

МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЦЕНТРАЛЬНОСТИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ BM@N

А. Е. Деманов *, *А. В. Тараненко* **

Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В столкновениях релятивистских тяжелых ионов образуется сильно взаимодействующая материя, эволюция которой зависит от начальной геометрии столкновения, определяемой центральностью. Экспериментально центральность можно оценить с помощью множественности рожденных частиц. Для определения корреляции между прицельным параметром и экспериментально измеренной множественностью можно использовать Монте-Карло версию модели Глаубера или Γ -fit метод, основанный на обратной теореме Байеса. В данной работе мы тестируем процедуры для определения центральности, используя множественность рожденных частиц в эксперименте BM@N для столкновений $\text{Xe} + \text{Cs}(I)$.

The strongly-interacting matter created in a relativistic heavy-ion collision depends on collision geometry, defined by centrality. Experimentally the centrality can be estimated by the measured multiplicity of produced particles. The correlation between the impact parameter and the experimentally measured multiplicity is determined using a Monte-Carlo version of the Glauber model or a Γ -fit method based on Bayes' inverse theorem. In this work, we test procedure of centrality determination using multiplicity of particles produced in $\text{Xe} + \text{Cs}(I)$ collisions at the BM@N experiment.

PACS: 25.75.-q; 25.75.Ld

ВВЕДЕНИЕ

«Барийонная материя на нуклотроне» (BM@N) — это эксперимент с фиксированной мишенью, который является первым работающим экспериментом ускорительного комплекса нуклотрон–NICA в ОИЯИ (Дубна) [1]. Основной целью эксперимента является исследование уравнения состояния (EOS) сильно взаимодействующей КХД материи в области высокой барионной плотности путем измерения выходов странных и мультистранных частиц, коллективных азимутальных потоков идентифицированных адронов в области энергий пучка 1,3–4,5 ГэВ/нуклон ($\sqrt{s_{NN}} = 2,4\text{--}3,5$ ГэВ) [2]. В 2022–2023 гг. в эксперименте BM@N на ускорительном комплексе, состоящем из бустера и нуклотрона, был

* E-mail: demanov1997@gmail.com

** E-mail: AVTaranenko@mephi.ru

проведен первый физический сеанс набора данных по изучению столкновений тяжелых ионов ксенона с фиксированной мишенью Cs(I) при энергиях пучка 3,0 и 3,8 ГэВ/нуклон.

Одним из важных этапов анализа полученных данных является определение центральности, которое позволит сравнить новые данные эксперимента ВМ@N с опубликованными данными других экспериментов и расчетами в рамках современных моделей ядро-ядерных столкновений. Теоретически центральность столкновений C_b определяется как доля (выраженная в процентах) от полного неупругого ядро-ядерного сечения σ_{inel}^{AA} :

$$C_b = \frac{1}{\sigma_{inel}^{AA}} \int_0^b \frac{d\sigma}{db'} db', \quad (1)$$

где b — прицельный параметр, определяемый как поперечное расстояние между центрами двух сталкивающихся ядер, а $d\sigma/db$ — дифференциальное сечение ядро-ядерного столкновения. Однако непосредственно измерить прицельный параметр b в эксперименте невозможно.

Экспериментально столкновения тяжелых ионов можно охарактеризовать измеренной множественностью N_{ch} образующихся заряженных частиц в районе средних быстрот или энергией E_{sp} нуклонов и фрагментов в области передних быстрот. Связь между измеренными значениями $N_{ch}(E_{sp})$ и b может быть найдена путем подгонки определенных моделей столкновений к экспериментально измеренным распределениям. Обычно корреляцию между прицельным параметром b и множественностью N_{ch} определяют с помощью метода, основанного на Монте-Карло версии модели Глаубера (MC Glauber) в сочетании с простой моделью рождения частиц [3]. Предполагается, что смоделированная множественность N_{ch}^{fit} является функцией количества участвующих нуклонов (N_{part}) и количества бинарных взаимодействий между нуклонами (N_{coll}), которые можно получить из результатов модели MC Glauber для данной системы столкновения и энергии. Распределение множественности частиц N_{ch}^{fit} затем можно подогнать к экспериментально измеренному N_{ch} и соответствующие средние значения $\langle b \rangle$ для каждого класса по центральности определить по событиям MC Glauber. Хотя этот подход кажется хорошо устоявшимся и используется во многих экспериментах, он может страдать от больших систематических неопределенностей при низких значениях множественности и слишком простом предположении о механизме образования частиц.

Недавно был предложен новый модельно-независимый (Г-fit) метод реконструкции распределений прицельного параметра b [4]. Основное предположение состоит в том, что флуктуации N_{ch} , используемые для определения центральности при фиксированном параметре b , следуют гамма-распределению [4].

В данной работе мы представляем процедуру определения центральности для эксперимента $BM@N$, основанную на применении методов MC Glauber и Γ -fit к множественности рожденных заряженных частиц. Валидность процедуры была проверена на полностью реконструированных событиях DCM-QGSM-SMM (гибридная модель на основе дубенской каскадной модели, кварк-глюонной струнной модели и статистической модели мультифрагментации) [5, 6] для столкновений $Xe + Cs(I)$ при энергии пучка 4 ГэВ/нуклон. Показаны предварительные результаты применения процедуры определения центральности для экспериментальных данных $BM@N$ для столкновений $Xe + Cs(I)$ при энергии пучка 3,8 ГэВ/нуклон.

ЭКСПЕРИМЕНТ $BM@N$

Схема установки $BM@N$, использованной в первом физическом сеансе в 2022–2023 гг. с пучком Xe, показана на рис. 1. Установка состоит из дипольного магнита и нескольких детекторных систем для мониторинга пучка, идентификации образующихся заряженных частиц, измерения их импульса и определения геометрии ядро-ядерных столкновений.

Центральная трекингвая система включает переднюю систему (FSD), состоящую из 4 станций кремниевых микростриповых детекторов и 7 станций газовых электронных умножителей (GEM), размещенных за FSD по направлению пучка (см. левую часть рис. 1). Они обеспечивают измерения множественности образующихся заряженных частиц N_{ch} . Информацию о спектрах предоставляют два передних детектора:

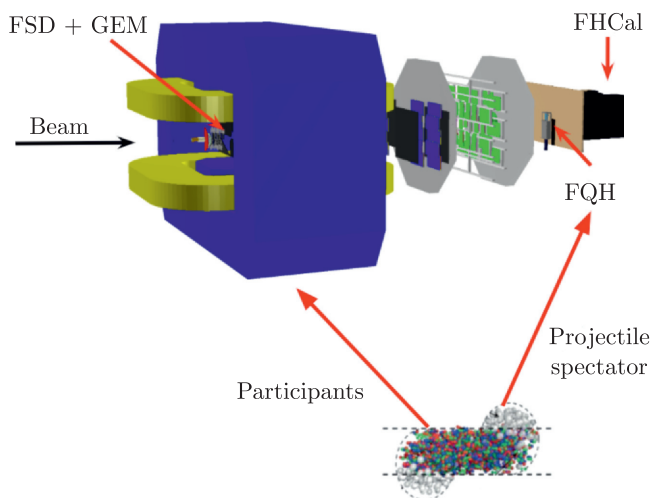


Рис. 1. Схема эксперимента $BM@N$. Стрелками показаны предоставляющие информацию о центральности различные подсистемы установки

передний адронный калориметр (FHCaI) и кварцевый годоскоп (FQH) (см. правую часть рис.1). FHCaI состоит из 54 модулей двух типов (34 модуля с поперечным размером 15×15 см и 20 модулей размером 20×20 см). Модули FHCaI состоят из набора свинцовых и сцинтилляторных пластин, скрепленных между собой стальной лентой. FHCaI имеет квадратное отверстие для пучка размером 15×15 см в центре, которое приводит к утечке фрагментов с малыми поперечными импульсами. В результате выделенная энергия в FHCaI оказывается сопоставимой как для центральных, так и для периферийных событий, что приводит к неоднозначной зависимости энергии спектров от центральности столкновения.

В работе была использована модель DCM-QGSM-SMM [5, 6] для моделирования около 2 млн событий столкновений $\text{Xe} + \text{Cs(I)}$ при энергии пучка 4 ГэВ/нуклон. Далее выборка событий прошла полную цепочку реалистичных симуляций подсистем детектора BM@N на базе платформы GEANT4 и алгоритмов реконструкции, встроенных в BMNROOT. Полностью реконструированные события использовались для получения распределений множественности N_{ch} рожденных заряженных частиц, детектируемых системой FSD + GEM.

МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЦЕНТРАЛЬНОСТИ НА ОСНОВЕ МНОЖЕСТВЕННОСТИ

Для восстановления распределения прицельного параметра на основе множественности рожденных частиц, регистрируемых системой FSD + GEM, были использованы MC-Glauber и Γ -fit методы [3].

В рамках подхода MC-Glauber для составления двух ядер из нуклонов и моделирования процесса их столкновения была использована модель PHOBOS MC-Glauber версии 3.2 [7, 8]. Было сгенерировано 2 млн событий столкновения $\text{Xe} + \text{Cs(I)}$, для каждого события были рассчитаны прицельный параметр b , число участвующих нуклонов (N_{part}) и число бинарных нуклон-нуклонных столкновений (N_{coll}). Множественность частиц была смоделирована на основе выходных данных модели MC-Glauber и простой модели рождения частиц, основанной на отрицательном биномиальном распределении (NBD). Полученное распределение множественности частиц было подогнано к экспериментально измеренному N_{ch} [3]. В качестве примера на рис.2, вверху показано распределение множественности заряженных частиц N_{ch} для полностью реконструированных модельных событий $\text{Xe} + \text{Cs(I)}$ столкновений при энергии 4 ГэВ/нуклон (светлые квадраты) в сравнении с результатом подгонки методом MC-Glauber (синие треугольники). Таким образом, получив финальный набор параметров подгонки, можно извлечь среднее значение прицельного параметра $\langle b \rangle$ для каждого класса центральности, определяемого срезами в распределении множественности (см. пунктирные вертикальные линии на рис.2, вверху). На рис.2, внизу показана

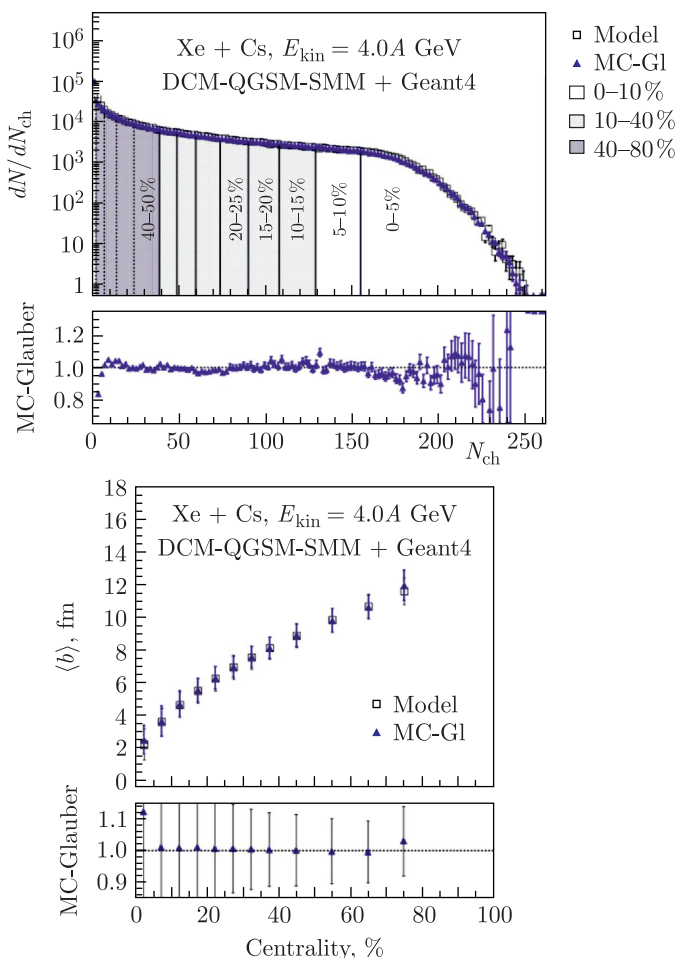


Рис. 2 (цветной в электронной версии). Вверху: распределение множественности заряженных частиц N_{ch} в полностью реконструированных модельных событиях Xe + Cs(l) столкновений при энергии 4 ГэВ/нуклон (светлые квадраты) в сравнении с результатом подгонки методом MC-Glauber (синие треугольники). Вертикальные линии обозначают классы центральности. Внизу: зависимость средних значений прицельного параметра $\langle b \rangle$ от центральности для модельных данных (светлые символы) и результата применения метода MC-Glauber (темные символы)

зависимость средних значений прицельного параметра $\langle b \rangle$ от центральности для модельных данных (светлые символы) и результата применения метода MC-Glauber (темные символы). Обнаружено хорошее согласие между величинами $\langle b \rangle$.

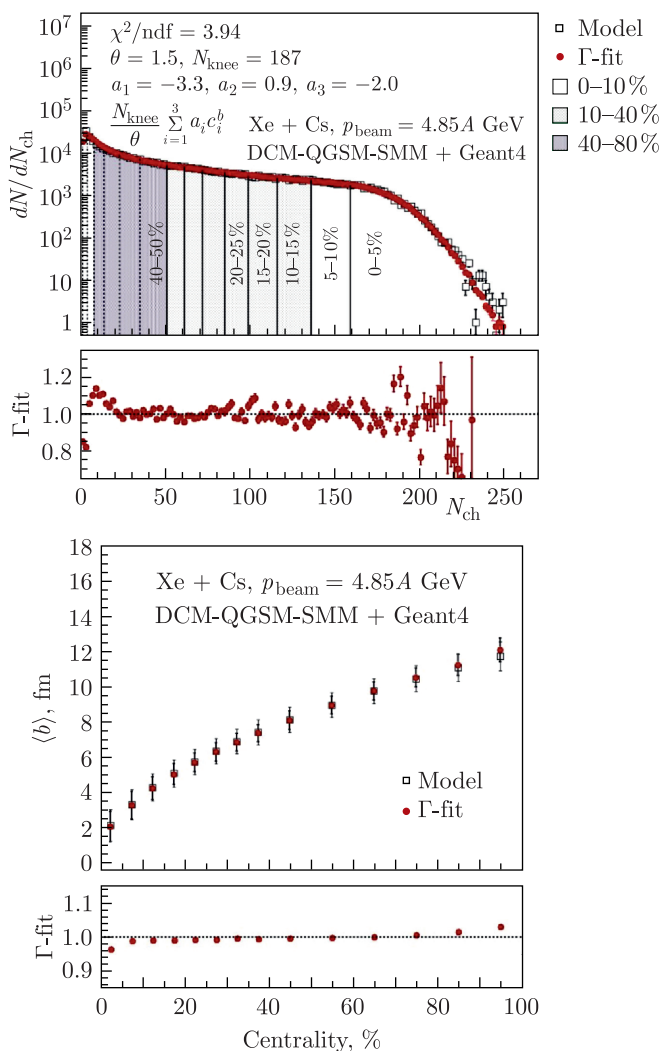


Рис. 3 (цветной в электронной версии). Вверху: распределение множественности заряженных частиц N_{ch} в полностью реконструированных модельных событиях Xe + Cs(I) столкновений при энергии 4 ГэВ/нуклон (светлые квадраты) в сравнении с результатом подгонки методом Γ -fit (красные кружки). Вертикальные линии обозначают классы центральности. Внизу: зависимость средних значений прицельного параметра $\langle b \rangle$ от центральности для модельных данных (светлые символы) и результата применения метода Γ -fit (темные символы)

Метод Γ -fit основан на предположении о том, что связь между измеренной множественностью N_{ch} и прицельным параметром b является вероятностной и может быть выведена из экспериментальных данных без опоры на какую-либо конкретную модель столкновений тяжелых ионов [4]. Восстановление прицельного параметра по измеренной множественности N_{ch} является типичной обратной задачей, которая может быть решена методом обратной свертки. Флуктуационное ядро $P(N_{ch}|b)$ используется для моделирования флуктуаций множественности N_{ch} при фиксированном прицельном параметре. Флуктуации множественности могут быть с хорошей точностью описаны гамма-распределением. Параметры гамма-распределения могут быть извлечены путем аппроксимации измеренного распределения N_{ch} , подробности см. в работе [3]. В качестве примера на рис. 3, вверху показано применение Γ -fit метода для того же распределения множественности заряженных частиц N_{ch} . На рис. 3, внизу показана зависимость средних значений прицельного параметра $\langle b \rangle$ от центральности для модельных данных (светлые символы) и результата применения метода Γ -fit (темные символы). Результаты сравнения (нижние части рис. 2, 3) показывают, что значения среднего прицельного параметра $\langle b \rangle$ и его ширина, восстановленные методами MC-Glauber и Γ -fit, хорошо согласуются со значениями из модели.

РЕЗУЛЬТАТЫ ПРИМЕНЕНИЯ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Описанные выше методы определения центральности были применены к экспериментальным данным BM@N для столкновений $\text{Xe} + \text{Cs(I)}$ при энергии 3,8 ГэВ/нуклон. Для построения множественности заряженных частиц (N_{ch}) отбирались все события, удовлетворяющие условию срабатывания триггера центрального столкновения (CCT2), а также события, в которых при восстановлении вершины столкновения использовали более одного трека. В каждом событии отбирались все заряженные частицы, регистрируемые в детекторах FSD и GEM. На рис. 4 представлены результаты по определению центральности на основе множественности частиц с помощью MC-Glauber и Γ -fit методов. Оба подхода хорошо описывают распределение множественности вплоть до 60 %. Результаты Γ -fit метода немного лучше описывают экспериментальные данные в среднецентральной области. На рис. 5 представлена зависимость от центральности среднего значения прицельного параметра $\langle b \rangle$, где результирующие значения $\langle b \rangle$ были получены при использовании MC-Glauber метода (синие треугольники) и Γ -fit метода (красные треугольники). Полученные результаты хорошо согласуются для центральных столкновений, но немного расходятся для периферийных столкновений.

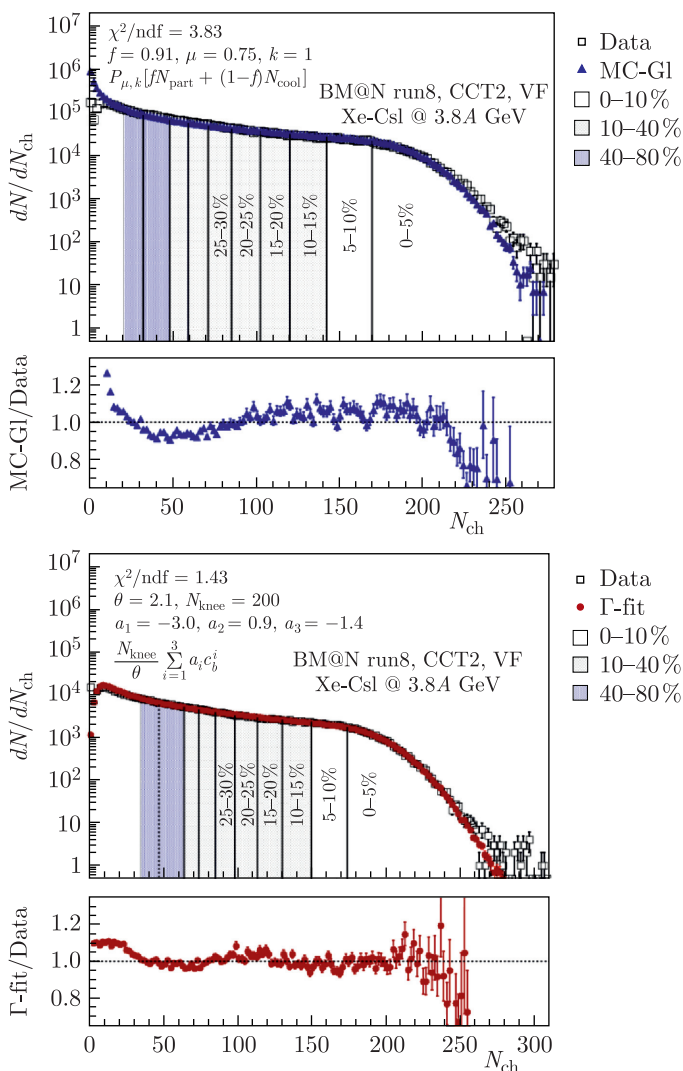


Рис. 4 (цветной в электронной версии). Распределение множественности заряженных частиц N_{ch} (светлые квадраты) из экспериментальных данных BM@N для Xe + Cs(I) столкновений при энергии 3,8 ГэВ/нуклон в сравнении с подогнанными распределениями, полученными MC-Glauber методом (синие треугольники на верхней части рисунка) и Γ -fit методом (красные кружки на нижней части рисунка)

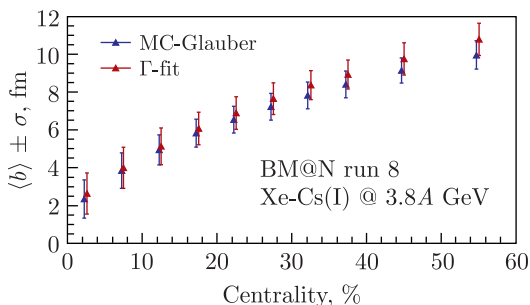


Рис. 5. Зависимость среднего прицельного параметра $\langle b \rangle$ от центральности для разных методов определения центральности: MC-Glauber метод — синие треугольники; Γ -fit метод — красные треугольники

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе представлена процедура определения центральности для эксперимента BM@N, основанная на применении MC Glauber и Γ -fit методов к распределению множественности рожденных заряженных частиц. Валидность процедуры была проверена на полностью реконструированных событиях DCM-QGSM-SMM для столкновений Xe + Cs(I) при энергии пучка 4 ГэВ/нуклон. Показаны предварительные результаты применения процедуры определения центральности для экспериментальных данных BM@N для столкновений Xe + Cs(I) при энергии пучка 3,8 ГэВ/нуклон.

Финансирование. Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ, проект «Фундаментальные и прикладные исследования на экспериментальном комплексе класса мегасайенс NICA (ОИЯИ)» № FSWU-2025-0014.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kapishin M.* Heavy Ion BM@N and MPD Experiments at NICA // JPS Conf. Proc. 2020. V. 32. P. 010093.
2. *Senger P. et al. (BM@N Collab.).* The Heavy-Ion Program at the Upgraded Baryonic Matter@Nuclotron Experiment at NICA // PoSC. 2022. V. POD2021. P. 033.
3. *Parfenov P., Idrisov D., Luong V.B., Taranenko A.* Relating Charged Particle Multiplicity to Impact Parameter in Heavy-Ion Collisions at NICA Energies // Particles. 2021. V. 4, No. 2. P. 275–287.
4. *Rogly R., Giacalone G., Ollitrault J. Y.* Reconstructing the Impact Parameter of Proton–Nucleus and Nucleus–Nucleus Collisions // Phys. Rev. C. 2018. V. 98, No. 2. P. 024902; arXiv:1804.03031.

5. *Botvina A. S. et al.* Multifragmentation of Spectators in Relativistic Heavy Ion Reactions // Nucl. Phys. A. 1995. V. 584. P. 737–756.
6. *Baznat M., Botvina A., Musulmanbekov G., Toneev V., Zhezher V.* Monte-Carlo Generator of Heavy Ion Collisions DCM-SMM // Phys. Part. Nucl. Lett. 2020. V. 17, No. 3. P. 303–324; arXiv:1912.09277.
7. *Miller M. L., Reygers K., Sanders S. J., Steinberg P.* Glauber Modeling in High Energy Nuclear Collisions // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2007. V. 57. P. 205–243; arXiv:nucl-ex/0701025.
8. *Loizides C., Nagle J., Steinberg P.* Improved Version of the PHOBOS Glauber Monte Carlo // SoftwareX. 2015. V. 1–2. P. 13–18; arXiv:1408.2549 [nucl-ex].