

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»  
(НИЯУ МИФИ)

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ  
КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

УДК 531.3, 539.1.074

На правах рукописи

ЯКОВНЮК ЛЕОНИД АЛЕКСЕЕВИЧ

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ  
СПЕКТАТОРОВ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЦЕНТРАЛЬНОСТИ  
СТОЛКНОВЕНИЯ ЯДЕР АДРОНЫМ КАЛОРИМЕТРОМ НА  
КОЛЛАЙДЕРЕ NICA**

Направление подготовки 14.04.02 «Ядерная физика и технологии»  
Диссертация на соискание степени магистра

Научный руководитель,  
к.ф.-м.н.

\_\_\_\_\_ Е. Ю. Солдатов

Научный консультант,  
д.ф.-м.н.

\_\_\_\_\_ А. Б. Курепин

Москва 2025

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА МАГИСТРА

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ  
СПЕКТАТОРОВ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЦЕНТРАЛЬНОСТИ  
СТОЛКНОВЕНИЯ ЯДЕР АДРОНЫМ КАЛОРИМЕТРОМ НА  
КОЛЛАЙДЕРЕ NICA**

Студент	_____ Л. А. Якобнюк
Научный руководитель, к.ф.-м.н.	_____ Е. Ю. Солдатов
Научный консультант, д.ф.-м.н.	_____ А. Б. Курепин
Рецензент, к.ф.-м.н.	_____ Г. А. Нигматкулов
Секретарь ГЭК, к.ф.-м.н.	_____ А. А. Кириллов
Зав. каф. №40, д.ф.-м.н., проф.	_____ М. Д. Скорохватов
Рук. учеб. прог., к.ф.-м.н.	_____ А. А. Кириллов

# ОГЛАВЛЕНИЕ

<b>Введение</b>	<b>4</b>
<b>1 Описание установки и методы определения центральности</b>	<b>6</b>
1.1 Методы определения центральности при ядро-ядерных столкновениях . . . . .	6
1.1.1 Определение центральности по множественности образовавшихся частиц . . . . .	7
1.1.2 Определение центральности по полной поперечной энергии $E_T$ . . . . .	8
1.1.3 Определение центральности по энергии, унесенной спектрометрами . . . . .	8
1.2 Схема установки эксперимента MPD . . . . .	8
<b>2 Определение ошибки центральности по данным адронного калориметра</b>	<b>12</b>
2.1 Применение теоремы Байеса для определения разрешения адронного калориметра . . . . .	13
<b>3 Предложение размещения адронного калориметра</b>	<b>16</b>
<b>Заключение</b>	<b>21</b>
<b>Список литературы</b>	<b>22</b>

## ВВЕДЕНИЕ

Многоцелевой детектор (MPD) является одним из двух специализированных экспериментов по столкновениям тяжелых ионов на установке на базе коллайдера NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility), одного из флагманских проектов в Объединенном институте ядерных исследований (ОИЯИ). Его основная научная цель заключается в поиске новых явлений в области, богатой барионами, на фазовой диаграмме квантовой хромодинамики (КХД) путем столкновения тяжелых ядер в диапазоне энергий  $4 \text{ ГэВ} \leq \sqrt{s_{NN}} \leq 11 \text{ ГэВ}$ . Другие диапазоны были подробно исследованы в ходе таких экспериментов, как Супер Ионный Синхротрон (SIS), Суперпротонный Синхротрон (SPS), Релятивистский коллайдер тяжелых ионов (RHIC) и Большой Адронный Коллайдер (LHC). Результаты эксперимента MPD позволят заполнить энергетический диапазон, который ранее не был рассмотрен.

В данном энергетическом диапазоне достигается наивысшая плотность барионов [1], что позволяет изучать кварк-глюонную плазму (КГП) и искать критическую точку наилучшим образом. Это необходимо для понимания эволюции ранней Вселенной, изучения условий, при которых возможен переход от КГП к адронной материи, сравнения с теоретическими предсказаниями, отличия от которых могут сигнализировать о наличии новых, неизвестных ранее типов взаимодействий.

Недавно полученные в результате моделирования расчёты показали, что при слиянии нейтронных звёзд достигаются похожие плотности и температуры ядерного вещества, что и при столкновении ядер с в энергетическом диапазоне NICA [2]. Поэтому можно получить данные о слиянии нейтронных звёзд, используя результаты эксперимента MPD.

Центральность является ключевым параметром для определения размера системы столкновений при столкновениях релятивистских тяжелых ионов. Для некоторых диапазонов энергий на коллайдерах RHIC и LHC получены хорошие результаты, однако при энергиях  $2,5 - 5,5 \text{ ГэВ/нуклон}$  на коллайдере

NICA из-за недостаточного собственного разрешения по выделенной энергии калориметра необходимо провести более подробный анализ.

Эксперимент MPD направлен на детальный анализ множества наблюдаемых параметров, возникающих при столкновениях тяжелых ионов, в зависимости от энергии взаимодействия и степени центральности системы [3; 4]. Определение центральности событий в ядро–ядерных столкновениях играет ключевую роль в исследованиях свойств высокоэнергетической адронной материи. Это связано с тем, что такие характеристики, как коллективный поток, множественность рожденных частиц и флуктуации, существенно меняются в зависимости от центральности столкновения. Поэтому важно не просто разделять события на центральные и периферические, а выделять узкие интервалы центральности для более точного изучения зависимостей.

Например, при анализе эффекта гашения струй [5] используется фактор ядерной модификации, учитывающий поправки на эквивалентное количество протон-протонных столкновений в зависимости от выбранного диапазона центральности.

# 1 ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЦЕНТРАЛЬНОСТИ

Эксперимент MPD позволяет регистрировать частицы с углом, близким к  $4\pi$ , и предназначен для обнаружения заряженных адронов, электронов и фотонов, образующихся при столкновениях тяжелых ионов в диапазоне энергий и высоких светимостей коллайдера NICA.

В этой главе будет рассмотрена схема установки эксперимента MPD, схема и принцип работы переднего адронного калориметра FNCal и различные методы определения центральности.

## 1.1 МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЦЕНТРАЛЬНОСТИ ПРИ ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

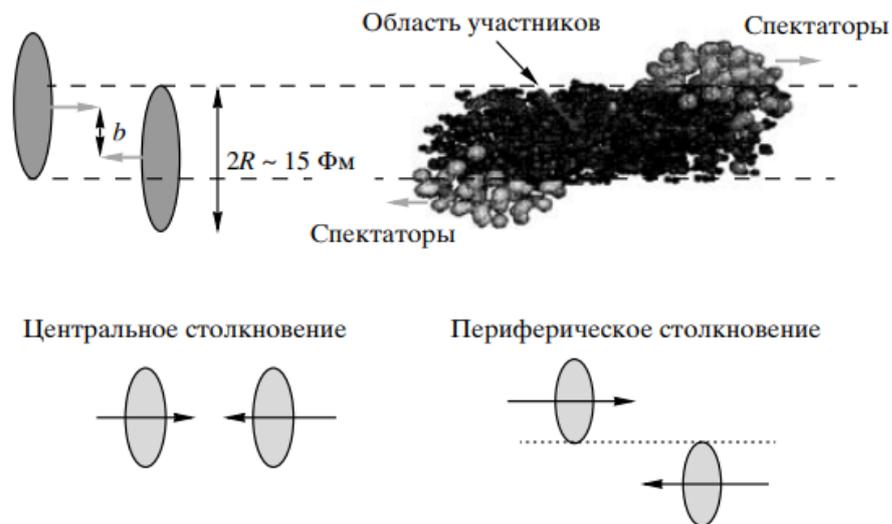


Рисунок 1.1 — Геометрическая картина столкновения ядер с прицельным параметром  $b$

Для понимания, что такое центральность столкновения, можно воспользоваться простой геометрической картиной, показанной на рисунке 1.1. Сама

центральность определяется модулем вектора  $\mathbf{b}$ , который называют прицельным параметром. Этот вектор соединяет центры сталкивающихся ядер и лежит в плоскости, перпендикулярной оси столкновения. Принято классифицировать события по центральности, указывая диапазон прицельных параметров, либо долей от полного геометрического сечения.

Здесь можно выделить три переменные, которые можно рассчитать по различным моделям, например модели Глаубера [6] :  $N_{part}$  — число нуклонов, участвующих в столкновении;  $N_s$  — число нуклонов-спектаторов (т.е. нуклонов, не столкнувшихся ни с одним другим нуклоном);  $N_{coll}$  — число бинарных нуклон-нуклонных столкновений. Первый и третий из этих параметров невозможно измерить на эксперименте.

### 1.1.1 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЦЕНТРАЛЬНОСТИ ПО МНОЖЕСТВЕННОСТИ ОБРАЗОВАВШИХСЯ ЧАСТИЦ

С помощью детекторов фиксируется множественность частиц, образовавшихся в зоне перекрытия ядер. Чем больше множественность, тем центральнее столкновение. Этот метод используется в эксперименте STAR [7].

Как преимущества использования этого метода можно выделить его простоту ( достаточно детекторов, регистрирующих заряженные частицы), высокую статистику, т.к. заряженные частицы, такие как протоны, электроны,  $\pi$ - и  $K$ -мезоны рождаются в высоком количестве, широкий энергетический диапазон, возможность использования в разных столкновительных системах (  $Au + Au$ ,  $Pb + Pb$ ,  $p + Pb$  ).

Его недостатки: в очень центральных столкновениях рост множественности начинает замедляться; в сильно периферических столкновениях флуктуации становятся значимыми из-за недостатка статистики; чувствительность метода только к заряженным частицам; чувствительность к фоновым процессам, например к распадам резонансов.

### 1.1.2 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЦЕНТРАЛЬНОСТИ ПО ПОЛНОЙ ПОПЕРЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ $E_T$

До столкновения ядер полная поперечная энергия равна нулю, поэтому удобно измерять эту энергию после столкновения и по ней определять центральность. Этот метод применялся на эксперименте WA-98 [8].

Этот метод учитывает и нейтральные частицы, в отличие от предыдущего, меньше зависит от эффективности регистрации, устойчив к фоновым процессам, позволяет разделять даже самые центральные события. В свою очередь, для работы этого метода необходимы калориметры с высоким энергетическим разрешением. Также, при периферических столкновениях велика роль флуктуаций из-за малых  $E_T$

### 1.1.3 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЦЕНТРАЛЬНОСТИ ПО ЭНЕРГИИ, УНЕСЕННОЙ СПЕКТАТОРАМИ

Суть этого метода заключается в определении центральности по энергии, унесённой спектаторами, которую определяет адронный калориметр, расположенный под «нулевым» углом, т.е. практически перпендикулярно пучку. Этот метод используется на многих экспериментах [9; 10], в том числе и на MPD, где для этих целей установлен FHCAL.

Этот метод позволяет отделять периферические события, эффективен для асимметричных систем, менее чувствителен к наложению нескольких столкновений в одном пролёте пучка. При этом он крайне плох в самых центральных столкновениях из-за малости сигнала и не может показать, что происходит в области взаимодействия. Поэтому обычно этот метод применяется в комбинации с одним из двух предыдущих.

## 1.2 СХЕМА УСТАНОВКИ ЭКСПЕРИМЕНТА MPD

На рисунке 1.2 показан вид сбоку эксперимента MPD. Обозначены детекторы установки: TRC (время–проекционная камера) вместе с TOF (время пролётный детектор) будут использоваться для определения импульса и типа частицы; электромагнитные калориметры, которые необходимы для измерения

параметров электронов и фотонов; передний адронный калориметр (FHCAL) и др.

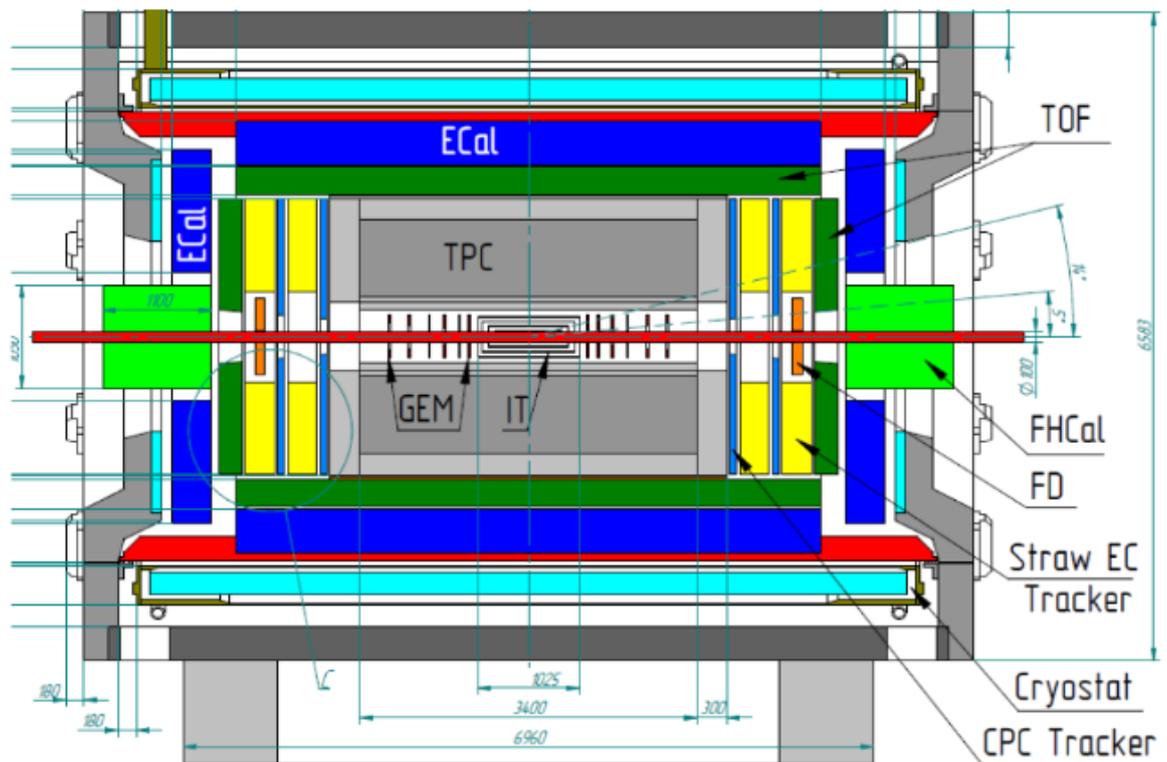


Рисунок 1.2 — Схема установки эксперимента MPD

Рассмотрим более подробно FHCAL, отклик которого и будет моделироваться далее в работе. Модульная конструкция калориметра представлена на рисунке 1.3. Этот детектор является доработанной версией ZDC (Zero – Degree Calorimeter), которую ранее планировалось использовать на эксперименте MPD [11]. FHCAL предназначен для измерения центральности столкновений частиц. Он состоит из двух идентичных детекторов, каждый из которых состоит из 44 сцинтилляционных плоскостей размером  $15 \times 15 \text{ см}^2$ , расположенных примерно через 3,2 метра от точки столкновения пучков. Отверстие в центре предназначено для пучка. Такая геометрия была выбрана для учёта движения нуклонов внутри ядра, а также для того, чтобы ядерные фрагменты, в которые может связаться часть нуклонов-спектаторов, тоже попадали в калориметр. Сигнал от спектаторов пропорционален их числу, что позволяет отделить спектр спектаторов от спектра пионов. Каждый модуль состоит из 42 слоев свинца и сцинтиллятора в соотношении 4:1 (16 мм свинца и 4 сцинтиллятора). Общая длина модуля составляет чуть менее метра (4 длины ядерного взаимодействия),

что позволяет калориметру полностью поглотить энергию налетающих адронов. Слои слоя загружаются в коробку из нержавеющей стали толщиной 0,5 мм и связываются вместе в один блок с помощью ленты из нержавеющей стали толщиной 0,5 мм. После сборки модуль покрывается другой аналогичной коробкой из нержавеющей стали. Две верхние и нижние коробки соединены точечной сваркой, обеспечивая механически стабильную конструкцию. Вес каждого модуля составляет около 200 кг. Оптическое считывание обеспечивается спектросмещающим оптоволоконном (WLS), встроенным в пазы в сцинтилляторных плитках. Это обеспечивает высокую эффективность и однородность сбора света по сцинтилляторным плиткам. Используются WLS-волокна Y-11(200) с двойной оболочкой и диаметром 1 мм, произведенные компанией Kuraray. Чтобы уменьшить потерю света, радиус изгиба WLS-волокна должен быть больше 5 см. Спиральные пазы в сцинтилляторных плитках обеспечивают немного лучшие параметры, чем круглые. Они были выбраны по этой причине для проектирования модулей FHCAL. Конец WLS-волокна внутри паза сцинтиллятора зеркально покрыт серебряной краской, что улучшает сбор света примерно на 30%. Каждая сцинтилляторная плитка покрыта белым отражателем (бумага TYVEK) для улучшения сбора света. WLS-волокна из 6 последовательных сцинтилляторных плиток собираются вместе в оптическом разъеме на конце модуля и полируются для улучшения оптического контакта с фотодетектором. Продольная сегментация на 7 секций требует такого же количества оптических разъемов и компенсирует неравномерность сбора света вдоль модуля, вызванную различной длиной WLS-волокон. Кроме того, семь компактных фотодетекторов соединены с оптическими разъемами на задней стороне модуля. Использование кремниевых фотоумножителей (SiPM) является оптимальным выбором благодаря их замечательным свойствам, таким как высокое усиление, компактность, низкая стоимость и невосприимчивость к магнитным полям. Hamamatsu MPPC (мультипиксельные фотонные счётчики) S12572-010C/P с размером пикселя  $10 \times 10$  мкм<sup>2</sup> были выбраны для обеспечения высокого динамического диапазона обнаруживаемых энергий. FEE, используемый для считывания MPPC, включает усилитель и формирователь с дифференциальными выходными сигналами. Благодаря формирователю длина сигнала составляет около 0,2 мкс, что в несколько раз длиннее, чем ширина оригинального сигнала после фотодетекторов. Необходимость более длинного сигнала связана с относительно

низкой частотой выборки АЦП, который оцифровывает сигнал.

После сборки модулей FHCa1 измеряли световую отдачу всех продольных секций с помощью космических мюонов, пересекающих продольные секции в модуле. В среднем космические мюоны откладывают около 50 фотоэлектронов в одной секции, что достаточно для калибровки энергетической шкалы модулей FHCa1 во время работы калориметра в установке MPD.

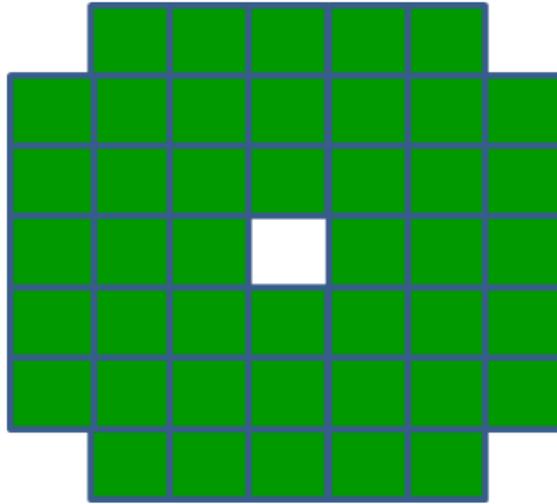


Рисунок 1.3 — Модульная структура одного из передних адронных калориметров перпендикулярно пучку

Данный калориметр способен регистрировать частицы с псевдобыстротой от 2.5 до 4.5 (это соответствует угловому диапазону от  $1,2^\circ$  до  $10^\circ$ ) и любым азимутальным углом.

## 2 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОШИБКИ ЦЕНТРАЛЬНОСТИ ПО ДАННЫМ АДРОННОГО КАЛОРИМЕТРА

Предполагается, что каждой выделенной в калориметре энергии соответствует какой-то среднее число спектаторов, которое подчиняется распределению Пуассона при малом их числе и распределению Гаусса при большом. Используя фрагментационные модели DCM-QGSM [12] и UrQMD [13], было получено, что величина выделенной энергии (а, значит, и число спектаторов) прямо пропорциональна прицельному параметру при малых значениях центральности. Далее это распределение нарушается из-за наличия отверстия для пучка, так как часть спектаторов связываются в ядерные фрагменты, которые улетают в отверстие подобно основному пучку и не попадают в калориметр. Эта проблема была рассмотрена в работе [14].

По результатам калибровки [4] получено, что энергетическое разрешение калориметра по энергии спектатора оказывается невысоким. Оно подчиняется распределению Гаусса:

$$\sigma = 0.56 * \sqrt{E_{beam}} \quad (2.1)$$

где  $E_{beam}$  - энергия пучка на нуклон в ГэВ.

Энергия, регистрируемая калориметром, получается как сумма независимых вкладов от каждого спектатора. Согласно теореме о дисперсии суммы, относительная погрешность измерения полной энергии  $E_s$  пропорциональна  $1/\sqrt{N_s}$ , где  $N_s$  — число спектаторов. Это позволяет достигать энергетического разрешения на уровне нескольких процентов.

Однако ключевым условием применения метода является однозначное соответствие между зарегистрированной энергией  $E_s$  и количеством спектаторов  $N_s$ . Проблема возникает из-за того, что энергетический спектр калориметра представляет собой плавную кривую без выраженных пиков [4], что затрудня-

ет прямое сопоставление значений  $N_s$  со значениями  $E_s$ . В результате каждой энергии  $E_s$ , зафиксированной калориметром, соответствует диапазон возможных значений  $N_s$ .

Для решения задачи предлагается байесовский подход. Вместо прямого определения числа спектаторов по выделенной в калориметре энергии решается обратная задача: при фиксированной энергии  $E_s$  вычисляется вероятностное распределение для  $N_s$ . Ширина этого распределения позволяет оценить допустимый интервал значений числа спектаторов. Теорема Байеса используется для учета априорных знаний о системе и уточнения оценки на основе экспериментальных данных.

## 2.1 ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРЕМЫ БАЙЕСА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАЗРЕШЕНИЯ АДРОННОГО КАЛОРИМЕТРА

Из калибровки известна плотность распределения энергии, выделенной каждым спектатором 2.1. Плотность распределения суммы вкладов отдельных спектаторов в известное из эксперимента значение выделенной энергии в адронном калориметре по теореме о вероятности суммы определяется следующим распределением Гаусса:

$$P_{E_s}(N_s) = \frac{1}{\sqrt{2\pi N_s \sigma^2}} \exp\left(-\frac{(E_s - N_s E_{beam})^2}{2N_s \sigma^2}\right) \quad (2.2)$$

В дальнейших оценках будем пренебрегать отличием величины выделенной энергии от суммарной энергии  $N$  спектаторов. Вероятность выхода  $P(N)$  числа  $N_s$  спектаторов при небольших значениях  $N_s$  можно определить по распределению Пуассона. При реальных измерениях с калориметром значения  $N$  составляют несколько десятков. В этом случае возможен предельный переход к распределению Гаусса с величиной дисперсии, равной математическому ожиданию  $N$ . Полная вероятность регистрации энергии  $E_s$  в калориметре равна

$$P(E_s) = \sum_{N_{min}}^{N_{max}} P_{E_s}(N_s) P(N_s) \quad (2.3)$$

Тогда вероятность зарегистрировать  $N_s$  спектаторов при условии регистрации калориметром энергии  $E_s$ :

$$P_{N_s}(E_s) = \frac{P_{E_s}(N_s)P(N_s)}{P(E_s)} = \frac{1}{P(E_s)} \frac{1}{\sigma \cdot 2\pi N_s} \exp\left(-\frac{(E_s - N_s E_b)^2}{2\sigma^2}\right) \times \exp\left(-\frac{(\bar{N}_s - N_s)^2}{2N_s}\right) \quad (2.4)$$

Результат для столкновений ядер  $^{209}\text{Bi}$  при фиксированной энергии  $E_s = 400$  ГэВ представлен на рисунке 2.1

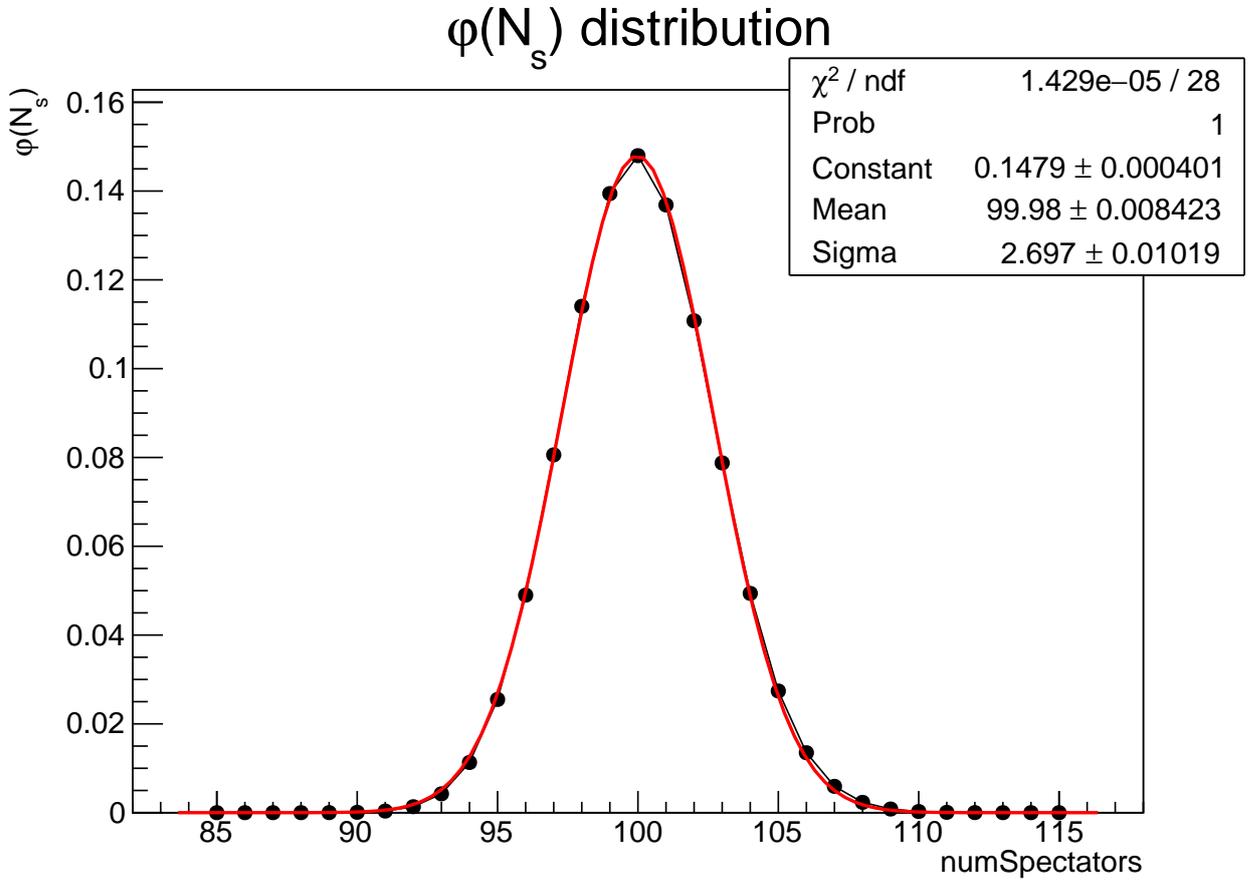


Рисунок 2.1 — Вероятность выхода  $N_s$  спектаторов при столкновении ядер висмута с  $\sqrt{s_{NN}} = 8$  ГэВ при регистрации энергии 400 ГэВ адронным калориметром

Полученные результаты для разных зафиксированных энерговыделений калориметра представлены в таблице 2.1.

В некотором приближении предположим, что для разделения пиков на энергетическом спектре калориметра необходимо взять диапазон спектаторов в  $[\bar{N}_s - 2 \cdot \sigma_{N_s}; \bar{N}_s + 2 \cdot \sigma_{N_s}]$

Таблица 2.1 — Результаты расчёта ширины распределений числа спектаторов  $N_s$  при различной фиксированной энергии

$E_s^{fix}$ , ГэВ	20	60	100	200	400	600	800
$\sigma_{N_s}$	0,6	1,1	1,3	1,9	2,7	3,3	3,8

Таким образом, величина дисперсии распределения энергии калориметра  $D_{E_s}$  определяется величиной дисперсии распределения 2.4 как:

$$D_{E_s} = 16E_{beam}^2 \cdot D_{N_s}(E_s) \quad (2.5)$$

Будем полагать, что 100% центральности соответствует 200 спектаторов (пренебрежём тем, что в ядре висмута 209 нуклонов, а не 200). Можно получить относительную ошибку, используя результаты формулы 2.5

$$\delta = \sqrt{D_{E_s}}/E_s \quad (2.6)$$

В результате можно выяснить, на какие диапазоны разбиваются данные калориметра для определения центральности.

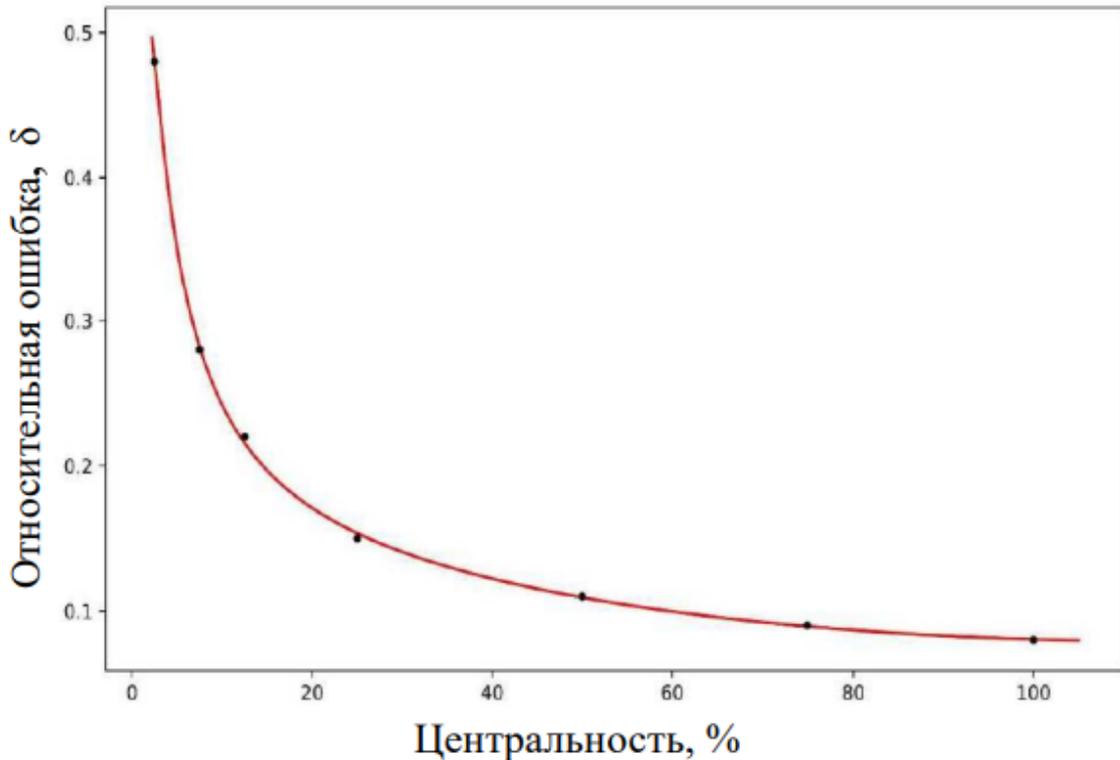


Рисунок 2.2 — Относительная ошибка при определении центральности столкновения ядер висмута с  $\sqrt{s_{NN}} = 8$  ГэВ адронным калориметром установки MPD коллайдера NICA

### 3 ПРЕДЛОЖЕНИЕ РАЗМЕЩЕНИЯ АДРОННОГО КАЛОРИМЕТРА

Из-за наличия отверстия для прохождения пучков появляется неоднозначность в определении зависимости числа спектаторов от центральности из-за образования значительного числа легких фрагментов при периферических столкновениях, которые проходят через отверстие для пучков и не регистрируются.

Один из возможных способов решения этой проблемы заключается в измерении пространственного распределения спектаторов [14; 15]. Предлагается измерять продольную и поперечную компоненты энергосвечения в калориметре:

$$E_T = \sum E_i \sin \theta_i, \quad E_L = \sum E_i \cos \theta_i \quad (3.1)$$

где  $E_i$  и  $\theta_i$  — это энергия и полярный угол  $i$ -го модуля FHCAL соответственно. На рисунках 3.1 и 3.2 представлены результаты данных расчётов по моделям LAQGSM (the Los Alamos version of Quark Gluon String Model) [16] и DCM-SMM (based on Dubna Cascade Model (DCM-QGSM) and Statistical Multifragmentation Model (SMM))[17]. Видно, что результат, представленный на рисунке 2.2 примерно в два раза хуже для диапазона центральности 40-100 %.

Но этот метод тяжело применять в данной ситуации, потому что при энергиях NICA не достигается удовлетворительное для его применения разрешение по энергии. Также не учитывается наличие поперечного импульса у спектаторов. При этом, получаемое значение относительной ошибки определения центральности для самых центральных столкновений всё ещё слишком большое.

Второй и более надёжный способ определения центральности по данным калориметра — размещение его модулей после отклоняющих дипольных магнитов которые служат для разведения встречных пучков коллайдера. Подобное размещение выполнено для всех детекторов ZDC в ЦЕРНе. После столкновения в точке встречи каждый из пучков продолжает движение по некоторой

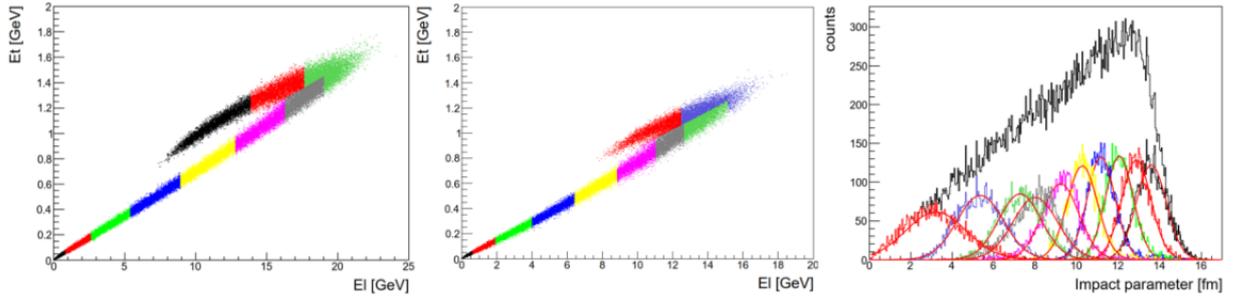


Рисунок 3.1 — Зависимости продольной от поперечной энергий в калориметре, рассчитанные для моделей LAQGSM (слева) и DCM-SMM (по центру). Разными цветами отмечены различные 10%-е диапазоны центральности. Справа представлены распределения прицельного параметра для каждого 10%-го диапазона центральности, профитированные распределением Гаусса

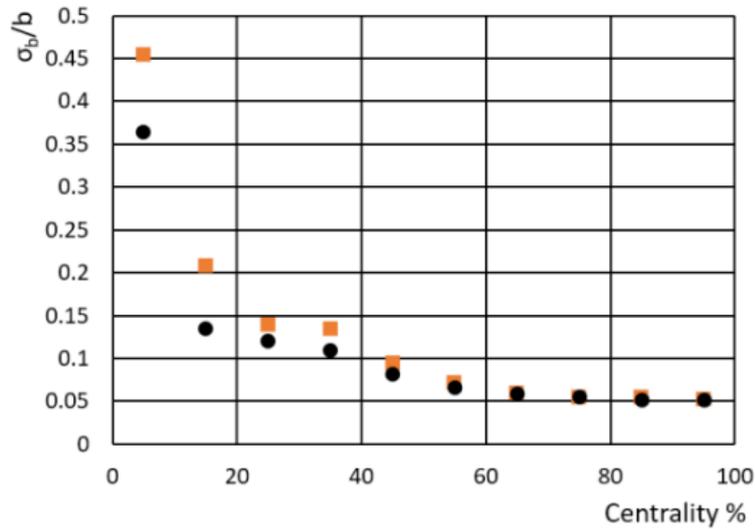


Рисунок 3.2 — Ошибка определения центральности, рассчитанная по моделям DCM-SMM (оранжевый) и LAQGSM (черный)

центральной траектории. Их сопровождает ореол различных частиц, образованных в результате столкновения, в том числе и интересующие нас нуклоны-спектаторы, образованные при взаимодействии ядер висмута. На траектории пучков коллайдера после прохождения установки MPD расположены два магнита MB1 (отмечен голубым цветом рядом с оранжевыми блоками на рисунке 3.3) и MB2 (расположен левее и тоже отмечен голубым цветом), разводящие пучки по вертикали, с магнитным полем, различным при разных энергиях пучка, и длиной поля  $L_1 = 1,38$  м. Предлагается разместить калориметр перед магнитом MB2 (через 2,5 метра после вылета из магнитного поля магнита MB1) так, чтобы в калориметр попадали протоны-спектаторы и не попадали ядра

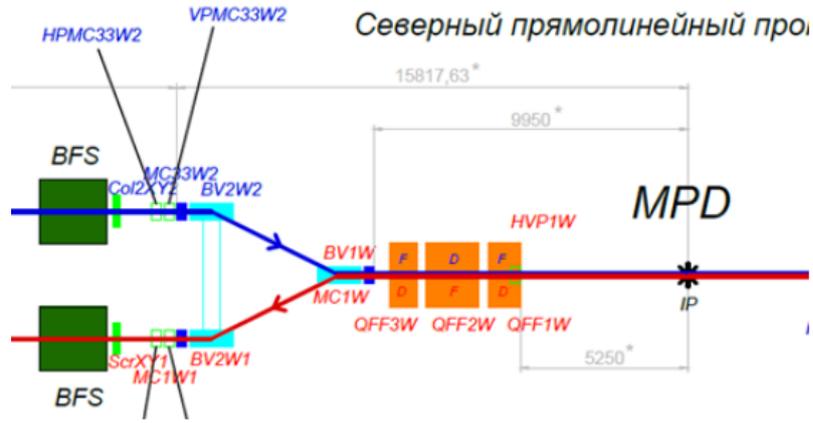


Рисунок 3.3 — Схема коллайдера NICA после установки MPD

висмута. Оценки величины отклонения пучка и частиц сделаны для величины кинетической энергии ядер висмута 4 ГэВ на нуклон и магнитного поля  $B = 1.197$  Тл. Импульс протона – спектатора  $p = 4$  ГэВ.

Отклонение заряженных частиц при пролёте через магнитное поле можно оценить по формуле 3.2

$$h = R \cdot (1 - \cos(\alpha)) = R \cdot \frac{\alpha^2}{2} = \frac{L_1^2}{2R} = \frac{qBL_1^2}{2p} \quad (3.2)$$

где  $R$ - радиус кривизны траектории,  $\alpha$ - малый угол, на который ядро или протон отклоняется от первоначальной траектории,  $q$ - заряд. В результате движения по круговой орбите протон отклоняется на малый угол  $\alpha \approx 0,1$  радиан.

Значит, при прохождении магнита MB1 один из пучков ядер висмута отклоняется на  $h_{Bi} = 3,5$  см в направлении вниз 3.1. Отклонение протона–спектатора в том же направлении составляет  $h_{spec} = 7.1$  см. Тяжелые фрагменты с отношением массы к заряду, близким к ядрам висмута, отклоняются вместе с основным пучком. Расстояние между основным пучком и протоном–спектатором составляет 3,5 см.

Но не все протоны–спектаторы влетают в магнитное поле полностью в продольном направлении. Часть из них имеет поперечный импульс, а значит влетает под небольшим углом  $\theta$ ,  $\sin(\theta) \approx 0,025$  для наиболее центральных столкновений, как следует из рисунка 3.4. Он получен с использованием Монте-Карло генератора UrQMD (Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics), который широко используется для моделирования ядро-ядерных столкновений. Его недостаток заключается в том, что он не способен описывать рождение

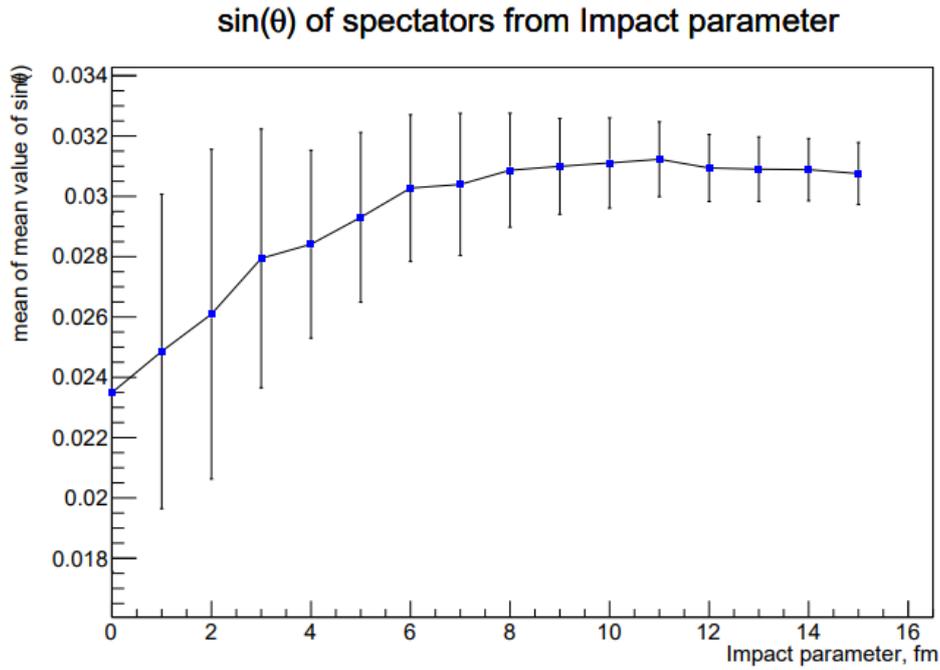


Рисунок 3.4 — График зависимости среднего синуса угла вылета спектаторов от прицельного параметра сталкивающихся ядер, рассчитанный с помощью Монте-Карло генератора UrQMD

ядерных фрагментов.

А в работе [18] показано, что это справедливо только для самых центральных столкновений, что видно из рисунка 3.5. Так как самая большая ошибка в определении центральности наблюдается именно в наиболее центральных столкновениях (рисунок 2.2), то будем считать применение генератора UrQMD в данной ситуации допустимым.

Это приводит к размытию «пятна» протонов на приблизительно 4,1 см в направлениях вверх и вниз, в соответствии с 3.3

$$d = L_1 \cdot \tan(\theta) \approx L_1 \cdot \theta \quad (3.3)$$

После магнитного поля спектаторы и ядра висмута летят еще 2,5 метра до детектора FNCal, что приводит к дополнительному отклонению от первоначальной траектории ядер до 16,1 см, а «пятно» протонов становится размыто в диапазоне  $33 \pm 35$  см. Такое размытие будет влиять только на эффективность регистрации спектаторов

Получается, что при данном предлагаемом размещении калориметра всё ещё нельзя разделить протоны–спектаторы и ядра висмута, так как точка, в

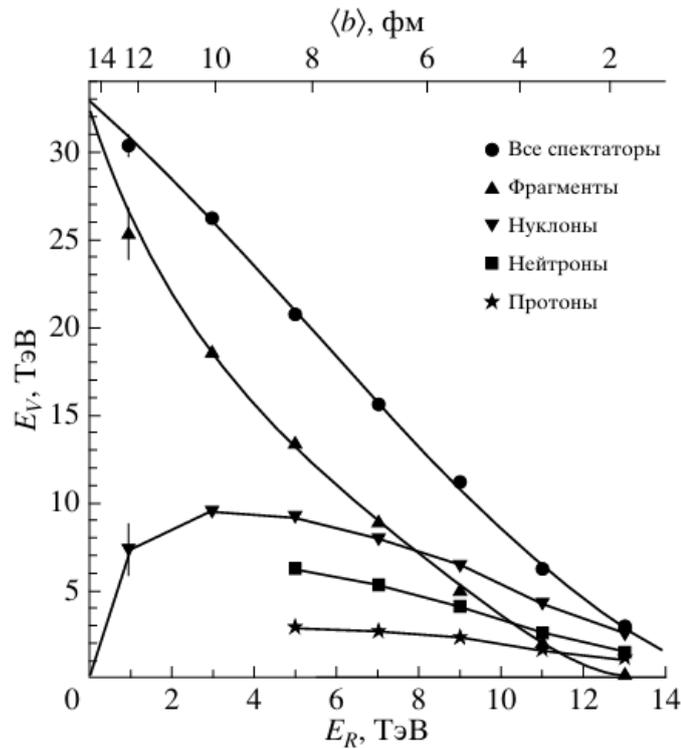


Рисунок 3.5 — Энергия, которую уносят различные виды спектаторов, в зависимости от прицельного параметра (верхняя шкала) и от энергии (нижняя шкала), измеренной кольцевым калориметром [18]. Результат получен при столкновении ядер свинца со свинцовой мишенью с энергией 158 ГэВ на нуклон

которой окажется ядро висмута при влете в магнитное поле магнита МВ2, расположена внутри пятна, в которое разлетается изначальный «конус» протонов-спектаторов. Значит проблема высокой ошибки определения центральности самых центральных столкновений остаётся актуальной. Но из-за сильного разлета конуса протонов возможно снизить неоднозначность в определении зависимости числа спектаторов от центральности при периферических столкновениях, так как меньше фрагментов будет улетать в отверстие для пучка.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью метода, основанного на применении теоремы Байеса, рассчитана относительная ошибка определения центральности столкновения тяжелых ядер с использованием переднего адронного калориметра установки MPD коллайдера NICA. Показано, что ошибка в определении центральности превышает более чем в два раза результаты оценок по различным моделям в диапазоне центральности 40-60%.

Предполагаемое новое размещение адронного калориметра на эксперименте не уменьшает ошибку в определении центральности для самых центральных столкновений, но позволяет практически решить проблему неоднозначности при некотором уменьшении эффективности регистрации спектров. При этом наилучший результат будет получен при использовании дополнительных детекторов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Randrup J., Cleymans J.* Maximum freeze-out baryon density in nuclear collisions // *Physical Review C*. — 2006. — Vol. 74, no. 4.
2. On the deconfinement phase transition in neutron-star mergers / E. R. Most [et al.] // *The European Physical Journal A*. — 2020. — Vol. 56, no. 2.
3. Determination of geometry of heavy ion collisions with forward hadron calorimeter (FHCAL) at MPD/NICA / A. Ivashkin [et al.] // *EPJ Web of Conferences* / ed. by S. Bondarenko, V. Burov, A. Malakhov. — 2019. — Vol. 204. — P. 07002.
4. Status and initial physics performance studies of the MPD experiment at NICA / V. Abgaryan [et al.] // *The European Physical Journal A*. — 2022. — Vol. 58, no. 7.
5. Disappearance of Back-To-Back High- $p_T$  Hadron Correlations in Central Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV / C. Adler [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2003. — Vol. 90, no. 8.
6. Glauber Modeling in High-Energy Nuclear Collisions / M. L. Miller [et al.] // *Annual Review of Nuclear and Particle Science*. — 2007. — Vol. 57, no. 1. — P. 205–243.
7. *Abelev B.* Growth of Long Range Forward-Backward Multiplicity Correlations with Centrality in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV // *Physical Review Letters*. — 2009. — Vol. 103, no. 17.
8. Centrality Dependence of Neutral Pion Production in 158-A GeV Pb + Pb Collisions / M. M. Aggarwal [et al.] // *Physical Review Letters*. — 1998. — Vol. 81, no. 19. — P. 4087–4091.
9. Systematic studies of elliptic flow measurements in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  / S. Afanasiev [et al.] // *Physical Review C*. — 2009. — Vol. 80, no. 2.

10. *Blume C., Collaboration t. N.* Centrality and energy dependence of proton, light fragment and hyperon production // *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*. — 2007. — Vol. 34, no. 8. — S951–S954.
11. Nuclear-nuclear collision centrality determination by the spectators calorimeter for the MPD setup at the NICA facility / M. B. Golubeva [et al.] // *Physics of Atomic Nuclei*. — 2013. — Vol. 76, no. 1. — P. 1–15.
12. Monte-Carlo Generator of Heavy Ion Collisions DCM-SMM / M. Baznat [et al.] // *Physics of Particles and Nuclei Letters*. — 2020. — Vol. 17, no. 3. — P. 303–324.
13. Relativistic hadron-hadron collisions in the ultra-relativistic quantum molecular dynamics model / M. Bleicher [et al.] // *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*. — 1999. — Vol. 25, no. 9. — P. 1859–1896.
14. Approaches in centrality measurements of heavy-ion collisions with forward calorimeters at MPD/NICA facility / V. Volkov [et al.] // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2020. — Vol. 1690, no. 1. — P. 012103.
15. Measurements of Spectators with Forward Hadron Calorimeter in MPD/NICA Experiment / A. Ivashkin [et al.] // *Phys. Part. Nucl.* — 2021. — Vol. 52, no. 4. — P. 578–583.
16. CEM03.03 and LAQGSM03.03 Event Generators for the MCNP6, MCNPX, and MARS15 Transport Codes / S. G. Mashnik [et al.]. — 2008.
17. Monte-Carlo Generator of Heavy Ion Collisions DCM-SMM / M. Baznat [et al.] // *Physics of Particles and Nuclei Letters*. — 2020. — Vol. 17, no. 3. — P. 303–324.
18. Spectator nucleons in Pb + Pb collisions at 158-A-GeV / H. Appelshäuser [et al.] // *Eur. Phys. J. A*. — 1998. — Vol. 2. — P. 383–390.