

МРНТИ 29.05.29

https://doi.org/10.26577/RCPH-2019-i4-2

<sup>1,2,\*</sup>А.И. Федосимова , <sup>2</sup>М.Е. Абишев ,  
<sup>2</sup>Т.А. Кожамкулов, <sup>3</sup>И.А. Лебедев 

<sup>1</sup>Институт ядерной физики, Казахстан, г. Алматы

<sup>2</sup>Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы

<sup>3</sup>Физико-технический институт, Satbaev University, Казахстан, г. Алматы

\*e-mail: ananastasia@list.ru

## ОСОБЕННОСТИ В РАСПРЕДЕЛЕНИЯХ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ЯДЕР

**Аннотация.** В работе представлены результаты анализа взаимодействий тяжелых ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  с энергией 158 А·ГэВ и золота  $^{197}\text{Au}$  с энергией 10.7 А·ГэВ с ядрами фотоэмульсии *Em*. Обработка результатов осуществлялась при помощи метода Херста. На основе показателя Херста события были разделены два типа: взрывного и каскадно-испарительного. В событиях взрывного типа обнаружены события, в которых ливневые вторичные частицы вылетают под большими углами. Представлен анализ этого эффекта в зависимости от энергии налетающего ядра. Ядра золота и ядра свинца имеют примерно одинаковую массу, но отличаются по энергии почти в 15 раз. Однако относительное число событий взрывного типа практически одинаково. Во взаимодействиях  $\text{Au} + \text{Em}$  10.7 АГэВ наблюдается 64.7% событий взрывного типа. При этом 8.1% событий полного разрушения, в которых отсутствуют фрагменты ядра мишени. А во взаимодействиях  $\text{Pb} + \text{Em}$  158 АГэВ – 59.7% событий взрывного типа и 8.9% событий полного разрушения. Однако, существенно отличается число событий с большими значениями среднего псевдобыстротного распределения  $\langle \eta \rangle$ . Во взаимодействиях  $\text{Au} + \text{Em}$  10.7 АГэВ 35.6% событий являются событиями взрывного типа с большими значениями  $\langle \eta \rangle$ . В  $\text{Pb} + \text{Em}$  158 АГэВ таких событий всего 8.4%.

**Ключевые слова:** ядро-ядерные взаимодействия, кварк-глюонная плазма, фотоэмульсионная методика.

<sup>1,2,\*</sup>A.I. Fedosimova, <sup>2</sup>M.E. Abishev, <sup>2</sup>T.A. Kozhamkulov, <sup>3</sup>I.A. Lebedev

<sup>1</sup>The Institute of Nuclear Physics, Kazakhstan, Almaty

<sup>2</sup>Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty

<sup>3</sup>Institute of Physics and Technology, Satbaev University, Kazakhstan, Almaty

\*e-mail: ananastasia@list.ru

### Features in distributions of secondary particles in interactions of nuclei

**Abstract.** The paper presents the results of an analysis of the interactions of heavy lead nuclei  $^{208}\text{Pb}$  at energy of 158 AGeV and gold nuclei  $^{197}\text{Au}$  at energy of 10.7 AGeV with photoemulsion nuclei *Em*. The results were processed using the Hurst method. The total ensemble of events has been divided into two classes depending on the Hurst index  $h$ , which are called events of explosive and cascade-evaporation types. In explosive events, interactions have been discovered in which secondary particles are emitted at large angles. The analysis of this effect depending on the energy of the projectile nucleus is presented. Gold and lead nuclei have approximately the same mass, but they differ in energy by almost 15 times. However, the relative number of explosive events is almost the same. In the  $\text{Au} + \text{Em}$  interactions 64.7% of explosive events are observed. Moreover, 8.1% of the interactions are events of complete destruction which have no fragments of the target nucleus. There are 59.7% of explosive type events and 8.9% of complete destruction events in  $\text{Pb} + \text{Em}$  interactions. However, the number of events with large values of the mean pseudorapidity distribution  $\langle \eta \rangle$  differs significantly. In  $\text{Au} + \text{Em}$  interactions, 35.6% of the events are explosive events with large  $\langle \eta \rangle$  values. There are only 8.4% of such events in  $\text{Pb} + \text{Em}$ .

**Key words:** Nuclear-nuclear interactions, quark-gluon plasma, photoemulsion technique.

<sup>1,2,\*</sup> А.И. Федосимова, <sup>2</sup> М.Е. Әбішев, <sup>2</sup> Т.Ә. Қожамқұлов, <sup>3</sup> И.А. Лебедев

<sup>1</sup> Ядролық физика институты, Қазақстан, Алматы қ.

<sup>2</sup> Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.

<sup>3</sup> Физика-техникалық институты, Сәтбаев университеті, Қазақстан, Алматы қ.,  
\*e-mail: ananastasia@list.ru

### Ядролардың өзара іс-қимылындағы қайталама бөлшектердің үлестірілуінің ерекшеліктері

**Аңдатпа.** Жұмыс барысында ауыр ядролардың  $^{208}\text{Pb}$  158 А·ГэВ және  $^{197}\text{Au}$  10.7 А·ГэВ фото-эмульсия ядроларымен өзара әрекеттесуін талдау нәтижелері берілген. Нәтижелерді өңдеу Херст әдісі арқылы жүзеге асырылды. Херст көрсеткіші негізінде оқиғалар екі түрге бөлінді: жарылғыш және каскадты буландырғыш. Жарылғыш түріндегі оқиғаларда нөсерлі екінші реткі бөлшектердің үлкен бұрышпен ұшып шығатыны анықталды. Ұшатын ядроның энергиясына байланысты осы әсердің талдауы ұсынылған. Алтын ядросы мен қорғасын ядросы шамамен бірдей массаға ие, бірақ 15 есе дерлік энергия жағынан ерекшеленеді. Алайда, жарылғыш түріндегі оқиғалардың салыстырмалы саны, энергияны 10 еседен артық арттырғанда іс жүзінде бірдей. Au + Em 10.7 АГЭВ өзара әрекеттестікте жарылғыш түріндегі оқиғалардың 64.7% байқалады. Бұл ретте толық бұзылу оқиғаларының 8.1%-да нысана ядросының фрагменттері жоқ. Ал Pb + Em 158 АГЭВ өзара әрекеттестікте – 59.7% жарылғыш түріндегі оқиғалар және 8.9% толық бұзылу оқиғалары. Алайда  $\langle \eta \rangle$  орта жалған таралуының үлкен мәндердегі оқиғалар саны айтарлықтай ерекшеленеді. Au + Em 10.7 АГЭВ өзара әрекеттестікте 35.6% оқиғалар  $\langle \eta \rangle$  үлкен мәні бар жарылғыш түрі болып табылады. Pb + Em 158 АГЭВ-да мұндай оқиғалар тек 8.4%.

**Түйін сөздер:** Ядролық-ядролық әрекеттесулер, кварк-глюон плазмасы, фотоэмульсия әдістемесі.

### Введение

Новые экспериментальные результаты, полученные на Большом адронном коллайдере LHC (Large Hadron Collider) в Европейском центре ядерных исследований (CERN, Женева, Швейцария) и коллайдере RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) в Брукхейвенской национальной лаборатории (BNL, New York, USA), а также недавно разработанные теоретические инструменты показывают, что в процессах взаимодействия ядер при высоких энергиях наблюдаются явления коллективной динамики, обычно связываемые с образованием кварк-глюонной плазмы (QGP) [1-3].

Объяснение происхождения коллективного поведения – актуальная проблема, исследуемая на данный момент многими группами по всему миру. Важным моментом в этом отношении является понимание начального состояния взаимодействия [4-5].

QGP представляет собой особое состояние ядерной материи, возникающее при высоких температурах и плотностях, в котором кварки становятся квазисвободными. Существование этой новой фазы вещества было предсказано в середине 70-х годов двадцатого века [6-7]. Экспериментальный поиск QGP в лабораторных условиях впервые начался в CERN и в BNL в конце восьмидесятых [8]. В 2000 году, после

завершения основной части программы тяжелых ионов на ускорителе SPS (Super Proton Synchrotron), CERN объявил косвенные доказательства создания нового состояния вещества в столкновениях встречных пучков тяжелых ионов свинца Pb + Pb [9]. Настоящее открытие QGP произошло в 2005 году, когда четыре международных сотрудничества, изучавшие столкновения Au + Au на релятивистском коллайдере тяжелых ионов (RHIC) в BNL, объявили результаты своих первых пяти лет измерений [10-13].

Вопреки ожиданиям, ядерная материя в этом состоянии ведёт себя не как идеальный газ из кварков и глюонов, а как почти идеальная жидкость сильно взаимодействующих кварков и глюонов. При энергии LHC эти эффекты кварк-глюонной плазмы сильнее, чем при энергии RHIC, и тем более SPS [14-16].

Значительные теоретические усилия были предприняты для понимания этого явления. В соответствии с теоретическими представлениями, коллективное расширение горячих систем преобразует начальные пространственные неоднородности и деформации в анизотропные распределения импульсов конечных частиц, которые могут быть количественно оценены различными наблюдаемыми потоками вторичных частиц [17-21].

Одним из методов изучения взаимодействий ядер с ядрами, используемый авторами [22-27],

является фотографический способ регистрации. Перечислим кратко достоинства этого метода: высокое пространственное разрешение, позволяющее определять углы вылета частиц, фрагментов ядер-снарядов до тысячных долей радиана в событиях со многими сотнями лучей; отсутствие порога регистрации для любого из заряженных продуктов реакции (и как следствие – уникальная возможность наблюдения процесса при очень малых передаваемых 4-импульсах), отсутствием “мертвых” зон (т.е. кинематических областей, в которых детектирование вторичных частиц невозможно); возможность определять время жизни короткоживущих частиц, фиксировать центр взаимодействия и пробеги частиц с микронной точностью; изучать процессы взаимодействия в условиях 4π-геометрии; возможность измерять энергию и ионизационные потери заряженных частиц, позволяет устанавливать их природу (генерированных и провзаимодействовавших частиц); на основе измерения плотности δ-электронов и числа разрывов на следах фрагментов ядер определять их заряд; возможность анализа взаимодействия различных ядер в совершенно одинаковых экспериментальных условиях [28-31].

### Данные

Анализируемый набор включал экспериментальные данные взаимодействий  $^{208}Pb$  158 А·ГэВ и  $^{197}Au$  10.7 А·ГэВ с ядрами фотоэмульсии [32-33]. При этом необходимо отметить, что ядра золота и ядра свинца являются тяжелыми ядрами, примерно одинаковой массы, но существенно отличаются по энергии. Причем ядра золота имеет энергию почти в 15 раз выше, чем ядра свинца.

Треки (следы) вторичных частиц после измерений подразделялись на следующие типы:

1. Черные треки, или *b*-частицы, с пробегом в эмульсии  $L \leq 3$  мм, что соответствует кинетической энергии  $T \leq 26$  Мэв.

2. Серые треки, или *g*-частицы (в основном протоны отдачи ядра-мишени), с относительной ионизацией  $J/J_0 \geq 1,4$  ( $J_0$  – минимальная ионизация, которой обладают треки однозарядных фрагментов налетающего ядра), пробегом  $L > 3$  мм и кинетической энергией протонов  $26 < T \leq 400$  Мэв.

3. Однозарядные релятивистские (ливневые частицы), или *s*-частицы, с  $J/J_0 \leq 1,4$  и  $T >$

400 Мэв. Такими частицами могут быть, наряду с рожденными частицами ( $\pi^\pm$ -мезоны, провзаимодействовавшие протоны ядра-снаряда), также и спектаторные однозарядные фрагменты налетающего ядра (*b*'-частицы). Вклад последних определялся из анализа угловых распределений *s*-частиц. В настоящее время общепринято считать, что такие однозарядные фрагменты ( $Z = 1$ ) имеют телесный угол меньше  $\theta < \theta_0$ , определяемого из соотношения  $\sin \theta_0 = 0.2(\text{Гэв/с}) / P_0(\text{Гэв/с})$ , где  $P_0$  – импульс протона первичного ядра.

4. Многозарядные ( $Z \geq 3$ ) фрагменты ядра-снаряда с ионизацией  $J/J_0 \geq 4$ , не изменяющейся на длине 2 см. Обычно заряд определяется по числу δ-электронов на следе или по числу разрывов на следе для малых *Z*.

### Анализ вторичных частиц

На первом этапе исследовались псевдобыстротные распределения *s*-частиц, так как согласно современным представлениям именно эти частицы вылетают из области взаимодействия и характеризуют динамику процесса.

На следующих этапах анализа были исследованы распределения *b*-, *g*- и *b*'-частиц для изучения особенностей фрагментации отдельных событий и степени периферийности взаимодействия. Эта информация необходима для отделения событий с существенно отличными параметрами удара.

Для сравнительного исследования коллективного образования вторичных частиц использовался метод Херста. Использование этого метода позволяет оценить “силу” и “длину” многочастичных корреляций в псевдобыстротных распределениях вторичных частиц, отличать флуктуации динамически коррелированных распределений вторичных частиц от стохастических, связанных со статистическими причинами [34].

Из полной кинематической области рассматривался на первом этапе только центральный псевдобыстротный интервал  $\Delta\eta = 4$ , так называемая область пионизации. По современным представлениям именно в этой области сконцентрированы все вторичные частицы, вылетающие из области взаимодействия. Для исследования многочастичных корреляций в распределении вторичных частиц была рассмотрена зависимость величины нормиро-

ванного размаха  $H(k)$  от величины псевдобыстротного интервала  $d\eta$ .

Согласно уравнениям Херста, вычислялся нормированный размах для различных псевдобыстротных интервалов. Результаты для  $H$ , соответствующие одному и тому же значению  $k$ , усреднялись и откладывались в двойном логарифмическом масштабе как функция от  $k$ . Затем, фитом находилось значение показателя Херста  $h$ .

Отбор событий производился по среднему показателю  $h = 0.64$ . Этот критерий  $h=0.64$  соответствует процессу с максимальными двухчастичными корреляциями, т.е. процессу, в котором все вторичные частицы родились из двухчастичных распадов. И, следовательно, этот критерий условно делит весь экспериментальный набор на процессы, в которых наблюдаются некие динамические многочастичные корреляции, и на события, в которых многочастичные корреляции отсутствуют (преобладают двухчастичные корреляции и стохастические флуктуации).

В результате детального анализа поведения кривой Херста все события были разделены два типа. Первый тип включает события с коррелированным псевдобыстротным распределением, которое характеризуются показателем кривой Херста  $h > 0.64$ . Такое поведение корреляционной кривой относится к процессам взрывного типа. Второй тип событий характеризуется значением показателя Херста  $h \leq 0.64$ . Такое поведение кривой Херста соответствует событиям каскадно-испарительного типа.

На рисунке 1 представлено распределение среднего псевдобыстротного распределения  $\langle \eta \rangle$  в индивидуальных событиях взаимодействия ядер золота  $^{197}\text{Au}$  с энергией 10,7 А·ГэВ и ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  158 А·ГэВ с ядрами фотоэмульсии  $\text{Em}$  для событий различных типов.

Как видно из рисунка 1 среднее значение псевдобыстротных распределений вторичных частиц из области взаимодействия в событиях каскадно-испарительного типа (со значениями показателя Херста  $h \leq 0.64$ ) и во взаимодействиях  $\text{Pb} + \text{Em}$  и во взаимодействиях  $\text{Au} + \text{Em}$  имеет гауссоподобное распределение.

При этом для событий взрывного типа наблюдается существенное отличие. В  $\text{Au} + \text{Em}$  взаимодействиях распределение по  $\langle \eta \rangle$  имеет практически два равнозначных «горба». Наряду

с пиком в области  $\langle \eta \rangle \sim 2.3$  наблюдается равнозначный пик в области  $\langle \eta \rangle \sim 2.7$ . В результате наложения событий этих двух типов распределений вторичных частиц, «горб» в области больших значений  $\langle \eta \rangle$  приводит к искажению суммарного гауссоподобного распределения. Во взаимодействиях  $\text{Pb} + \text{Em}$  наблюдается «горб» при малых значениях  $\langle \eta \rangle$  существенно больше «горбика» при больших  $\langle \eta \rangle$ .

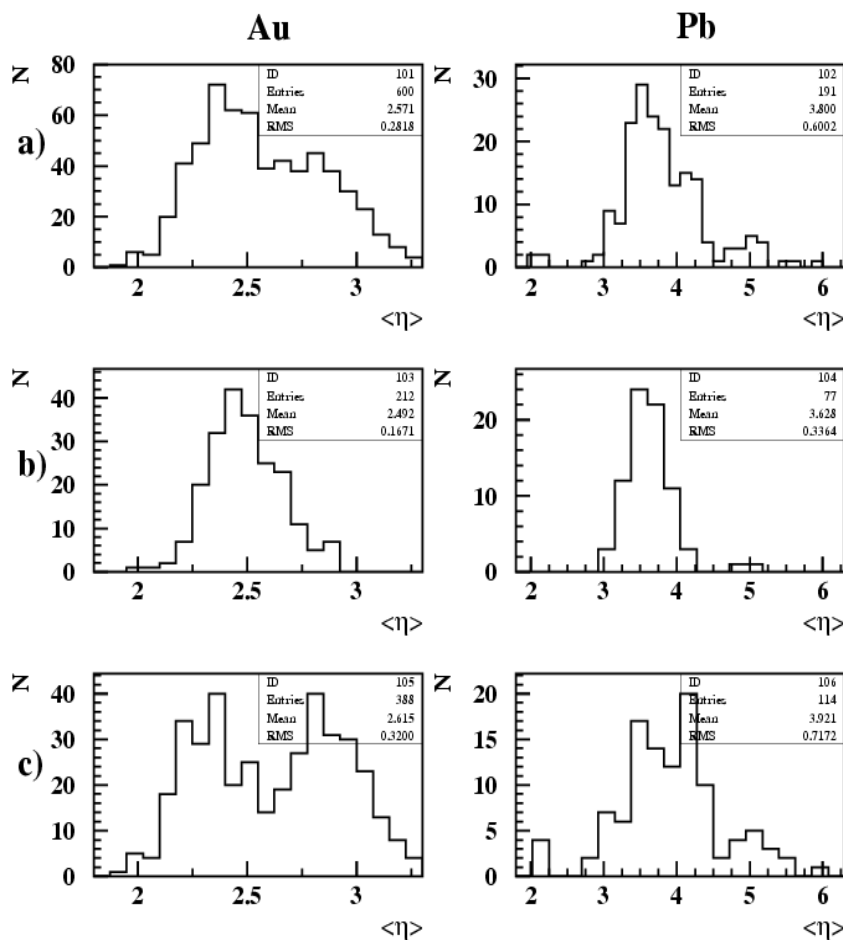
Для понимания механизма образования конечных состояний вторичных частиц были проанализированы фрагментационные параметры взаимодействий.

Достаточно чувствительной характеристикой, которая связывает особенности фрагментации с особенностями псевдобыстротных распределений вторичных частиц, является распределение многозарядных фрагментов ядра мишени. В данном случае выделяется три основных типа фрагментации.

Первый тип соответствует фрагментации с одним многозарядным фрагментом  $N_{z\beta} = 1$ . Чаще всего такие взаимодействия являются событиями каскадно-испарительного типа и характеризуются слабыми многочастичными корреляциями в псевдобыстротном распределении вторичных частиц (с примерно постоянным значением показателя Херста в интервале 0.5-0.64 на различных псевдобыстротных интервалах).

Второй тип соответствует процессам взрывного типа, протекающих с разрушением ядра снаряда на несколько многозарядных фрагментов  $N_{z\beta} \geq 2$ . Большинство таких событий характеризуются сильными многочастичными корреляциями в псевдобыстротном распределении вторичных частиц с существенным изломом кривой Херста в псевдобыстротном интервале  $d\eta > 1$ .

Третий тип соответствует полному разрушению ядра снаряда, т.е. состоянию с полным отсутствием многозарядных фрагментов  $N_{z\beta} = 0$ . Динамика таких процессов, в котором полностью разрушается огромное ядро золота или свинца, налетая на существенно меньшее ядро фотоэмульсии, также как и исследования процессов второго типа, привлекает к себе наибольшее внимание экспериментаторов и теоретиков прежде всего с точки зрения поиска и исследования кварк-глюонной плазмы и смешанной фазы ядерной материи.



а) – суммарное распределение для всех событий;  
 б) – события с показателем Херста  $h \leq 0.64$ ;  
 с) – события с показателем Херста  $h > 0.64$ .

**Рисунок 3** – Распределение среднего значения псевдобыстротного распределения  $\langle \eta \rangle$  в индивидуальных событиях взаимодействия ядер золота  $^{197}\text{Au}$  с энергией 10.7 А·ГэВ и ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  с энергией 158 А·ГэВ с ядрами фотоэмульсии для событий взрывного ( $h > 0.64$ ) и каскадно-испарительного ( $h \leq 0.64$ ) типов.

В таблице 1 представлен сравнительный анализ соотношения событий взрывного типа во взаимодействиях тяжелых ядер, примерно

одинаковой массы и заряда (свинца и золота), но существенно отличающихся по энергии (10.7 ГэВ и 158 ГэВ).

**Таблица 1** – Абсолютное и относительное число событий с различными типами фрагментации ядра-мишени для взаимодействий ядер золота при энергии 10.7 АГэВ и ядер свинца с энергией 158 АГэВ с ядрами фотоэмульсии

	Au		Pb	
$N_{f3} = 0$	89 событий	8.1 %	32 событий	8.9 %
$N_{f3} = 1$	406 событий	36.9 %	189 событий	52.8 %
$N_{f3} \geq 2$	605 событий	55 %	137 событий	38.3 %
Всего событий	1100		358	

Анализ результатов, представленных в таблице, позволяет сделать вывод о существенном различии развитии динамики множественного процесса при изменении энергии взаимодействия ядер. При этом, данные результаты являются довольно неожиданными и в этой связи очень интересными.

Исходя из логических предположений, увеличение энергии взаимодействия ядер должно приводить к увеличению событий взрывного типа.

Однако относительное число событий полного разрушения ядра мишени практически не изменилось при увеличении энергии более, чем на порядок (8.1 % событий во взаимодействиях  $Au+Em$  10.7 АГэВ и 8.9 % во взаимодействиях  $Pb+Em$  158 АГэВ). Более того, существенно уменьшилось число событий с  $N_{f3} \geq 2$  (55 % событий во взаимодействиях  $Au+Em$  10.7 АГэВ и только 38.3 % во взаимодействиях  $Pb+Em$  158 АГэВ).

На рисунке 2 представлены нормированные по множественности распределения  $s$ -частиц для различных типов процессов взаимодействия ядер в  $Au+Em$  10.7 АГэВ.

Уже при анализе полного распределения (рисунок 2 левый верхний) обнаруживаются два

характерных пика в области  $n_s \sim 80$  и  $n_s \sim 260$ . События с одним фрагментом ядра снаряда характеризуют процессы каскадно-испарительного типа. Проявление двухпикового распределения в данных событиях  $Au+Em$  не обнаружено (рисунок 2 левый нижний).

Наибольший вклад в области  $n_s \sim 260$  дают события взрывного типа, в которых отсутствуют многозарядные фрагменты ядра снаряда (рисунок 2 правый верхний).

Наибольший вклад в области  $n_s \sim 80$  дают события, в которых наблюдается два и более фрагментов ядра снаряда (рисунок 2 правый нижний).

При этом наиболее вероятно, что процесс взаимодействия носит бифуркационный характер, так как пики в представленном распределении носят ярко выраженное очертание со слабо перекрывающейся областью расположения. При определенных значениях критических параметров процесс развивается либо по сценарию развала налетающего ядра  $Au$  на большое количество многозарядных фрагментов, либо по сценарию полного разрушения (с полным отсутствием многозарядных фрагментов) огромного (по сравнению с ядрами фотоэмульсии) ядра золота.

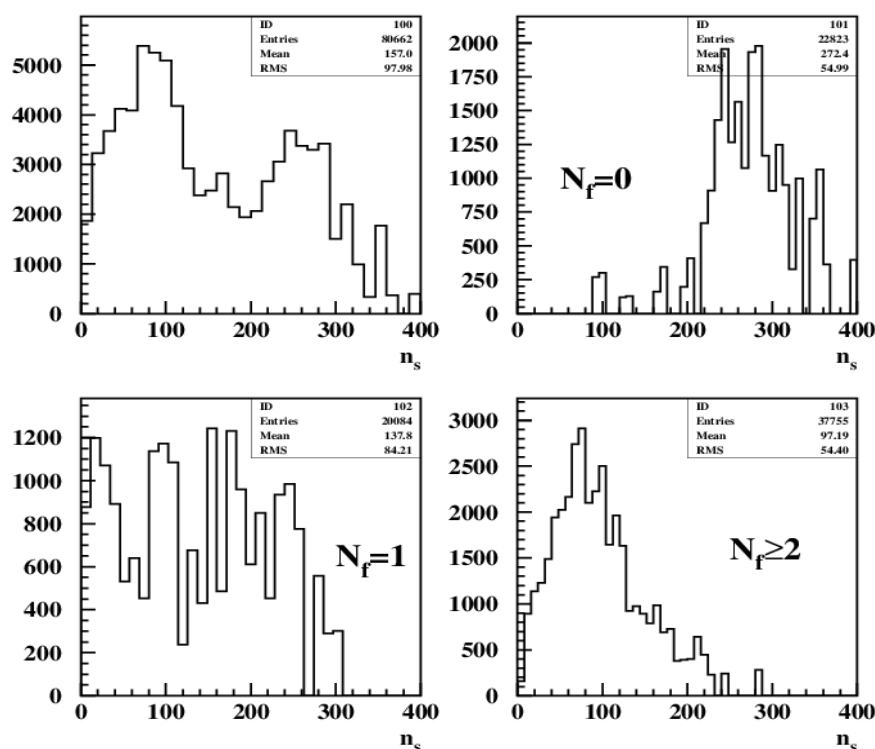


Рисунок 2 –  $n_s$ -распределение, нормированное на множественность события, в зависимости от числа многозарядных фрагментов во взаимодействиях  $Au+Em$  10.7 АГэВ

Необходимо отметить, что относительный вклад событий взрывного типа, протекающих с рождением нескольких многозарядных фрагментов ядра снаряда, во взаимодействиях золота с ядрами фотоэмульсии существенно превосходит относительный вклад таких событий во взаимодействиях свинца с ядрами фотоэмульсии.

При этом, по массе и заряду ядра свинца близки к ядрам золота. Ядра золота состоят из 79 протонов и 118 нейтронов, а ядра свинца из 82 протонов и 125 нейтронов. Такое количество нуклонов значительно превосходит количество нуклонов в ядрах мишени, максимальное их которых – ядро серебра – имеет 47 протонов и 61 нейтрон. Таким образом, можно предположить, что определяющим фактором, приводящим к существенному различию в наблюдаемых особенностях фрагментации и в проявлениях многочастичных корреляций в псевдобыстротных распределениях вторичных частиц, является именно существенное различие в энергетических характеристиках первичных ядер. Энергия взаимодействия ядра свинца с ядрами фотоэмульсии, которая составляет 158 ГэВ на нуклон, более чем на порядок превосходит энергию ядра золота, которая составляет 10.7 ГэВ на нуклон.

### Заключение

Суммируя представленный сравнительный анализ распределения вторичных частиц из области взаимодействия и фрагментов ядра мишени и ядра снаряда для двух типов псевдобыстротных распределений ливневых

частиц (каскадно-испарительных с показателем Херста  $h \leq 0.64$  и взрывного типа с показателем Херста  $h > 0.64$ ) были найдены следующие основные отличительные особенности.

Распределение по  $\langle \eta \rangle$  для событий с показателем Херста  $h \leq 0.64$  представляет собой гауссоподобное распределение. В событиях с показателем Херста  $h > 0.64$  распределение по  $\langle \eta \rangle$  представляет собой довольно четкую двухгорбовую картину. При этом наблюдается довольно большое количество событий, в которых вторичные ливневые частицы вылетают под большими углами к оси взаимодействия (события с малыми значениями  $\langle \eta \rangle$ ).

Ядра золота и ядра свинца имеют примерно одинаковую массу, но отличаются по энергии почти в 15 раз. Однако относительное число событий взрывного типа практически не изменилось при увеличении энергии более, чем на порядок. Во взаимодействиях  $Au+Em$  10.7 АГэВ наблюдается 64.7% событий взрывного типа. При этом 8.1% событий полного разрушения, в которых отсутствуют фрагменты ядра мишени. А во взаимодействиях  $Pb+Em$  158 АГэВ – 59.7% событий взрывного типа и 8.9% событий полного разрушения. Более того, существенно отличается число событий с большими значениями  $\langle \eta \rangle$ . Во взаимодействиях  $Au+Em$  10.7 АГэВ 35.6% событий являются событиями взрывного типа с большими значениями  $\langle \eta \rangle$ . В  $Pb+Em$  158 АГэВ таких событий всего 8.4%.

*Работа поддержана грантом МОН РК №BR05236730*

### Литература

- 1 Kim D.J. for the ALICE Collaboration News on collectivity in Pb-Pb collisions from the ALICE experiment // EPJ Web of Conf. – 2017. – Vol. 141. – P.01001
- 2 Esumi S. Collective flow measurements at RHIC energies // EPJ Web of Conf. – 2017. – Vol. 141. – P.05001.
- 3 Song H., Zhou Y., Gajdosova K. Collective flow and hydrodynamics in large and small systems at the LHC // Nucl. Sci. and Tech. – 2017. – Iss. 7, 28. – P.99.
- 4 Pasechnik R., Sumbera M. Phenomenological Review on Quark–Gluon Plasma: Concepts vs. Observations // Universe. – 2017. – Vol.3(1), Iss.7. – P.1-61.
- 5 S. Plumari, G. L. Guardo, F. Scardina, V. Greco Initial-state fluctuations from midperipheral to ultracentral collisions in an event-by-event transport approach // Phys. Rev. C. – 2015. – Vol.92, Iss.5. – P.054902
- 6 Collins J.C., Perry M.J. Superdense Matter: Neutrons or Asymptotically Free Quarks? // Phys. Rev. Lett. . – 1975. – Vol. 34. – P.1353.
- 7 Cabibbo N., Parisi G. Exponential hadronic spectrum and quark liberation // Phys. Lett. B. – 1975. – Vol. 59. – P.67–69.
- 8 Schmidt H.R. Schukraft J. The Physics of ultra relativistic heavy ion collisions // J.Phys. G – 1993. – Vol.19. – P.1705–1795.
- 9 Heinz U.W., Jacob M. Evidence for a New State of Matter: An Assessment of the Results from the CERN Lead Beam Program. – Theoretical Physics Division: Geneva, Switzerland, 2000.

- 10 Arsene I., Bearden I.G., Beavis D., Besliu C., Budick B., Bøggild H., Chasman C., Christensen C.H., Christiansen P., Cibor J. et al. Quark gluon plasma and color glass condensate at RHIC? The Perspective from the BRAHMS experiment // Nucl. Phys. A. – 2005. – Vol.757. – P.1–27.
- 11 Back B.B., Baker M.D., Ballintijn M., Barton D.S., Becker B., Betts R.R., Bickley A.A., Bindel R., Budzanowski A., Busza W. et al. The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC // Nucl. Phys. A. – 2005. – Vol.757. – P.28–101.
- 12 Adams J., Aggarwal M.M., Ahammed Z., Amonett J., Anderson B.D., Arkhipkin D., Averichev G.S., Badyal S.K., Bai Y., Balewski J. et al. Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma: The STAR Collaboration's critical assessment of the evidence from RHIC collisions // Nucl. Phys. A. – 2005. – Vol.757. – P.102–183.
- 13 Adcox K., Adler S.S., Afanasiev S., Aidala C., Ajitanand N.N., Akiba Y., Al-Jamel A., Alexander J., Amirikas R., Aoki K. et al. Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX collaboration // Nucl. Phys. A. – 2005. – Vol.757. – P.184–283.
- 14 Shuryak E. Strongly coupled quark-gluon plasma in heavy ion collisions // Reviews of Mod. Phys. – 2017. – Vol. 89. – P.035001.
- 15 Nouicer R. New state of nuclear matter: Nearly perfect fluid of quarks and gluons in heavy-ion collisions at RHIC energies // Eur.Phys.J Plus. – 2016. – Iss.3, 131. – P.70.
- 16 Braun-Munzinger P., Koch V., Schäfer T., Stachel J. Properties of hot and dense matter from relativistic heavy ion collisions // Phys. Reports. – 2016. – Vol. 621. – P.76-126.
- 17 Mohapatra S. Experimental overview on flow observables in heavy ion collisions // Nucl.Phys. A. – 2016. – Vol.956. – P.59-66.
- 18 Ollitrault J.Y. Anisotropy as a signature of transverse collective flow // Phys. Rev. D. – 1992. – Vol.46. – P.229–245
- 19 Voloshin S., Zhang Y. Flow study in relativistic nuclear collisions by Fourier expansion of azimuthal particle distributions // Z. Phys. C. – 1996. – Vol.70. – P.665–672.
- 20 Snellings R. Elliptic flow: a brief review // New J. Phys. – 2011. – Vol.13. – P.055008.
- 21 Heinz U., Snellings R. Collective flow and viscosity in relativistic heavy-ion collisions // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. – 2013. – Vol.63. – P.123–151.
- 22 Bhattacharyya S., Haiduc M. et. al. Multiplicity distribution of shower particles in nucleus-nucleus collisions at 4.1-4.5 A GeV/c // Eur. Phys. J. Plus – 2017. – Vol. 132(5). – P. 229.
- 23 Rasool M.H., Ahmad S. Some observations on Levy stability and intermittency in nucleus-nucleus interactions at SPS energies // Chin. J. Phys. – 2017. – Vol. 55(2). – P.260-267.
- 24 Tatsuhiro Naka T. Direction Sensitive Direct Dark Matter Search with Super-High Resolution Nuclear Emulsions // Radiation Measurements. – 2016. – Vol. 95. – P. 31-36.
- 25 Bhattacharyya S., Haiduc M. et. al. Centrality dependence of total disintegration of target nuclei in high energy nucleus-nucleus interactions // Can. J. Phys. – 2016. – Vol. 94(9). – P.884-893.
- 26 Zhang Z., Ma T.L. Forward-Backward Emission of Target Evaporated Fragments at High Energy Nucleus-Nucleus Collisions // Physics Procedia. – 2015. – Vol. 80. – P. 50-53.
- 27 Zhang Z. et al. Forward-Backward Emission of Target Evaporated Fragments at High Energy Nucleus-Nucleus Collisions // Physics Procedia. – 2015. – Vol. 80. – P. 50-53.
- 28 Xu R., Zhang D.H. Two and three particle correlations in target fragmentation at relativistic nucleus-nucleus collisions // Chin. J. Phys. – 2016. – Vol. 54(5). – P. 724-733.
- 29 Shaulov S.B., Saduyev N.O., Beznosko D., et al. Method for determining angles in x-ray emulsion chambers // Rec.Contr.Phys. – 2019. – Vol.2 (69). – P. 61-70.
- 30 Ahmad N. A Study of Multifractal Analysis in 16O-AgBr Collisions at 60A and 200A GeV // Journal of Modern Physics A – 2018. – Vol. 9. – P.1029-1036.
- 31 Asia T. et.al. Application of nuclear emulsions for the identification of multi-MeV protons in laser ion acceleration experiments // High Energy Density Physics – 2019. – Vol. 32. – P. 44-50.
- 32 Adamovich M.I. et al. Fragmentation and multifragmentation of 10.7 AGeV gold nuclei // Eur. Phys. J. – 1999. – Vol. A5. – P. 429-440.
- 33 Adamovich M.I. et al. Angular distributions of light projectile fragments in deep inelastic Pb + Em interactions at 158 A GeV // Eur. Phys. J. A. – 1999. – Vol. 6, N 4. – P. 421-425.
- 34 Lebedev I.A., Shaikhatdenov B.G. The use of Hurst method for rapidity correlations analysis // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. – 1997. – Vol. 23. – P. 637.

### References

- 1 D.J Kim for the ALICE Collaboration News on collectivity in Pb-Pb collisions from the ALICE experiment, EPJ Web of Conf, 141, 01001 (2017).
- 2 S. Esumi, EPJ Web of Conf, 141, 05001 (2017).
- 3 H. Song, Y. Zhou and K. Gajdosova, Nucl. Sci. and Tech., Iss.7, 28:99 (2017).
- 4 R. Pasechnik and M. Sumner, Universe, 3(1), 7, 1-61 (2017).
- 5 S. Plumari, G. L. Guardo, F. Scardina and V. Greco, Phys. Rev. C, 92 (5), 054902 (2015).
- 6 J.C. Collins and M.J. Perry, Phys. Rev. Lett., 1353, 34 (1975).
- 7 N. Cabibbo and G. Parisi, Phys. Lett. B 59, 67–69 (1975).
- 8 H.R. Schmidt and J. Schukraft, J.Phys. G, 19, 1705–1795 (1993).
- 9 U.W. Heinz and M. Jacob, Evidence for a New State of Matter: An Assessment of the Results from the CERN Lead Beam Program, (Theoretical Physics Division: Geneva, Switzerland, 2000).



- 10 I. Arsene, I.G. Bearden, D. Beavis, C. Besliu, B. Budick, H. Bøggild, C. Chasman, C.H. Christensen, P. Christiansen and J. Cibor et al, Nucl. Phys. A, 757, 1-27 (2005).
- 11 B.B. Back, M.D. Baker, M. Ballintijn, D.S. Barton, B. Becker, R.R. Betts, A.A. Bickley, R. Bindel, A. Budzanowski and W. Busza et al, Nucl. Phys. A, 757, 28–101 (2005).
- 12 J. Adams, M.M. Aggarwal, Z. Ahammed, J. Amonett, B.D. Anderson, D. Arkhipkin, G.S. Averichev, S.K. Badyal, Y. Bai and J. Balewski et al, Nucl. Phys. A, 757, 102–183 (2005).
- 13 K. Adcox, S.S. Adler, S. Afanasiev, C. Aidala, N.N. Ajitanand, Y. Akiba, A. Al-Jamel, J. Alexander, R. Amirkas and K. Aoki et al, Nucl. Phys. A, 757, 184–283 (2005).
- 14 E. Shuryak, Reviews of Mod. Phys., 89, 03500, (2017).
- 15 R. Nouicer, Eur.Phys. J Plus, 3, 131:70 (2016).
- 16 P. Braun-Munzinger, V. Koch, T. Schäfer and J. Stachel, Phys. Reports, 621, 76-126 (2016).
- 17 S. Mohapatra, Nucl.Phys. A 956, 59-66 (2016).
- 18 J.Y. Ollitrault, Phys. Rev. D 46, 229–245 (1992).
- 19 S. Voloshin and Y. Zhang, Z. Phys. C 70, 665–672 (1996).
- 20 R. Snellings, New J. Phys., 13, 055008 (2011).
- 21 U. Heinz and R. Snellings, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., 63, 123–151 (2013).
- 22 T. K. Gaisser, T. Stanev and S. Tilav, Astro-ph.HE1303.3565, 1, 1-11 (2013).
- 23 S. Bhattacharyya and M. Haiduc et. al, Eur. Phys. J. Plus, 132(5), 229 (2017).
- 24 M.H. Rasool and S. Ahmad Chin, J. Phys., 55(2), 260-267 (2017).
- 25 T. Tatsuhiro Naka, Radiation Measurements, 95, 31-36 (2016).
- 26 S. Bhattacharyya and M. Haiduc et. al, Can. J. Phys., 94(9), 884-893 (2016).
- 27 Z. Zhang and T.L. Ma, Physics Procedia, 80, 50-53 (2015).
- 28 Z. Zhang et al, Physics Procedia, 80, 50-53 (2015).
- 29 R. Xu and D.H. Zhang Chin, J. Phys, 54(5), 724-733 (2016).
- 30 S.B. Shaulov et al, Rec.Contr.Phys, 2(69), 61-70 (2019).
- 31 N. Ahmad, Journal of Modern Physics, A 9, 1029-1036 (2018).
- 32 T. Asia et.al, High Energy Density Physics, 32, 44-50 (2019).
- 33 M.I. Adamovich et al, Eur. Phys., J., 5, 429-440 (1999).
- 34 M.I. Adamovich et al, Eur. Phys., J., 6, 421-425 (1999).
- 35 I.A. Lebedev and B.G. Shaikhatdenov, J.Phys. Nucl.Part.Phys., 23, 637, (1997).