

О ВАЖНОСТИ УЧЕТА НАЧАЛЬНОЙ ПРОТЯЖЕННОСТИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ СТРУН ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ПРОЦЕССА АДРОНИЗАЦИИ

© 2024 г. Р. В. Николаенко^{1),*}

Поступила в редакцию 20.11.2023 г.; после доработки 20.11.2023 г.; принята к публикации 20.11.2023 г.

Данные ряда экспериментов в физике высоких энергий указывают на трудности с описанием рождения пионов и ρ^0 -мезонов существующими моделями адронных взаимодействий. Одной из возможностей введения новых неколлективных эффектов является модернизация моделей фрагментации релятивистских струн Намбу–Гото. Как вариант предлагается использование начально-протяженных струн, что позволяет вычислять параметры струны в реалистичных для адронных и ядро-ядерных взаимодействий конфигурациях. Для этого вводится специальная калибровка, подходящая для расчета с произвольными начальными данными. Возможность определения спин-орбитальных характеристик струн позволяет накладывать дополнительные ограничения на массу струн-фрагментов.

DOI: 10.31857/S0044002724030109, EDN: IWGSGA

1. ВВЕДЕНИЕ

Во взаимодействиях при высоких энергиях с рождением адронов важнейшую роль играет процесс адронизации — переход от образованных кварков и глюонов к регистрируемым детекторами стабильным частицам, адронам. Набор партонов, рожденных в результате жестких или мягких процессов, сам по себе не определяет полностью спектр конечных частиц, поэтому механизм адронизации может заметно повлиять на предсказания модели адронных взаимодействий.

В последние годы данные ряда экспериментов в физике высоких и сверхвысоких энергий указывают на наличие отклонений экспериментально измеренных величин от предсказаний расчетов. Измеренные инвариантные сечения рождения π^0 -мезонов в протон-протонных столкновениях при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ коллаборацией ALICE [1] свидетельствуют о наличии дефицита π^0 в эксперименте в сравнении с предсказаниями моделей в области поперечных импульсов 1–10 ГэВ. Данные эксперимента NA61 [2] по столкновениям пионных пучков с углеродной мишенью демонстрируют неспособность моделей адронных взаимодействий, используемых в программах моделирования широких атмосферных ливней (ШАЛ) [3], описывать рождение векторных ρ^0 -мезонов во всем интервале значений переменной x_F . Эксперименты по регистрации мюонной компоненты ШАЛ также демонстрируют наличие расхождений между предсказаниями моделей адронных взаимодействий и экспериментальными данными, что приводит к проблеме

избытка мюонов в космических лучах сверхвысоких энергий, так называемая “мюонная загадка” [4–6].

Ввиду отсутствия полноценной теории адронизации, существует множество моделей, которые используют разные предположения, механизмы и параметризации для ее описания. Модели адронизации, не направленные на учет коллективных эффектов, характерных, в основном, для столкновений тяжелых ионов, можно разделить на три основных типа. Это модель независимой фрагментации (модель Филда–Фейнмана) [7], кластерные модели, например, модель Веббера [8] и струнные модели [9, 10]. Струнные модели являются наиболее согласованными с точки зрения сохранения квантовых чисел, трактовки глюонов и описания адронизации коллинеарных партонов.

Струнная LUND-модель [9], используемая в широко известном Монте-Карло генераторе PYTHIA [11], является полностью скейлинг-инвариантным подходом и не чувствительна к конфигурации струны. Это является следствием постулатов, используемых при выводе функций фрагментации струны [9]. В связи с этим в рамках данной модели довольно трудно исследовать новые эффекты, связанные с динамикой струн.

Другим серьезным подходом стала модель адронизации по закону площади, впервые реализованная в Caltech-II [10, 12]. В ней для описания динамики релятивистских струн использовался математический аппарат, построенный на действии Намбу–Гото, который позволяет вычислять инвариантную площадь мирового листа произвольно движущейся струны, благодаря чему удается рассчитывать процесс фрагментации в любой начальной конфигурации. Данный подход обладает гораздо большим потенциалом, чем LUND-модель, и используется в современных моде-

¹⁾ Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия.

* E-mail: rvnikolaenko@mephi.ru

лях адронных взаимодействий NeXus 2.0 [13] и EPOS LHC [14]. Однако во всех существующих реализациях используется приближение начально-точечных струн, что ограничивает универсальность моделей и возможности для введения новых эффектов.

В этой работе исследуется влияние учета протяженности струн на процесс рождения адронов при фрагментации кварк-глюонных струн. В разд. 2 кратко изложены основные положения теории релятивистской струны Намбу–Гото и схемы фрагментации по закону площади. В разд. 3 обсуждается вид начальных условий и калибровки, требуемые для начально-протяженных струн. Четвертый раздел посвящен описанию простого механизма рождения адронов при фрагментации струны, который позволит проанализировать некоторые следствия использования начально-протяженных струн в расчетах. В разд. 5 приводится пример возникновения дополнительных ограничений на тип образованного адрона, следующих из закона сохранения углового момента.

2. ТЕОРИЯ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ СТРУНЫ НАМБУ–ГОТО

Разумно считать, что уже на ранних стадиях после формирования новых партонов в результате множественных элементарных взаимодействий, происходящих в адронных столкновениях, эти партоны объединяются в цветные синглеты [15]. Цветовое поле между кварками, глюонами и антикварками вытягивается в трубку. Причиной этого является наличие вакуумных полей в КХД, оказывающих внешнее давление на поле между кварками. Стоит отметить, что в теории релятивистской струны в физике адронов обычно пренебрегают поперечным размером трубки цветового поля. Благодаря этому возможно использование математического аппарата, развитого в теории струн, однако есть указания на необходимость учета поперечного расширения поля для описания взаимодействия струн в плотной среде [16].

Действие для релятивистской струны имеет вид [17]

$$S_{\text{string}} = -\kappa \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} d\sigma \int_{\tau_1(\sigma)}^{\tau_2(\sigma)} d\tau \sqrt{(\dot{x}x')^2 - \dot{x}^2 x'^2}, \quad (1)$$

где

$$\dot{x}_\mu = \frac{\partial x_\mu}{\partial \tau}, \quad x'_\mu = \frac{\partial x_\mu}{\partial \sigma},$$

и называется действием Намбу–Гото. Здесь $x_\mu(\tau, \sigma)$ — четырехмерный вектор координат струны, τ — эволюционный параметр теории, σ — параметр, нумерующий точки струны, κ — размерный параметр теории, отождествляемый с натяжением струны (используется система единиц $\hbar = c = 1$).

Артру и Меннессье [18] предложили простой закон для фрагментации струн: он приписывает постоян-

ную вероятность P_0 разрыва струны на единицу площади мирового листа

$$dP_{\text{break}} = P_0 dA \quad (2)$$

за счет образования пары кварк-антикварк (дикварк-антидикварк) из вакуума. Этот закон, который обычно называют законом площади, является обобщением закона радиоактивного распада, где вероятность распада точечной частицы пропорциональна интервалу ее собственного времени, только здесь роль собственного времени играет инвариантная площадь A .

Для реализации закона площади необходимо вычислить координаты струны и их производные. Варьированием действия (1) можно получить уравнения движения и граничные условия. Для упрощения их вида используют ортонормальную калибровку (ОНК), которую можно осуществить благодаря репараметризационной инвариантности действия Намбу–Гото:

$$\dot{x}^2 + x'^2 = 0, \quad \dot{x}x' = 0. \quad (3)$$

С геометрической точки зрения условия (3) означают, что на мировой поверхности струны выбрана изометрическая или конформная система криволинейных координат τ, σ .

В ортонормальной калибровке можно получить уравнения движения

$$\ddot{x}_\mu - x''_\mu = 0 \quad (4)$$

и граничные условия струны со свободными концами

$$x'_\mu(\tau, 0) = x'_\mu(\tau, \pi) = 0. \quad (5)$$

Предположим теперь, что известны функции $x_\mu(0, \sigma) = \rho_\mu(\sigma)$, $\dot{x}_\mu(0, \sigma) = \nu_\mu(\sigma)$, $\sigma \in [0, \pi]$ (здесь и далее будут использоваться такие же обозначения и вид формул, как в трудах Б.М. Барбашова и В.В. Нестеренко [19]). Тогда получаем следующую постановку задачи на координаты конечной открытой релятивистской струны со свободными концами:

$$\begin{aligned} \ddot{x}_\mu - x''_\mu &= 0; \quad \sigma \in [0, \pi], \quad \tau > 0; \\ x'_\mu(\tau, 0) &= x'_\mu(\tau, \pi) = 0; \quad x_\mu(0, \sigma) = \rho_\mu(\sigma), \\ \dot{x}_\mu(0, \sigma) &= \nu_\mu(\sigma). \end{aligned}$$

Решение задачи Коши рядами Фурье дает [19]

$$x_\mu(\tau, \sigma) = Q_\mu + P_\mu \frac{\tau}{\pi\kappa} + \frac{i}{\sqrt{\kappa\pi}} \sum_{\substack{n=-\infty \\ n \neq 0}}^{+\infty} e^{-in\tau} \frac{\alpha_{n\mu}}{n} \cos(n\sigma), \quad (6)$$

где P_μ — сохраняющийся полный импульс струны, который в ОНК (3) определяется формулой

$$P_\mu = \kappa \int_0^\pi \dot{x}_\mu(0, \sigma) d\sigma = \int_0^\pi \nu_\mu(\sigma) d\sigma, \quad (7)$$

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

$$Q_\mu = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi x_\mu(0, \sigma) d\sigma = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \rho_\mu(\sigma) d\sigma, \quad (8)$$

а фурье-амплитуды $\alpha_{n\mu}$ вычисляются следующим образом:

$$\alpha_{n\mu} = \sqrt{\frac{\kappa}{\pi}} \int_0^\pi d\sigma \cos(n\sigma) \{v_\mu(\sigma) - in\rho_\mu(\sigma)\}, \quad (9)$$

$$n > 0, \quad \alpha_{-n\mu} = (\alpha_{n\mu})^*.$$

Отметим, что величина $x_\mu(\tau, \sigma)$ является действительной. Поэтому формулу для вычисления координат струны (6) можно переписать как

$$x_\mu(\tau, \sigma) = Q_\mu + \frac{P_\mu}{\pi\kappa}\tau + \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{\cos(n\sigma)}{n} (\sin(n\tau) \operatorname{Re} \alpha_{n\mu} - \cos(n\tau) \operatorname{Im} \alpha_{n\mu}). \quad (10)$$

Мы избавились от мнимых величин в этой формуле и, кроме того, от необходимости суммировать по отрицательным значениям n .

Отметим, что при программной реализации расчета релятивистской струны, зная начальные данные, можно получить значения важнейших характеристик струны. Масса струны есть

$$M = \sqrt{P_\mu P^\mu}, \quad (11)$$

а классическое выражение для спина струны имеет вид [19]

$$J^2 = \frac{1}{2} \left(S_{\mu\nu} S^{\mu\nu} - \frac{2}{M^2} P_\nu S^{\nu\rho} P^\sigma S_{\sigma\rho} \right), \quad (12)$$

где

$$S_{\mu\nu} = -\frac{i}{2} \sum_{\substack{n=-\infty \\ n \neq 0}}^{+\infty} \frac{\alpha_{-n\mu} \alpha_{n\nu} - \alpha_{-n\nu} \alpha_{n\mu}}{n} \quad (13)$$

есть часть углового момента струны, обусловленная внутренним движением. Эти величины определяются, исходя лишь из начальных условий и, разумеется, сохраняются. Стоит обратить отдельное внимание на то, что, если струна не обладает начальным растяжением, величина J по определению обязана быть нулевой.

3. КАЛИБРОВКА И НАЧАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ

Теория релятивистской струны, приводящая к уравнениям движения (4) и граничным условиям (5), не дает, однако, представления о виде начальных условий задачи Коши для релятивистской струны, формируемой из партонов в процессе адронизации.

Функции, задающие начальные условия, являются модельным произволом и тесно связаны с вопросом калибровки в теории струны.

Дело в том, что наложение условий ОНК (3) не фиксирует окончательно параметры τ , σ . Действительно, какие значения параметра τ нужно подставлять в формулу (10)? Наиболее наглядно движение релятивистской струны представляется, если параметр τ пропорционален времени t . Такую калибровку называют статической и записывают обычно в следующем виде:

$$(nx) = \lambda\tau, \quad n_\mu = (1, 0, 0, 0), \quad (14)$$

где λ — коэффициент пропорциональности, а n_μ — единичный времениподобный вектор.

Статическая калибровка разумна из соображений выполнения законов сохранения в той системе отсчета, в которой определены импульсы партонов (будем называть ее лабораторной, ЛСО). Действительно, полный импульс и угловой момент струны обязаны сохраняться в каждый момент времени t в ЛСО. Но из действия (1) следуют законы сохранения для величин, зависящих от параметра τ . Если начальные данные заданы так, что согласно (10) время в точке струны зависит от ее расположения на струне, то есть $t = x_0(\tau, \sigma)$, то законы сохранения будут выполняться при фиксированных τ , но не при фиксированном времени t .

Очевидно, что это накладывает серьезные ограничения на вид начальных данных задачи Коши: функция $v_0(\lambda)$ обязана быть постоянной величиной. Поскольку распределенный импульс струны $p_\mu(\tau, \sigma)$ есть

$$p_\mu(\tau, \sigma) = \kappa \dot{x}_\mu(\tau, \sigma), \quad (15)$$

начальные данные в импульсном представлении представляют собой

$$\tilde{p}_\mu(\sigma) = p_\mu(0, \sigma) = \kappa \dot{x}_\mu(0, \sigma) = \kappa v_\mu(\sigma). \quad (16)$$

Распределенная энергия струны $p_0(0, \sigma)$ является постоянной величиной и есть полная энергия струны, деленная на π .

Обычно считают, что в статической калибровке распределенный импульс струны является кусочно-постоянной функцией. Вдобавок к этому, модели оперируют начально-точечными струнами, постулируя $p_\mu(\sigma) \equiv 0$, $\mu = 0, \dots, 3$. Это позволяет трактовать партоны на струне как “кинки” (точно приложенные импульсы), приписывая постоянное значение скорости v_i , приходящееся на условный отрезок $[\sigma_i, \sigma_{i+1}]$.

Возникает вопрос о применимости такого предположения. Во-первых, неясно, что представляет собой точечная релятивистская струна. Потенциал цветового поля между партонами, приводящий к конфайнменту, преобладает начиная лишь с определенных пространственных масштабов. Поэтому открытым вопросом остается применимость действия Намбу–Гото (1) и уравнений движений (4) для описания бесцветной системы партонов на малых расстояниях.

Во-вторых, представление о струне, как о разлетающихся из одной точки в противоположных направлениях кварке и антикварке, хорошо моделирует электрон-позитронные столкновения, которые удалось успешно описать ранними струнными моделями [9]. Однако пространственная картина адронных взаимодействий высоких энергий предполагает более сложное размещение партонов на струне и их относительное движение, как показано на рис. 1.

Для пространственно-протяженных струн задание начального распределенного импульса в виде кусочно-постоянной функции приводит к тому, что бесконечно близкие точки трубки цветового поля изначально движутся с разными скоростями, как будто между ними нет взаимодействия. Реалистичным является задание струны с переменной плотностью импульса $\tilde{p}_\mu(\sigma)$. Кроме того, поскольку дочерние струны образуются в случайный момент времени и начальными данными для них служит конфигурация струны в момент разрыва, удовлетворять приближению точечных струн с кинками они не могут.

Обобщим способ задания начальных условий в статической калибровке для начально-протяженных релятивистских струн. Для возможности нанесения произвольного количества глюонов на струну разумно использовать кусочно-линейные функции: тогда функция $\tilde{p}_i^j(\sigma)$, задающая начальный распределенный импульс струны, будет непрерывна на всем интервале $0, \pi$. Появляется необходимость учитывать потенциальную энергию цветового поля между разнесенными партонами; это приходится учитывать в начальном условии на нулевую компоненту $\tilde{p}_i^0(\sigma)$. В итоге получаем следующий вид начальных данных:

$$\tilde{p}^j(\sigma) = \bigcup_{i=1}^N \tilde{p}_i^j(\sigma), \quad i = 1, \dots, N-1,$$

$$\tilde{p}_i^j(\sigma) = \frac{2(N-1)}{\pi} \left(\frac{p_{i+1}^j \xi_{i+1} - p_i^j \xi_i}{\sigma_{i+1} - \sigma_i} (\sigma - \sigma_i) + p_i^j \xi_i \right), \quad \sigma \in [\sigma_i, \sigma_{i+1}]; \quad (17)$$

$$\tilde{p}_i^0(\sigma) = \frac{1}{\pi} \left(\sum_{i=1}^{N-1} (p_i^0 + \kappa |\tilde{\mathbf{x}}_i - \tilde{\mathbf{x}}_{i+1}|) + p_N^0 \right), \quad (18)$$

$$\rho^j(\sigma) = \bigcup_{i=1}^N \rho_i^j(\sigma), \quad i = 1, \dots, N-1,$$

$$\rho_i^j(\sigma) = \frac{\tilde{x}_{i+1}^j - \tilde{x}_i^j}{\sigma_{i+1} - \sigma_i} (\sigma - \sigma_i) + \tilde{x}_i^j, \quad \sigma \in [\sigma_i, \sigma_{i+1}]; \quad \rho^0(\sigma) \equiv 0 \quad (19)$$

$$\sigma_i = \frac{\pi}{N-1} (i-1), \quad i = 1, \dots, N;$$

$$\xi_i = 1, \quad i = 1, N; \quad \xi_i = \frac{1}{2}, \quad i = 2, \dots, N-1.$$

Здесь N — число партонов на струне, $N \geq 2$, p_i^μ , $\mu = 0, \dots, 3$, — импульсы партонов, \tilde{x}_i^j , $j = 1, 2, 3$ — их координаты. При задании начального импульса согласно (17) скорость точек струны линейно меняется от партона к партону и выполняется условие

$$\int_0^\pi \tilde{p}^j(\sigma) d\sigma = P^j = \sum_{i=1}^N p_i^j. \quad (20)$$

4. РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ

Полноценная реализация перехода струна-адрон требует квантования теории релятивистской струны. Завершенной и согласованной процедуры для квантования масс струны не существует. Поэтому модель будет неизбежно содержать некоторую параметризацию, описывающую рождение наблюдаемых адронов. Цель — ввести наиболее фундаментальный механизм рождения частиц с наименьшим количеством параметров и с как можно более слабой функциональной зависимостью от параметров, чтобы как можно меньше физики оказалось “спрятанной” внутри параметризации.

Описанный выше алгоритм будет генерировать бесконечное число безмассовых струн, поэтому в модели не избежать введения порога на массу дочерних струн. Для этого разумно взять величину $2m_\pi$, так как струна обязана распасться как минимум на две частицы, не легче пиона. Что же касается фрагментации тяжелых струн, есть три возможных канала распада струны:

$$\text{струна} \rightarrow \text{струна} + \text{струна}, \quad (*)$$

$$\text{струна} \rightarrow \text{струна} + \text{адрон}, \quad (**)$$

$$\text{струна} \rightarrow \text{адрон} + \text{адрон}. \quad (***)$$

Канал (***) для произвольной массивной струны маловероятен, хотя и возможен. В любом случае, выбор канала распада должен определяться массой струн-фрагментов и ароматом партонов на концах (и, возможно, другими характеристиками струны).

Определим следующую схему рождения адронов. В точку разрыва струны помещается образованная из вакуума пара: это либо пара кварк-антикварк, либо дикварк-антидикварк. Соответствующие вероятности есть $P_{u\bar{u}} = P_{d\bar{d}}$, $P_{s\bar{s}}$, $P_{u\bar{u}\bar{u}} = P_{d\bar{d}\bar{d}}$, они являются свободными параметрами модели. Затем с помощью (11) вычисляется масса каждой из струн-фрагментов. Используя таблицу масс для данного кваркового состава струны, можно определить адрон, наиболее близкий по массе. Как поступить далее — тоже модельный произвол. Можно сразу приступить к процедуре коррекции массы струны-фрагмента, чтобы образовавшийся адрон находился на массовой

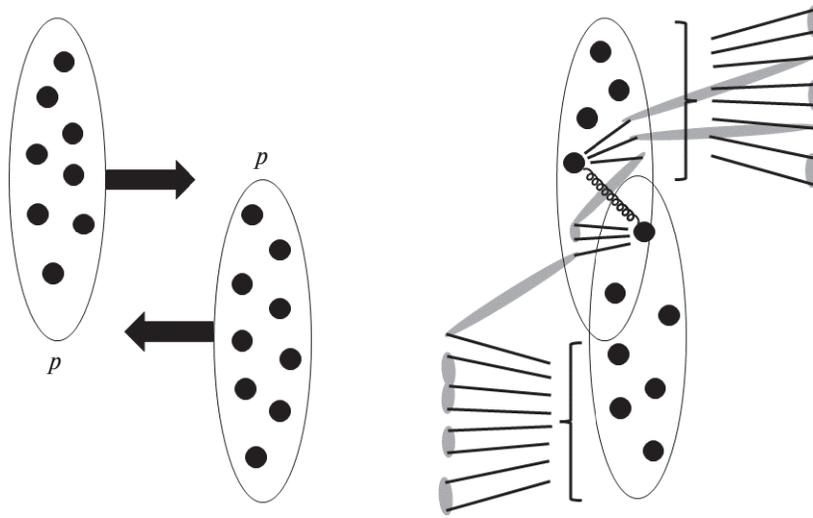


Рис. 1. Схематическая картина высокоэнергетического протон-протонного взаимодействия. Закрашенными кружочками показаны партоны – валентные кварки, кварки, антикварки и глюоны моря. Линии обозначают партоны, образовавшиеся в результате развития партонного ливня, серыми областями изображены трубки цветового поля, соединяющие партоны в струны.

оболочке. Сделать это можно, немного сдвигая точку разрыва струны, так что один из фрагментов в итоге будет иметь массу требуемого адрона. Вторым вариантом — задать величину σ_m , которая определяет область значений масс струны, допустимых для отождествления с адроном. Например, пусть $\sigma_m = \varepsilon m_{\text{hadr}}^i$, где m_{hadr}^i — масса i -го адрона в упорядоченной по возрастанию таблице масс адронов,

$$\varepsilon < \min \left(\frac{m_i - m_{i-1}}{m_i}, \frac{m_{i+1} - m_i}{m_{i+1}} \right).$$

Если величина $\varepsilon = 0.1$, то область значений масс струны для разрешения отождествления с адроном массой m_{hadr}^i есть $[0.9m_{\text{hadr}}^i, 1.1m_{\text{hadr}}^i]$. После этого все же остается необходимость коррекции массы струны. Сделать это можно, опять-таки, малыми сдвигами точки разрыва или приданием требуемого импульса в касательном к струне направлении в точке разрыва. Вообще, согласно принципу неопределенности, кварку и антикварку в точке разрыва приписывается поперечный импульс p_{\perp} , модуль которого разыгрывается по распределению

$$\frac{dP}{dp_{\perp}} \propto e^{-\frac{p_{\perp}}{2p_{\perp}^{\text{break}}}}. \quad (21)$$

Поперечный импульс необходимо учитывать при расчете масс струн-фрагментов и в начальных данных задачи Коши на их движение.

5. СОХРАНЕНИЕ ПОЛНОГО УГЛОВОГО МОМЕНТА СТРУНЫ

Точный переход между струной и адронами требует также выполнения закона сохранения полного углового момента системы. К сожалению, в полной мере

реализовать это невозможно из-за проблем с квантованием теории релятивистской струны. Тем не менее, возможно развить модельную классическую интерпретацию этого закона. Можно считать, что полный угловой момент струны (12) складывается из спинов образованного адрона и дочерней струны и орбитального углового момента их относительного движения. В результате, сгенерированная точка разрыва струны может отбраковываться в случае, когда пространственного растяжения струны недостаточно для обеспечения выполнения закона сохранения углового момента.

Поскольку масса дочерней струны однозначно определяется точкой фрагментации, данный алгоритм косвенно влияет и на массовый состав вторичных частиц. Удовлетворить закону сохранения углового момента в данном случае проще частицам со спином больше нуля. Так как такие частицы тяжелее пионов, это может приводить к утяжелению массового состава конечных адронов. Рис. 2 демонстрирует этот механизм для струны между легкими кварком и антикварком. Начальные данные задаются следующими импульсами и координатами партонов: $p_q^{\mu} = \{1, 0, 0, 1\}$ ГэВ, $\tilde{x}_q^{\mu} = \{0, 1, 0, 0\}$ ГэВ⁻¹, $p_{\bar{q}}^{\mu} = \{1, 0, 0, -1\}$ ГэВ, $\tilde{x}_{\bar{q}}^{\mu} = \{0, -1, 0, 0\}$ ГэВ⁻¹. Пусть условием для отождествления фрагмента струны $[0, \sigma_{\text{break}}]$ или $[\sigma_{\text{break}}, \pi]$ является выполнение неравенства $0.8 \leq \frac{m_{\text{fragment}}}{m_{\text{hadr}}} \leq 1.2$, то есть $\varepsilon = 0.2$. Область значений параметров τ, σ , в которой это условие выполняется, закрашена темным цветом. В качестве критерия для отбора σ_{break} в соответствии с сохранением углового момента, будем считать, что фрагмент струны может быть адроном, если

$$J \leq J_2 + p_1 r_1 + S_{\text{hadr}}. \quad (22)$$

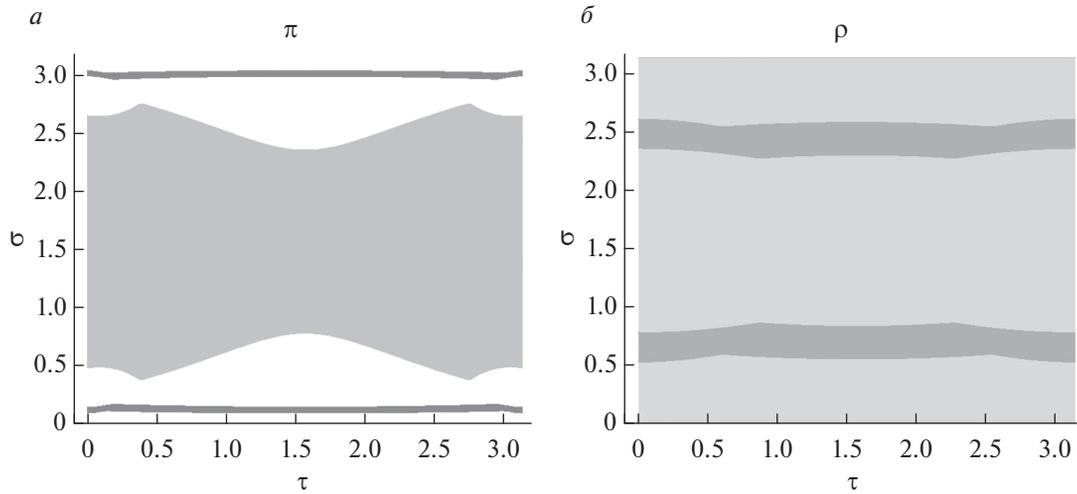


Рис. 2. Области значений параметров τ , σ , в которых выполняются условия для отождествления фрагмента струны с адронном. Темным цветом показана область, в которой масса фрагмента близка к массе адрона, светлым — область, в которой может удовлетворяться сохранение углового момента заданной струны (см. текст). *a* — Результаты для случая, когда адронном является пион, *b* — для ρ -мезона.

где J — полный угловой момент струны, J_2 — угловой момент другого фрагмента струны, p_1 — модуль импульса адрона, который равен импульсу фрагмента струны, r_1 — максимальное возможное расстояние до точечного адрона от центра масс струны, S_{hadr} — спин адрона. Область значений параметров τ , σ , в которой выполняется условие (22), закрашена светлым цветом. Видно, что в случае пиона нет такой конфигурации струны, при которой одновременно выполнялись бы условия на массу и спин. С другой стороны, для ρ -мезона дополнительных ограничений вообще не возникает.

Отметим, что реализация подобного механизма невозможна в предположении о начально-точечных струнах, так как согласно (12), (13) полный угловой момент струн всегда будет равен нулю.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Модель релятивистской струны является перспективным подходом для описания процесса адронизации и обладает большим потенциалом для введения новых физических механизмов в адронных взаимодействиях высоких энергий даже без учета коллективных эффектов. Однако в существующих моделях адронизации теория релятивистской струны применяется далеко не в полной мере. Одним из вариантов модернизации моделей является учет начальной протяженности струн между партонами.

Предложенный вид начальных условий и калибровки оказывается более реалистичным для расчета динамики струны. На примере простого механизма рождения адронов при фрагментации протяженной струны показано, что вследствие сохранения полного углового момента может подавляться рождение легких скалярных пионов, в то время как дополнительных огра-

ничений для рождения векторных ρ -мезонов не возникает.

Работа выполнена в рамках плана исследований на Уникальной научной установке “Экспериментальный комплекс НЕВОД” при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (государственное задание, проект “Фундаментальные и прикладные исследования космических лучей”, № FSWU-2023-0068). Автор выражает благодарность профессору Петрухину Анатолию Афанасьевичу за интересную тему исследования, полезные дискуссии и ценные советы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ALICE Collab., arXiv: 1708.08745 [hep-ex].
2. NA61/SHINE Collab., arXiv: 1705.08206 [nucl-ex].
3. D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle, G. Schatz, and T. Thouw, CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers, FZKA 6019 (Forschungszentrum Karlsruhe, 1998).
4. A. A. Petrukhin, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **i742**, 228 (2014).
5. H. P. Dembinski, J. C. Arteaga-Velazquez, L. Cazon, R. Conceicao, J. Gonzalez, Y. Itow, D. Ivanov, N. N. Kalmykov, I. Karpikov, S. Muller, T. Pierog, F. Riehn, M. Roth, T. Sako, D. Soldin, R. Takeishi, et al., EPJ Web Conf. **i210**, 02004 (2019).
6. T. Pierog, S. Baur, H. Dembinski, M. Perlin, R. Ulrich, and K. Werner, PoS (ICRC2021) 469 (2021).
7. R. D. Field and R. P. Feynman, Nucl. Phys. B **i136**, 1 (1978).
8. B. R. Webber, Nucl. Phys. B **i238**, 492 (1984).
9. B. Andersson, G. Gustafson, and B. Soderberg, Z. Phys. C **i20**, 317 (1983).

10. D. A. Morris, Nucl. Phys. B **i288**, 717 (1987).
11. T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, Comput. Phys. Commun. **i178**, 852 (2008); arXiv: 0710.3820 [hep-ph].
12. D. A. Morris, PhD Thesis (California Institute of Technology, 1987).
13. H. J. Drescher, M. Hladik, S. Ostapchenko, T. Pierog, and K. Werner, Phys. Rep. **i350**, 93 (2001); hep-ph/0007198.
14. T. Pierog, Iu. Karpenko, J. M. Katzy, E. Yatsenko, and K. Werner, Phys. Rev. C **i92**, 034906 (2015).
15. D. Amati and G. Veneziano, Phys. Lett. B **i83**, 87 (1979).
16. C. Bierlich, G. Gustafson, and L. Lonnblad, arXiv: 1710.09725v1.
17. Y. Nambu, in Symmetries and Quark Models, Ed. By R. Chand (Gordon and Breach, New York, 1970), p. 269.
18. X. Artru and G. Mennessier, Nucl. Phys. B **i70**, 93 (1974).
19. Б. М. Барбашов, В. В. Нестеренко, Модель релятивистской струны в физике адронов (Энергоатомиздат, Москва, 1987).

ON THE IMPORTANCE OF CONSIDERATION OF INITIALLY-EXTENDED RELATIVISTIC STRINGS FOR HADRONIZATION MODELING

R. V. Nikolaenko¹⁾

¹⁾ National Research Nuclear University “MEPhI” (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, Russia

Data from a number of experiments in high-energy physics indicate difficulties in the description of the production of pions and ρ^0 -mesons using existing models of hadronic interactions. One of the possibilities for introducing new non-collective effects is to modernize the fragmentation models of relativistic Nambu–Goto strings. As an option, the use of initially extended strings is proposed, which makes it possible to calculate string parameters in configurations that are realistic for hadronic and nucleus-nucleus interactions. For this purpose, a special gauge is introduced, suitable for calculations with arbitrary initial conditions. The ability to determine the spin–orbital characteristics of strings allows us to impose additional restrictions on the mass of string fragments.