Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

М. В. Токарев, И. Зборовски, Самоподобие при рождении адронов: z -скейлинг, *ТМФ*, 2015, том 184, номер 3, 530–543

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf8908>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением <http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 54.164.48.24

26 апреля 2023 г., 14:21:10

© 2015 г.

М. В. Токарев*, И. Зборовский†

САМОПОДОБИЕ ПРИ РОЖДЕНИИ АДРОНОВ: z -СКЕЙЛИНГ

Приводится краткое описание z -скейлинга – закономерности, отражающей самоподобие рождения адронов при соударениях (анти)протонов и ядер высоких энергий. Обсуждаются базовые принципы взаимодействия конstituентов (локальность, самоподобие, фрактальность). В рамках z -скейлинга представлены результаты анализа данных по инклюзивным спектрам рождения адронов и струй в экспериментах на ускорителях RHIC, Tevatron и LHC.

Ключевые слова: скейлинг, самоподобие, высокие энергии, адронные спектры.

DOI: 10.4213/tmf8908

Посвящается памяти Ю. В. Новожилова

1. ВВЕДЕНИЕ

Для построения и развития физических теорий традиционно используются общие принципы. Наиболее известными являются принципы специальной и общей теории относительности. Нарушение бьеркеновского скейлинга в глубоко неупругих процессах стимулировало интенсивные теоретические исследования, которые привели к открытию асимптотической свободы. Это фундаментальное свойство характерно для неабелевой теории сильных взаимодействий кварков и глюонов – квантовой хромодинамики (КХД). Другой принцип, лежащий в основе абелевых и неабелевых теорий, – это калибровочный принцип. Из-за асимптотической свободы пертурбативный сектор КХД контролируется поправками высшего порядка по постоянной взаимодействия. Однако не существует универсального метода вычислений в непертурбативном секторе КХД. В такой ситуации принципы самоподобия и фрактальности могут внести дополнительные ограничения на существующие теории в физике высоких энергий. Эти принципы должны отражать симметрию взаимодействий конstituентов и структуру пространства-времени на малых масштабах.

Поиск фундаментальных симметрий представляет собой одну из главных целей всех наук вообще и физики в частности. Симметрии позволяют открывать законы

*Лаборатория физики высоких энергий, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Московская область, Россия. E-mail: tokarev@jinr.ru

†Theory Division, Nuclear Physics Institute, Academy of Sciences of the Czech Republic, Řež, Czech Republic. E-mail: zborovsky@ujf.cas.cz

природы и формулировать физические принципы. Цитируя Леона Ледермана, еще раз подчеркнем, что “Фундаментальные принципы симметрии диктуют основные законы физики, контролируют структуру материи и определяют фундаментальные силы в природе”. К фундаментальным физическим принципам относятся принципы относительности, калибровочной инвариантности, локальности, самоподобия, спонтанного нарушения симметрии и другие.

Современная Стандартная модель, построенная на базовых физических принципах, объединяет три типа взаимодействий: электромагнитные, сильные ядерные и слабые ядерные. Новая тенденция в развитии современной физики состоит в том, чтобы найти характерные признаки, которые, с одной стороны, будут отражать эти принципы (или, быть может, увеличивать их число), а с другой – указывать на выход за рамки Стандартной модели. Универсальные принципы обычно выражаются как закономерности в измеряемых наблюдаемых. Специальный класс составляют закономерности, сохраняющиеся при изменении масштаба – скейлинги. Поиск скейлинговых закономерностей при высокоэнергетических соударениях адронов и ядер всегда был объектом интенсивных исследований [1]–[10]. Такие закономерности могут экспериментально указать на новые физические явления, способствуют открытию новых принципов или симметрий, расширяют применимость уже установленных и дают более глубокое понимание сущности теории и самого явления.

Рождение частиц с большими поперечными импульсами p_T в соударениях адронов и ядер при высоких энергиях дает информацию о взаимодействии конstituентов на малых масштабах. Одним из главных принципов, управляющих этими взаимодействиями, является принцип самоподобия. Он отражает структуру адронов на различных масштабах, свойства взаимодействия их конstituентов и процесс фрагментации в бесцветные частицы. Самоподобие связано с исключением некоторых размерных величин из описания физического явления. Это отражается в существовании общего решения, которое можно построить с помощью небольшого числа параметров самоподобия. Такое решение связано с понятием масштабной инвариантности, или скейлинга. Другой, более специальный принцип, который можно применить к взаимодействиям конstituентов на малых масштабах, – это фрактальность. В жестких процессах фрактальность представляет собой специфическое свойство, связанное с подструктурой взаимодействующих конstituентов. Фрактальность адронных конstituентов означает самоподобие их структур в широком диапазоне масштабов. Универсальный подход при описании процессов мог бы привести к более детальному пониманию лежащих в их основе физических явлений и внести дополнительные ограничения на феноменологические составляющие, используемые при сравнении экспериментальных данных по рождению частиц с теоретическими моделями.

Пробники различного типа (адроны с большими p_T , прямые фотоны, струи, лептонные пары, странные частицы и частицы, несущие тяжелый аромат) играют важную роль в поиске и исследовании фундаментальных свойств материи, образующейся при взаимодействии адронов и ядер. Они дают информацию о структуре материи на конstituентном уровне и о переходе ее в наблюдаемые частицы. Известно, что некоторые характеристики, описывающие поведение физических систем, перестают быть непрерывными при фазовых переходах или вблизи критической точки. Концепции “скейлинга” и “универсальности” получили широкое развитие для объ-

яснения критических явлений [11]–[13]. Скейлинг означает, что системы вблизи критических точек проявляют самоподобие и инвариантность при масштабных преобразованиях. Универсальность такого поведения проявляется в том, что сильно различающиеся системы ведут себя одинаково (описываются одним и тем же степенным законом) вблизи соответствующей критической точки. Критические индексы в степенных законах определяются только симметрией взаимодействия и размерностью пространства.

Скейлинговое поведение рождения частиц, которое связано с идеей самоподобия и фрактальности адронных взаимодействий на уровне конstituентов, проявляется в z -скейлинге. Эта закономерность полезна при изучении коллективных явлений в адронной и ядерной материи [14]–[16]. Концепция скейлинга [17]–[19] использовалась при анализе инклюзивных спектров адронов, полученных на ускорителях U70, $Spp\bar{S}$, SPS, ISR, Tevatron и RHIC [16], [20]–[25]. Экспериментальные спектры в z -представлении демонстрируют удивительное сходство друг с другом в широком интервале кинематических переменных. Вид скейлинговой переменной учитывает фрактальную структуру сталкивающихся адронов (или ядер) и отражает фрактальный характер строения частиц. Скейлинг интерпретируется как проявление самоподобия структуры сталкивающихся объектов, механизма взаимодействия их конstituентов и процессов фрагментации в реальные адроны. Наличие z -скейлинга находит свое обоснование и в области, которая лежит далеко от границы фазового перехода или области, где может находиться критическая точка. Тем не менее подход, основанный на теории z -скейлинга, может оказаться адекватным инструментом для поиска фазовых переходов и критических точек в адронной и ядерной материи. Параметры скейлинга s , δ и ϵ физически интерпретируются как “теплоемкость” рожденной материи, фрактальная размерность рожденного адрона или ядра и фрактальная размерность процесса фрагментации. Универсальность скейлинга обусловлена его независимостью от аромата инклюзивной частицы. Последнее означает, что спектры частиц, состоящих из различных ароматов, можно описывать с помощью универсальной функции $\Psi(z)$.

В настоящей работе мы демонстрируем свойства z -представления инклюзивных спектров по поперечному импульсу частицы, рожденной в pp - и AA -столкновениях. Мы представляем результаты нового, в рамках теории z -скейлинга, анализа данных по инклюзивным сечениям рождения струй в $p\bar{p}$ - и pp -столкновениях на Tevatron [26], [27] и LHC [28]–[31]. Результаты нашего предыдущего анализа спектров струй при pp - и $p\bar{p}$ -столкновениях можно найти в работах [32] и [33].

2. z -СКЕЙЛИНГ

Одним из подходов, который может оказаться полезным при поиске свидетельств новой физики (фазовый переход в адронной и ядерной материи, составная структура кварков и т.д.), является z -скейлинг [17]–[19]. Он был предложен для того, чтобы выразить общие закономерности, обнаруженные в процессах инклюзивного рождения адронов при столкновениях протон–(анти)протон и ядро–ядро при высоких энергиях [20]–[25], [34]. Скейлинг проявляется в том, что инклюзивные спектры частиц различного типа можно описывать при помощи универсальной скейлинговой функции $\Psi(z)$. Функция $\Psi(z)$ зависит от одной переменной z (параметра подобия) в широком интервале значений поперечного импульса, углов регистрации, энергий

соударения и центральностей. Скейлинговая переменная z выражается формулой

$$z = z_0 \Omega^{-1}, \quad (1)$$

где z_0 и Ω – функции кинематических переменных, представимых в виде

$$z_0 = \frac{\sqrt{s_\perp}}{(dN_{\text{ch}}/d\eta|_0)^c m_N}, \quad (2)$$

$$\Omega = (1 - x_1)^{\delta_1} (1 - x_2)^{\delta_2} (1 - y_a)^{\epsilon_a} (1 - y_b)^{\epsilon_b}. \quad (3)$$

Величина z_0 пропорциональна поперечной кинетической энергии бинарного конститuentного подпроцесса, который необходим для рождения инклюзивной частицы с массой m и ее партнера (античастицы). Плотность множественности $dN_{\text{ch}}/d\eta|_0$ заряженных частиц в центральной области, масса нуклона m_N и параметр c полностью определяют безразмерную переменную z_0 . Параметр c имеет смысл “удельной теплоемкости” среды, образующейся при столкновениях адронов или ядер.

Величина Ω пропорциональна относительному числу конфигураций на уровне конститuentов, которое включает бинарные подпроцессы, соответствующие долям импульсов x_1 и x_2 сталкивающихся адронов (ядер) и долям импульсов y_a и y_b вторичных объектов, рождающихся в этих подпроцессах. Параметры δ_1 и δ_2 представляют собой фрактальные размерности сталкивающихся объектов, а ϵ_a и ϵ_b – фрактальные размерности процесса фрагментации в направлениях рассеяния и отдачи инклюзивной частицы и ее партнера соответственно. Предполагается, что для неполяризационных процессов фрактальные размерности равны, $\epsilon_a = \epsilon_b = \epsilon_F$, а их значения зависят от типа инклюзивной частицы. Выбранный бинарный подпроцесс, в результате которого рождается инклюзивная частица и партнер отдачи (античастица), определяется максимумом величины $\Omega(x_1, x_2, y_a, y_b)$ с учетом кинематического условия, выражающего закон сохранения 4-импульса,

$$\left(x_1 P_1 + x_2 P_2 - \frac{p}{y_a} \right)^2 = M_X^2. \quad (4)$$

Здесь $M_X = x_1 M_1 + x_2 M_2 + m/y_b$ – масса системы отдачи в подпроцессе. 4-Импульсы сталкивающихся объектов и инклюзивной частицы равны P_1 , P_2 и p соответственно. Уравнение (4) выражает локальность взаимодействия на уровне конститuentов и налагает ограничение на доли импульсов x_1 , x_2 , y_a , y_b частиц через кинематику их взаимодействий.

Микроскопический сценарий взаимодействий конститuentов, который развивается в рамках z -скейлинга, основан на том, что доли импульса зависят от энергии столкновения, поперечного импульса и центральности. Скейлинговая переменная z обладает свойством фрактальной меры. Она возрастает по степенному закону при возрастании разрешения Ω^{-1} , определяющегося по отношению к конститuentным подпроцессам, которые удовлетворяют условию (4). Скейлинговая функция $\Psi(z)$ выражается в терминах инклюзивного сечения $E d^3\sigma/dp^3$, плотности множественности $dN/d\eta$ и полного неупругого сечения σ_{in} . Все эти величины можно измерить для инклюзивной реакции $P_1 + P_2 \rightarrow p + X$. Функция $\Psi(z)$ определяется выражением

$$\Psi(z) = \frac{\pi}{(dN/d\eta)\sigma_{\text{in}}} J^{-1} E \frac{d^3\sigma}{dp^3}. \quad (5)$$

Здесь J – якобиан перехода от переменных $\{p_T^2, y\}$ к $\{z, \eta\}$. Функция $\Psi(z)$ нормирована так, что

$$\int_0^\infty \Psi(z) dz = 1. \quad (6)$$

Это соотношение позволяет интерпретировать $\Psi(z)$ как плотность вероятности рождения инклюзивной частицы с соответствующим значением параметра подобия z .

3. САМОПОДОБИЕ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА RHIC

Свойство самоподобия адронных взаимодействий при высоких энергиях составляет основу для анализа инклюзивных спектров частиц, рождающихся при столкновениях протонов и ядер, в рамках теории z -скейлинга. На рис. 1 показаны спектры легких адронов, которые рождаются в протон-протонных столкновениях, в z -представлении. Кинематическая область охватывает широкий интервал значений энергий соударения, углов регистрации и поперечных импульсов. Сплошная линия – подгоночная кривая, одинаковая для всех наборов приведенных данных. Для большей наглядности на рис. 1а введены масштабные множители $10^0, 10^2, 10^4$, разбивающие данные на три группы. Видно, что экспериментальные точки ложатся с учетом ошибок на одну кривую. Полученная зависимость демонстрирует универсальность формы скейлинговой кривой $\Psi(z)$ для различных типов адронов. Регулярность (универсальная форма функции $\Psi(z)$ и ее скейлинговое поведение в широком интервале значений кинематических переменных, полученные при постоянных значениях параметров δ , ϵ_F и c) интерпретируется как проявление самоподобия структуры сталкивающихся объектов, механизма взаимодействия их конstituентов и процесса фрагментации в регистрируемые частицы. Масштабное преобразование $z \rightarrow \alpha_F z$, $\Psi \rightarrow \alpha_F^{-1} \Psi$ позволяет совместить соответствующие скейлинговые кривые в плоскости $\{z, \Psi\}$. Условие нормировки (6) при этом преобразовании сохраняется.

Фрактальная размерность ϵ_F процесса фрагментации и масштабный множитель α_F различаются для различных типов адронов.

Скейлинговая функция $\Psi(z)$ демонстрирует различные режимы поведения в области малых z и в области больших z . Область малых z соответствует насыщению скейлинговой функции. Поведение $\Psi(z)$ при малых z зависит в основном от параметра c . Он определяется зависимостью инклюзивных спектров от множественности. Область малых z (область $p_T < 100$ МэВ/с) и больших значений множественности является самой предпочтительной с точки зрения изучения коллективных эффектов и поиска фазового перехода и критической точки в адронной материи. Для больших z (большие поперечные импульсы) характерно степенное поведение скейлинговой функции $\Psi(z) \sim z^{-\beta}$ с постоянным значением параметра наклона β . При больших z наблюдаемое степенное поведение функции $\Psi(z)$ указывает на фрактальный характер адронных конstituентов и самоподобие взаимодействий конstituентов на малых масштабах. Асимптотический вид скейлинговой функции налагает ограничение на значения сечений при больших p_T . Такое ограничение можно использовать для проведения глобального КХД-анализа данных и построения кварковых и глюонных функций распределения в областях, для которых отсутствуют экспериментальные измерения.

Рис. 1. Инклюзивные спектры адронов, рожденных в pp -столкновениях, в z -представлении. Различными символами обозначены данные, полученные в экспериментах, проведенных в CERN, Фермилаб (FNAL) и Брукхейвенской национальной лаборатории (BNL). Графики взяты из работ [18], [19].

Параметры δ , ϵ_F и c , введенные для построения переменной z , определяются из анализа различных наборов экспериментальных данных. Установлено, что эти параметры являются постоянными и не зависят от кинематических переменных – энергии соударения, угла, поперечного импульса инклюзивной частицы и плотности множественности при высоких энергиях. Ожидается, что возможное изменение этих параметров укажет на новые явления в кинематических областях, которые пока не исследованы экспериментально.

4. САМОПОДОБИЕ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА TEVATRON

На рис. 2а показано z -представление спектров адронов, несущих тяжелые ароматы (J/ψ , D , B , и Υ) [35]–[37] и рождающихся в $\bar{p}p$ -столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 1960, 1800$ ГэВ в центральной области быстрот. Экспериментальные данные показаны символами. Данные включают измерения вплоть до малых поперечных импульсов¹⁾ ($p_T \simeq 125$ МэВ/с для чармония, $p_T \simeq 290$ МэВ/с для боттомия и $p_T \simeq 500$ МэВ/с для B -мезонов). Спектры π^- -мезонов при $\sqrt{s} = 53$ ГэВ [38] используются как опорные. Из рисунка видно, что форма скейлинговой функции одна и та же для адронов с легкими и тяжелыми ароматами. Распределения различных адронов достаточно хорошо описываются одной кривой для широкого интервала значений z (от $z \sim 10^{-3}$ до $z \sim 10$). В указанной области значений z функция $\Psi(z)$ изменяется более чем на шесть порядков величины. Значения параметров α_F и ϵ_F , приведенные на рис. 2а, соответствуют тому, что z -представление спектров для различных адронов не зависит от энергии, углов и плотности множественности.

Установлено, что параметры модели не зависят от кинематических переменных $\sqrt{s}$, p_T и θ_{cms} . Масштабное преобразование с множителем α_F позволяет сравнить z -представления спектров для различных видов адронов с помощью единой функции. Значения α_F представляют собой масштабно-независимые константы. Экспериментальные точки ложатся на одну кривую с ошибкой величины α_F на уровне 20%.

На рис. 2б показаны результаты анализа данных, приведенные в работе [39], для спектров по поперечному импульсу топ-кварка, рожденного в $\bar{p}p$ -столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 1960$ ГэВ в области центральных быстрот. Эти данные получены коллаборацией DØ на Tevatron. При отборе событий в качестве критерия использовалось наличие изолированного лептона, имеющего поперечный импульс, равный или больше 20 ГэВ/с, и псевдобыстроту $|\eta| < 1.1$ для полулептонных конечных состояний ($e + \text{jets}$) или $|\eta| < 2$ для ($\mu + \text{jets}$). Применялось ограничение по недостающей поперечной энергии, равной 20 ГэВ. Более того, учитывалось наличие по крайней мере четырех струй с $p_T > 20$ ГэВ/с и $|\eta| < 2.5$, при этом для главной струи применялось дополнительное ограничение $p_T > 40$ ГэВ/с. Кроме того, одна струя отождествлялась с b -струей. Как можно видеть из рис. 2б, z -представление спектра топ-кварка согласуется с z -скейлинговой кривой, показанной сплошной линией. Для величины α_F было получено значение $\alpha_{\text{top}} = 0.0045$, что согласуется с результатами, полученными для тех же параметров модели $\delta = 0.5$ и $c = 0.25$, что и для других адронов. Параметр $\epsilon_{\text{top}} = 0$, который использовался в расчетах в случае рождения топ-кварка, соответствует нулевой (или пренебрежимо малой) потере энергии конституентов при $y_a = y_b = 1$.

¹⁾В тексте используются единицы измерения импульса 1эВ/с, где c – скорость света.

Рис. 2. Инклюзивные спектры адронов, рожденных в pp - и $\bar{p}p$ -столкновениях, в z -представлении. Различными символами показаны данные, полученные в экспериментах, проведенных во FNAL и CERN [35]–[39]. Графики взяты из работ [17]–[19].

Рис. 3. Инклюзивные спектры рождения струи в в pp - и $p\bar{p}$ -столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 2760, 7000$ ГэВ и $\sqrt{s} = 630, 1800, 1960$ ГэВ для центральной области псевдобыстрот. Экспериментальные данные, полученные коллаборациями CMS [28], [29], ATLAS [30], ALICE [31], DØ [40], [41] и CDF [42], [43], показаны в p_T -представлении (а) и z -представлении (б).

5. САМОПОДОБИЕ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА LHC

Рождение струй обычно рассматривается как прямое доказательство жесткого взаимодействия адронных конstituентов (кварков и глюонов). Поэтому в рамках различных подходов спектры струй обычно описываются в терминах взаимодействия конstituентов. Мы анализируем полученные на LHC новые данные [28]–[31] по инклюзивным сечениям рождения струй в pp -столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 2760, 7000$ ГэВ в рамках z -скейлинга и сравниваем результаты с данными, полученными на Tevatron [40]–[43] при более низких энергиях столкновений. Наборы данных позволяют изучать зависимость скейлинговой функции $\Psi(z)$ от энергии и углов в широком интервале значений $\sqrt{s} = 630 \div 7000$ ГэВ. Анализ был проведен при значениях параметров $\delta = 1$, $\epsilon_{\text{jet}} = 0$ и $m_1 = m_2 = 0$ [32].

Данные LHC [28], [29], полученные коллаборацией CMS при $\sqrt{s} = 7000$ ГэВ, соответствуют интегральной светимости 34 pb^{-1} и 4.7 fb^{-1} и перекрывают области значений поперечного импульса $p_T = 18 \div 2000$ ГэВ/с и псевдобыстроты $|\eta| < 3$. Инклюзивные спектры струй [30], измеренные коллаборацией ATLAS, охватывают область значений $p_T = 20 \div 1350$ ГэВ/с и $|\eta| < 4.4$. Измерения были проведены для набора данных, соответствующего интегральной светимости 37 pb^{-1} . Данные коллаборации ALICE [31] при $\sqrt{s} = 2760$ ГэВ были получены для светимости 13.6 nb^{-1} в области значений поперечного импульса $p_T = 20 \div 125$ ГэВ/с.

На рис. 3а и 3б показаны p_T - и z -представления спектров струй, измеренные коллаборациями CMS, ATLAS и ALICE на LHC и коллаборациями DØ и CDF на Tevatron. Все эти данные подтверждают независимость скейлинговой функции от энергии столкновения. При больших z функция описывается степенным законом $\Psi(z) \sim z^{-\beta}$. Такое поведение $\Psi(z)$ наблюдается в широком интервале значений z . Максимальное значение $z = 10^4$ было достигнуто на LHC при энергии $\sqrt{s} = 7000$ ГэВ для $p_T = 2000$ ГэВ и $|\eta| < 0.5$. Данные, полученные коллаборациями CMS и ATLAS, подтверждают независимость скейлинговой функции от углового диапазона рождения струи [33]. Этот факт хорошо согласуется с независимостью от углов z -представления спектров струй, измеренных коллаборациями CDF и DØ при более низких энергиях [32], [33]. Сравнение данных, полученных на LHC и Tevatron, свидетельствует об универсальности формы скейлинговой функции в pp - и $\bar{p}p$ -столкновениях. Таким образом, получено новое подтверждение самоподобия рождения струй на малых масштабах ($\leq 10^{-3}$ фм).

6. САМОПОДОБИЕ В AuAu-СТОЛКНОВЕНИЯХ

На рис. 4 показано z -представление спектров π^- -мезонов, рожденных в AuAu-столкновениях при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 9.2, 62.4, 200$ ГэВ в центральной области псевдобыстрот $|\eta| < 0.5$ и для различных центральностей соударений [44]–[46]. Самосогласованное описание представления данных было получено с учетом условия, что фрактальная размерность ядра δ_A выражается через нуклонную фрактальную размерность δ как $\delta_A = A\delta$, где A – атомный вес. Было установлено, что “удельная теплоемкость” (параметр c) не зависит от энергии $\sqrt{s_{NN}}$ и центральности соударения и убывает при увеличении атомного веса. Сильное подавление функции $\Psi(z)$ с ростом центральности при столкновении ядер было получено для не зависящего от центральности значения ϵ_{AA} . При возрастании поперечного импульса p_T подавление

Рис. 4. Инклюзивные спектры пионов, рожденных в AuAu-столкновениях, в z -представлении. При анализе использовались данные, полученные коллаборацией STAR [44]–[46] (см. также работы [14], [22]–[25], [34], и приведенную в них библиографию).

усиливается. Оказалось, что универсальный вид функции $\Psi(z)$ для AA-столкновений можно восстановить для всех центральностей, если предположить, что фрактальная размерность ϵ_{AA} процесса фрагментации зависит от центральности события (или плотности множественности). Эта зависимость берется в виде

$$\epsilon_{AA} = \epsilon_0 \frac{dN_{\text{ch}}^{AA}}{d\eta} + \epsilon_{pp}, \quad (7)$$

где центральность в AA-столкновениях характеризуется соответствующей плотностью множественности $dN_{\text{ch}}^{AA}/d\eta$. Величина ϵ_{pp} имеет то же значение, что и для pp-столкновений. Коэффициент ϵ_0 зависит от энергии столкновения. Как показано на рис. 4, функция $\Psi(z)$ для AA-столкновений имеет тот же вид, что и скейлинговая функция pp-взаимодействий. Похожее поведение этой функции наблюдалось для столкновений ядер Cu, Au и Pb при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 17.3, 62.4, 130$ ГэВ [16], [22].

Обычно предполагается, что фазовые переходы и другие коллективные эффекты должны проявляться с большей вероятностью при столкновениях тяжелых ядер, чем в протон-протонных столкновениях. Ожидается, что эти эффекты влияют на механизмы рождения частиц, т. е. на взаимодействия ядерных конstituентов и процесс фрагментации. Мы предполагаем, что как в столкновениях ядер, так и в pp-взаимодействиях, скачкообразное поведение параметров модели (“удельной теплоемкости” и фрактальной размерности) должно указывать на существование критических явлений в рожденной адронной (или ядерной) материи.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе представлены подтверждения того, что самоподобие проявляется как симметрия рождения частиц и струй в столкновениях адронов и ядер высоких энергий. Приведены результаты анализа экспериментальных данных по инклюзивным сечениям рождения адронов и струй в pp - и $p\bar{p}$ -столкновениях на RHIC, Tevatron и LHC в рамках теории z -скейлинга. Получено новое подтверждение этой закономерности (функция $\Psi(z)$ не зависит от энергии и аромата) в широком интервале значений кинематических переменных. Установлено степенное поведение $\Psi(z) \sim z^{-\beta}$ скейлинговой функции в широком интервале значений z вплоть до самых больших измеренных поперечных импульсов струй $p_T \simeq 2000$ ГэВ/с. Выяснилось, что параметры модели – фрактальные размерности δ , ϵ_F и “удельная теплоемкость” c – не зависят от кинематических переменных. Показано, что зависимость размерности фрагментации ϵ_{AA} от множественности для различных центральностей ядер позволяет восстановить единый вид скейлинговой функции для AA- и pp -столкновений.

Полученные результаты подтверждают симметричные свойства адронных спектров в z -представлении в широком интервале значений кинематических переменных. Эти свойства отражают самоподобие, локальность и фрактальность адронных взаимодействий на конститuentном уровне. Установлено, что свойство самоподобия рождения частиц налагает жесткое ограничение на асимптотическое поведение скейлинговой функции $\Psi(z)$. Это ограничение можно использовать для уточнения феноменологических составляющих КХД (таких, как распределения кварков и глюонов и функций фрагментации).

Представлено обоснование того, что систематическое изучение z -скейлинга в pp -, pA - и AA -столкновениях может обеспечить проверку фундаментальных принципов физики частиц на малых масштабах, способствовать более глубокому пониманию свойств адронов и структуры пространства-времени на этих масштабах, а также внести заметный вклад в поиск и исследование новых симметрий природы.

Благодарности. Исследования И. Зборовского выполнены при поддержке проекта RVO61389005 и Ministry of Education, Youth and Sports of the Czech Republic (грант LG13031).

Список литературы

- [1] R. P. Feynman, *Phys. Rev. Lett.*, **23**:24 (1969), 1415–1417.
- [2] J. D. Bjorken, *Phys. Rev.*, **179**:5 (1969), 1547–1553.
- [3] P. Bosted, R. G. Arnold, S. Rock, Z. Szalata, *Phys. Rev. Lett.*, **49**:19 (1972), 1380–1383.
- [4] J. Benecke, T. T. Chou, C. N. Yang, E. Yen, *Phys. Rev.*, **188**:5 (1969), 2159–2169.
- [5] А. М. Балдин, *ЭЧАЯ*, **8**:3 (1977), 429–477.
- [6] В. С. Ставинский, *ЭЧАЯ*, **10**:5 (1979), 949–995.
- [7] Г. А. Лексин, *ЯФ*, **65**:11 (2002), 2042–2051.
- [8] Z. Koba, H. B. Nielsen, P. Olesen, *Nucl. Phys. B*, **40** (1972), 317–334; А. М. Поляков, *ЖЭТФ*, **59**:2 (1970), 542–552; **60**:5 (1971), 1572–1583.
- [9] V. A. Matveev, R. M. Muradyan, A. N. Tavkhelidze, *Lett. Nuovo Cimento Ser. 2*, **7**:15 (1973), 719–723.
- [10] S. J. Brodsky, G. R. Farrar, *Phys. Rev. Lett.*, **31**:18 (1973), 1153–1156.

- [11] Г. Стенли, *Фазовые переходы и критические явления*, Мир, М., 1973.
- [12] H. E. Stanley, *Rev. Modern Phys.*, **71**:2 (1999), S358–S366.
- [13] A. Hankey, H. E. Stanley, *Phys. Rev. B*, **6**:9 (1972), 3515–3542.
- [14] М. В. Токарев, И. Зборовский, *Письма в ЭЧАЯ*, **7**:3(159) (2010), 271–286.
- [15] M. V. Tokarev, I. Zborovský, A. Kechechyan, A. Alakhverdyants, *Письма в ЭЧАЯ*, **8**:6(169) (2011), 893–906.
- [16] M. V. Tokarev, I. Zborovský, *ЯФ*, **75**:6 (2012), 750–756.
- [17] I. Zborovský, M. V. Tokarev, *Phys. Rev. D*, **75**:9 (2007), 094008, 22 pp.
- [18] I. Zborovský, M. V. Tokarev, *Internat. J. Modern Phys. A*, **24**:7 (2009), 1417–1442.
- [19] M. V. Tokarev, I. Zborovský, *J. Modern Phys.*, **3** (2012), 815–820.
- [20] M. V. Tokarev, *Письма в ЭЧАЯ*, **3**:1(130) (2006), 17–30.
- [21] M. V. Tokarev, *Письма в ЭЧАЯ*, **4**:5(141) (2007), 676–691.
- [22] M. V. Tokarev, I. Zborovský, *Письма в ЭЧАЯ*, **7**:3(159) (2007), 287–305.
- [23] M. V. Tokarev, *ЯФ*, **74**:5 (2011), 825–830.
- [24] M. V. Tokarev, I. Zborovský, *Nucl. Phys. Proc. Suppl. B*, **245** (2013), 231–238.
- [25] M. V. Tokarev, I. Zborovský, “Energy loss in heavy ion collisions”, *Proceedings of the 40th International Symposium on Multiparticle Dynamics (ISMD)* (Antwerpen, Belgium, 21–25 September, 2010), eds. N. van Remortel, P. Van Mechelen, University Press Antwerp, Antwerpen, 2011, 301–306.
- [26] A. Abulencia, J. Adelman, T. Affolder et al. [CDF Collab.], *Phys. Rev. D*, **75**:9 (2007), 092006, 19 pp., arXiv: hep-ex/0701051.
- [27] V. M. Abazov, B. Abbott, M. Abolins et al. [DØ Collab.], *Phys. Rev. Lett.*, **101**:6 (2008), 062001, 7 pp., arXiv: 0802.2400.
- [28] S. Chatrchyan, V. Khachatryan, A. M. Sirunyan et al. [CMS Collab.], *Phys. Rev. Lett.*, **107**:13 (2011), 132001, 14 pp., arXiv: 1106.0208.
- [29] S. Chatrchyan, V. Khachatryan, A. M. Sirunyan et al. [CMS Collab.], *Phys. Rev. D*, **87**:11 (2013), 112002, 21 pp.
- [30] G. Aad, B. Abbott, J. Abdallah et al. [ATLAS Collab.], *Phys. Rev. D*, **86**:1 (2012), 014022, 63 pp., arXiv: 1112.6297.
- [31] B. Abelev, J. Adam, D. Adamová et al. [ALICE Collab.], *Phys. Lett. B*, **722**:4–5 (2013), 262–272, arXiv: 1301.3475.
- [32] M. V. Tokarev, T. G. Dedovich, *Internat. J. Modern Phys. A*, **15**:22 (2000), 3495–3519.
- [33] M. V. Tokarev, T. G. Dedovich, I. Zborovský, *Internat. J. Modern Phys. A*, **27**:21 (2012), 1250115, 20 pp.
- [34] M. V. Tokarev, I. Zborovský, *Nonlin. Phenom. Compl. Syst.*, **12**:4 (2009), 459–465.
- [35] D. Acosta, J. Adelman, T. Affolder et al. [CDF Collab.], *Phys. Rev. D*, **71**:3 (2005), 032001, 26 pp., arXiv: hep-ex/0412071.
- [36] D. Acosta, T. Affolder, M. H. Ahn et al. [CDF II Collab.], *Phys. Rev. Lett.*, **91**:24 (2003), 241804, 7 pp., arXiv: hep-ex/0307080.
- [37] D. Acosta, T. Affolder, H. Akimoto et al. [DF Collab.], *Phys. Rev. Lett.*, **88**:16 (2002), 161802, 6 pp.
- [38] B. Alper, H. Böggild, P. Booth et al. [BS Collab.], *Nucl. Phys. B*, **100**:2 (1975), 237–290.
- [39] V. M. Abazov, B. Abbott, M. Abolins et al. [DØ Collab.], *Phys. Lett. B*, **693** (2010), 515–521, arXiv: 1001.1900.
- [40] B. Abbott, M. Abolins, V. Abramov et al. [DØ Collab.], *Phys. Rev. Lett.*, **82**:12 (1999), 2451–2456, arXiv: hep-ex/9807018; B. Abbott, A. Abdesselam, M. Abolins et al. [DØ Collab.], *Phys. Rev. D*, **64**:3 (2001), 032003, 69 pp., arXiv: hep-ex/0012046; V. M. Abazov, B. Abbott, A. Abdesselam et al. [DØ Collab.], *Phys. Lett. B*, **525**:3–4 (2002), 211–218.

- [41] M. Voutilainen, “DØ QCD Studies”, *Deep Inelastic Scattering DIS 2006*, Proceedings of the 14th International Workshop (Tsukuba, Japan, April 20–24, 2006), eds. M. Kuze, K. Nagano, K. Tokushuku, World Sci., Singapore, 2007, 177–180; J. Cammin, “Jet production measurements at DØ”, *Proceedings of the 15th International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects* (Munich, Germany, April 16–20, 2007), eds. G. Grindhammer, K. Sachs, DESY, Hamburg, 2007, 957–862.
- [42] F. Abe, H. Akimoto, A. Akopian et al. [CDF Collab.], *Phys. Rev. Lett.*, **77**:3 (1996), 438–443, arXiv: hep-ex/9601008; T. Affolder, H. Akimoto, A. Akopian et al. [CDF Collab.], *Phys. Rev. D*, **64**:3 (2001), 032001, 38 pp., arXiv: hep-ph/0102074.
- [43] A. Abulencia, D. Acosta, J. Adelman et al. [CDF Collab.], *Phys. Rev. Lett.*, **96**:12 (2006), 122001, 7 pp., arXiv: hep-ex/0512062.
- [44] B.I. Abelev, M.M. Aggarwal, Z. Ahammed et al. [STAR Collab.], *Phys. Lett. B*, **655**:3–4 (2007), 104–113.
- [45] L. Kumar, *Nucl. Phys. A*, **830**:1–4, 275c–278c.
- [46] L. Kumar [STAR Collab.], *J. Phys. G.*, **36**:6 (2009), 064066, 6 pp., arXiv: 0812.4099.