

P2-2009-109

М. В. Токарев*, И. Зборовски^{1,**}

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

Направлено в журнал «Письма в ЭЧАЯ»

¹Институт ядерной физики, Академия наук Чешской Республики, Ржеж,
Чешская Республика

*E-mail: tokarev@sunhe.jinr.ru

**E-mail: zborovsky@ujf.cas.cz

Токарев М. В., Зборовски И.

P2-2009-109

Самоподобие рождения адронов в кумулятивных процессах с большими поперечными импульсами и нарушение дискретных симметрий на малых масштабах (предложение к эксперименту)

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.

Работа выполнена в Лаборатории физики высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2009

Tokarev M. V., I. Zborovský

P2-2009-109

Self-Similarity of High- p_T Hadron Production in Cumulative Processes and Violation of Discrete Symmetries at Small Scales (Suggestion for Experiment)

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.

The investigation has been performed at the Veksler and Baldin Laboratory of High Energy Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2009

ВВЕДЕНИЕ

Концепции «скейлинга» и «универсальности» получили широкое развитие для понимания критических явлений [1, 2]. Скейлинг означает, что системы вблизи критической точки проявляют свойство самоподобия и инвариантны по отношению к масштабным преобразованиям. Универсальность их поведения проявляется 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 рождается 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 $N\text{--}N$ -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 представляет одну и ту же кривую.

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 конstituентов 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 .

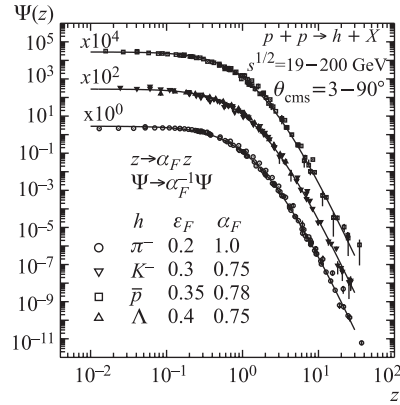


Рис. 1. Инклюзивные спектры рождения адронов в протон-протонных столкновениях в z -представлении. Символы представляют экспериментальные данные, полученные в экспериментах, проведенных в ЦЕРН, FNAL и BNL (рисунок взят из работы [5])

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 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 импульсов) наблюдаемое степенное поведение скейлинговой функции свидетельствует о самоподобии структуры и взаимодействии конstituентов на малых масштабах. Отметим, что теория z -скейлинга дает жесткие ограничения на асимптотическое поведение функции $\Psi(z)$, которое отличается от предсказаний пертурбативной КХД [4, 7]. Это ограничение может быть использовано при проведении глобального КХД-фита и 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 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, *а* 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, *б*), проведенные с параметром ε_{pp} , используемым для анализа протон-протонных взаимодействий, показали подавление функции $\Psi(z)$ с ростом центральности в ядерных взаимодействиях. Оно 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.

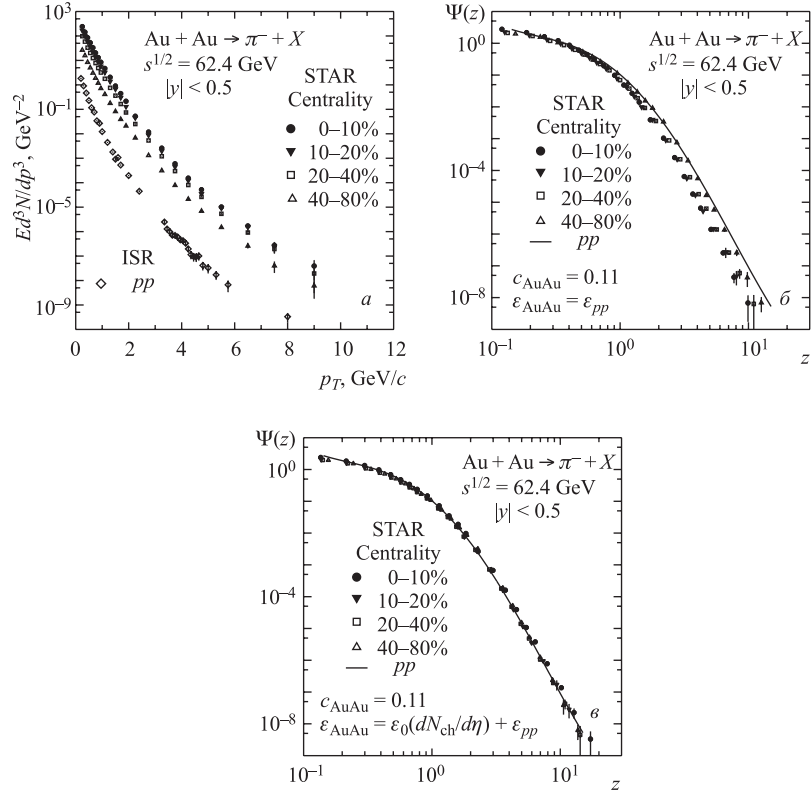


Рис. 2. Инклюзивные спектры пионов в AuAu-столкновениях при энергии $s_{NN}^{1/2} = 62,4$ ГэВ и различных центральностях [8], полученные коллаборацией STAR на RHIC: а) p_T -представление, б) и в) z -представление без и с учетом зависимости ε_{AA} от центральности столкновения соответственно

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

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 конститuentов. 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 ($c_{pp} > c_{CuCu} > c_{AuAu}$) 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 наблюдается 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 предполагается зависимость фрактальной размерности ε_{AA} от плотности множественности. Результаты анализа спектров пионов в PbPb- [13] и AuAu- [8]

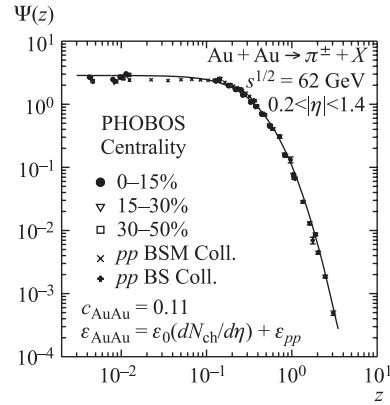


Рис. 3. Инклюзивные спектры пионов в AuAu-столкновениях при энергии $s_{NN}^{1/2} = 62,4$ ГэВ/с и различных центральностях, полученные коллаборацией PHOBOS на RHIC [10]

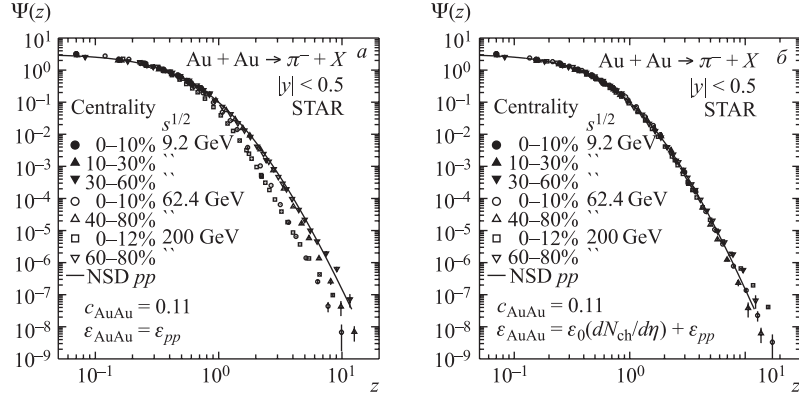


Рис. 4. Инклюзивные спектры (z -представление) пионов в AuAu-столкновениях при энергиях $s_{NN}^{1/2} = 9,2, 63$ и 200 ГэВ [8, 11, 12], полученные коллаборацией STAR на RHIC. Функция $\Psi(z)$ получена без учета (а) и с учетом (б) зависимости ε_{AA} от плотности множественности

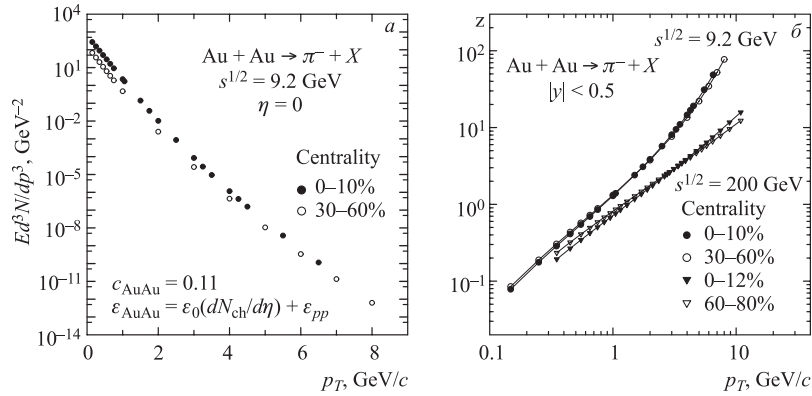


Рис. 5. Спектр (а) и z - p_T -зависимость (б) рождения пионов в AuAu-столкновениях в центральной ($\eta = 0$) области при энергии $s_{NN}^{1/2} = 9,2$ ГэВ

соударениях при энергии $s_{NN}^{1/2} = 17,3$ 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, а 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 $p_T = 0,2\text{--}8$ ГэВ/с, соответствующий изменению $z = 0,1\text{--}100$ (рис. 5, б). 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, б 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 $s_{NN}^{1/2} = 10\text{--}40$ ГэВ

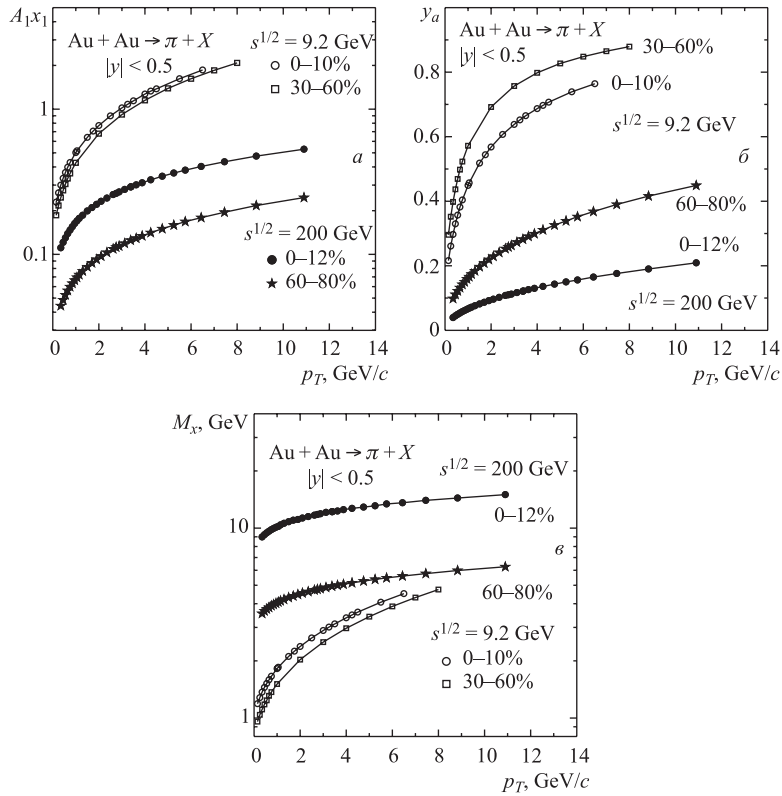


Рис. 6. Зависимость величин $x_1 A_1$ (а), y_a (б) и M_X (в) от поперечного импульса инклюзивной частицы, рожденной в AuAu-столкновениях при энергиях $s_{NN}^{1/2} = 9,2$ и 200 ГэВ

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 конститuentов. В этом сценарии предсказывается, например, зависимость величины энергетических потерь конститuentов от энергии 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 энергии $s_{NN}^{1/2} = 9,2$ и 20 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, *a* соответствует кумулятивным процессам с рождением частиц с большими поперечными импульсами, которая ранее 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, *b*). 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 конstituентов 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/с (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 многочастичная 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, *b*. 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 быстрот ($y \approx 0$) 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 $U = \langle \vec{U} \rangle$. Параметр анизотропии является важным составляющим теории z -скейлинга. Он является параметром порядка и определяет метрику в импульсном пространстве:

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

Здесь P_0 и \vec{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 псевдоэвклидовой метрикой $g_{\alpha\beta} = (1, -1, -1, -1)$. Новые преобразования вектора P^α из одной «инерциальной» системы в другую содержат в качестве параметра величину \vec{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 конститuentов 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.

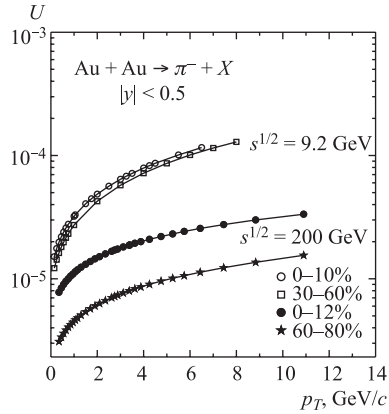


Рис. 7. Параметр анизотропии U для рождения π^- -мезонов в периферических (30–60, 60–80%) и центральных (0–10, 0–12%) AuAu-столкновениях при энергии $s_{NN}^{1/2} = 9,2$ и 200 ГэВ

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 является необходимым условием для появления вихревых структур на различных масштабах. Эти вихревые структуры можно

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,

рассматривать в качестве геометрического носителя, на котором проявляются различные свойства частиц (заряд, спин, масса). Анизотропия, характеризующаяся 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 турбулентности [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

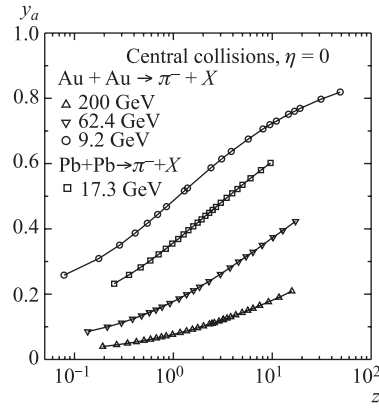


Рис. 8. Зависимость y_a от z для рождения π^- -мезонов в центральных AuAu- и PbPb-столкновениях при энергии $s_{NN}^{1/2} = 9,2, 62,4, 200$ и 17,3 ГэВ соответственно

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 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 ЦЕРН 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.

ЛИТЕРАТУРА

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., Zborovsky I., Panebratsev Yu., Skoro G. // Int. 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. // Int. J. Mod. Phys. A. 2009. V. 24. P. 1417–1442.
6. Zborovsky I., Tokarev M. V. // Phys. Atom. Nucl. 2009. V. 72. P. 552–560.
7. Tokarev M. V. // Phys. Atom. 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. 152301–152301.

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 International Conference 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 // International Conference on Strangeness in Quark Matter (SQM 2008), Beijing, China, 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. Burov V. V., Lukyanov V. K., Titov A. I. // Phys. Lett. B. 1977. V. 67. P. 46–48.
16. Лукьянов В. К., Титов А. И. Ядерные реакции с большой передачей импульса и гипотеза флюктонов в ядрах // ЭЧАЯ. 1979. Т. 10. С. 815–849.
17. Балдин А. М. // Краткие сообщения 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 школа физики ИТЭФ. М.: Атомиздат, 1975. Вып. 2. С. 5; Лексин Г. А. Ядерный скейлинг. М.: МИФИ, 1975. С. 90.
21. Vayukov 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. Atom. 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. *Leksin G. A.* // Phys. Atom. 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: JINR, 2006. V. 2. P. 154–168.
35. *Tokarev M. V., Dedovich T. G.* Verification of z-Scaling at RHIC and Tevatron // Phys. Atom. 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 // ДАН СССР. 1941. Т. 30, вып. 4. С. 299–303.
40. *Обухов А. М.* О распределении энергии в спектре турбулентного потока // ДАН СССР. 1941. Т. 32, вып. 1. С. 22–24.

Получено 14 июля 2009 г.

Редактор *А. И. Петровская*

Подписано в печать 13.10.2009.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,31. Уч.-изд. л. 1,54. Тираж 415 экз. Заказ № 56725.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/