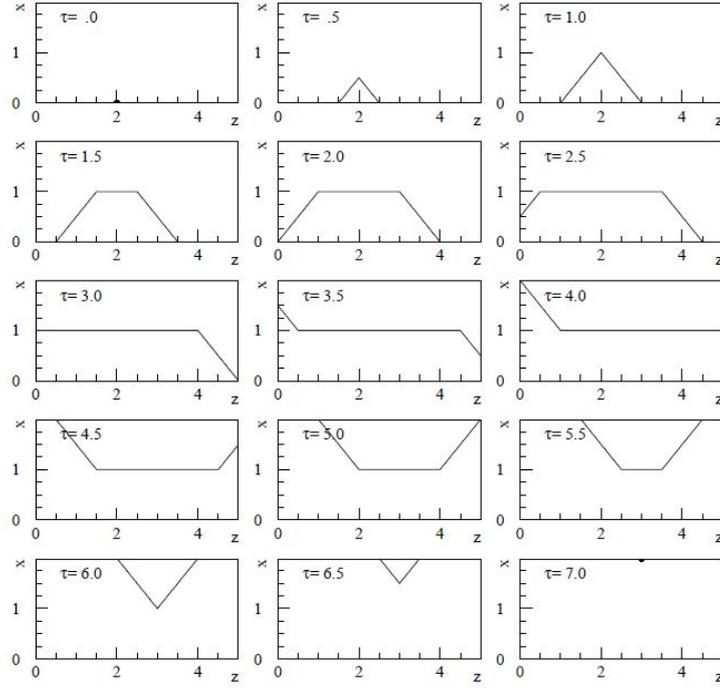


Рисунок 2.14 — Движение струны в плоскости z - x . Импульс кварка $p_q = (0, 0, -2)$, глюона $p_g = (2, 0, 0)$ и антикварка $p_{\bar{q}} = (0, 0, 3)$ в единицах $\Gamma\text{ЭВ}/c$

Из уравнения (2.36) можно получить выражения для производных $x(\sigma, \tau)$ через начальную скорость $g(\sigma)$

$$\dot{x}(\sigma, \tau) = \frac{1}{2} [g(\sigma + \tau) + g(\sigma - \tau)], \quad (2.40)$$

$$x'(\sigma, \tau) = \frac{1}{2} [g(\sigma + \tau) - g(\sigma - \tau)]. \quad (2.41)$$

Но поскольку функции $g(\sigma)$ являются кусочно-постоянными, можно легко найти области, в которых $g(\sigma + \tau)$ и $g(\sigma - \tau)$ постоянны одновременно. Эти области показаны на рисунке 2.15. В каждой такой области \dot{x} и x'

постоянны и определены

$$\dot{x}(\sigma, \tau) = \frac{1}{2} [v^- + v^+], \quad (2.42)$$

$$x'(\sigma, \tau) = \frac{1}{2} [v^- - v^+]. \quad (2.43)$$

Здесь v^+ означает скорость кинка, двигающегося в сторону положительного направления оси σ , v^- - наоборот. Таким нехитрым способом мы задали

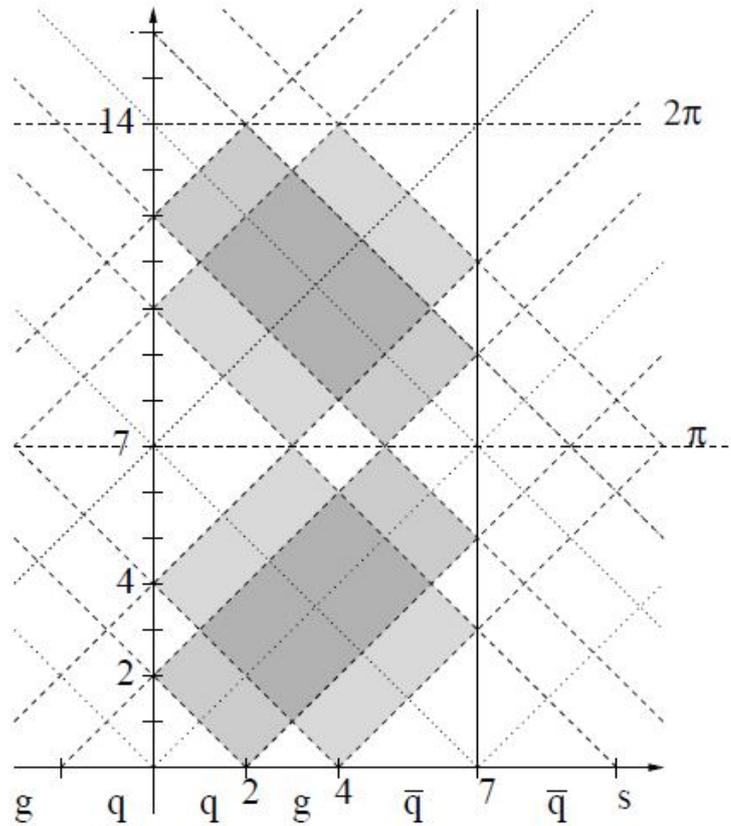


Рисунок 2.15 — Области постоянных значений \dot{x} и x'

значение производных траектории РС во всех точках мировой поверхности.

Вспомним теперь про закон площади (1.15), запишем его, выразив инвариантную площадь через координаты и парматеры:

$$dA = \sqrt{(\dot{x}x')^2 - x'^2\dot{x}^2} d\sigma d\tau. \quad (2.44)$$

Мы знаем все выражения, необходимые, чтобы вычислить эту величину:

$$\begin{aligned}
 dA &= \sqrt{\frac{1}{4}[-2g(\sigma + \tau)g(\sigma - \tau)] \frac{1}{4}[2g(\sigma + \tau)g(\sigma - \tau)]} d\sigma d\tau \\
 &= \left[\frac{1}{2}g(\sigma + \tau)g(\sigma - \tau) \right] d\sigma d\tau \\
 &= \frac{1}{2}(1 - \cos \phi) d\sigma d\tau.
 \end{aligned} \tag{2.45}$$

Здесь ϕ - угол между партонами. Ясно, что если партоны коллинеарны, то площадь равна нулю, а значит, струна распасться не может. Не будем вдаваться в технические подробности того, как реализован на программном уровне розыгрыш вероятности, это весьма утонченная и кропотливая процедура.

Модель EPOS-LHC использует еще один механизм, несвойственный другим моделям: коллективную адронизацию, схожую с гидродинамическими моделями для столкновений тяжелых ионов. Считается, что реальное событие взаимодействие при высоких энергиях можно представить по схеме "core-corona" (ядро-корона). Под короной подразумевается область, в которой релятивистские струны мало взаимодействуют друг с другом и пространственно разделены. Ядро же отвечает области высокой плотности, в которой вместо обычно алгоритма фрагментации струн используется механизм "вымораживания" частиц с поверхности расширяющегося сгустка кварк-глюонной материи. Общая схема эволюции события представлена на рисунке 2.16. Таким образом важными параметрами в модели EPOS-LHC являются относительные вклады двух разных механизмов адронизации.

Отметим еще один важный момент в описании рождения частиц. Обратимся к рисунку 2.17, на котором схематично изображено взаимодействие с одним померонным обменом (a). Ранее уже было показано, что разрезанный померон дает две релятивистские струны (b). На их концах могут быть кварки и антикварки (c), кварк и дикварк (d), антикварк и антидикварк (e). Ранее приведена схема фрагментации струн, образовавшихся на разрезах померонных диаграмм. Но остаются еще партоны осколков первоначальных адронов, которые также формируют цветные синглеты с партонами из моря или другими струнами. Барионное число, например, может передаваться с осколка на конец струны (например, для случая (d)

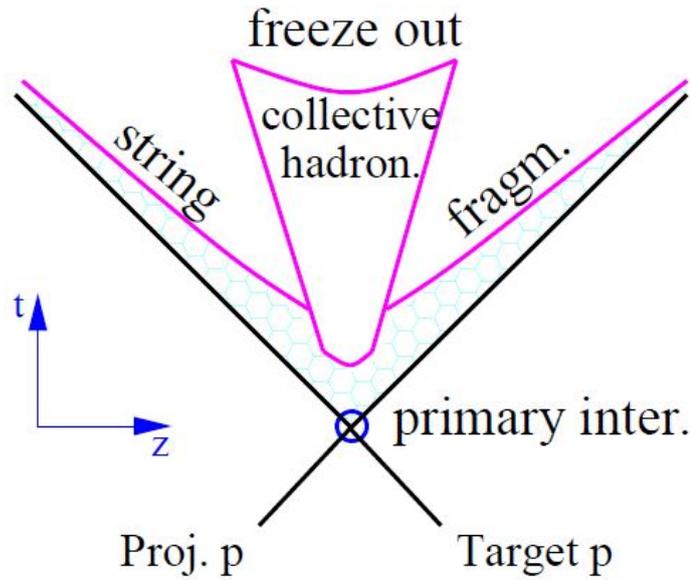


Рисунок 2.16 — Схематичный вид пространственно-временной эволюции рождения частиц в адронном взаимодействии в EPOS-LHC

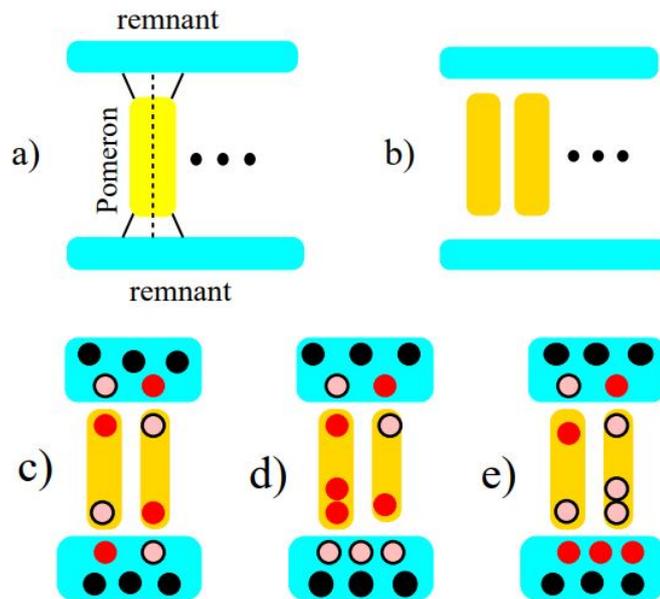


Рисунок 2.17 — Каждый померон отождествляется с двумя струнами (a) и (b). Наиболее простой тип взаимодействия: два осколка и две струны $q\bar{q}$ (c). Один из \bar{q} может быть заменен на дикварк (d). С той же вероятностью вместо q может быть антидикварк (e)

на рисунке 2.17). Если налетающая частица - мезон, образование дикварков на концах струны приводит к росту числа барионов, рожденных в переднюю область. По утверждению авторов EPOS-LHC, эта особенность модели

ответственна за относительно большое число мюонов при моделировании
ШАЛ.

3 УЧЕТ НОВЫХ МЕХАНИЗМОВ ПРИ ОПИСАНИИ АДРОНИЗАЦИИ

Убедиться в том, что вопрос описания адронизации является ключевым с точки зрения проблемы избытка мюонов в космических лучах сверхвысоких энергий, можно, обратив внимание на то, что все нововведения и модификации, которые вносились в модели для улучшения описания экспериментальных данных, так или иначе связаны с механизмами получения адронов из исходных партонных состояний. В частности, эффект "core-core" в модели EPOS-LHC преподносится как потенциальное решение проблемы. И хотя авторы модели немного лукавят, ведь коллективная адронизация согласно их собственным расчетам не воспроизводит поведение z -параметра даже при 100% вкладе адронизации через ядро и без вклада короны, справедливо утверждение, что дальнейшие модификации алгоритмов фрагментации струн, например, могут дать положительный эффект. Чтобы выдвигать какие-либо гипотезы, кроме теоретических соображений необходимо опираться на некоторые экспериментальные результаты, обсуждению которых будет посвящен первый раздел этой главы.

3.1 ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАнных

Начнем с разбора результатов измерения инвариантных дифференциальных сечений рождения π^0 - и η -мезонов в протон-протонных столкновениях с $\sqrt{s} = 8$ ТэВ коллаборацией ALICE на LHC, CERN [45]. Дифференциальное сечение рождения π^0 в зависимости от величины поперечного импульса представлены на рисунке 3.1. На рисунке кроме экспериментальных

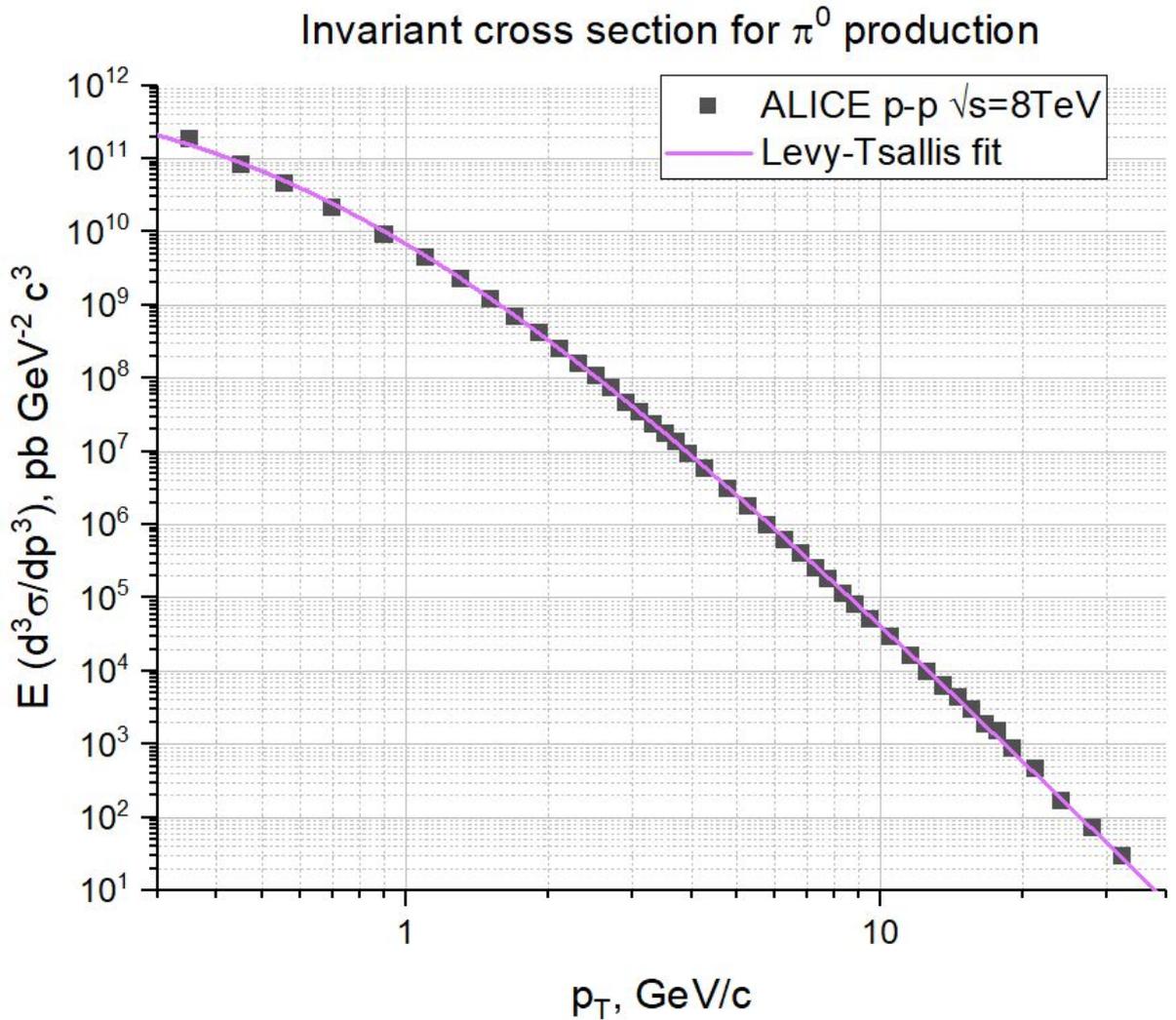


Рисунок 3.1 — Инвариантное дифференциальное сечение рождения π^0 -мезонов в столкновениях протонов с $\sqrt{s} = 8$ ТэВ

точек также приводится результат подгонки по формуле Леви-Тсаллиса:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{C}{2\pi nT(nT + m(n-2))} \left(1 + \frac{m_T - m}{nT}\right)^{-n}, \quad (3.1)$$

где C , n и T - параметры, m и m_T масса и поперечная масса мезонов. Сравним измеренное сечение с предсказаниями моделей. Для этого разделим результаты экспериментальных измерений на значения согласно фитированной зависимости и нанесем их на график, как показано на рисунке 3.2. Видно, что в области средних значений поперечного импульса ожидание согласно моделям завышено на 30%-100%. Рождение нейтральных пионов в процессе развития ШАЛ дает вклад в электромагнитную компоненту, а значит, чем больше рождается π^0 , тем меньше энергии потенциально может

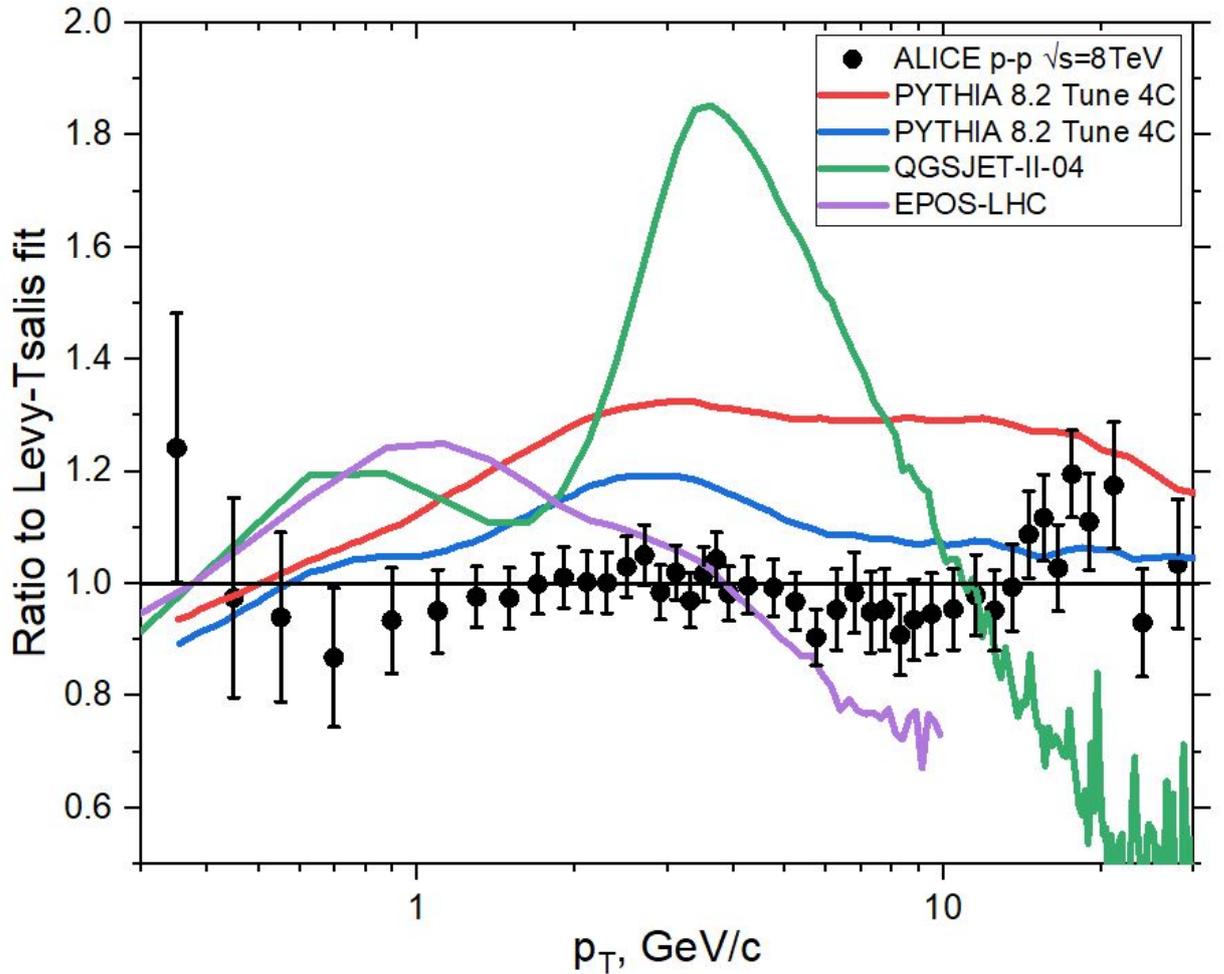


Рисунок 3.2 — Сравнение дифференциального сечения рождения π^0 -мезонов в столкновениях протонов с $\sqrt{s} = 8$ ТэВ с результатами моделирования

достаться адронной компоненте. Данные эксперимента ALICE показывают тенденцию к противоположной картине: нейтральных пионов должно образовываться значительно меньше, чем предсказывают модели. Вопрос лишь в том, что за механизм ответственен за наблюдаемый результат.

Рассмотрим теперь данные эксперимента в другой области. Коллаборация NA61/SHINE на SPS, CERN, представила результаты измерений, проведенных для столкновений π^- -пучков с углеродной мишенью [22]. Измерялись спектры рождения ρ^0 , ω и K^{*0} при энергии пионов 158 ГэВ. Полученные спектры строились в зависимости от фейнмановской переменной $x_F = p_{||}/p_\pi$, что крайне удобно для анализа результатов с точки зрения космических лучей: передней области соответствуют значения $x_F \sim 1$.

Выходы частиц на ширину бина по x_F рассчитывались следующим

образом

$$\frac{dn}{dx_F} = \frac{1}{N_{\text{prod}}} \frac{dN_{\text{part}}}{dx_F}, \quad (3.2)$$

где N_{prod} - число событий взаимодействия за вычетом событий с упругим и квазиупругим рассеянием, N_{part} - число рожденных резонансов. $n(x_F)$, таким образом, можно воспринимать как среднюю множественность резонансов в событии. Результаты измерения спектров dn/dx_F показаны на рисунке 3.3. Вместе с экспериментальными результатами авторами также

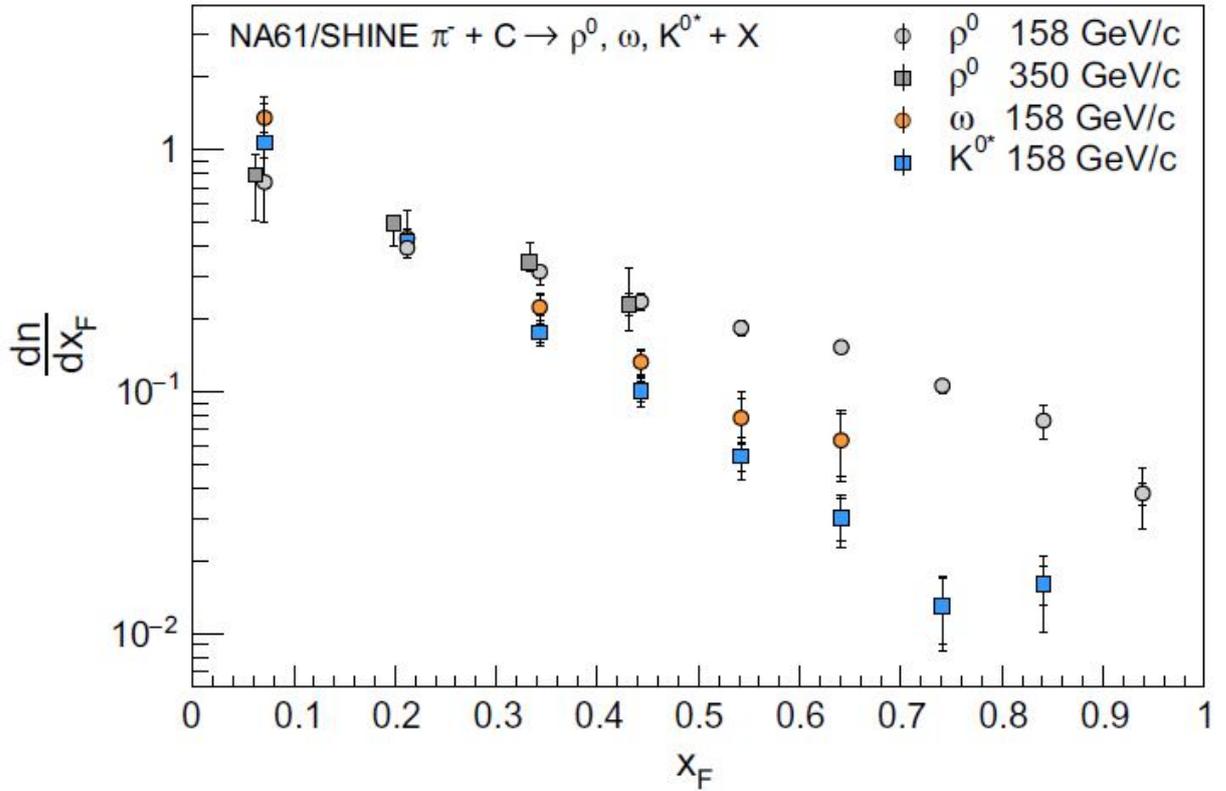


Рисунок 3.3 — Средняя множественность мезонных резонансов в столкновениях $\pi^- + C$

приводится сравнение спектров множественности с рядом моделей, рисунок 3.4. Видно, что ни одна из моделей даже качественно не повторяет форму экспериментальных спектров. Модели сильно завышают множественность при малых x_F и занижают при больших. Отметим, что рождение ρ^0 с большим импульсом является предпочтительным исходом для развития адронной компоненты ШАЛ: ρ^0 распадается практически только в пару заряженных мезонов, а значит не дает вклада в электромагнитную компоненту.

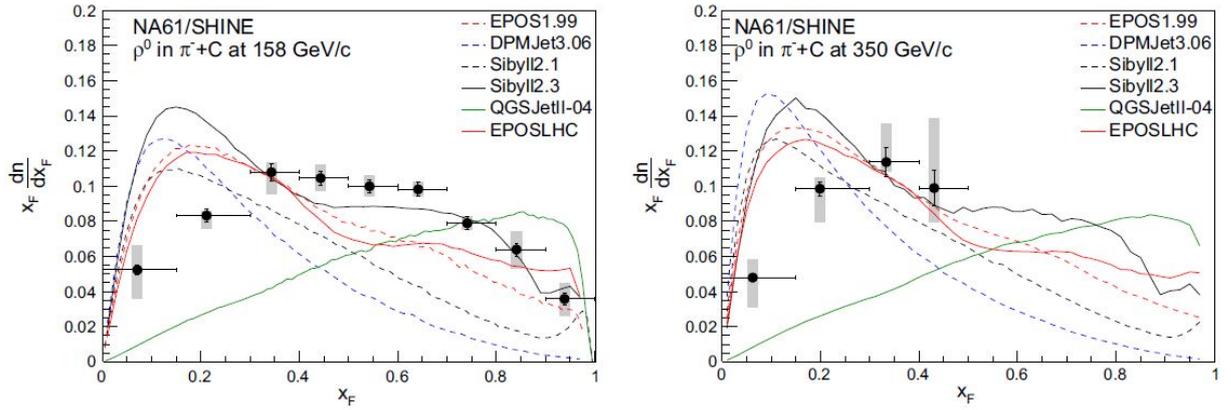


Рисунок 3.4 — Масштабированные спектры ρ^0 -мезонов, $x_F dn/dx_F$ в столкновениях $\pi^- + C$ при 158 ГэВ (слева) и 350 ГэВ (справа)

3.2 МЕХАНИЗМ ПОДАВЛЕНИЯ ЛИДИРУЮЩИХ π^0 -МЕЗОНОВ

Воспользуемся простыми теоретическими рассуждениями для выдвижения гипотезы нового механизма, позволяющего объяснить экспериментальные данные. Число мюонов в ШАЛ сверхвысоких энергий должно возрасти относительно числа электронов. Наиболее простым образом этого можно добиться, уменьшая долю энергии, уходящей в электромагнитную компоненту при взаимодействиях высокоэнергичных пионов с ядрами атмосферы. Проще всего это сделать, введя некоторое подавление рождения лидирующих нейтральных пионов, поскольку именно они уносят наибольшую часть энергии взаимодействия и отдают ее в электромагнитный каскад. Хорошим кандидатом на замену π^0 является его ближайший резонанс, ρ^0 -мезон, который при распаде дает исключительно заряженные пионы. Имеющиеся экспериментальные данные не противоречат такому предположению, но возникает вопрос: какой именно механизм ответственен за данный эффект?

Если вернуться к обзору моделей адронизации, можно заметить отсутствие описания одного значительного явления: рождения резонансов. Почти все модели обходят этот вопрос стороной, и только в RYTHIA упоминается учет мезонов со спином 1. Хорошей темой для размышления действительно является вопрос образования резонансов вместо основных состояний для данного набора кварков на концах релятивистской стру-

ны. В общем случае, механизм рождения частиц должен учитывать спин-орбитальные характеристики струны также, как учитывает 4-импульсы каждого из кинков. Однако воплощения такого механизма ни в одной модели нет.

В случае учета спиновых характеристик струны действительно возможно уменьшение сечения рождения π^0 в связи с возникновением запрещенных спиновых конфигураций. ρ^0 после формирования почти мгновенно распадаются на пионы, и точно определить их вклад при высоких энергиях может быть затруднительно.

Рассмотрим снова действие Намбу-Гото для свободной релятивистской струны (2.25). На самом деле, его общее решение в ортонормальной калибровке можно записать с помощью рядов Фурье:

$$x_\mu(\tau, \sigma) = \frac{i}{\sqrt{\pi\kappa}} \sum_{n \neq 0} e^{-in\tau} \frac{\alpha_{n\mu}}{n} \cos n\sigma + Q_\mu + P_\mu \frac{\tau}{\pi\kappa}, \quad (3.3)$$

где P_μ -сохраняющийся полный импульс струны, который определяется формулой

$$P_\mu = \kappa \int_0^\pi \dot{x}_\mu(\tau, \sigma) d\sigma, \quad (3.4)$$

Q_μ - координаты центра масс струны в момент $\tau = 0$,

$$Q_\mu = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi x_\mu(0, \sigma) d\sigma, \quad (3.5)$$

а $\alpha_{n\mu}$ представляют собой фурье-амплитуды

$$\alpha_{n\mu} = 2\sqrt{\frac{\kappa}{\pi}} \int_0^\pi \cos n\sigma [\dot{x}_\mu(0, \sigma) - inx_\mu(0, \sigma)] d\sigma, \quad \alpha_{-n\mu} = \alpha_{n\mu}^*, \quad n > 0. \quad (3.6)$$

Используя такое разложение можно получить угловой момент струны:

$$M_{\mu\nu} = Q_\mu P_\nu - Q_\nu P_\mu - \frac{i}{2} \sum_{n \neq 0} \frac{1}{n} (\alpha_{-n\mu} \alpha_{n\nu} - \alpha_{-n\nu} \alpha_{n\mu}). \quad (3.7)$$

Полный момент струны состоит из двух слагаемых: из углового момента струны как целого

$$L_{\mu\nu} = Q_\mu P_\nu - Q_\nu P_\mu \quad (3.8)$$

и "спинового" углового момента, обусловленного внутренним движением струны

$$S_{\mu\nu} = -\frac{i}{2} \sum_{n \neq 0} \frac{1}{n} (\alpha_{-n\mu} \alpha_{n\nu} - \alpha_{-n\nu} \alpha_{n\mu}). \quad (3.9)$$

Если учесть дополнительные условия (2.30), классическое выражение для спина струны J определяется формулой

$$J^2 = \frac{1}{2} \left[S_{\mu\nu} S^{\mu\nu} - \frac{2}{M^2} P_\nu S^{\nu\rho} P^\sigma S_{\sigma\rho} \right], \quad (3.10)$$

где M - масса струны. Можно показать, что для всех движений струны имеет место

$$J \leq \frac{1}{2\pi\kappa} M^2. \quad (3.11)$$

Струнная модель запрещает существование частиц с большими спинами, но малыми массами.

Модель, способная учитывать спиновые характеристики струн, должна обладать средствами численного решения уравнений движения рядами Фурье и расчета фурье-амплитуд для вычисления спина.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе работы были выполнены все поставленные задачи. Проведенное исследование моделей адронизации показало, что некоторые из механизмов, используемые даже в самых современных моделях, значительно устарели. Модель Филда-Фейнмана не удовлетворяет требованиям, накладываемым наблюдаемыми эффектами в столкновениях адронов высоких энергий. Показано, что для полноты модели адронизации необходимо непротиворечивое описание глюонов, в том числе и мягких, что невозможно в модели Филда-Фейнмана и кластерной модели. Наиболее перспективными остаются струнные модели Лунда и модели на основе закона площади. Из них модели, основанные на динамическом описании струны исходя из решений уравнений движения для действия Намбу-Гото, обладают большей общностью физического описания процесса адронизации.

Из моделей адронных взаимодействий, применяемых для космических лучей и ускорительных задач, только QGSJET-II-04 все еще использует устаревший подход Филда-Фейнмана. Это является серьезным ограничением и недостатком модели. Кроме того, для QGSJET отмечено отсутствие некоторых типов частиц, например, ρ^0 -мезонов. Значимость этих частиц в последнее время признается все больше.

РУТНІА 8.3 и EPOS-LHC обладают весьма продвинутыми струнными схемами адронизации. РУТНІА использует модель Лунда, а EPOS-LHC - комбинацию модели закона площади и гидродинамического расширения, "core-corona". Однако РУТНІА использует несколько ограниченный в возможностях подход для описания струн с глюонными кинками. В основном самому генератору не хватает точности в описании передней области взаимодействия. Подход, реализованный в EPOS-LHC является наиболее перспективным для дальнейшего развития теории фрагментации струн. В тоже время РУТНІА предлагает ряд механизмов взаимодействия близких струн, что в EPOS-LHC описывается исключительно феноменологией.

Анализ экспериментальных измерений сечений рождения и множественностей мезонов показывает, что модели обладают общей тенденцией к переоценке выхода нейтральных пионов, в то время как ρ^0 -мезонов в передней области, наоборот, не хватает. Это явление может находить описание в механизме подваления рождения лидирующих π^0 -мезонов. Возможным объяснением данному эффекту является необходимость учета спиновых характеристик струн наряду с выполнением закона сохранения энергии-импульса.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. A.A. Petrukhin. Muon puzzle in cosmic ray experiments and its possible solution. *Nuclear Instruments and Methods in Physics*, 742, P 228-231 (2014).
2. V. Avati et al. Cosmic multi-muon events observed in the underground CERN-LEP tunnel with the ALEPH experiment. *Astroparticle Phys.* 19, 513-523 (2003).
3. J. Abdallah et al. Study of multi-muon bundles in cosmic ray showers detected with the DELPHI detector at LEP. *Astroparticle Phys.* 28, 273-286 (2007).
4. I.I. Yashin et al. NEVOD — An experimental complex for multi-component investigations of cosmic rays and their interactions in the energy range 1–1010 GeV. *JINST* 16 T08014 (2021).
5. А.Г. Богданов и др. Исследование характеристик потока и взаимодействия космических лучей сверхвысоких энергий с помощью метода спектров локальной плотности мюонов. *Ядерная физика*, 73, № 11, с. 1904-1920 (2010).
6. J. Abraham et al. (PAO Collab.), *Phys. Rev. Lett.* 101, 061101 (2008).
7. H.P. Dembinski et al. Report on tests and measurements of hadronic interaction properties with air showers. *EPJ Web Conf.* 210, 02004 (2019).
8. K. Werner, F. M. Liu, and T. Pierog, *Phys. Rev. C* 74, 044902 (2006).
9. T. Pierog and K. Werner, *Nucl. Phys. (Proc. Suppl.)* 196, 102 (2009)

10. T. Pierog, Iu. Karpenko, J. M. Katzy, E. Yatsenko, and K. Werner, *Phys. Rev. C* 92, 034906 (2015).
11. N.N. Kalmykov and S.S. Ostapchenko, *Yad. Fiz.* 56 (1993) 105; *Phys. At. Nucl.* 56 N3 (1993) 346; N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, and A.I. Pavlov, *Izv. RAN Ser. Fiz.* 58 (1994) N12 p.21; N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, and A.I. Pavlov, *Bull. Russ. Acad. Science (Physics)* 58 (1994) 1966; N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, and A.I. Pavlov, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 52B (1997) 17; S.S. Ostapchenko, private communications (2001).
12. N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, and A.I. Pavlov, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 52B, 17 (1997).
13. S. Ostapchenko, *Phys. Rev. D* 83, 014018 (2011).
14. S. Ostapchenko, *Phys. Rev. D* 89, 074009 (2014).
15. R.S. Fletcher, T.K. Gaisser, P. Lipari, and T. Stanev, *Phys. Rev. D* 50, 5710 (1994).
16. J. Engel, T.K. Gaisser, P. Lipari, and T. Stanev, *Phys. Rev. D* 46, 5013 (1992).
17. E.-J. Ahn, R. Engel, T.K. Gaisser, P. Lipari, and T. Stanev, *Phys. Rev. D* 80, 094003 (2009)
18. F. Riehn et al., arXiv: 1912.03300 [astro-ph], 2019.
19. J. Albrecht et al., arXiv: 2105.06148v2 [astro-ph.HE], 2022
20. V. Gribov, *Sov. Phys. JETP* 26, 414 (1968).
21. H.J. Drescher, M. Hladik, S. Ostapchenko, T. Pierog, K. Werner., arXiv: hep-ph/0007198
22. NA61/SHINE collaboration, arXiv: 1705.08206 [nucl-ex], 2017.
23. R.D. Field and R.P. Feynman, A parameterization of the properties of quark jets, *Nucl. Phys. B*136 (1978) 1.

24. R. Brandelik et al. (TASSO), Comparison of e^+e^- annihilation with QCD and determination of the strong coupling constant, Phys. Lett. 94B (1980) 437.
25. G. Altarelli and G. Parisi, Asymptotic freedom in parton language, Nucl. Phys. B126 (1977) 298.
26. A. Ali, E. Pietarinen, G. Kramer, and J. Willrodt, A QCD analysis of the high energy e^+e^- data from PETRA, Phys. Lett. 93B (1980) 155.
27. P. Hoyer, P. Osland, H.G. Sander, T.F. Walsh, and P.M. Zerwas, Quantum chromodynamics and jets in e^+e^- annihilation, Nucl. Phys. B161 (1979) 349.
28. D. Amati and G. Veneziano, Preconfinement as a property of perturbative QCD, Phys. Lett. 83B (1979) 87.
29. R.D. Field and S. Wolfram, A QCD model for e^+e^- annihilation, Nucl. Phys. B213 (1983) 65.
30. T.D. Gottschalk, An improved description of hadronization in the QCD cluster model for e^+e^- annihilation, Nucl. Phys. B239 (1984) 349.
31. B.R. Webber, A QCD model for jet fragmentation including soft gluon interference, Nucl. Phys. B238 (1984) 492.
32. B. Andersson, G. Gustafson, B. Soderberg, and T. Sjostrand, Parton fragmentation and string dynamics, Phys. Rep. 97 (1983) 33.
33. T.D. Gottschalk and D.A. Morris, A New Model for Hadronization and e^+e^- Annihilation, Caltech preprint CALT -68-1365 (1986).
34. X. Artru and G. Mennessier, String model and multiproduction, Nucl. Phys. B70 (1974) 93.
35. X. Artru, Classical string phenomenology. How strings work, Phys. Rep. 97 (1983) 147.
36. B. Andersson, · The LUND string model, 1986, U.C.L.A. Spring Seminar Series.

37. T. Pierog, K. Werner, Parton Saturation and Hydrodynamics in EPOS 3. Acta Phys.Polon.Supp. 8 (2015) 1031.
38. I.P. Lokhtin, L.V. Malinina, S.V. Petrushanko, A.M. Snigirev, I. Arsene, K. Tywoniuk, Heavy ion event generator HYDJET++ (HYDroynamics plus JETs), arXiv: 0809.2708 [hep-ph], 2006.
39. H.J. Drescher et al., Phys. Rep. 350 (2001) 93.
40. K. Werner, Phys. Rep. 232 (1993) 87.
41. T. Sjöstrand, S. Mrenna, P. Z. Skands, A brief introduction to PYTHIA 8.1, Comput. Phys. Commun. 178 (2008) 852, arXiv:0710.3820 [hep-ph].
42. C. Bierlich, G. Gustafson, L. Lönnblad, H. Shah, The Angantyr model for Heavy-Ion Collisions in PYTHIA8, arXiv:1806.10820 [hep-ph], 2018.
43. D. A. Morris, Heavy Quark Fragmentation Functions in a Simple String Model, Nucl. Phys. B 313, 634 (1989), doi:10.1016/0550-3213(89)90399-4.
44. K. Werner, F.-M. Liu, and T. Pierog, Parton ladder splitting and the rapidity dependence of transverse momentum spectra in deuteron gold collisions at rhic, Phys. Rev. C74 (2006) 044902, [hep-ph/0506232].
45. ALICE Collaboration, arXiv: 1708.08745 [hep-ex], 2017.