

**САМОПОДОБИЕ РОЖДЕНИЯ АДРОНОВ
В КУМУЛЯТИВНЫХ ПРОЦЕССАХ
С БОЛЬШИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ
И НАРУШЕНИЕ ДИСКРЕТНЫХ СИММЕТРИЙ
НА МАЛЫХ МАСШТАБАХ
(ПРЕДЛОЖЕНИЕ К ЭКСПЕРИМЕНТУ)**

М. В. Токарев^{а, 1}, *И. Зборовски*^{б, 2}

^а Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^б Институт ядерной физики, Академия наук Чешской Республики, Ржеж, Чешская Республика

Обсуждается гипотеза самоподобия рождения адронов в столкновениях релятивистских ядер для поиска фазового перехода в ядерной материи. Предлагается использовать установленные закономерности z -скейлинга для выявления сигнатур новой физики в кумулятивной области. Отмечается, что отбор событий по центральности в кумулятивной области может способствовать локализации положения критической точки фазового перехода. Изменение параметров теории (удельной теплоемкости и фрактальной размерности) вблизи критической точки рассматривается как сигнатура новой физики. Указывается на связь степенной асимптотики $\Psi(z)$ при больших значениях параметра подобия z с анизотропией импульсного пространства, вызванной спонтанным нарушением симметрии взаимодействия, и дискретными (C , P , T) симметриями.

The hypothesis of self-similarity of hadron production in relativistic heavy ion collisions for search for phase transition in a nuclear matter is discussed. It is offered to use the established features of z -scaling for revealing signatures of new physics in cumulative region. It is noted, that selection of events on centrality in cumulative region could help to localize a position of a critical point. Change of parameters of the theory (a specific heat and fractal dimensions) near to a critical point is considered as a signature of new physics. The relation of the power asymptotic of $\Psi(z)$ at high z , anisotropy of momentum space due to spontaneous symmetry breaking, and discrete (C , P , T) symmetries is emphasized.

PACS: 25.75.-q; 25.75.Bh; 25.75.Nq; 24.80.+y

ВВЕДЕНИЕ

Концепции «скейлинга» и «универсальности» получили широкое развитие для объяснения критических явлений [1, 2]. Скейлинг означает, что системы вблизи критической точки проявляют свойство самоподобия и инвариантны по отношению к масштабным

¹E-mail: tokarev@sunhe.jinr.ru

²E-mail: zborovsky@ujf.cas.cz

преобразованиям. Универсальность их поведения состоит в том, что совершенно различные системы ведут себя сходным образом (описываются одной и той же степенной зависимостью) вблизи критической точки. Критические показатели в степенных законах определяются только симметрией взаимодействия и размерностью пространства.

Мы предлагаем использовать концепцию z -скейлинга для поиска сигнатур фазовых переходов в ядерной материи и критической точки в кумулятивных процессах при больших поперечных импульсах адронов.

1. z -СКЕЙЛИНГ

В работах [3–6] была установлена новая закономерность рождения адронов в столкновениях протонов (антипротонов) высоких энергий, известная в настоящее время как z -скейлинг. Она проявляется в том, что инклюзивные спектры частиц разного типа описываются универсальной скейлинговой функцией $\Psi(z)$, зависящей от скейлинговой переменной z в широком диапазоне поперечных импульсов, углов вылета частиц, энергий столкновения и множественностей вторичных частиц.

Скейлинговая переменная выражается формулой

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

где z_0 и Ω^{-1} — функции кинематических переменных. Они имеют вид

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

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

Величина z_0 пропорциональна кинетической поперечной энергии $\sqrt{s_{\perp}}$ выбранного бинарного конституентного подпроцесса, которая необходима для рождения инклюзивной частицы m_1 и ее партнера m_2 . Плотность множественности $dN_{\text{ch}}/d\eta|_0$ заряженных частиц в центральной области $\eta = 0$, масса нуклона — m и параметр c , имеющий смысл «удельной теплоемкости» среды, полностью определяют функциональную зависимость безразмерной переменной z . Величина Ω интерпретируется как относительная часть тех конфигураций на конституентном уровне, которые включают бинарные подпроцессы, соответствующие долям x_1, x_2 импульсов сталкивающихся частиц (ядер) и долям y_a, y_b импульсов вторичных объектов, созданных непосредственно в этих подпроцессах. Выбранный бинарный подпроцесс, из которого рождаются инклюзивная частица m_1 и ее партнер m_2 , определяется из условия максимума $\Omega(x_1, x_2, y_a, y_b)$ при соответствующем кинематическом ограничении (4). Переменная z обладает свойством фрактальной меры, т. е. она растет степенным образом с увеличением разрешения элементарного подпроцесса.

Для построения переменной z вводятся параметры $\delta_{1,2} = A_{1,2}\delta$, ε_F и c . Параметр δ имеет смысл фрактальной размерности сталкивающихся нуклонов, ε_F — фрактальной размерности процесса фрагментации и c — удельной теплоемкости среды, образующейся в событиях, в которых рождается инклюзивная частица. Установлено, что в столкновениях протонов в области энергий $s^{1/2} = 19\text{--}200$ ГэВ параметры δ , ε_F и c постоянны и не зависят от кинематических величин. Микроскопический сценарий взаимодействия

конституентов базируется на бинарных взаимодействиях, для которых выполняется закон сохранения 4-импульса, записанный в виде

$$(x_1 P_1 + x_2 P_2 - p/y_a)^2 = M_X^2. \quad (4)$$

Здесь $M_X = x_1 M_1 + x_2 M_2 + m_2/y_b$ представляет массу системы отдачи при рождении инклюзивной частицы с импульсом p . Уравнение (4) отражает локальность взаимодействия на конституентном уровне и представляет кинематическое ограничение на доли импульсов частиц x_1, x_2, y_a, y_b в подпроцессе.

Величина $\Psi(z)$ выражается через экспериментально измеряемые величины: инклюзивное сечение, плотность множественности, полное неупругое сечение — для рассматриваемого инклюзивного процесса $P_1 + P_2 \rightarrow p + X$. Она определяется следующим выражением:

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

где σ_{in} — полное неупругое сечение процесса; $dN_{\text{ch}}/d\eta$ — плотность множественности регистрируемых частиц на угол θ_{cms} в системе центра масс $N-N$ -системы; J — якобиан перехода от переменных $\{p_T^2, y\}$ к $\{z, \eta\}$. Функция $\Psi(z)$ удовлетворяет условию нормировки

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

Уравнение (6) позволяет интерпретировать функцию $\Psi(z)$ как плотность вероятности рождения инклюзивной частицы с соответствующим значением переменной z .

2. САМОПОДОБИЕ РОЖДЕНИЯ АДРОНОВ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРОТОНОВ

Свойства самоподобия рождения частиц в протон-протонных взаимодействиях являются основой для анализа протон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий и проверки теории.

На рис. 1 показаны спектры адронов, рожденных в протон-протонных взаимодействиях, в z -представлении. Кинематическая область охватывает широкий диапазон энергий столкновения, углов регистрации и поперечных импульсов частиц. Масштабные факторы введены для разделения различных групп данных. Сплошная линия является фитирующей кривой для этих данных.

Полученное представление демонстрирует универсальность формы скейлинговой кривой $\Psi(z)$ для различных типов частиц. Установленная закономерность (форма функции $\Psi(z)$ и ее скейлинговое поведение в широком кинематическом диапазоне при постоянных значениях параметров δ, ε_F и c) интерпретируется как проявление свойства самоподобия структуры сталкивающихся объектов, механизма взаимодействия их конституентов и процесса фрагментации в реальные частицы, регистрируемые в детекторе. Фрактальная размерность ε_F процесса фрагментации различна для разных типов адронов. Масштабное преобразование $z \rightarrow \alpha_F z, \Psi \rightarrow \alpha_F^{-1} \Psi$ обеспечивает совместимость соответствующих скейлинговых кривых на плоскости $\{z, \Psi\}$, сохраняя условие нормировки (6). Функция

$\Psi(z)$, как видно из рис. 1, проявляет два режима поведения: один — в области малых и второй — в области больших z .

Область малых z соответствует насыщению скейлинговой функции и ее выходу на плато. Поведение функции $\Psi(z)$ в области малых z зависит только от параметра c . Он определяется из зависимости спектров от множественности. Область малых z (малые

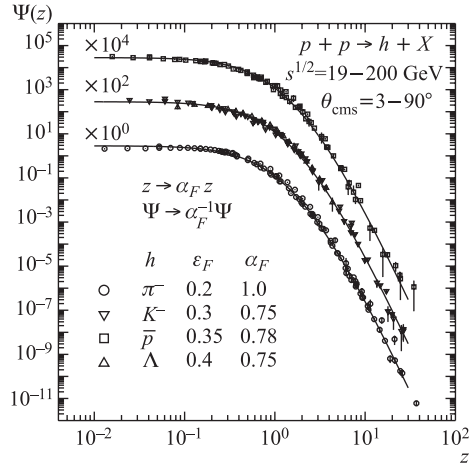


Рис. 1. Инклюзивные спектры рождения адронов в протон-протонных столкновениях в z -представлении. Символами обозначены экспериментальные данные, полученные в экспериментах, проведенных в CERN, FNAL и BNL (рисунок взят из работы [5])

$\Psi(z)$, которое отличается от предсказаний пертурбативной КХД [4, 7]. Это ограничение может быть использовано при проведении глобального КХД-фита и для построения кварковых и глюонных функций распределения в области, где отсутствуют экспериментальные данные.

Параметры δ , ε_F , c , введенные для построения переменной z и определенные из анализа большого набора экспериментальных данных [3–6], постоянны и не зависят от кинематических величин: энергии столкновения, угла и поперечного импульса инклюзивной частицы, плотности множественности. Их изменения могут быть использованы как сигнатуры новых явлений или новых закономерностей в кинематических областях, экспериментально еще не исследованных. Это относится в первую очередь к области малых ($< 0,01$) и больших (> 10) значений переменной z . В промежуточной области ($0,01 < z < 10$) форма $\Psi(z)$ хорошо определена в том кинематическом диапазоне, который в настоящее время доступен в экспериментах на имеющихся ускорителях. Отметим, что расширение области по z не требует обязательного увеличения энергии столкновения и возможно при специальном отборе редких событий как при сверхмалых (например, $p_T < 100$ МэВ/с при $s_{NN}^{1/2} = 200$ ГэВ), так и при больших (например, $p_T > 4$ при $s_{NN}^{1/2} = 9,2$ ГэВ и $p_T > 25$ ГэВ/с при $s_{NN}^{1/2} = 200$ ГэВ соответственно) поперечных импульсах и больших плотностях множественности. В новом диапазоне энергий ЛНС

поперечные импульсы < 100 МэВ) и больших плотностей множественности предпочтительна (даже в протон-протонных взаимодействиях) для изучения коллективных эффектов взаимодействия адронов или их конstituентов и возможности наблюдения фазового перехода в адронной материи. Область малых z наиболее подходит для изучения коллективных явлений в системах адронов или их конstituентов. В этой области велика вероятность наблюдения фазовых переходов между состояниями, обладающими разными свойствами симметрии и степенями свободы.

Для области больших z характерно степенное поведение $\Psi(z) \sim z^{-\beta}$ с постоянным наклоном β . При больших z (больших поперечных импульсах) наблюдаемое степенное поведение скейлинговой функции свидетельствует о самоподобии структуры и взаимодействию конstituентов на малых масштабах. Отметим, что теория z -скейлинга дает жесткие ограничения на асимптотическое поведение функции

проверка установленных ранее закономерностей во всем диапазоне z представляет интерес в любом случае: будут получены подтверждения указанных свойств z -скейлинга или наблюдается отклонение от универсального поведения функции $\Psi(z)$. Более строгое ограничение на скейлинговое поведение $\Psi(z)$ при больших z свидетельствовало бы о самоподобии на масштабах, меньших 10^{-4} фм, и неизбежности представления о фрактальности пространства-времени. На действующих (SPS, RHIC) и планируемых (NICA, FAIR) ускорителях ядер кинематические области $z < 0,01$ и $z > 10$, как еще не исследованные экспериментально, представляют интерес для поиска новых типов взаимодействия, исследования фрактальной структуры пространства-времени, проверки и развития существующей теории сильных взаимодействий.

3. САМОПОДОБИЕ РОЖДЕНИЯ АДРОНОВ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ЯДЕР

В столкновениях тяжелых ядер фазовые переходы и другие коллективные эффекты должны проявиться в большем пространственном объеме, чем в протон-протонных взаимодействиях. Ожидается, что они могут привести к изменению как свойств самих частиц, механизмов взаимодействия их конститuentов, так и процесса фрагментации. Модификация последнего обусловлена специфическими свойствами ядерной среды (высокой плотностью и температурой ядерного вещества, химическим потенциалом).

На рис. 2, *a* показаны инклюзивные спектры заряженных пионов в AuAu-столкновениях при энергии $s_{NN}^{1/2} = 62,4$ ГэВ [8], полученные коллаборацией STAR на RHIC. Расчеты (рис. 2, *b*), проведенные с параметром ε_{pp} , используемым для анализа протон-протонных взаимодействий, показали подавление функции $\Psi(z)$ с ростом центральности в ядерных взаимодействиях. Подавление усиливается с ростом поперечного импульса p_T . В области больших z наблюдается степенное поведение функции $\Psi(z)$ как для столкновения протонов, так и ядер. Анализ экспериментальных данных по инклюзивным спектрам рождения заряженных адронов и пионов в AA-столкновениях, проведенный в рамках z -скейлинга, показал, что самоподобное поведение функции $\Psi(z)$ восстанавливается (рис. 2, *в*), если предположить зависимость фрактальной размерности процесса фрагментации ε_{AA} от центральности события (плотности множественности) в следующем виде:

$$\varepsilon_{AA} = \varepsilon_0 \left(\frac{dN_{ch}}{d\eta} \right) + \varepsilon_{pp}. \quad (7)$$

Сходное поведение установлено также для столкновения ядер (Au, Cu) при других энергиях $s_{NN}^{1/2} = 130, 200$ ГэВ [9]. Согласованное описание данных получено при условии, что фрактальная размерность ядра δ_A выражается через фрактальную размерность нуклона и атомный номер ядра следующим образом: $\delta_A = A\delta$. Также установлено, что удельная теплоемкость (параметр c) не зависит от центральности соударения и уменьшается с ростом атомного номера ядра.

На рис. 3 показаны спектры рождения заряженных пионов $(\pi^+ + \pi^-)/2$ в AuAu-столкновениях при энергии $s_{NN}^{1/2} = 62,4$ ГэВ в z -представлении. В области малых z (по четыре точки для каждой центральности соответствуют поперечным импульсам пионов от 30 до 60 МэВ/ c) наблюдается насыщение функции $\Psi(z)$, аналогичное тому, которое установлено в протон-протонных столкновениях [5].

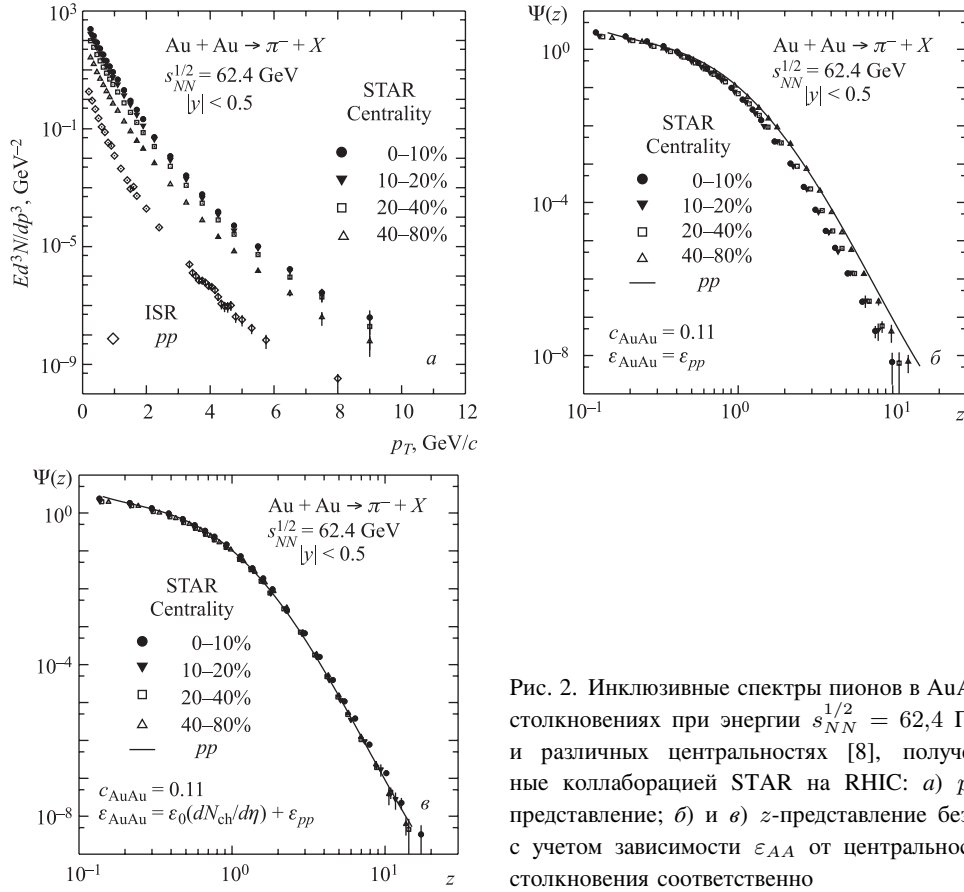


Рис. 2. Инклюзивные спектры пионов в AuAu-столкновениях при энергии $s_{NN}^{1/2} = 62,4$ ГэВ и различных центральностях [8], полученные коллаборацией STAR на RHIC: а) p_T -представление; б) и в) z -представление без и с учетом зависимости ϵ_{AA} от центральности столкновения соответственно

Область насыщения ($z < 0,1$), соответствующая малым поперечным импульсам регистрируемых частиц, представляет интерес для изучения событий с большими множественностями. В области малых z (малых p_T) эффект кулоновского поля ядра существенно модифицирует спектры заряженных пионов. Поэтому более чистая информация о поведении функции $\Psi(z)$ в этой области может быть получена из анализа спектров нейтральных частиц (предпочтителен выбор, например, нейтральных странных K_S^0 -мезонов и Λ -гиперонов). Отклонение от установленного в протон-протонных столкновениях степенного режима функции $\Psi(z)$ будет указанием на новый механизм коллективного взаимодействия конstituентов. В этой области величины $x_{1,2}, y_{a,b} \ll 1$, $\Omega \approx 1$ и переменная z зависит только от параметра c .

На основе анализа экспериментальных данных RHIC установлено, что в центральных столкновениях ядер высоких энергий удельная теплоемкость c уменьшается с ростом атомного ядра ($c_{pp} > c_{\text{CuCu}} > c_{\text{AuAu}}$) и не зависит от центральности. Наблюдение скачка (или резкого роста) в поведении удельной теплоемкости в этом диапазоне z свидетельствовало бы о наличии фазового перехода. Предполагаем, что рост (или скачок) c с увеличением множественности при восстановленном поведении $\Psi(z)$ будет свидетельствовать о переходе системы в новое состояние. Подчеркнем, что локализация области,

в которой удельная теплоемкость резко изменяется, существенно улучшается с уменьшением величины энергетических потерь (т. е. с уменьшением отклонения y_a от 1).

На рис. 4 показано z -представление спектров рождения π^- -мезонов в AuAu-столкновениях при энергиях $s_{NN}^{1/2} = 9,2, 62,4$ и 200 ГэВ в центральной области быстрот $|\eta| < 0,5$ и различных центральностях, полученных на коллайдере RHIC коллаборацией STAR [8, 11, 12]. Кинематический диапазон этих измерений позволяет восстановить функцию $\Psi(z)$ в диапазоне $z = 0,1-10$.

На рис. 4, *a* хорошо виден эффект подавления спектров для наиболее центральных событий (0–12 %) по сравнению с периферическими (40–80 %) событиями в области $z > 1$ при энергиях 62,4 и 200 ГэВ. Данные при энергии 9,2 ГэВ охватывают небольшой диапазон по $z = 0,1-1$ и не позволяют определить зависимость фрактальной размерности ε_{AA} от плотности множественности. В этой области наблюдаются переход с одного на другой степенной режим поведения $\Psi(z)$ и слабая зависимость от энергии и центральности. Восстановление единой формы кривой $\Psi(z)$ при больших z возможно, если предположить зависимость фрактальной размерности ε_{AA} от плотности множественности. Результаты анализа спектров пионов в PbPb- [13] и AuAu- [8] соударениях при

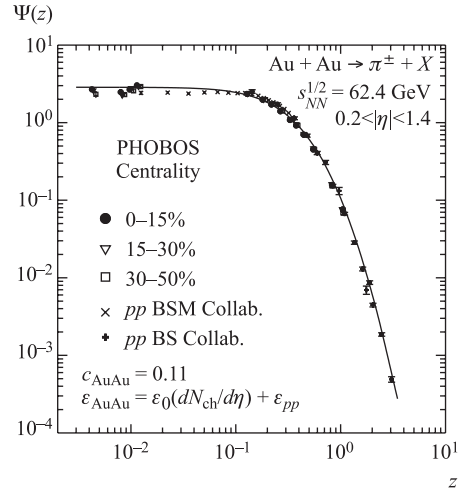


Рис. 3. Инклюзивные спектры пионов в AuAu-столкновениях при энергии $s_{NN}^{1/2} = 62,4$ ГэВ/с и различных центральностях, полученные коллаборацией PHOBOS на RHIC [10]

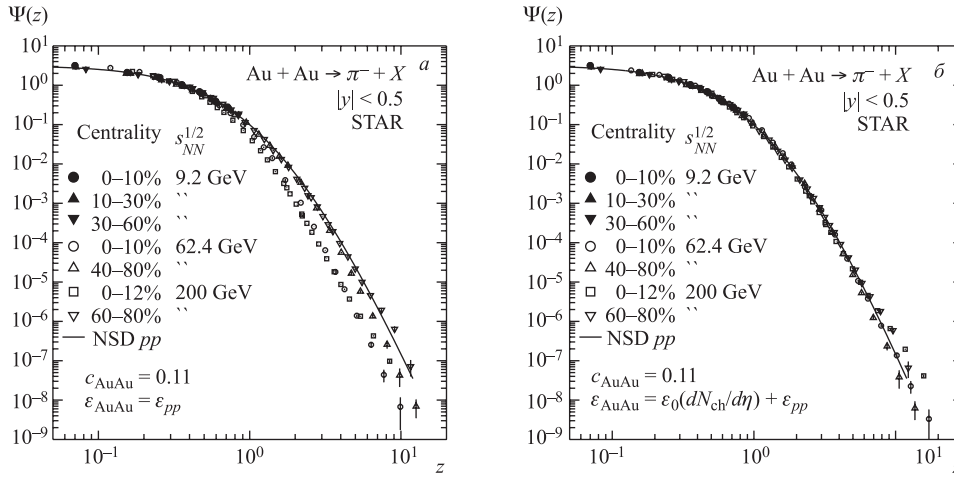


Рис. 4. Инклюзивные спектры (z -представление) пионов в AuAu-столкновениях при энергиях $s_{NN}^{1/2} = 9,2, 63$ и 200 ГэВ [8, 11, 12], полученные коллаборацией STAR на RHIC. Функция $\Psi(z)$ получена без учета (*a*) и с учетом (*b*) зависимости ε_{AA} от плотности множественности

энергиях $s_{NN}^{1/2} = 17,3$ и $62,4, 130, 200$ ГэВ были учтены при экстраполяции зависимости ε_0 от энергии 200 ГэВ к энергии $9,2$ ГэВ. Отметим, что в области больших z , в отличие от малых z , фрактальные размерности чувствительны к поведению спектров при больших p_T .

На рис. 5, *a* показаны спектры пионов для AuAu-столкновений при энергии $s_{NN}^{1/2} = 9,2$ ГэВ в центральной области, рассчитанные на основе z -скейлинга с параметрами $\delta = 0,5$, $c = 0,11$, $\varepsilon_{pp} = 0,2$, $\varepsilon_0 = 0,0008$ для двух центральностей (0–10%, 30–60%). Область поперечных импульсов охватывает диапазон $p_T = 0,2$ –8 ГэВ/с, соответствующий изменению $z = 0,1$ –100 (рис. 5, *b*). Видно, что выходы частиц при $p_T = 2$ и 6 ГэВ/с падают на 5 и 12 порядков соответственно. Зависимость от центральности усиливается с уменьшением p_T . На рис. 5, *b* представлена зависимость величины z от поперечного импульса пиона для этого же процесса. Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные по ядро-ядерным взаимодействиям (см. рис. 4) позволяют установить поведение функции $\Psi(z)$ до $z \approx 10$. Величина $z = 30$, соответствующая импульсам 6 и 25 ГэВ/с при энергиях 9,2 и 200 ГэВ, реально может быть достигнута только при меньшей (9,2 ГэВ) энергии. Поэтому энергетическое сканирование в области $s_{NN}^{1/2} = 10$ –40 ГэВ представляется наиболее оптимальным для предлагаемых исследований, недоступных на LHC и требующих повышения светимости на RHIC.

Подчеркнем еще раз, что рост ε_{AA} с центральностью столкновения соответствует увеличению энергетических потерь вторичных частиц в созданной среде при их фрагментации. Такая зависимость способствует размыванию области локализации критической точки фазового перехода. Поэтому переход в кумулятивную область при фиксированной центральности является важным условием поиска области нахождения критической точки в терминах измеряемых величин.

В рамках z -скейлинга развивается микроскопический сценарий взаимодействия адронов и ядер на уровне взаимодействующих конstituентов. В этом сценарии предсказывается, например, зависимость величины энергетических потерь конstituентов от энергии

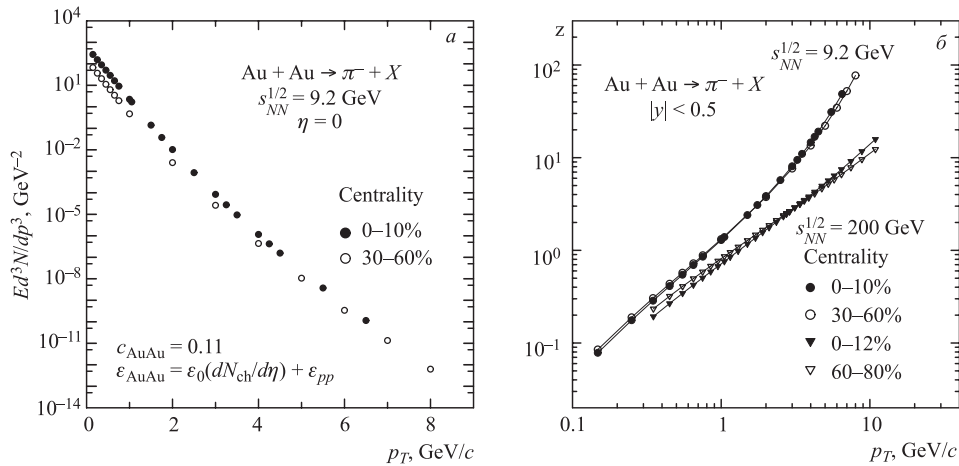


Рис. 5. Спектр (*a*) и z - p_T -зависимость (*b*) рождения пионов в AuAu-столкновениях в центральной ($\eta = 0$) области при энергии $s_{NN}^{1/2} = 9,2$ ГэВ

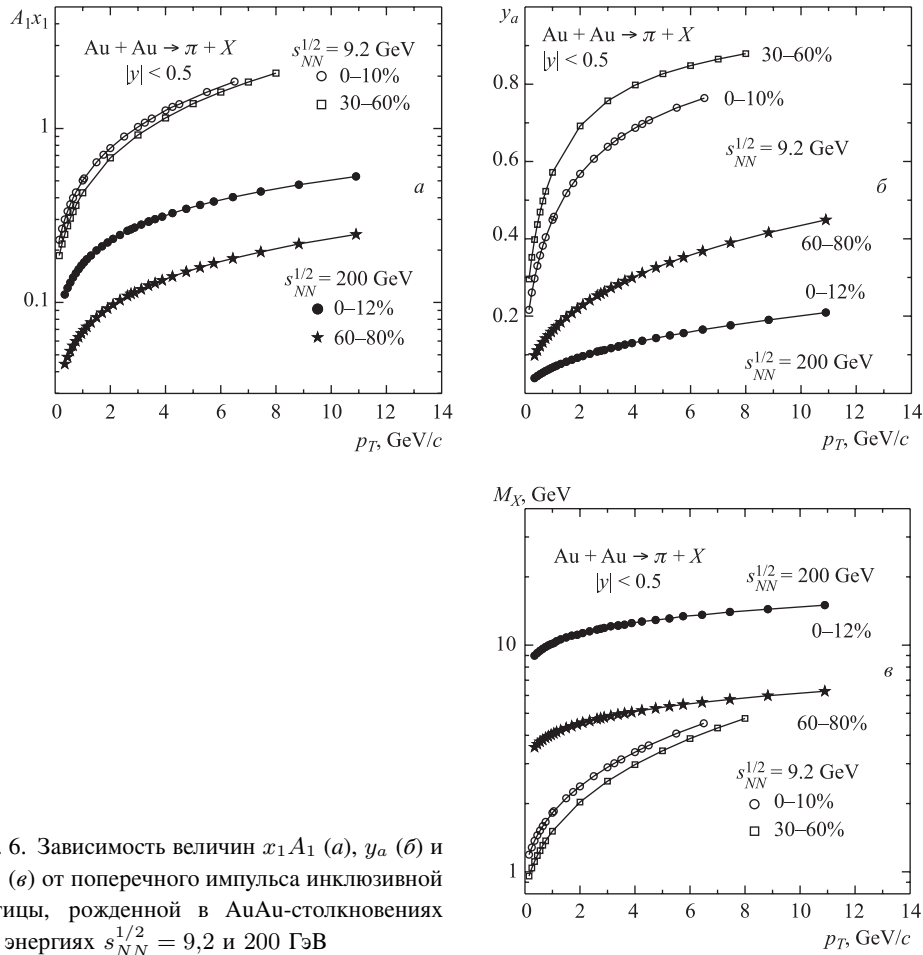


Рис. 6. Зависимость величин $x_1 A_1$ (а), y_a (б) и M_X (в) от поперечного импульса инклюзивной частицы, рожденной в AuAu-столкновениях при энергиях $s_{NN}^{1/2} = 9,2$ и 200 ГэВ

и центральности столкновения, поперечного импульса и типа инклюзивной частицы, а также характер диссипации энергии в области рождения системы отдачи кумулятивной частицы.

На рис. 6 показаны величины: доля импульса нуклона ядра, уносимая конститuentом $x_1 A_1$, доля импульса рассеянного конститuenta, уносимого инклюзивной частицей y_a , и масса системы M_X , балансирующая рождение пиона в зависимости от его поперечного импульса для AuAu-столкновений при энергиях $s_{NN}^{1/2} = 9,2$ и 200 ГэВ.

4. САМОПОДОБИЕ В РОЖДЕНИИ КУМУЛЯТИВНЫХ АДРОНОВ С БОЛЬШИМИ p_T

Особый интерес представляет изучение рождения частиц с учетом зависимости порядка кумуляции $x_1 A_1$ от центральности. Отметим, что область $x_1 A_1 > 1$ на рис. 6, а соответствует кумулятивным процессам с рождением частиц с большими поперечными

импульсами, ранее она не исследовалась. Как видно из рис. 6, *a*, эта область реально достижима только при меньшей энергии.

Зависимость порядка кумуляции от центральности при энергии $s_{NN}^{1/2} = 9,2$ ГэВ более слабая, чем при 200 ГэВ во всем указанном диапазоне по поперечному импульсу p_T . Отметим, что характер фрагментации, зависящий от множественности, может смягчить выход в кумулятивную область. В этой области предлагается проверить степенное поведение $\Psi(z)$ как при малых, так и при больших z . С ростом параметра кумуляции $x_1 A_1$ величина y_a увеличивается (рис. 6, *б*). Это означает, что с уменьшением энергии и центральности уменьшается величина энергетических потерь вторичных частиц при их фрагментации в наблюдаемые адроны. Отметим, что дальнейшее снижение энергии столкновения нежелательно, так как приводит к уменьшению инклюзивных каналов реакции.

Масса нерегистрируемой системы M_X при энергии $s_{NN}^{1/2} = 9,2$ ГэВ резко возрастает с поперечным импульсом (или порядком кумуляции) (рис. 6, *в*) по сравнению со случаем 200 ГэВ. Чувствительность M_X к центральности увеличивается с ростом энергии. Предполагается, что выход в кумулятивную область в событиях с большей множественностью может привести к дополнительному отбору событий с более плотной (сжатой) ядерной материей. При этом можно ожидать более точную локализацию критической точки фазового перехода. Локальность взаимодействия конститuentов дает возможность прямого измерения инвариантной массы M_X , которая по существу представляет собой массу кумулятивной струи отдачи.

Кумулятивная область, соответствующая величине кумулятивного числа 1–2, охватывает диапазон импульсов регистрируемых пионов в столкновениях ядер золота при энергии 9,2 ГэВ вблизи 90° в системе центра масс двух нуклонов от 4 до 8 ГэВ/ c (рис. 6, *a*). В этой области (область жестких кумулятивных процессов) можно исследовать структуру (δ_A) самих флуктонов [14–16] — частицеподобных флуктуаций ядерной материи и фрагментацию (ε_{AA}) частиц, рожденных в их столкновениях. При больших z фрактальные размерности δ_A чувствительны к поведению спектров при больших p_T . В области жесткой кумуляции можно исследовать зависимость величины ε_{AA} от плотности множественности. Измерения спектров частиц могут проводиться для столкновений как симметричных, так и несимметричных ядер, начиная с легких (D, He, Li). Предпочтительность выбора ядра определяется экспериментальными возможностями выхода в кумулятивную область и малостью энергетических потерь ($y_a \rightarrow 1$). Для тяжелых ядер достижение кумулятивной границы более статистически вероятно, но недостаток в том, что большие энергетические потери ($y_a < 0,5$) должны привести к «размыванию» поведения параметров δ , c вблизи критической точки. Множественность как одна из экспериментально измеряемых величин может быть использована при отборе событий для «регулирования» свойств среды, в которой происходят флуктонные взаимодействия.

При рождении кумулятивной частицы в столкновении флуктонов образуется много-частичная система, импульс, масса и квантовые числа которой должны быть скоррелированы (по законам сохранения) с характеристиками самой частицы. Величина множественности во флуктонном подпроцессе определяется величиной $M_X \sim 1/y_b$. Для класса событий, определяемого величиной средней множественности $dN/d\eta$, зависимость M_X от кумулятивного числа связана с относительной долей флуктонных взаимодействий, которые сохраняют общую множественность в этом классе. В кумулятивной области,

далекой от кинематической границы процесса, корреляция множественности во флуктонном столкновении и средней множественности события определенного класса показана на рис. 6, в. Появление антикорреляции (падение M_X с увеличением кумулятивного числа x_1) ожидается вблизи кинематической границы, которая достижима для более легких ядер при меньших импульсах инклюзивной частицы. С ростом кумулятивного числа обе множественности должны проявлять тенденцию к падению. Эффект антикорреляции наиболее предпочтителен для изучения в столкновениях легких ядер (например, D, He, Li) при энергиях, допускающих регистрацию импульсов инклюзивной частицы вблизи кинематической границы.

Ожидается, что при переходе в кумулятивную область фрактальные размерности и удельная теплоемкость могут быть чувствительны к величине кумуляции. Изменение этих величин предлагается рассматривать в качестве сигнатуры новых явлений и, в частности, фазового перехода. Определяя зависимость фрактальных размерностей от порядка кумулятивности ($x_1 A_1$, $x_2 A_2$) процесса, можно исследовать структуру самих флуктонов (δ_A) и свойства процесса фрагментации (ε_{AA}) частиц, рожденных в их столкновениях. Учет зависимости выходов от центральности может усилить чувствительность этих характеристик к порядку кумулятивности. Предполагается, что в этой области соотношение $\delta_A = A\delta$ может быть нарушено (например, $\delta_A = A^d\delta$, $d > 1$). Фрактальная размерность будет расти с порядком кумулятивности: для флуктона (локальная кумуляция ядерной материи в ядре) она больше, чем для обычного ядра.

Предлагаемые для исследований процессы жесткой кумуляции отличаются от мягких кумулятивных процессов, характеризуемых малыми поперечными импульсами ($p_T < 100$ МэВ/с). Мягкие кумулятивные процессы изучались при фрагментации ядер в заднюю полусферу в экспериментах с фиксированной мишенью [17–25] (см. также работу [25, 26] и ссылки). Некоторые теоретические аспекты описания этих процессов анализировались в [27–30]. Сценарий и характеристики флуктон-флуктонного взаимодействия для поиска фазового перехода в кварк-глюонную плазму обсуждались в [31]. В работе [32] представлены первые результаты измерений спектров кумулятивных фотонов в реакции $^{12}\text{C} + ^9\text{Be} \rightarrow \gamma + X$ в области $p_T \geq 1$ ГэВ/с. Для отбора флуктон-флуктонного взаимодействия использовался триггер на рождение высокоэнергетических фотонов.

Достигнутая в экспериментах с протонными пучками кинематическая область соответствует $z < 1$. В этой области функция $\Psi(z)$ для рождения частиц в центральной области быстрой ($y \approx 0$) демонстрирует выход на асимптотический режим при малых z .

Кинематическая область, предлагаемая для исследования рассматриваемых процессов, соответствует центральной области псевдобыстрот $|\eta| < 1-2$ и поперечных импульсов инклюзивной частицы, соответствующей выходу в кумулятивную область ($x_1 A_1 > 1$) при данной энергии.

5. НЕСИММЕТРИЧНЫЕ СТОЛКНОВЕНИЯ ЯДЕР

При столкновениях несимметричных ядер или несимметричных столкновениях одинаковых ядер (или протонов) величина отношения $a = \delta_1/\delta_2 \neq 1$ не равна единице. В этом случае величина параметра анизотропии U [33, 34]:

$$U = \frac{a-1}{2\sqrt{a}}\xi, \quad 0 < \xi < 1, \quad (8)$$

где ξ — кинематический параметр, не равна нулю. Отличие фрактальных размерностей сталкивающихся ядер в кумулятивной и некумулятивной областях может существенно увеличить анизотропию $U = \langle U \rangle$. Параметр анизотропии — важное составляющее теории z -скейлинга. Он является параметром порядка и определяет метрику в импульсном пространстве:

$$P^2 \equiv \tilde{g}_{\alpha\beta} P^\alpha P^\beta = \frac{P_0^2 - \mathbf{P}^2 + 2P_0(\mathbf{U}\mathbf{P}) - (\mathbf{U} \times \mathbf{P})^2}{1 + U^2} = m_0^2. \quad (9)$$

Здесь P_0 и \mathbf{P} — компоненты (энергия и импульс) 4-вектора P^α и $\tilde{g}_{\alpha\beta}$ — метрический тензор. Анизотропная метрика в импульсном пространстве должна индуцировать анизотропию в координатном пространстве и способствовать динамическому усилению механизма нарушения дискретных симметрий, в частности, приводить к нарушению пространственной (P) и комбинированной (CP) четности. Одним из следствий уравнения (9) является изменение преобразований Лоренца, действующих в пространстве Минковского с псевдоевклидовой метрикой $g_{\alpha\beta} = (1, -1, -1, -1)$. Новые преобразования вектора P^α из одной «инерциальной» системы в другую содержат в качестве параметра величину U , определяющую масштаб, на котором рассматривается элементарный подпроцесс. Метрика (9) явно нарушает P - и T -инвариантность. Изменение метрики соответствует спонтанному нарушению симметрии пространства. Отметим, что величина асимметрии U изменяется с изменением масштаба. Предполагаем, что этот эффект должен усиливаться с уменьшением масштаба (т.е. с увеличением кинематического разрешения, $\xi \rightarrow 1$) и уменьшаться в процессах с малыми поперечными импульсами ($\xi \rightarrow 0$) даже при $a \neq 0$. В настоящее время установлено [35] степенное поведение функции $\Psi(z)$ для процессов с рождением инклюзивных струй (до $E_T \approx 600$ ГэВ) в протон-антипротонных столкновениях на тэватроне при энергии $s_{NN}^{1/2} = 1,96$ ТэВ до масштабов $\sim 10^{-4}$ фм. Сходное степенное поведение $\Psi(z)$ наблюдается также для различных типов адронов ($\pi, K, J/\psi, D, B \dots$) [5] и прямых фотонов [36]. Эта общая закономерность может рассматриваться как косвенное указание на существование анизотропии и топологического механизма, ответственного за нарушение дискретных (C, P, T) симметрий на малых масштабах (топологический механизм нарушения P - и CP -четности в сильных взаимодействиях тяжелых ионов на больших масштабах или импульсах $p_T < 2$ ГэВ/с детально обсуждается в работах [37, 38]). Как отмечалось выше, структура самих частиц, взаимодействия их конstituентов и механизма фрагментации описывается фрактальными размерностями. Можно предположить, что свойства анизотропии и фрактальности объединяют свойства частиц со свойствами самого (импульсного) пространства. Поэтому естественно рассматривать импульсное пространство как геометрический носитель свойств адронных конstituентов и их (электромагнитных, слабых, сильных, гравитационных) взаимодействий с фрактальной структурой самого пространства.

Мы предполагаем, что при столкновениях даже симметричных ядер возможны флуктуации аномальных размерностей сталкивающихся ядер, которые приводят к спонтанному нарушению симметрии метрики импульсного пространства (9). В этом случае кинематика процесса существенно зависит от масштаба.

На рис. 7 приведена зависимость величины параметра анизотропии U от поперечного импульса пиона, рожденного в AuAu-столкновениях при энергиях $s_{NN}^{1/2} = 9,2$ и 200 ГэВ в центральной области быстрот. Расчеты проведены в предположении, что фрактальные

размерности δ_1 и δ_2 отличаются на 5 %. Это дает в рассматриваемом диапазоне импульсов $p_T < 10$ ГэВ/с верхнюю оценку на величину $U < 1,5 \cdot 10^{-4}$. Как видно из рис. 7, сильная зависимость от энергии столкновения наблюдается в области больших p_T . Величина U уменьшается с ростом энергии и увеличивается с ростом центральности. Отметим, что с выходом в кумулятивную область ($p_T > 3,5$ ГэВ при $s_{NN}^{1/2} = 9,2$ ГэВ) рост параметра анизотропии U с поперечным импульсом p_T сохраняется.

Наряду с кинематическим описанием взаимодействия в рамках развиваемого сценария представляет интерес такая динамическая характеристика процесса, как потеря энергии (energy loss) конstituента при прохождении среды. Она зависит от энергии столкновения ядер и поперечного импульса регистрируемой инклюзивной частицы. На рис. 8 показана зависимость величины y_a от z для процесса рождения пионов в AuAu- и PbPb-столкновениях при энергиях $s_{NN}^{1/2} = 9,2, 62,4, 200$ и $17,3$ ГэВ соответственно. Видно, что величина потерь, характеризуемая фактором $(1 - y_a)$, уменьшается с увеличением разрешения (Ω^{-1}) и в кумулятивной области ($x_1 A_1 > 2$) при энергии 9,2 ГэВ не превышает 20 %.

Наличие анизотропии — необходимое условие появления вихревых структур на различных масштабах. Эти вихревые структуры можно рассматривать в качестве геометрического носителя, на котором проявляются различные свойства частиц (заряд, спин, масса). Анизотропия, характеризуемая величиной U , увеличивается с уменьшением масштаба. При этом передача энергии при «дроблении» вихрей происходит с уменьшением диссипации ($y_a \rightarrow 1$). Эволюция системы по масштабу соответствует эволюции по времени. Здесь мы проводим аналогию с турбулентным течением жидкости, описываемым законом Колмогорова–Обухова для спектра энергии вихрей в режиме развитой турбу-

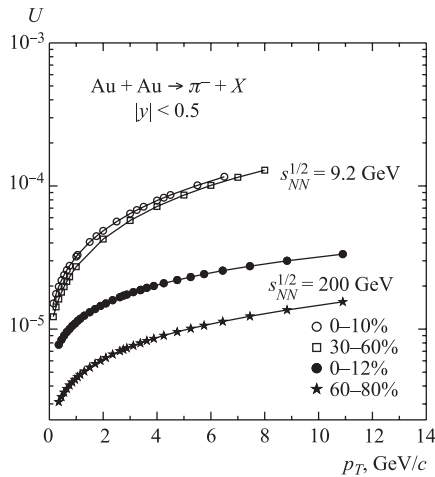


Рис. 7. Параметр анизотропии U для рождения π^- -мезонов в периферических (30–60, 60–80%) и центральных (0–10, 0–12%) AuAu-столкновениях при энергиях $s_{NN}^{1/2} = 9,2$ и 200 ГэВ

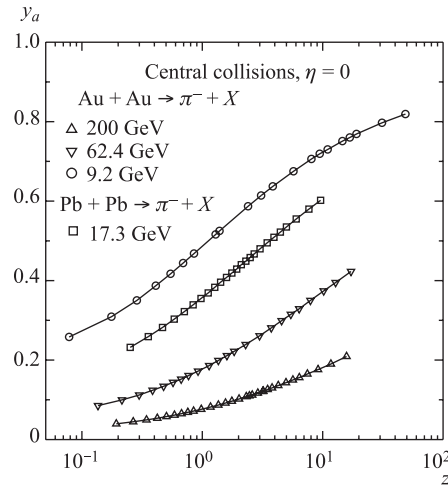


Рис. 8. Зависимость y_a от z для рождения π^- -мезонов в центральных AuAu- и PbPb-столкновениях при энергиях $s_{NN}^{1/2} = 9,2, 62,4, 200$ и $17,3$ ГэВ соответственно

лентности [39, 40]. Качественное отличие от классической гидродинамики, учитывающей вязкое трение, усматривается в отсутствии энергетических потерь малыми вихрями. Возможно, это связано со свойством асимптотической свободы теории КХД. Переход от турбулентного течения ядерной материи к ламинарному соответствует переходу от малых масштабов с $U \neq 0$ к большим масштабам, на которых $U = 0$. Предлагаемый выше сценарий требует дальнейшего развития, а его характерные черты — экспериментальной проверки.

В нашем случае обе области описываются степенными асимптотиками универсальной функции $\Psi(z)$, зависящей от параметра подобия z . Фазовый переход в рамках предлагаемого сценария соответствует изменению величины асимметрии U , а значит, и изменению фрактальных размерностей. Последнее, несомненно, скажется и на величине параметра наклона функции $\Psi(z)$. Установленная для протон-протонных столкновений флейворная независимость формы скейлинговой функции (рис. 1) указывает на универсальный характер процессов взаимодействия, проявляющий самоподобие в рождении частиц на различных масштабах. Мы предполагаем, что сканирование как по энергии столкновения, так и по поперечному импульсу частицы позволит установить область, в которой выполняются свойства, диктуемые z -скейлингом, и будет способствовать поиску и исследованию новых физических явлений, связанных с его нарушением.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы предлагаем провести исследования по поиску сигнатур фазовых переходов в ядерной материи в кумулятивной области (область, запрещенная для рождения частиц в кинематике на свободных нуклонах) при рождении адронов с большими поперечными импульсами. Для этого предлагается измерить инклюзивные спектры адронов (например, нейтральных и заряженных π - и K -мезонов) в столкновениях ядер в центральной области быстрот с кумулятивным триггером и триггером на большие множественности в диапазоне энергий столкновения $s_{NN}^{1/2} = 10\text{--}40$ ГэВ.

Измерение спектров частиц различного флейворного состава при энергиях будущих ускорителей FAIR в GSI и NICA в ОИЯИ как в области малых ($z < 0,1$), так и больших ($z > 10$) поперечных импульсов представляет особый интерес. Такие измерения могли бы дать новую и важную информацию для поиска фазовых переходов и изучения коллективных эффектов в столкновениях протонов и ядер, проверки самоподобия рождения частиц на малых масштабах в кумулятивной области. Степенное поведение функции $\Psi(z)$ при больших z является указанием на топологический механизм нарушения дискретных симметрий. Проверка этого режима в кумулятивной области представляет интерес для изучения природы нарушения четности в сильных взаимодействиях на малых масштабах. Область энергий, которая, по нашему мнению, является наиболее оптимальной для обсуждаемых выше экспериментальных исследований $s_{NN}^{1/2} = 10\text{--}40$ ГэВ, соответствует области энергетического сканирования, планируемого также на ускорителях тяжелых ядер SPS в CERN и RHIC в BNL.

Авторы благодарны А. В. Ставинскому за обсуждение представленных предложений и замечания по улучшению статьи. Работа поддержана IRP AVOZ10480505, грантом 202/07/0079 Агентства грантов Чешской Республики и грантом РНП.2.1.1.5409 Министерства науки и образования Российской Федерации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hankey A., Stanley H. E. // Phys. Rev. B. 1972. V. 6. P. 3515–3542.
2. Stanley H. E. // Rev. Mod. Phys. 1999. V. 71. P. S358–S366.
3. Tokarev M. V. et al. // Intern. J. Mod. Phys. A. 2001. V. 16. P. 1281–1301.
4. Zborovsky I., Tokarev M. V. // Phys. Rev. D. 2007. V. 75. P. 094008-1–094008-22.
5. Zborovsky I., Tokarev M. V. // Intern. J. Mod. Phys. A. 2009. V. 24. P. 1417–1442.
6. Zborovsky I., Tokarev M. V. // Phys. At. Nucl. 2009. V. 72. P. 552–560.
7. Tokarev M. V. // Phys. At. Nucl. 2009. V. 72. P. 541–551.
8. Abelev B. I. et al. (STAR Collab.). Energy Dependence of π^\pm , p and Anti- p Transverse Momentum Spectra for Au+Au Collisions at $s_{NN}^{1/2} = 62.4$ and 200 GeV // Phys. Lett. B. 2007. V. 655. P. 104–113; nucl-ex/0703040;
Abelev B. I. et al. (STAR Collab.). Identified Baryon and Meson Distributions at Large Transverse Momenta from Au+Au Collisions at $s_{NN}^{1/2} = 200$ GeV // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. P. 152301-1–152301-6.
9. Tokarev M. V., Zborovsky I. JINR Preprint E2-2009-40. Dubna, 2009. P. 23.
10. Back B. B. et al. (PHOBOS Collab.). Identified Hadron Transverse Momentum Spectra in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV // Phys. Rev. C. 2007. V. 75. P. 024910-1–024910-13.
11. Kumar L. (for STAR Collab.). Bulk Properties in Au+Au Collisions at $s_{NN}^{1/2} = 9.2$ GeV in STAR Experiment at RHIC // The 21st Intern. Conf. on Ultra-Relativistic Nucleus–Nucleus Collisions «Quark Matter 2009», Knoxville, TN, USA, March 29 — April 4, 2009; <http://www.phy.ornl.gov/QM09/qm09.shtml>
12. Kumar L. (for STAR Collab.). First Results from Au+Au Collisions at $s_{NN}^{1/2} = 9.2$ GeV in STAR // Intern. Conf. on Strangeness in Quark Matter (SQM 2008), Beijing, Oct. 6–10, 2008; <http://qm.phys.tsinghua.edu.cn/thu-henp/2008/sqm2008/index.php>
13. Alt C. et al. (NA49 Collab.). High Transverse Momentum Hadron Spectra at $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV in Pb+Pb and $p + p$ Collisions // Phys. Rev. C. 2008. V. 77. P. 034906-1–034906-11.
14. Блохинцев Д. И. О флуктуациях плотности ядерного вещества // ЖЭТФ. 1957. Т. 33. С. 1295–1299.
15. Вуров В. В., Лукьянов В. К., Титов А. И. // Phys. Lett. B. 1977. V. 67. P. 46–48.
16. Лукьянов В. К., Титов А. И. Ядерные реакции с большой передачей импульса и гипотеза флуктонов в ядрах // ЭЧАЯ. 1979. Т. 10. С. 815–849.
17. Балдин А. М. // Краткие сообщ. по физике ФИАН. 1971. Вып. 1. С. 35–39;
Балдин А. М. // ЭЧАЯ. 1977. Т. 8. С. 429–477.
18. Ставинский В. С. Предельная фрагментация ядер — кумулятивный эффект (эксперимент) // ЭЧАЯ. 1979. Т. 10, вып. 5. С. 949–995.
19. Schroeder L. S. et al. // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. P. 1787–1791.
20. Лексин Г. А. Ядерный скейлинг. Элементарные частицы // Третья шк. физики ИТЭФ. М., 1975. Вып. 2. С. 5;
Лексин Г. А. Ядерный скейлинг. М., 1975. С. 90.
21. Вауков Y. D. et al. // Phys. Rev. C. 1979. V. 20. P. 764–772.
22. Nikiforov N. A. et al. // Phys. Rev. C. 1980. V. 22. P. 700–710.
23. Boyarinov S. V. et al. Production of Cumulative Protons at Momenta 0.6 GeV/c to 1.83 GeV/c // Sov. J. Nucl. Phys. 1987. V. 46. P. 871–880; Yad. Fiz. 1987. V. 46. P. 1472–1481.
24. Gavrishchuk O. P. et al. // Nucl. Phys. A. 1991. V. 523. P. 589–596.
25. Бондарев В. К. Кумулятивное рождение частиц на пучках протонов и ядер // ЭЧАЯ. 1997. Т. 28. С. 13–88.

26. *Gavrilov V. B. et al.* Study of Deep Inelastic Nuclear Reactions // Nucl. Phys. A. 1991. V. 532. P. 321–338.
27. *Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л.* // ЭЧАЯ. 1980. Т. 11. С. 571–629;
Frankfurt L. L., Strikman M. I. Hard Nuclear Processes and Microscopic Nuclear Structure // Phys. Rep. 1988. V. 160. P. 235–427;
Frankfurt L. L., Strikman M. I. High-Energy Phenomena, Short-Range Nuclear Structure and QCD // Phys. Rep. 1981. V. 76. P. 215–347.
28. *Ефремов А. В.* Кварк-партоновая картина кумулятивного рождения // ЭЧАЯ. 2002. Т. 13. С. 613–677.
29. *Буров В. В., Лукьянов В. К., Титов А. И.* Многокварковые системы в ядерных процессах // ЭЧАЯ. 1984. Т. 15. С. 1249–1295.
30. *Braun M., Vechernin V.* // Nucl. Phys. B. 1994. V. 427. P. 614; Phys. At. Nucl. 1997. V. 60. P. 432; 2000. V. 63. P. 1831;
Браун М. А., Вечернин В. В. Механизм кварковой коалесценции вблизи порога // ТМФ. 2004. Т. 139. С. 381–404.
31. *Lekin G. A.* // Phys. At. Nucl. 2002. V. 65. P. 1985–1994; Yad. Fiz. 2002. V. 65. P. 2042–2051.
32. *Алексеев И. Г. и др.* Измерение спектров кумулятивных фотонов при больших поперечных импульсах в $^{12}\text{C}-^9\text{Be}$ -взаимодействиях при энергии 3,2 А ГэВ // ЯФ. 2008. Т. 71, вып. 11. С. 1–12.
33. *Zborovsky I.* Z-Scaling and Space-Time Structural Relativity. hep-ph/0311306.
34. *Tokarev M. V., Zborovsky I.* Z-Scaling as Manifestation of Symmetry in Nature // Proc. of Seminar «Symmetries and Integrable Systems» / Ed. A. N. Sissakian. Dubna, 2006. V. 2. P. 154–168.
35. *Tokarev M. V., Dedovich T. G.* Verification of z-Scaling at RHIC and Tevatron // Phys. At. Nucl. 2005. V. 68. P. 404–413; Yad. Fiz. 2005. V. 68. P. 433–442.
36. *Tokarev M., Efimov G.* Z-Scaling, High- p_T Direct Photon and π^0 Meson Production at RHIC and LHC. hep-ph/0209013.
37. *Kharzeev D. E., McLerran L. D., Warringa H. J.* // Nucl. Phys. A. 2008. V. 803. P. 227–253.
38. *Fukushima K. et al.* The Chiral Magnetic Effect // Phys. Rev. D. 2008. V. 78. P. 074033-1–074033-14.
39. *Колмогоров А. Н.* Локальная структура турбулентности в несжимаемой жидкости при очень больших числах Рейнольдса // Докл. АН СССР. 1941. Т. 30, вып. 4. С. 299–303.
40. *Обухов А. М.* О распределении энергии в спектре турбулентного потока // Докл. АН СССР. 1941. Т. 32, вып. 1. С. 22–24.

Получено 14 июля 2009 г.