

P13-2011-127

М. Б. Голубева<sup>1</sup>, Ф. Ф. Губер<sup>1</sup>, А. П. Ивашкин<sup>1</sup>,  
А. Ю. Исупов, А. Б. Курепин<sup>1</sup>, А. Г. Литвиненко,  
Е. И. Литвиненко, И. И. Мигулина, В. Ф. Переседов

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЦЕНТРАЛЬНОСТИ ЯДРО-ЯДЕРНЫХ  
СТОЛКНОВЕНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ  
КАЛОРИМЕТРА СПЕКТРАТОРОВ  
ДЛЯ УСТАНОВКИ **MPD** НА КОЛЛАЙДЕРЕ **NICA**

Направлено в журнал «Ядерная физика»

---

<sup>1</sup>Институт ядерных исследований РАН, Москва

Голубева М. Б. и др.

P13-2011-127

Определение центральности ядро-ядерных столкновений с использованием калориметра спектаторов для установки MPD на коллайдере NICA

Исследованы условия работы адронного калориметра для регистрации спектаторов (Zero Degree Calorimeter, ZDC) в столкновениях тяжелых ядер на коллайдере с инвариантной энергией порядка нескольких ГэВ. Проведено моделирование работы ZDC для многоцелевого детектора MPD (Multi-Purpose Detector) коллайдера NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility), принятого к реализации в Объединенном институте ядерных исследований (ОИЯИ, Дубна). Показано, что учет рождения ядерных фрагментов-спектаторов приводит к немонотонной зависимости отклика ZDC от прицельного параметра. С использованием нескольких генераторов рождения продемонстрировано, что такая зависимость определяется центральным отверстием в ZDC, предназначенным для прохождения первичного пучка. Показано, что для определения центральности, кроме данных ZDC, необходима информация с других детекторных подсистем MPD@NICA.

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

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2011

Golubeva M. B. et al.

E13-2011-127

Nucleus–Nucleus Collision Centrality Determination by the Spectators Calorimeter for the MPD Setup at the NICA Facility

The work conditions of the hadron calorimeter for spectators registration (Zero Degree Calorimeter, ZDC) were studied for the heavy nuclei collisions with the several GeV invariant energy. The ZDC simulations were performed for the MPD (Multi-Purpose Detector) at the NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility) collider, which are under development at the Joint Institute for Nuclear Research (JINR, Dubna). Taking into account the spectator nuclear fragments leads to a nonmonotonic dependence of the ZDC response on the impact parameter. The reason for this dependence studied with several event generators is the primary beam hole in the ZDC center. It is shown that the ZDC signal should be combined with data from other MPD@NICA detector subsystems to determine centrality.

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, 2011

## ВВЕДЕНИЕ

Проект установки MPD (Multi-Purpose Detector) на коллайдере NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility) принят к реализации в Объединенном институте ядерных исследований (ОИЯИ, Дубна) (см. [1]). Основной задачей проекта MPD@NICA является изучение свойств сильно возбужденной адронной материи в ядро-ядерных столкновениях в интервале энергий  $\sqrt{s_{NN}} = 3\text{--}11$  ГэВ (см. [1–4]). В данной работе обсуждаются вопросы классификации событий по центральности столкновений в эксперименте MPD@NICA.

В экспериментах по исследованию свойств сильно возбужденной (нагретой и/или сжатой) адронной материи, возникающей при столкновениях релятивистских ядер, задача классификации событий по центральности является одной из ключевых. Прежде всего потому, что для исследований наиболее возбужденной части ядерной материи, которая может возникнуть при заданной энергии столкновений, требуется выделение центральных событий. Уже сама процедура разделения событий на центральные и периферические требует количественных критериев.

Однако классификация событий по центральности не сводится к простому делению событий на периферические и центральные столкновения. Изучение наблюдаемых величин в различных интервалах по центральности оказывается весьма информативным и позволяет получать данные как о пространственно-временной картине ядро-ядерных столкновений, так и о ряде свойств адронной материи, которые не могут быть получены без изучения центральности (см. [5–8]).

В подтверждение сказанного можно привести следующие примеры.

- В экспериментах на RHIC получено, что отношение эллиптического потока к пространственному эксцентриситету области взаимодействия остается постоянным для широкой области прицельных параметров [9, 10]. Это обстоятельство, наряду с большой величиной эллиптического потока, является сильным экспериментальным аргументом в пользу малого ( $\leq 1$  фм/с) времени термализации (см. [5–8]). Такого рода измерения невозможны без классификации событий по центральности, поскольку именно центральность является исходной величиной для получения пространственного эксцентриситета.

- При описании эффекта гашения струй [11, 12] и подавления выходов  $J/\psi$  [13] используется коэффициент модификации ядерной средой. Для вычисления этого коэффициента необходимо знать число бинарных столкновений, т. е. в конечном счете — центральность столкновений.

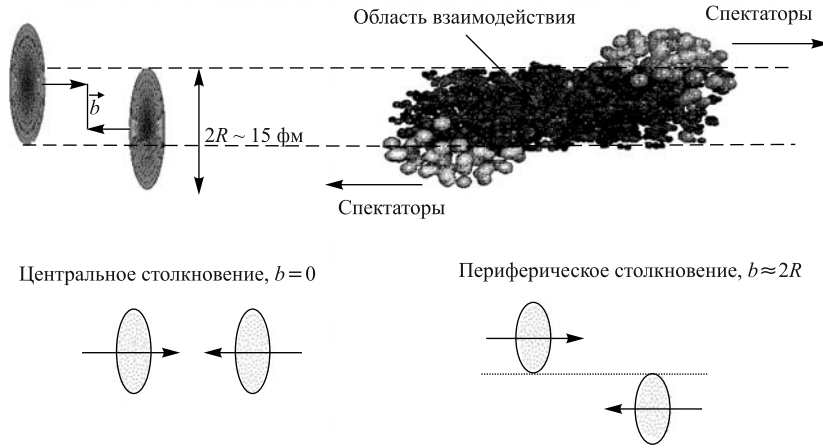


Рис. 1. Схематичный вид Au+Au-столкновения для прицельного параметра  $b$

Можно привести еще много примеров наблюдаемых, для исследования которых необходима классификация событий по центральности. Однако достаточно отметить, что вопросам определения центральности так же, как и вопросам связи этой величины с наблюдаемыми, уделяется существенное внимание в действующих и планируемых экспериментах по столкновениям релятивистских ядер (см. [14] и ссылки в ней).

Для пояснения определения центральности удобно пользоваться простой геометрической схемой, показанной на рис. 1. Степень центральности определяется модулем двумерного вектора  $b$ , который называется прицельным параметром и соединяет проекции центров сталкивающихся ядер на плоскость, перпендикулярную оси столкновений. Зная прицельный параметр  $b$ , можно в рамках моделей, описывающих начальную стадию столкновений, вычислить величины, традиционно используемые для описания геометрических свойств начальной стадии реакции, таких как (см. [15] и ссылки в ней):

- $N_{\text{part}}$  — число нуклонов-участников, т. е. число нуклонов, испытавших хотя бы одно столкновение;
- $N_{\text{coll}}$  — число парных столкновений;
- $N_s$  — число нуклонов-спектаторов, т. е. число нуклонов, не испытавших ни одного столкновения.

В большинстве генераторов, используемых для описания столкновения релятивистских ядер (например HIJING [16], VENUS [17], RQMD [18], UrQMD [19] и др.), связь между прицельным параметром и перечисленными выше величинами рассчитывается в рамках глауберовского приближения (подробное обсуждение и ссылки см. в [15]).

При классификации событий по центральности указывают либо интервал прицельных параметров  $[b_{\min}, b_{\max}]$  фм, либо долю от полного геометрического сечения, соответствующую выбранному интервалу  $[(b_{\min}/(2R_A))^2, (b_{\max}/(2R_A))^2]$  %, где  $R_A$  — радиус сталкивающихся ядер, которые в этом примере считаются одинаковыми. Иногда для классификации центральности используют среднее число нуклонов-участников  $N_{\text{part}}$  для данного интервала прицельных параметров. Связь этих классификаций обсуждается в работе [20]. Здесь будет использоваться классификация по интервалу прицельных параметров.

Поскольку прицельный параметр (как и число  $N_{\text{part}}$ ) не является измеряемой величиной, то остановимся кратко на наблюдаемых, которые традиционно используются для определения центральности. Чаще всего применяют два подхода, смысл которых понятен из рис. 1. В первом центральность определяется по энергии, уносимой фрагментами. При этом существуют веские экспериментальные аргументы в пользу того, что центральность должна определяться именно по энергии фрагментов-спектаторов, а не по их числу (см. разд. 1). Очевидно, что при переходе от периферических столкновений к центральным растет как число нуклонов-участников, так и число парных взаимодействий. Это обстоятельство используется во втором подходе, в котором центральность определяется по числу частиц, рожденных в области, не принадлежащей областям фрагментации сталкивающихся ядер.

В качестве примеров перечислим способы определения центральности, которые использованы в некоторых экспериментах:

- в эксперименте NA49 (SPS, CERN) для определения центральности использовался калориметр под нулевым углом (так называемый вето-калориметр VCAL) [21], измерявший энергию спектаторов;
- в эксперименте STAR (RHIC, BNL) центральность определяется по множественности рожденных заряженных частиц (число треков в TPC) в интервале быстрот  $|Y| \leq 1$  (заметим, что при полной энергии RHIC пучковые частицы имеют быстроты  $Y_{\text{beam}} \approx 5,4$ ) [22];
- в эксперименте PHENIX (RHIC, BNL) для определения центральности используются оба перечисленных критерия. А именно, центральность определяется при наложении соответствующих условий на двумерное распределение по множественности частиц, рожденных в интервале псевдобыстрот  $3,1 < |\eta| < 3,9$ , и по энергии, оставленной нейтронами-спектаторами в калориметрах под нулевым углом [10].

В данной работе анализируются возможности определения центральности на установке MPD@NICA. Для моделирования установки использовалась геометрия центрального детектора MPD, предложенная в Conceptual Design Report (CDR) (см. [23]). Внешний вид центральной части детектора показан на рис. 2.

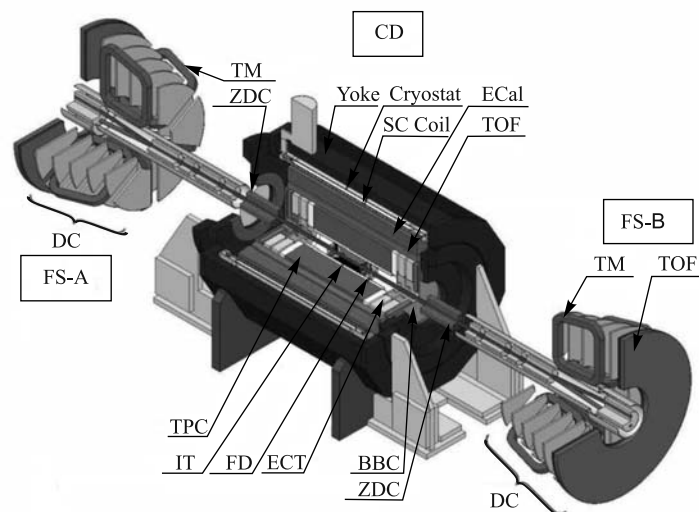


Рис. 2. Внешний вид детектора MPD. Для дальнейшего изложения существенны следующие детекторные подсистемы: TPC — времяпроекционная камера (Time-Projection Chamber), ZDC — калориметр под нулевым углом (Zero Degree Calorimeter). Рисунок взят из CDR (см. [23])

## 1. ПРИНЦИП И УСЛОВИЯ РАБОТЫ ZDC@MPD

В данном разделе приведены оценки, которые использовались при выборе конструкции калориметра. Эти оценки также позволяют на качественном уровне понять результаты моделирования, которые обсуждаются в следующих разделах.

Как уже отмечалось, принцип работы калориметров под нулевым углом ZDC опирается на простую геометрическую схему ядро-ядерных столкновений, показанную на рис. 1. Нуклоны, не попадающие в область пересечения ядер, не участвуют в столкновении и называются нуклонами-спектаторами. Эти нуклоны движутся в направлении, близком к направлению первичного пучка. Часть нуклонов-спектаторов попадает в ZDC. При увеличении прицельного параметра число нуклонов-спектаторов растет, и, следовательно, растет уносимая ими энергия. При рассмотрении такой геометрической картины необходимо учитывать следующие обстоятельства.

1. Нуклоны движутся внутри ядра, т. е. имеют ферми-импульс. Это приводит к тому, что частицы из спектаторной области имеют разброс по импульсу и углу вылета. Такой разброс спектаторов по углам необходимо учитывать при выборе геометрии ZDC.

2. Часть нуклонов-спектаторов рождается связанными в ядерные фрагменты. Экспериментально этот вопрос подробно исследовался в работе [24], из которой следует, что энергия, уносимая свободными (не связанными в ядерные фрагменты) нуклонами-спектаторами, не является монотонной функцией прицельного параметра (см. рис. 3). Это означает, что ZDC для данного детектора должен быть спроектирован так, чтобы в него попадали не только нуклоны-спектаторы (протоны и нейтроны), но и ядра-спектаторы. Например, в экспериментах на RHIC [25, 26] ZDC регистрируют только нейтроны-спектаторы. Следствием немонотонной зависимости числа нейтронов-спектаторов от прицельного параметра является то, что ни один из экспериментов на RHIC не использует ZDC для определения центральности. В лучшем случае для этих целей используется ZDC в комбинации с другими детекторами, например на PHENIX (см. [27]).

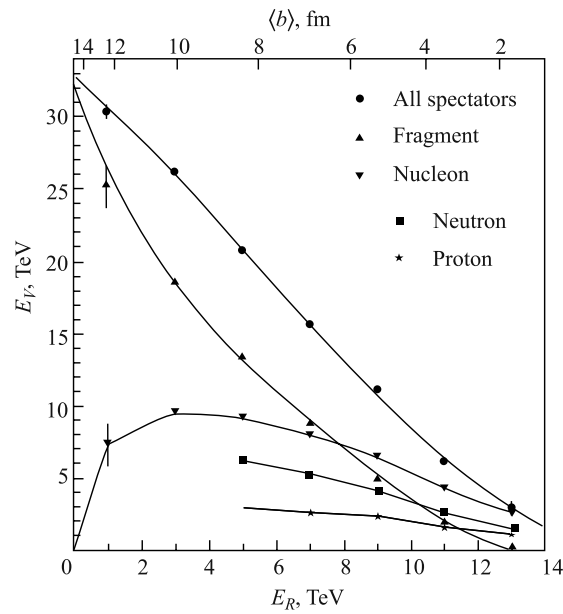


Рис. 3. Энергия, уносимая различными видами спектаторов (нейтронами, протонами и ядерными фрагментами), в зависимости от прицельного параметра (верхняя шкала) и от энергии (нижняя шкала), измеренной кольцевым калориметром (Ring Calorimeter). Рисунок взят из работы [24]. Данные получены коллаборацией NA49 для фиксированной мишени в столкновениях Pb+Pb при энергии 158 ГэВ/нуклон ( $\sqrt{S_{NN}} = 17,3$  ГэВ). Кольцевой калориметр измеряет энергию нейтральных частиц в области быстрот  $0,29 < y < 2$  (в системе центра масс)

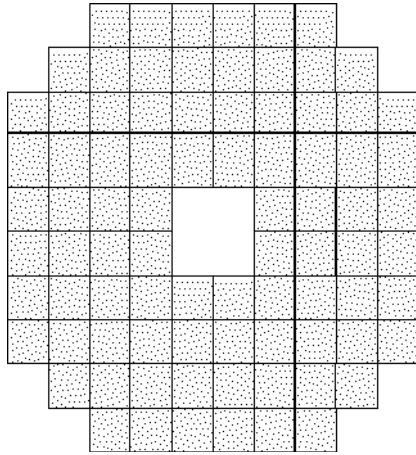


Рис. 4. Фронтальный вид ZDC. Размер маленькой ячейки составляет  $50 \times 50$  мм

При моделировании для каждого из двух (расположенных по обе стороны от точки пересечения) идентичных ZDC-калориметров использовалась следующая геометрия:

- расстояние от точки пересечения пучков (центра MPD по оси пучков  $Z$ )  $L_Z(\text{ZDC}) = 2870$  мм;
- фронтальная структура, показанная на рис. 4, поперечный размер модуля  $50 \times 50$  мм;
- продольная структура калориметра в виде 60 чередующихся слоев свинца (16 мм) и сцинтиллятора (4 мм). Таким образом, продольная структура модуля калориметра соответствует №4 из табл. 1.

На данном этапе не учитывались тонкие конструктивные особенности

ZDC, такие как наличие пространства для световодов, эффективность светосбора и т. д. Эти детали конструкции имеет смысл учитывать после проведения тестовых измерений на пучке, которые позволят окончательно зафиксировать все конструктивные решения для ZDC и при необходимости внести соответствующие эмпирические поправки.

Рассмотрим влияние магнитного поля на движение спектрометров. При этом будем пользоваться системой координат, ось  $Z$  которой направлена по оси пучка, а плоскость  $(X, Y)$  перпендикулярна к этой оси, ось  $Y$  направлена вверх. Согласно проекту [23], магнитное поле в MPD постоянно и направлено вдоль оси пучка (т.е. вдоль оси  $Z$ ). В таком поле частица движется по

**Таблица 1. Продольная структура различных вариантов модулей калориметра, для которых проводилось сравнительное моделирование энергетического разрешения**

Номер модуля	Структура слоя по пучку, мм	Число слоев, шт.	Поперечный размер, мм	Поверхностная плотность, г/см <sup>2</sup>	Полная длина $L$ , мм	Длина $L/\lambda_{\text{int}}$
1	20 Fe + 5 sci	40	$400 \times 400$	649,6	1000	5
2	20 Pb + 5 sci	40	$400 \times 400$	928	1000	4,9
3	10 Pb + 2,5 sci	80	$400 \times 400$	928	1000	4,9
4	16 Pb + 4 sci	60	$400 \times 400$	1113,6	1200	5,9
5	5 W + 5 sci	120	$400 \times 400$	1218	1200	7



траектории, являющейся винтовой линией:

$$\begin{aligned} x &= \frac{p_T A}{0,3QB} \sin\left(\frac{0,3QBz}{p_z A}\right), \\ y &= \frac{p_T A}{0,3QB} \left[ \cos\left(\frac{0,3QBz}{p_z A}\right) - 1 \right], \end{aligned} \quad (1)$$

где  $Q$  — заряд спектатора в единицах элементарного заряда;  $A$  — атомная масса спектатора в единицах масс нуклона;  $p_T$  и  $p_z$  — поперечный и продольный импульсы на нуклон для частицы-спектатора (в ГэВ/( $A \cdot c$ ));  $B$  — магнитное поле в теслах, а расстояния  $x$ ,  $y$ ,  $z$  измеряются в метрах. Из этого уравнения следует, что расстояние  $\rho$  от оси пучка

$$\rho(B, z) = \sqrt{x^2 + y^2} = \frac{p_T A}{0,3QB} \sqrt{2 \left( 1 - \cos\left(\frac{0,3QBz}{p_z A}\right) \right)}. \quad (2)$$

Индукция магнитного поля  $B$  в MPD предполагается  $< 1$  Тл, поперечный импульс нуклонов-спектаторов  $p_T \leq 0,3$  ГэВ/ $c$ , а продольный  $p_z \approx p_{\text{beam}}$  ( $p_{\text{beam}}$  — импульс на нуклон в одном из сталкивающихся ядер). Для энергий NICA аргумент косинуса в месте расположения ZDC ( $z = 2,8$  м) оказывается малым даже для протонов-спектаторов (для ядерных фрагментов-спектаторов он меньше на фактор  $Q/A < 1$ ). Так, для  $B = 1$  Тл и  $p_{\text{beam}} = 3$  ГэВ/ $c$  имеем

$$\frac{0,3QBz}{p_z A} = 0,3, \quad (3)$$

и уравнение (2) принимает вид

$$\rho(B, z) = \frac{p_T}{p_z} z. \quad (4)$$

Это означает, что магнитное поле MPD не изменяет полярный угол спектаторов в месте расположения ZDC. Единственное отличие от случая нулевого магнитного поля сводится к повороту траектории в плоскости ( $X$ ,  $Y$ ). Это приводит к небольшому изменению азимутального угла спектаторов на входе в ZDC по сравнению с азимутальным углом в точке рождения:

$$\Delta\phi = \frac{0,3QBz}{2p_z A} \leq 0,1 \approx 6^\circ. \quad (5)$$

Из этих оценок следует, что магнитное поле не влияет на геометрическую эффективность регистрации заряженных фрагментов в ZDC, т.е. при качественных оценках магнитное поле, а следовательно, и сложный вид траектории спектаторов можно не принимать во внимание.

Опираясь на экспериментальные данные по изучению зависимости числа нуклонов-спектаторов от прицельного параметра [24], показанные на рис. 3, оценим необходимое энергетическое разрешение ZDC. Согласно [24] при наиболее центральных Pb+Pb-столкновениях ( $b \leq 2,1 \pm 0,9$  фм) рождается в среднем 18 нуклонов-спектаторов. Если учесть разницу в числе нуклонов в ядрах Au и Pb, то для центральных Au+Au-столкновений следует ожидать испускания 17 нуклонов. Однако из-за конечных размеров ZDC и наличия отверстия для пропускания первичных пучков будут регистрироваться не все нуклоны-спектаторы.

Для оценки числа нуклонов-спектаторов, попавших в ZDC, введем геометрическую эффективность регистрации нуклонов-спектаторов  $\epsilon_{ZDC}$ , под которой будем понимать отношение числа зарегистрированных в ZDC нуклонов-спектаторов  $N_{s,ZDC}$  к полному числу испущенных нуклонов-спектаторов  $N_s$  (нуклонами-спектаторами считаем нуклоны с импульсом  $p_s < 0,3$  ГэВ/с в системе покоя фрагментирующего ядра):

$$\epsilon_{ZDC} = \frac{N_{s,ZDC}}{N_s}. \quad (6)$$

Определенная таким образом геометрическая эффективность зависит от прицельного параметра. В приведенных ниже оценках будем иметь в виду геометрическую эффективность для центральных ( $\leq 5\%$ ) столкновений.

Средняя энергия нуклона-спектатора равна энергии нуклона в одном из сталкивающихся ядер:  $E_s = \sqrt{S_{NN}}/2$ . Пусть среднее число спектаторов, испущенных при некотором прицельном параметре в один из ZDC, равно  $N_s$ , и, следовательно, средняя энергия спектаторов, попавших в оба ZDC, равна

$$E_{ZDC} = 2\epsilon_{ZDC}E_sN_s. \quad (7)$$

Флуктуации количества нуклонов-спектаторов приводят к разбросу в энергии, регистрируемой в обоих ZDC,  $\Delta E_{ZDC}$ . Предположим, что число спектаторов при фиксированном прицельном параметре описывается распределением Пуассона. В этих условиях величина разброса энергии за счет флуктуаций числа нуклонов-спектаторов

$$\Delta E_{ZDC} = \epsilon_{ZDC}\sqrt{2N_s}E_s. \quad (8)$$

Разброс энергии нуклона-спектатора в системе центра импульса за счет ферми-движения

$$\Delta E_{s,ZDC} = \frac{p_{\text{beam}} p_F}{m_N}, \quad (9)$$

где  $p_{\text{beam}}$  — импульс на нуклон в первичном ядре;  $p_F \leq 0,3$  ГэВ/с — ферми-импульс;  $m_N$  — масса нуклона. Это приводит к тому, что относительная

флуктуация энергии спектаторов в ZDC

$$\frac{\Delta E_{ZDC}}{E_{ZDC}} = \sqrt{\frac{1}{2N_s} + \left(\frac{p_{\text{beam}} p_F}{E_{\text{beam}} m_N}\right)^2}. \quad (10)$$

Для Au+Au-столкновений при энергиях NICA и эффективности регистрации  $\epsilon_{ZDC} \geq 0,4$  из (10) получаются следующие ограничения на относительное энергетическое разрешение ZDC:

$$\text{при } \sqrt{S_{NN}} = 3 \text{ ГэВ}, N_s = 17 \cdot 0,4 = 7$$

$$\frac{\Delta E_{ZDC}}{E_{ZDC}} \leq 30\%; E_{ZDC} = 10 \text{ ГэВ}; \quad (11)$$

$$\text{при } \sqrt{S_{NN}} = 11 \text{ ГэВ}, N_s = 17 \cdot 0,4 = 7$$

$$\frac{\Delta E_{ZDC}}{E_{ZDC}} \leq 36\%; E_{ZDC} = 37 \text{ ГэВ}. \quad (12)$$

Если энергетическое разрешение ZDC лучше приведенных оценок, то точность извлечения прицельного параметра определяется флуктуациями числа спектаторов (8) и ферми-движением нуклонов в первичном ядре (9), т. е. ограничена точностью метода, а не конкретной реализацией ZDC.

Остановимся на специфике энергетического разрешения калориметра при использовании его в качестве ZDC. При использовании адронного калориметра для определения энергии детектируемой частицы относительное энергетическое разрешение калориметра записывают в виде (см., например, [28])

$$\frac{\Delta E_{ZDC}}{E_{ZDC}} = \frac{\beta}{\sqrt{E}} + \gamma. \quad (13)$$

Для нуклонов  $E$  означает кинетическую энергию. Нуклоны, регистрируемые ZDC, есть нуклоны-спектаторы, каждый из которых имеет энергию, близкую к энергии на нуклон в первичных ядрах. В этих условиях постоянный член  $\gamma$  должен быть мал, строго говоря, равен нулю, если все нуклоны-спектаторы имеют одинаковую энергию. Действительно, в случае, когда нуклон-спектатор имеет фиксированную энергию

$$E_{ZDC} = N_{ZDC} E_s, \quad (14)$$

имеем разброс в энергии

$$\Delta E_{ZDC} = \sigma(E_{ZDC}) = \sqrt{N_{ZDC}} \sigma(E_s), \quad (15)$$

где  $E_s$  и  $E_{ZDC}$  — энергии одного нуклона-спектатора и группы из  $N_{ZDC}$  нуклонов-спектаторов, попавших в ZDC. Соответственно,  $\sigma(E_s)$  и  $\sigma(E_{ZDC})$  — дисперсии отклика ZDC на один нуклон-спектатор и на группу из  $N_{ZDC}$  спектаторов, попавших в ZDC.

Из выражений (13)–(15) следует, что энергетическое разрешение ZDC имеет вид

$$\frac{\Delta E_{ZDC}}{E_{ZDC}} = \frac{\sigma(E_{ZDC})}{E_{ZDC}} = \frac{\sigma(E_s)/\sqrt{E_s}}{\sqrt{E_{ZDC}}} = \frac{\beta}{\sqrt{E}}, \quad (16)$$

т. е., как и утверждалось, постоянный член в выражении для разрешения (13) равен нулю. При этом энергетическое разрешение определяется энергетическим разрешением для одного нуклона-спектатора. Приведенные ниже результаты моделирования с учетом влияния ферми-движения на энергию нуклонов-спектаторов подтверждают вывод о малой величине постоянного члена в формуле для энергетического разрешения ZDC.

Вернемся к оценке необходимого энергетического разрешения ZDC. Для этого согласно (7) необходимо оценить геометрическую эффективность ZDC, для чего мы будем использовать спектры испарительных нуклонов. Для средних и тяжелых ядер ( $A \geq 27$ ) спектры испарительных нуклонов хорошо аппроксимируются экспоненциальной зависимостью от кинетической энергии в системе покоя фрагментирующего ядра (см., например, [29–31]):

$$E \frac{d^3 \sigma}{dp^3} = C \exp(-T/T_0), \quad (17)$$

где  $T$  — кинетическая энергия испарительного нуклона и  $T_0 \approx 10$  МэВ для ядер с  $A \geq 27$ . При такой аппроксимации для выбранной геометрии ZDC и его положения относительно вершины взаимодействия получаем  $\epsilon_{ZDC} \approx 0,5$  для энергий NICA  $3 < \sqrt{S_{NN}} < 11$  ГэВ. Оценки показывают, что при низких энергиях нуклоны-спектаторы теряются за счет конечных поперечных размеров ZDC, тогда как при высоких энергиях более существенную роль начинают играть потери за счет отверстия для прохождения первичного пучка. Это приводит к тому, что геометрическая эффективность регистрации нуклонов-спектаторов в ZDC оказывается слабо зависящей от энергии столкновений. В системе покоя фрагментирующего ядра согласно гипотезе предельной фрагментации [32], которая подтверждается на эксперименте (см., например, [33, 34]), спектры испарительных нуклонов слабо зависят от первичной энергии. Таким образом, при данном прицельном параметре число нуклонов слабо зависит от энергии столкновений. Отметим особо, что эти оценки получены в предположении о том, что спектаторами являются только испарительные нуклоны. В реальности это не так (см. [24] и рис. 3). Моделирование с реалистическими генераторами рождения проведено в следующих разделах, однако при выборе возможной конструкции ZDC вышеприведенных

предположений достаточно, тем более что представленные ниже результаты моделирования учитывают реальное разрешение.

С учетом эффективности регистрации спектров в ZDC с  $\epsilon_{ZDC} \approx 0,5$ , числа нуклонов-спектров, испущенных в центральном столкновении, и необходимого энергетического разрешения (11) и (12) получаем ограничения на энергетическое разрешение при регистрации одного нуклона-спектора для Au+Au-столкновений:

$$\begin{aligned} \text{при } \sqrt{S_{NN}} = 3 \text{ ГэВ} \\ \frac{\Delta E_s}{E_s} \leq 180 \%, \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \text{при } \sqrt{S_{NN}} = 11 \text{ ГэВ} \\ \frac{\Delta E_s}{E_s} \leq 210 \%. \end{aligned} \quad (19)$$

Для энергий NICA согласно (13) получим  $\beta \leq 150 \% \text{ ГэВ}^{1/2}$ . Как следует из результатов моделирования (см. ниже), такое разрешение достигается для широкого класса адронных калориметров типа «сэндвич». Что касается разрешения ZDC, используемых в других экспериментах, то, например, для вето-калориметра VCAL эксперимента NA49 параметр  $\beta = 100 \% \text{ ГэВ}^{1/2}$  [35].

Если использовать ZDC для выделения центральности при столкновениях более легких ядер, то ограничения на разрешение оказываются более жесткими. Так, для центральных событий (0–5 %) в Cu+Cu-столкновениях ограничение на энергетическое разрешение при регистрации одного нуклона-спектора имеет вид

$$\begin{aligned} \text{при } \sqrt{S_{NN}} = 3 \text{ ГэВ} \\ \frac{\Delta E_s}{E_s} \leq 130 \%, \end{aligned} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \text{при } \sqrt{S_{NN}} = 11 \text{ ГэВ} \\ \frac{\Delta E_s}{E_s} \leq 150 \%. \end{aligned} \quad (21)$$

## 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАЗРЕШЕНИЯ АДРОННЫХ КАЛОРИМЕТРОВ ТИПА «СЭНДВИЧ» В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ NICA

Типичная для коллайдера NICA энергия нуклонов-спектров находится в интервале  $E_s = 1,5\text{--}5,5 \text{ ГэВ}$ . При таких небольших энергиях в калориметре не образуется развитой лавины. Так, для энергии нейтрона 4,5 ГэВ

( $\sqrt{S_{NN}} = 9$  ГэВ) в калориметре, выбранном в качестве базового (калориметр №4 из табл. 1), образуется в среднем два пиона на один первичный нуклон, из которых только один попадает в чувствительную область детектора (сцинтиллятор). Для сравнения, при энергии нейтрона 42 ГэВ (величина  $\sqrt{S_{NN}} = 9$  ГэВ) на фиксированной мишени число пионов на один падающий нуклон равно 20 по всему калориметру и 15 в чувствительной области.

Поэтому для того чтобы выбрать продольную структуру и материал поглотителя для калориметра ZDC@MPD, проводилось моделирование энергетического разрешения различных типов калориметров при характерных для NICA энергиях. Чтобы не рассматривать эффекты, связанные с уменьшением сигнала за счет выхода лавины через боковую границу модуля, поперечные размеры всех модулей выбирались  $400 \times 400$  мм. Варианты продольной структуры приведены в табл. 1.

Для моделирования использовался программный пакет GEANT3 [36] (версия 3.21). Целью моделирования было получение сравнительных характеристик энергетического разрешения различных вариантов ZDC@MPD. В каждой серии расчетов протоны с фиксированным импульсом падали по нормали в центр поперечного сечения модуля калориметра, а энергия, оставленная в каждом из слоев сцинтиллятора, суммировалась. Эта суммарная энергия считалась откликом калориметра и обозначалась как  $\Delta E_{\text{sci}}$ . Пример отклика калориметра на одиночный нуклон показан на рис. 5. Для каждого варианта модуля калориметра были исследованы отклики от нуклонов с импульсами 3, 4 и 5 ГэВ/с, типичными для энергии  $\sqrt{S_{NN}} = 9$  ГэВ. Результаты моделирования показаны на рис. 6. Из этого рисунка можно сделать вывод, что рассматриваемый вариант калориметра не позволяет с разумной точностью (несколько процентов) разделить протоны с импульсами 3 и 5 ГэВ/с. Возможности разделения между одним, двумя и тремя нуклонами демонстрируются на рис. 5, откуда видно, что с точностью порядка 3–5% рассматриваемый калориметр позволяет разделить один и три нуклона с импульсами 4 ГэВ/с.

Линейность отклика калориметра определялась с помощью изучения поведения среднего значения энергии, оставляемой в сцинтилляторе группами нуклонов с характерными для NICA импульсами 3, 4 и 5 ГэВ/с. Поскольку энергия, которая выделяется нуклоном в калориметре, должна быть пропорциональна кинетической энергии ( $T_i(p_i) = \sqrt{p_i^2 + m_N} - m_N$ ), то для проверки линейности отклика минимизировалось следующее выражение:

$$\chi^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i,j,k=1}^{N_i, N_j, N_k} \left( \frac{T_{i,j,k} - \alpha \langle \Delta E_{\text{sci}} \rangle_{i,j,k}}{\alpha \sigma(\Delta E_{\text{sci}})_{i,j,k}} \right)^2, \quad (22)$$

где  $T_{i,j,k} = iT_i(p_i) + jT_j(p_j) + kT_k(p_k)$  — кинетическая энергия первичного нуклона или группы, которая содержит  $i$  нуклонов с импульсом  $p_i = 3$  ГэВ/с,

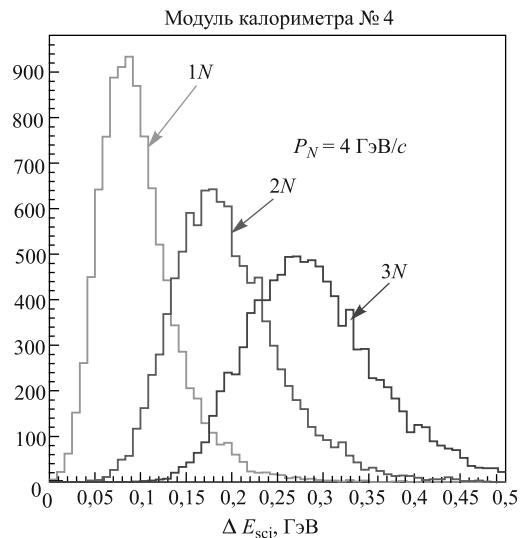


Рис. 5. Распределение по энергии (ГэВ), оставленной в сцинтиляторе одним, двумя и тремя протонами с импульсом  $P_N = 4 \text{ ГэВ/с}$

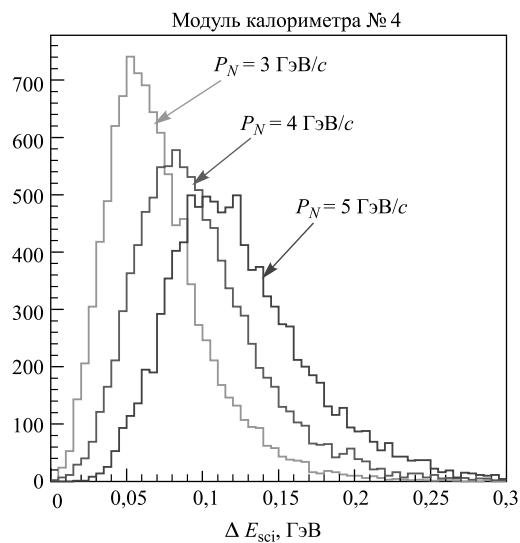


Рис. 6. Распределение по энергии (ГэВ), оставленной в сцинтиляторе протонами с импульсами  $P_N = 3, 4, 5 \text{ ГэВ/с}$

$j$  нуклонов с импульсом  $p_j = 4 \text{ ГэВ/с}$  и  $k$  нуклонов с импульсом  $p_k = 5 \text{ ГэВ/с}$ . В качестве отклика калориметра  $\langle \Delta E_{sci} \rangle_{i,j,k}$  рассматривалась средняя энергия, оставленная этой группой нуклонов во всех слоях сцинтилятора кало-

риметра. Разрешением калориметра считалась дисперсия  $\sigma(\Delta E_{\text{sci}})_{i,j,k}$  энергии, оставленной рассматриваемой группой нуклонов во всех сцинтилляторах модуля калориметра. Из (22) видно, что за ошибку среднего принималась дисперсия распределения.

По полученным дисперсиям отклика калориметра проверялась зависимость разрешения от энергии, которая обычно представляется в виде

$$\left(\frac{\sigma}{T}\right)^2 = \left(\frac{\beta}{\sqrt{T}}\right)^2 + \gamma^2. \quad (23)$$

Линейность отклика калориметра № 4 и зависимость относительного разрешения от энергии показаны на рис. 7, 8. Результаты фитирования для всех рассмотренных вариантов модуля калориметра представлены в табл. 2.

Полученная при исследовании линейности отклика каждого из вариантов модулей величина  $\chi^2$  в (22), а также коэффициент  $\alpha$ , связывающий отклик калориметра с кинетической энергией группы нуклонов, попадающих в калориметр, приведены в табл. 2. В той же таблице приведены коэффициенты  $\beta$  и  $\gamma$ , определяющие разрешение (23), и полученное из моделирования разрешение для протонов с импульсом 4 ГэВ/с (в процентах) для рассмотренных вариантов модулей из табл. 1. Из табл. 2 видно, что все модули имеют достаточно хорошее (см. оценки из предыдущего раздела) энергетическое разрешение.

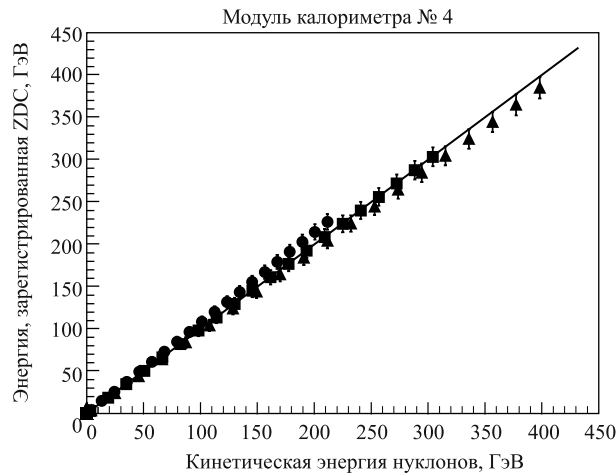


Рис. 7. Линейность отклика калориметра в зависимости от энергии групп нуклонов: кружки — группы нуклонов с импульсом  $P_N = 3$  ГэВ/с; квадраты —  $P_N = 4$  ГэВ/с; треугольники —  $P_N = 5$  ГэВ/с. Сплошная черная линия — результат фитирования отклика линейной зависимостью. Энергия растет за счет того, что в калориметр попадает разное число нуклонов, каждый из которых имеет фиксированный импульс



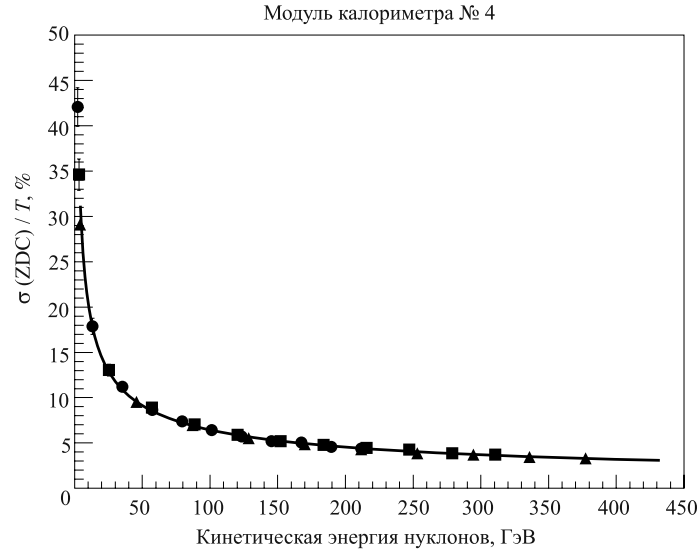


Рис. 8. Относительное разрешение калориметра в зависимости от энергии групп нуклонов: кружки — группы нуклонов с импульсом  $P_N = 3$  ГэВ/с; квадраты —  $P_N = 4$  ГэВ/с; треугольники —  $P_N = 5$  ГэВ/с. Сплошная черная линия — результат фитирования разрешения зависимостью (23). Энергия растет за счет того, что в калориметр попадает разное число нуклонов, каждый из которых имеет фиксированный импульс

**Таблица 2. Результаты фитирования зависимости разрешения от энергии для различных вариантов модулей калориметра**

Номер модуля	$\chi^2$	$\alpha$	$\beta, \% \text{ ГэВ}^{1/2}$	$\gamma, \%$	$\Delta E_s / E_s, \%$	
					$\sqrt{S_{NN}} = 3 \text{ ГэВ}$	$\sqrt{S_{NN}} = 11 \text{ ГэВ}$
1	0,6	$26,0 \pm 0,1$	$65 \pm 11$	$0,0 \pm 0,9$	$34 \pm 6$	$25 \pm 5$
2	0,2	$33,2 \pm 0,1$	$72 \pm 12$	$0,1 \pm 0,9$	$37 \pm 7$	$28 \pm 5$
3	0,3	$32,4 \pm 0,1$	$62 \pm 11$	$0,1 \pm 0,8$	$32 \pm 6$	$24 \pm 4$
4	0,2	$32,6 \pm 0,1$	$67 \pm 12$	$0,1 \pm 0,9$	$35 \pm 6$	$26 \pm 5$
5	0,6	$13,8 \pm 0,1$	$52 \pm 9$	$0,0 \pm 0,7$	$27 \pm 5$	$20 \pm 4$

Кроме того, можно заметить, что в пределах точности аппроксимации все варианты рассмотренных модулей калориметра имеют близкое разрешение. На данный момент в качестве базового выбран модуль № 4.

Дополнительно к энергетическому разрешению также исследовались потери энергии, оставленной в сцинтиляторе модуля калориметра за счет вы-

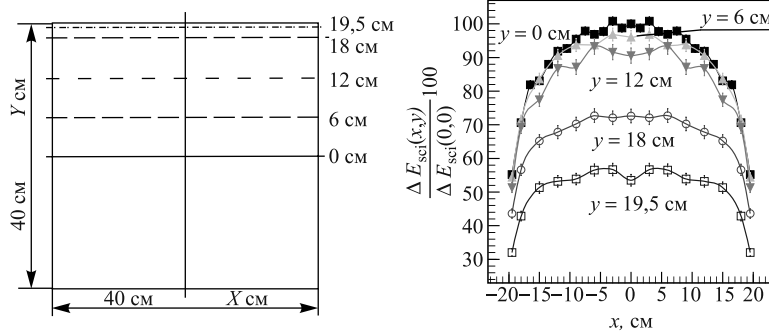


Рис. 9. Зависимость относительной величины отклика модуля калориметра от точки падения нуклона с энергией  $E_N = 4,5$  ГэВ (правая панель). На левой панели показан фронтальный вид исследованного модуля и линии, вдоль которых моделировалась регистрация нуклонов, в зависимости от горизонтальной координаты  $x$ . Данные для  $x < 0$  не рассчитывались, а соответствующие точки получены с помощью зеркального отражения

хода части лавины через его боковую поверхность. Для этого проводилось моделирование, в котором исследовался отклик модуля калориметра № 4 с поперечным размером  $400 \times 400$  мм на протон, падающий по нормали к фронтальной поверхности модуля в различные точки относительно центра модуля (рис. 9). Величина потерь лавины оценивалась из отношения средней энергии  $\Delta E_{sci}(x, y)$ , выделившейся в сцинтиляторе для данного положения точки входа первичного протона  $(x, y)$ , к средней энергии  $\Delta E_{sci}(0, 0)$ , выделившейся в сцинтиляторе при падении первичного протона в центр модуля:

$$\epsilon(x, y) = \frac{\Delta E_{sci}(x, y)}{\Delta E_{sci}(0, 0)}. \quad (24)$$

Потеря пространственной эффективности около границ модуля калориметра приводит к ухудшению разрешения калориметра. Моделирование разрешения для реальной геометрии модуля калориметра (см. рис. 4) с продольной структурой № 4 из табл. 1 приводит к следующим результатам (см. также рис. 10):

1) величина отклика из-за граничных эффектов практически не меняется (коэффициент  $\alpha$  из табл. 2 для реальной геометрии модуля калориметра увеличивается на 5 %);

2) разрешение ухудшается на 15 %, соответственно, коэффициент  $\beta$  из табл. 2 для реальной геометрии модуля калориметра равен  $78\% \text{ ГэВ}^{1/2}$ .

Как было показано в предыдущем разделе (см. (18)–(21)), такое разрешение оказывается достаточным для решения задачи определения центральности в столкновениях по крайней мере для ядер более тяжелых, чем Си.

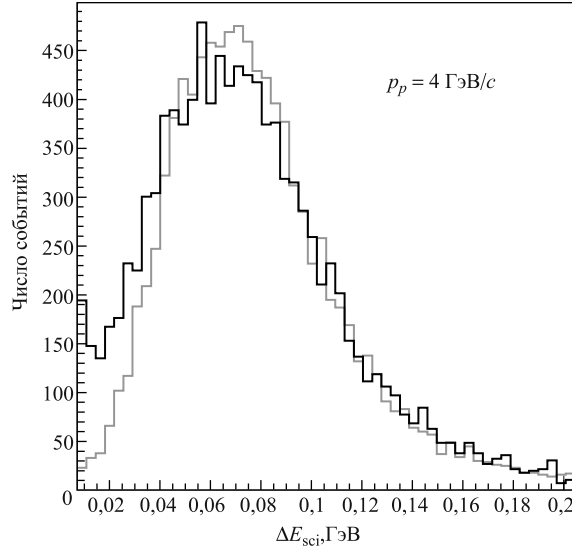


Рис. 10. Потери энергии в сцинтиляторе ZDC при равномерном по площади падении протонов с импульсом 4 ГэВ/с: черная ломаная — реальная геометрия ZDC (краевые эффекты учитываются); серая — адронный калориметр без отверстия для пучка со вдвое большими, чем у реального калориметра, размерами (краевые эффекты отсутствуют)

### 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЦЕНТРАЛЬНОСТИ

При исследовании проблемы определения центральности ядро-ядерных столкновений в эксперименте MPD@NICA были использованы три генератора: UrQMD [19], LAQGSM [37] и SHIELD [38]. Ниже представлены результаты моделирования для столкновений Au+Au при двух энергиях  $\sqrt{S_{NN}} = 9$  и 5 ГэВ. Использование различных генераторов было продиктовано следующими обстоятельствами:

- генератор UrQMD широко используется для моделирования ядро-ядерных столкновений. Однако он не описывает рождения ядерных фрагментов-спектаторов, которые уносят до 80% энергии при периферических столкновениях (см. рис. 3 и [24]);
- генераторы LAQGSM и SHIELD позволяют моделировать рождение ядерных фрагментов, но в настоящее время используются для моделирования экспериментов по изучению ядро-ядерных столкновений не столь широко, как UrQMD. Зависимость отклика ZDC от прицельного параметра имеет качественно различное поведение для событий, рожденных генераторами UrQMD и LAQGSM. За рождение фрагментов-спектаторов ответ-

ственны различные физические механизмы (от коалесценции до деления). Поэтому было проведено сравнение результатов моделирования с генераторами SHIELD и LAQGSM, что позволяет понять, насколько изменяются результаты при добавлении таких сложных процессов, как рождение фрагментов-спектаторов.

Для ответа на вопрос о том, как влияет рождение ядерных фрагментов-спектаторов на зависимость отклика ZDC от прицельного параметра, было проведено моделирование с использованием генераторов UrQMD и LAQGSM (последняя версия). При моделировании использовался транспортный код GEANT4 [39] (через интерфейс geant4\_vmс) в среде MpdRoot [40]. Зависимость энергии, оставленной в ZDC, от прицельного параметра для двух начальных энергий  $\sqrt{S_{NN}} = 9$  и 5 ГэВ показана на рис. 11 и 12 для событий от генераторов UrQMD и LAQGSM. Из этих рисунков видно, что события, генерируемые LAQGSM и UrQMD, приводят к качественно различным зависимостям энергии, оставленной в ZDC, от прицельного параметра. Для событий, рожденных генератором UrQMD, зависимость отклика ZDC от прицельного параметра является монотонной. Для событий от генератора LAQGSM эта зависимость является немонотонной, а максимум этой зависимости с ростом энергии столкновений сдвигается в сторону меньших прицельных параметров.

Монотонная зависимость отклика ZDC следует из простой геометрической схемы ядро-ядерных столкновений (см. рис. 1). Действительно, при увеличении прицельного параметра уменьшается область перекрытия сталкивающихся ядер, и, соответственно, растет число нуклонов-спектаторов. В свою очередь, нуклоны-спектаторы в системе покоя фрагментирующего ядра имеют одинаковое распределение по кинетической энергии, определяемое ферми-

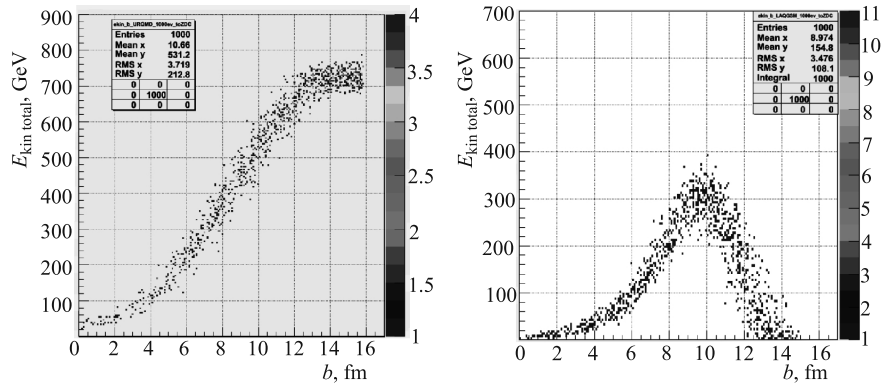


Рис. 11. Зависимость кинетической энергии спектаторов, попадающих в ZDC, от прицельного параметра для Au+Au-столкновений при  $\sqrt{S_{NN}} = 5$  ГэВ. Левая панель — события от UrQMD; правая — LAQGSM

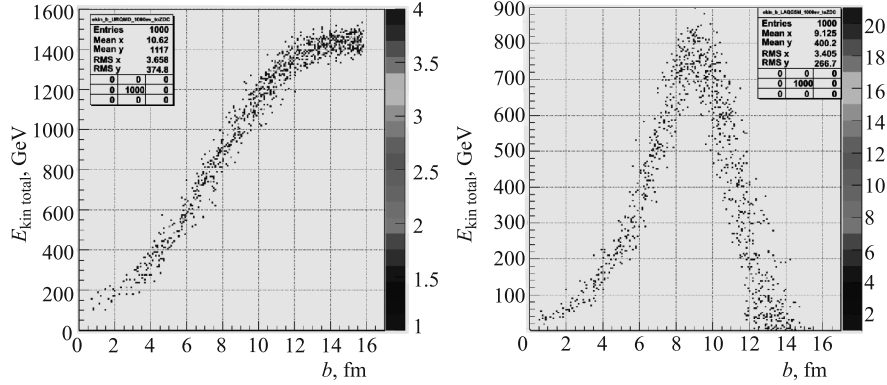


Рис. 12. Зависимость кинетической энергии спектаторов, попадающих в ZDC, от прицельного параметра для Au+Au-столкновений при  $\sqrt{S_{NN}} = 9$  ГэВ. Левая панель — события от UrQMD; правая — LAQGSM

импульсом во фрагментирующем ядре ([29], [41]). Это означает, что спектры нуклонов-спектаторов не зависят от прицельного параметра и, следовательно, пространственная эффективность регистрации спектаторов также не зависит от прицельного параметра. Поскольку для UrQMD-генератора все спектаторы являются нуклонами, то рост отклика ZDC (для событий от UrQMD) отражает тривиальный факт роста числа спектаторов с ростом прицельного параметра и представляется естественным.

Реальная ситуация отличается от описанной выше тем, что с ростом прицельного параметра увеличивается число нуклонов-спектаторов, которые связаны в ядерные фрагменты (рис. 3). Фрагменты-спектаторы имеют более узкое распределение по полярному углу [42], что приводит к увеличению числа нуклонов-спектаторов (связанных в ядерные фрагменты), которые попадают в центральное отверстие, предназначенное для прохождения первичных пучков.

Чтобы оценить величину этого эффекта, были исследованы распределения нуклонов-спектаторов (включая нуклоны, связанные в ядерные фрагменты) по площади центрального отверстия, которые показаны на рис. 13 для трех значений центральности. Из рисунка видно, что ширина этого распределения уменьшается с ростом прицельного параметра. Отношения числа нуклонов-спектаторов, попадающих в отверстие для пучка, к полному числу нуклонов-спектаторов приведены в табл. 3 для трех интервалов центральности, из которой можно заключить, что для периферических столкновений подавляющая часть спектаторов попадает в отверстие для первичного пучка. Таким образом, никаким разумным уменьшением размеров отверстия для первичного пучка нельзя заметно увеличить число регистрируемых спектаторов из-за их очень узкого распределения для прицельных параметров  $> 9$  фм.

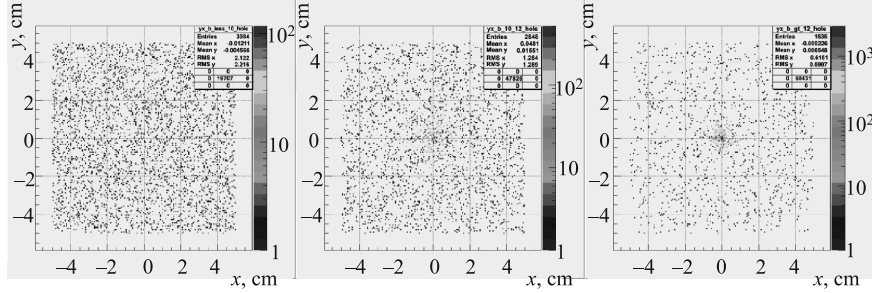


Рис. 13. Пространственное распределение полного числа нуклонов-спектаторов (включая нуклоны из ядерных фрагментов-спектаторов) по площади отверстия для пучка в ZDC от Au+Au-столкновений при  $\sqrt{S_{NN}} = 5$  ГэВ: левая панель — для центральности  $< 60\%$ ; средняя —  $60\text{--}80\%$ ; правая —  $> 80\%$

**Таблица 3. Число спектаторов, регистрируемых в различных пространственных областях в месте расположения ZDC, полученное с помощью генератора LAQGSM. Здесь  $N_{ZDC}$  — полное число спектаторов, попадающих в ZDC;  $N_{hole}$  — полное число спектаторов, попадающих в отверстие для пучка. Результаты получены для 1000 неискаженных (minimal bias) столкновений Au+Au при энергии  $\sqrt{S_{NN}} = 9$  ГэВ**

Число спектаторов	Величина центральности		
	$< 60\%$	$60\text{--}80\%$	$> 80\%$
$N_{ZDC}$	71041	22848	4787
$N_{hole}$	19707	47826	60431
$N_{tot} = N_{ZDC} + N_{hole}$	90748	70674	65218
$\varepsilon = N_{hole}/N_{tot}$	22%	68%	93%

Эти результаты подтверждают вывод о том, что немонотонная зависимость отклика ZDC от прицельного параметра определяется потерей геометрической эффективности за счет центрального отверстия, в которое попадает существенная часть ядерных фрагментов-спектаторов.

Результаты моделирования зависимости отклика ZDC от прицельного параметра для событий от генератора SHIELD и генератора LAQGSM для периферических столкновений ( $b > 9,5$  фм) приводят к близкой зависимости от прицельного параметра. Это согласуется с тем, что нуклоны-спектаторы (включая связанные в ядерные фрагменты) имеют близкое распределение по полярному углу (см. рис. 14). Если исходить из того, что генераторы SHIELD и LAQGSM хорошо описывают экспериментальные данные для угловых распределений спектаторов, то для определения центральности необходимо привлекать дополнительную информацию от других детекторных подсистем в комбинации с данными ZDC. Результаты совместной обработки смоделиро-

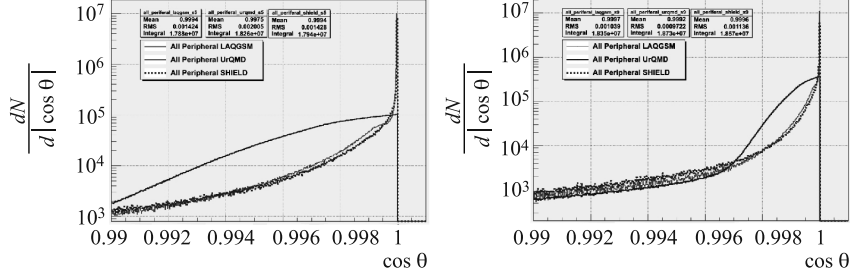


Рис. 14. Распределение нуклонов-спектров для периферических ( $b > 9,5$  фм) событий от столкновений Au + Au по косинусу полярного угла при  $\sqrt{S_{NN}} = 5$  ГэВ (левая панель) и 9 ГэВ (правая панель)

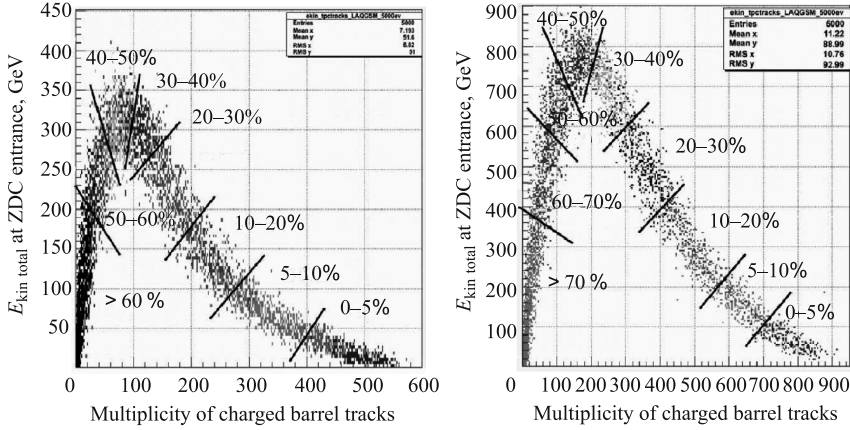


Рис. 15. Распределение событий с различной центральностью от Au + Au-столкновений по энергии, выделенной в ZDC, и числу треков в TPC: левая панель —  $\sqrt{S_{NN}} = 5$  ГэВ; правая — 9 ГэВ. События, отвечающие различным центральноностям, показаны оттенками серого. Короткие линии разделяют соответствующие интервалы центральности

ванных сигналов с ZDC и количества треков в TPC показаны на рис. 15, из которого следует, что для Au+Au-столкновений при энергиях NICA центральности могут быть определены до значений  $< 70\%$ .

В заключение проведем сравнительный анализ распределений по углам вылета спектров от генераторов UrQMD [19], LAQGS [37] и SHIELD [38]. Именно такие распределения определяют эффективность регистрации спектров в ZDC. На рис. 14, 16, 17 показаны распределения по косинусу полярного угла нуклонов-спектров, включая нуклоны, связанные

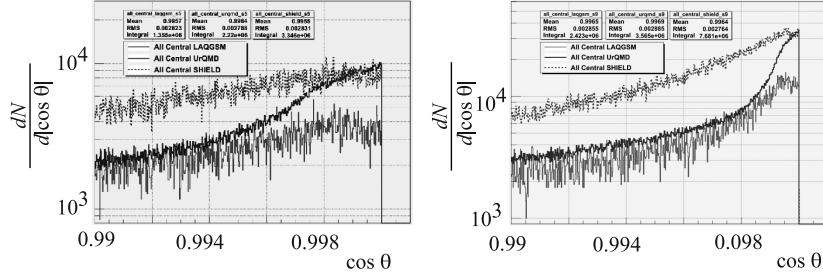


Рис. 16. Распределение нуклонов-спектров для центральных ( $b \leq 3,5$  фм) событий от Au + Au-столкновений по косинусу полярного угла при  $\sqrt{S_{NN}} = 5$  ГэВ (левая панель) и 9 ГэВ (правая панель)

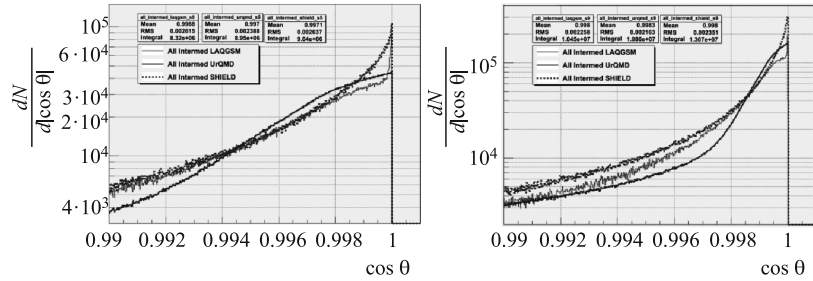


Рис. 17. Распределение нуклонов-спектров для событий с промежуточной центральностью ( $3,5 \text{ фм} < b \leq 9,5 \text{ фм}$ ) от Au + Au-столкновений по косинусу полярного угла при  $\sqrt{S_{NN}} = 5$  ГэВ (левая панель) и 9 ГэВ (правая панель)

в ядерные фрагменты. Отметим, что радиус окружности, вписанной в отверстие для пропускания первичных пучков в ZDC (50 мм) (см. рис.4), виден из точки взаимодействия (с расстояния 2870 мм) под углом  $\theta_{\text{hole}} \approx 1^\circ$ , т. е.  $\cos(\theta_{\text{hole}}) = 0,99985$ . Радиус же окружности, вписанной во внешнюю границу ZDC (250 мм), отвечает углу  $\theta_{\text{ZDC}} \approx 5^\circ$ , т. е.  $\cos(\theta_{\text{ZDC}}) = 0,99620$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены условия работы адронного калориметра для регистрации спектров в столкновениях тяжелых ядер на коллайдере с инвариантной энергией порядка нескольких ГэВ. Основные выводы сводятся к следующим.

1. Показано, что для моделирования условий работы калориметра под нулевым углом (ZDC), детектирующего адроны-спектры, необходимо использовать генераторы, описывающие рождение ядерных фрагментов-спектров. В настоящее время это генераторы LAQGSM и SHIELD.



2. Отклик адронного калориметра ZDC для MPD@NICA является немонотонной функцией прицельного параметра для событий от генератора LAQGSM, описывающего рождение ядерных фрагментов-спектаторов, что качественно отличает их от генератора UrQMD, который такое рождение не описывает.

3. Показано, что немонотонная зависимость отклика ZDC от прицельного параметра определяется центральным отверстием в ZDC, предназначенным для прохождения первичного пучка. Относительное увеличение числа ядерных фрагментов-спектаторов с ростом прицельного параметра [24] приводит к тому, что геометрическая эффективность ZDC падает вследствие попадания значительной части ядерных фрагментов в отверстие для пропуска первичных пучков. Необходимость регистрировать ядерные фрагменты-спектаторы и одновременно пропускать первичные пучки приводит к тому, что подобная немонотонность отклика будет типичной для любого ZDC, который будет использоваться в коллайдерном эксперименте.

4. На основании моделирования показано, что для определения центральности на установке MPD@NICA можно использовать корреляцию множественности частиц, рожденных в центральной области, и отклика ZDC.

5. Проведено сравнение распределений по косинусу полярного угла нуклонов-спектаторов (включая нуклоны, связанные в ядерные фрагменты) для событий от генераторов UrQMD [19], LAQGSM [37] и SHIELD [38], откуда видно, что все три генератора приводят к различным угловым зависимостям. При этом генераторы LAQGSM и SHIELD дают резко выраженный максимум при нулевом угле. Таким образом, отмеченная выше немонотонная зависимость отклика ZDC от прицельного параметра для событий от генератора LAQGSM имеет место и для событий от генератора SHIELD.

6. Поскольку различные генераторы приводят к различным зависимостям, необходимы экспериментальные данные для уточнения механизмов образования спектаторов, что повысило бы точность описания спектаторов (состав и спектры) для различных значений прицельного параметра. На первом этапе могут быть использованы данные при меньших энергиях, которые можно получить в экспериментах на фиксированной мишени на ядерных пучках нуклотрона ЛФВЭ ОИЯИ.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Существенная часть результатов получена при моделировании в среде MpdRoot. Руководство созданием и развитием этой среды осуществляется О.В. Рогачевским, которому авторы работы приносят искреннюю благодарность. Авторы признательны Юрию Мурину, который обратил их внимание на возможность использования генератора LAQGSM для моделирования ядро-ядерных столкновений при энергиях NICA. Авторы благодарят Константина

Гудиму и Мирчу Базната за специально выполненные с помощью генератора LAQGSM расчеты Au + Au-столкновений при энергиях в системе центра масс  $\sqrt{S_{NN}} = 5$  и 9 ГэВ.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 10-02-01036-а и 11-02-01026-а.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Sissakian A. N., Sorin A. S., Toneev V. D. nucl-th/0608032. 2006.
2. Sissakian A. N. et al. nucl-th/0601034. 2006.
3. Sissakian A. N. et al. // Part. Nucl., Lett. 2008. V. 5. P. 1.
4. <http://wwwinfo.jinr.ru/plan/ptp-2010/a001066.htm>
5. Back B. et al. // Nucl. Phys. A. 2005. V. 757. P. 28.
6. Adcox K. et al. // Nucl. Phys. A. 2005. V. 757. P. 184.
7. Arsene I. et al. // Nucl. Phys. A. 2005. V. 757. P. 1.
8. Adams J. et al. // Nucl. Phys. A. 2005. V. 757. P. 102.
9. Adcox K. et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. 212301.
10. Afanasiev S. et al. // Phys. Rev. C. 2009. V. 80. 024909.
11. Adcox R. et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. 022301.
12. Adler C. et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. 082302.
13. Adare A. et al. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. 232002.
14. Ray R. L., Daugherty M. nucl-ex/0702039v2. 2008.
15. Miller M. L. et al. nucl-ex/0701025v1. 2007.
16. Wang X. N., Gyulassy M. // Phys. Rev. D. 1991. V. 44. P. 3501.
17. Werner K. // Phys. Lett. B. 1988. V. 208. P. 520.
18. Sorge H., Stoecker H., Greiner W. // Nucl. Phys. A. 1989. V. 498. P. 567C.
19. The UrQMD Collab. <http://th.physik.uni-frankfurt.de/~urqmd/>
20. Aguiar C. E. et al. // Brazilian J. Phys. 2004. V. 34. P. 319.
21. Afanasiev S. et al. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 1999. V. 421. P. 227.
22. Abelev B. I. et al. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. 172301.
23. <http://nica.jinr.ru>
24. The NA49 Collab. // Eur. Phys. J. A. 1998. V. 2. P. 383.
25. Adler C. et al. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2003. V. 499. P. 549.
26. <http://www.phenix.bnl.gov/~swhite/zcal/index.html>
27. Afanasiev S. et al. // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. 062301.
28. Fabjan C. W. Calorimetry in High-Energy Physics // Experimental Techniques in Nuclear and Particle Physics / Ed. by T. Ferbel. Singapore: World Sci., 1991.
29. Баюков Ю. Д. и др. // ЯФ. 1982. V. 35. P. 960.
30. Heckman H. H. et al. // Phys. Rev. Lett. 1972. V. 28. P. 926.

31. Greiner D. E. et al. // Phys. Rev. Lett. 1975. V. 35. P. 152.
32. Benecke J. et al. // Phys. Rev. 1969. V. 188. P. 2159.
33. Geaga J. V. et al. // Phys. Rev. Lett. 1980. V. 45. P. 1993.
34. Kaufman S. B. et al. // Phys. Rev. C. 1980. V. 22. P. 1897.
35. Afanasiev S. et al. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 1999. V. 430. P. 210.
36. Brun R. et al. GEANT Users Guide, W5013 of CERN Program Library. Geneva: CERN, 1994.
37. Mashnik S. G. et al. arXiv:nucl-th/0210065v2. 2002.
38. <http://www.nea.fr/abs/html/iaea1287.html>
39. <http://www.geant4.org/geant4/>
40. <http://mpd.jinr.ru/>
41. Аммар Р. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 49(4). С. 189.
42. Goldhaber A. S. // Phys. Lett. B. 1974. V. 53. P. 306.

Получено 7 декабря 2011 г.

Редактор *А. И. Петровская*

Подписано в печать 03.04.2012.

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

Усл. печ. л. 1,75. Уч.-изд. л. 2,02. Тираж 280 экз. Заказ № 57612.

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

E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)