



Двухчастичные корреляции, возникающие при распаде одиной струны

Автор: Кравцов Павел Сергеевич, 408 группа
Научный руководитель: д.ф.-м.н., профессор Вечернин В. В.
Рецензент: к.ф.-м.н., ассистент Алцыбеев И. Г.

Санкт-Петербургский государственный университет
Кафедра физики высоких энергий и элементарных частиц

6 июня 2016г.

Представиться.

Кравцов Павел (СПбГУ)

6 июня 2016г. 1 / 14

Цель работы

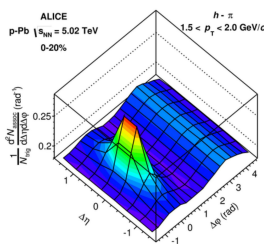


Рис.: Распределение по разности быстрот $\Delta\eta$ и углу разлета $\Delta\varphi$ частиц в процессе множественного рождения. График из [2]

Цель работы:

Объяснить задний хребет на рис. 1.

$\Delta\eta$ - разность быстрот частиц
 $\Delta\varphi$ - угол разлета (угол между поперечными импульсами частиц)

Определение быстроты:

$$\eta = \ln \frac{1 + V_z}{1 - V_z}, \quad (1)$$

где V_z - продольная скорость частицы.

В адронных столкновениях часто изучается статистика столкновений по быстроте и углу разлета образовавшихся частиц. Быстрота - это функция продольной скорости частиц (см. формулу), угол разлета - угол между поперечными импульсами частиц. Это характерное распределение числа частиц по быстроте и углу разлета, полученное из эксперимента. Его также называют 2-х частичной корреляционной функцией. Целью нашей работы является объяснение в рамках струнного подхода вот этого заднего хребта, или как его называют, заднего риджа на рисунке. Передний пик уже имеет объяснение, позже мы его упомянем.

Кравцов Павел (СПбГУ)

6 июня 2016г. 2 / 14

Модель кварк-глюонной струны

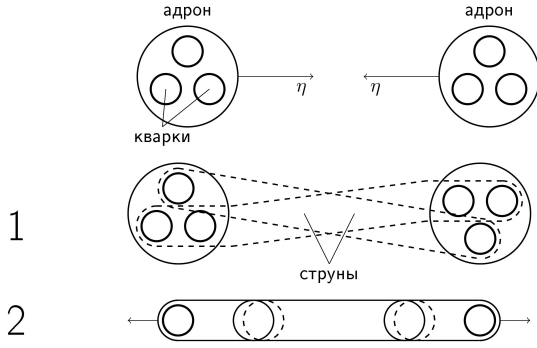
- Двухстадийное описание столкновений адронов
- Модель "уо-уо"струны
- Механизм фрагментации струны

Для начала обсудим, в чем состоит струнный подход для описания адронных столкновений. Он включает в себя некоторые феноменологические модели и механизмы. Нам понадобятся эти три. Рассмотрим их подробнее.

Кравцов Павел (СПбГУ)

6 июня 2016г. 3 / 14

Двухстадийное описание столкновений адронов



Кравцов Павел (СПбГУ)

6 июня 2016г. 4 / 14

Сначала обсудим откуда появляются струны. В ускорителе, друг навстречу другу летят адроны с околосветовой скоростью, т. е. с большой быстротой. Вначале считается, что кварки в адронах взаимодействуют только с кварками из своего адрона. При столкновении, цветовые поля из кварков перецепляются на другие кварки и бикварки. Эти поля ведут себя как струны. Потом эти струны рвутся и образуется множество новых струн-частиц. Такое феноменологическое описание называется двухстадийным описанием. Перецепление полей и образование струн - 1 стадия. Разрыв, или фрагментация струн - 2 стадия.

"Уо-уо" струна

$$S = \gamma \int d\sigma \int d\tau \sqrt{\left(\frac{\partial x_\mu}{\partial \tau} \frac{\partial x^\mu}{\partial \sigma}\right)^2 - \left(\frac{\partial x_\mu}{\partial \sigma} \frac{\partial x^\mu}{\partial \sigma}\right) \left(\frac{\partial x_\mu}{\partial \tau} \frac{\partial x^\mu}{\partial \tau}\right)},$$

где $\gamma = \text{const}$ - натяжение струны,
 σ, τ - переменные, параметризующие струну,
 $x^\mu = x^\mu(\sigma, \tau)$ - координаты струны.

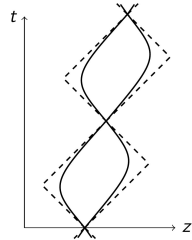


Рис.: Движение концов струны "уо-уо" с массами (сплошная линия) и без масс (пунктирная линия).

Кравцов Павел (СПбГУ)

6 июня 2016г. 5 / 14

С точки зрения теоретического описания, струны - двумерный объект в пространстве времени, который описывается действием Намбу-Гото. В случае свободной струны оно выглядит так. То есть струна - это любое решение уравнений движения, соответствующее данному действию. Как правило используется одно из простейших решений - т. н. уо-уо струна. Это решение в пространстве-времени размерности 1+1. В нем концы струны двигаются так, как показано на рисунке. Сплошные линии - движение массивных концов, пунктирные - движение безмассовых. При большой энергии кварков на концах струны они неотличимы, поэтому считаем, для простоты, что кварки на концах - безмассовые.

Механизм фрагментации струны



Рис.: Доминирующий процесс фрагментации струны. Все разрывы происходят с $S = S_0$. Иллюстрация из [8]

$$dP(S) = \frac{1}{S_0} (1 - P(S)) dS,$$

где S_0 - параметр модели.

$$P(S) = 1 - \exp\left(-\frac{S}{S_0}\right)$$

$$|\Delta\eta| \approx 1$$

Кравцов Павел (СПбГУ)

6 июня 2016г. 6 / 14

Сомо по себе действие Намбу-Гото не определяет, где и когда произойдет разрыв струны, а лишь накладывает некоторые ограничения. Поэтому придумывают феноменологические правила, удовлетворяющие этим ограничениям. Одной из них является модель Артру-Меннисиера. Для струны уо-уо она гласит, что вероятность разрыва в точке, задаваемой площадью S , при условии отсутствия разрывов до этого, зависит лишь от этой площади и пропорциональна ей. Получается такой закон для вероятности разрыва. Видно, что среднее значение S это S_0 , поэтому будут преобладать процессы похожие на этот. Здесь все $S = S_0$. В работе Владимира Викторовича Вечернина показано, что в подобных процессах образуются струны равномерно распределенные по скорости и на соседние струны-частицы приходится порядка единицы скорости. Это главный вывод, который нам понадобится.

Источники и виды корреляций

- ❶ Дальние корреляции
 - ▶ Флуктуация числа струн-источников
 - ▶ Слияние струн
- ❷ Близкие корреляции
 - ▶ Локальные законы сохранения

Корреляции бывают близкими и дальними. Они различаются по величине $\Delta\eta$. Дальние корреляции обусловлены флуктуацией числа струн и процессами слияния струн. Близкие корреляции обусловлены локальными законами сохранения в струнах, такими как закон сохранения импульса. В работе мы рассматриваем близкие корреляции.

Кранцов Павел (СПбГУ)

6 июня 2016г. 7 / 14

Модель одиночной струны

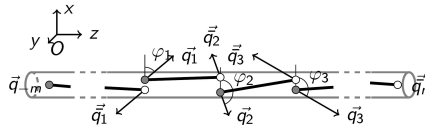


Рис.: Модель цветной кварк-глюонной струны

Дано:

- $|\Delta\eta| = 1$
- $\vec{p}_i = \vec{q}_{i+1} + \vec{q}_i = \vec{q}_{i+1} - \vec{q}_i$
- $\Delta\varphi_i$ - угол между p_i и p_{i+1}
- $\rho_{\varphi_i}(\varphi_i) = \frac{1}{2\pi}$
- $\rho_{q_i}(q_i)$ известно

Найти:

- $\rho_{p_i}(p_i) = ?$
- $\rho_{\Delta\varphi_i}(\Delta\varphi_i) = ?$

Кранцов Павел (СПбГУ)

6 июня 2016г. 8 / 14

Формализуем нашу модель. Есть расширяющаяся струна. Она рвется в некоторых точках, что означает рождение пар кварк-антикварк в этих точках и образованию новых струн. Соседние струны отличаются на единицу по быстрой. q_i, \bar{q}_i поперечные импульсы кварков и антикварков соответственно. φ_i угол между осью x и направлением поперечного импульса кварков. Импульс мезонов - сумма $\vec{q}_{i+1} + \vec{q}_i$ равная, из-за закона сохранения импульса $\vec{q}_{i+1} - \vec{q}_i$. $\Delta\varphi$ - угол между поперечными импульсами соседних частиц. Мы считаем, что phi_i распределено равномерно, а распределение поперечного импульса кварка нам известно. Из них мы находим распределение по поперечному импульсу образовавшихся мезонов и распределение по углу разлета.

Константный случай

Распределение импульсов кварков

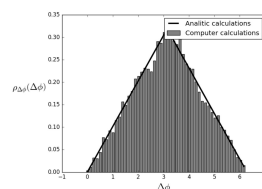
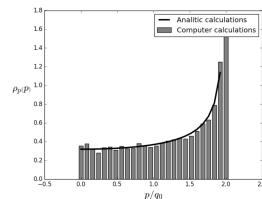
$$\rho_{q_i}(q) = \delta(q - q_0)$$

Распределение импульсов мезонов

$$\rho_p(p) = \frac{2}{\pi \sqrt{(2q_0)^2 - p^2}}$$

Распределение по углу разлета

$$\rho_{\Delta\varphi}(\Delta\varphi) = \frac{|\Delta\varphi|}{\pi^2}, \Delta\varphi \in [-\pi, \pi]$$



Мы рассматривали 2 случая для распределения кварков. Первый случай, когда величины поперечных импульсов все равны q_0 . Тогда были получены данные выражения для распределений. Здесь опущен индекс i , т. к. от него ничего не зависит. Также была написана программа для проверки этих выражений методом Монте-Карло. Результаты представлены на графике. Для угла разлета мы видим пик в точке $\Delta\varphi = \pi$.

Кранцов Павел (СПбГУ)

6 июня 2016г. 9 / 14

Гауссов случай

Распределение импульсов кварков

$$\rho_{q_i}(q) = \frac{q}{2q_0^2} \exp\left(-\frac{q^2}{q_0^2}\right)$$

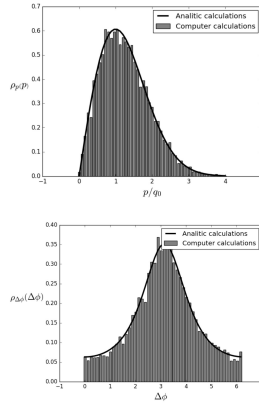
Распределение импульсов мезонов

$$\rho_P(p) = \frac{p}{q_0^2} e^{-\frac{p^2}{2q_0^2}}$$

Распределение по углу разлета

$$\rho_{\Delta\varphi}(\Delta\varphi) = \frac{3}{8\pi} \frac{\sqrt{1-(\gamma/2)^2} - (\gamma/2) \arccos(\gamma/2)}{(1-(\gamma/2)^2)^{3/2}},$$

где $\gamma = \cos\Delta\varphi$

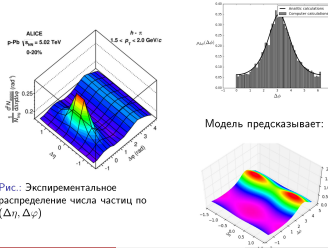


Второй случай, это распределение по гауссу. Были получены следующие распределения. Здесь тоже имеется пик в точке $\Delta\varphi = \pi$.

Кравцов Павел (СПбГУ)

6 июня 2016г. 10 / 14

Объяснение наличия заднего риджа



Кравцов Павел (СПбГУ)

6 июня 2016г. 11 / 14

Вернемся к цели работы. Сначала несколько слов о переднем пике. Он говорит о том, что образуется много пар частиц летящих в одну сторону с одной быстротой. Это объясняется тем, что в после фрагментации образуются не только частицы с основным состоянием, но и частицы с резонансным состоянием. Подобные резонансы до улавливания детекторами сами распадаются на две и более стабильные частицы. Детекторы регистрируют именно эти стабильные частицы, которые разумеется будут иметь схожие скорости и направления.

В нашей модели появляется пик с центром $\Delta\varphi = \pi$. Для функции распределения (на рис. ??), так как в среднем на одну частицу приходится одна единица быстроты и частицы от соседних струн в среднем разделены интервалом $|\Delta\eta| = 1$, это означает появление двух холмов с центрами в точках $(\Delta\varphi, \Delta\eta) = (\pi, -1)$ и $(\Delta\varphi, \Delta\eta) = (\pi, 1)$. На рисунке мы видим их сильно "размазанными" по быстроте, то есть именно они и формируют задний ридж.

Результаты

- В рамках модели объяснен задний хребет
- Построенную модель можно использовать в монте-карловских генераторах событий

Прочитать слайд

Кравцов Павел (СПбГУ)

6 июня 2016г. 12 / 14