ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2020, том 11, № 3, с. 162–165

УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ДЛЯ ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

УДК 539.1.074

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЦЕНТРАЛЬНОСТИ СТОЛКНОВЕНИЯ ЯДЕР ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ АДРОННОГО КАЛОРИМЕТРА

© 2020 г. А. Б. Курепин[a], *, А. Г. Литвиненко[b], [c], Е. И. Литвиненко[b]

[a]*Институт ядерных исследований Российской академии наук, просп. 60-летия Октября 7А, Москва, 117312 Россия*

[b]*Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Московская обл., 141980 Россия*

[c]*Государственный университет "Дубна", Дубна, Московская обл., 141982 Россия*

*****E-mail: kurepin@inr.ru*

Поступила в редакцию 21.05.2020 г.
После доработки 13.06.2020 г.
Принята к публикации 15.06.2020 г.

Определение центральности столкновения или величины параметра столкновения тяжелых ядер имеет большое значение для анализа всех экспериментальных данных и сравнения с теорией. Одним из методов является измерение числа спектаторов с помощью адронного калориметра, расположенного под малым углом к пучку ядер. Показано, что при достижимом разрешении адронного калориметра по энергии, точность определения параметра столкновения недостаточна для использования калориметра в проектах MPD/NICA и CBM/FAIR. Ошибка достигает 35% при энергии пучка 2.5 ГэВ даже для периферических столкновений. Вторичные процессы при прохождении спектаторов через ядро дают дополнительный вклад в ошибку для центральных столкновений и при средних центральностях.

Ключевые слова: эксперименты MPD/NICA и CBM/FAIR, калориметр, центральность, спектаторы

DOI: 10.1134/S2079562920010066

ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на релятивистское сжатие сталкивающихся ядер в системе центра масс, в квазиклассическом приближении их поперечные размеры не изменяются даже при сверхвысоких энергиях. Очевидно, что результат взаимодействия ядер, особенно тяжелых ядер, будет зависеть от геометрии столкновения, т.е. от величины прицельного параметра. При нецентральном столкновении, асимметрия взаимодействия приводит к азимутальной зависимости выхода продуктов реакции, которая проявляется в виде эллиптического, или более высокого порядка, потока частиц. Сравнение экспериментальных данных с расчетами по релятивистской гидродинамике привело к заключению, что поток частиц испускается из образовавшегося при столкновении сгустка кварк-глюонной материи, в которой практически отсутствует вязкость [1].

Для сравнения с теорией важное значение имеет определение коэффициентов анизотропного потока заряженных частиц в зависимости от центральности столкновения при различных энергиях. Из довольно сильной зависимости коэффициентов асимметрии, особенно коэффициента (эллиптического потока), см. рис. 1, следует, что точность определения центральности должна быть не хуже 10%.

Практически во всех измерениях на установке ALICE (LHC) центральность определялась по измерению амплитуды сигнала сцинтилляционного детектора V0 [2], расположенного при больших быстротах, по данным центрального трекера ITS и по информации с время-проекционной камеры (TPC) [3, 4]. Для быстрот меньше 0.8 было получено, что число рожденных заряженных частиц близко к прямо пропорциональной зависимости от числа взаимодействующих нуклонов (N_{part}), напрямую связанных с центральностью [5] (см. рис. 2). Измерение распределения заряженных частиц по псевдобыстроте при различных центральностях позволяет исследовать точность предсказаний различных моделей HIJING, EPOS, KLN и др. [5].

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРА СТОЛКНОВЕНИЯ

Для уменьшения роли систематических ошибок при определении центральности большое значение имеет использование нескольких методов.

Одним из методов определения центральности столкновения тяжелых ядер является регистрация спектаторов, т.е., частиц, не испытавших вза-

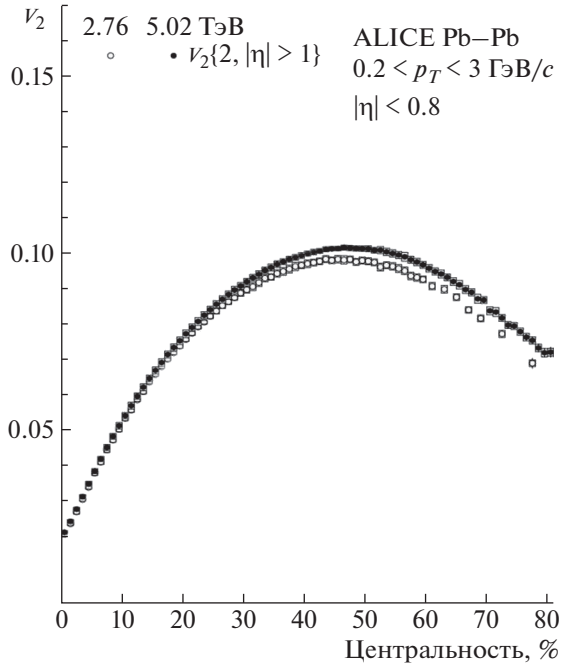

Рис. 1. Эллиптический поток для инклюзивного рождения частиц в зависимости от центральности столкновения ядер свинца. Сплошные точки – энергия 5.02 ТэВ, открытые точки — 2.76 ТэВ [3].

имодействие во время столкновения. Тогда число частиц, участвующих в столкновении, которые определяют центральность, равно разности между числом нуклонов в ядре и числом спектаторов. Этот метод успешно используется при высоких энергиях на ускорителях SPS, RHIC и LHC, где спектаторы регистрируются адронными калориметрами, размещенными под малыми углами по отношению к пучку ядер [2].

Однако при более низких энергиях этот метод имеет ряд существенных особенностей. Это, в частности, неоднозначность, связанная с потерей части спектаторов, уходящих в отверстие для прохода основного пучка, и недостаточное энергетическое разрешение адронных калориметров при низких энергиях. Если проблему неоднозначности удается решить за счет измерения асимметрии числа спектаторов, в зависимости от угла испускания [6], то проблема точности определения центральности, т.е. параметра столкновения, требует дополнительного рассмотрения. Оценка разрешения величины параметра столкновения для проекта были сделаны в работе [7]. В настоящей работе проведено более детальное рассмотрение проблемы.

Калибровка калориметра была проведена на протонном пучке в широком диапазоне энергий. Для описания экспериментальных данных необходимо привязать сигнал с адронного калориметра ($n_{\text{chan}}(\text{HCal})$) к энергии падающего нуклона. При привязке считалось, что средняя величина $\langle n_{\text{chan}}(\text{HCal})\rangle$ соответствует отклику на протон с энергией пучка E_b. Поэтому отклик адронного калориметра (каналы) пересчитывается в гигаэлектронвольты по следующей формуле:

$$E[\text{ГэВ}] = \alpha \cdot n_{\text{chan}}(\text{HCal});$$
$$\alpha[\text{ГэВ/канал}] = E_b / \langle n_{\text{chan}}(\text{HCal})\rangle. \quad (1)$$

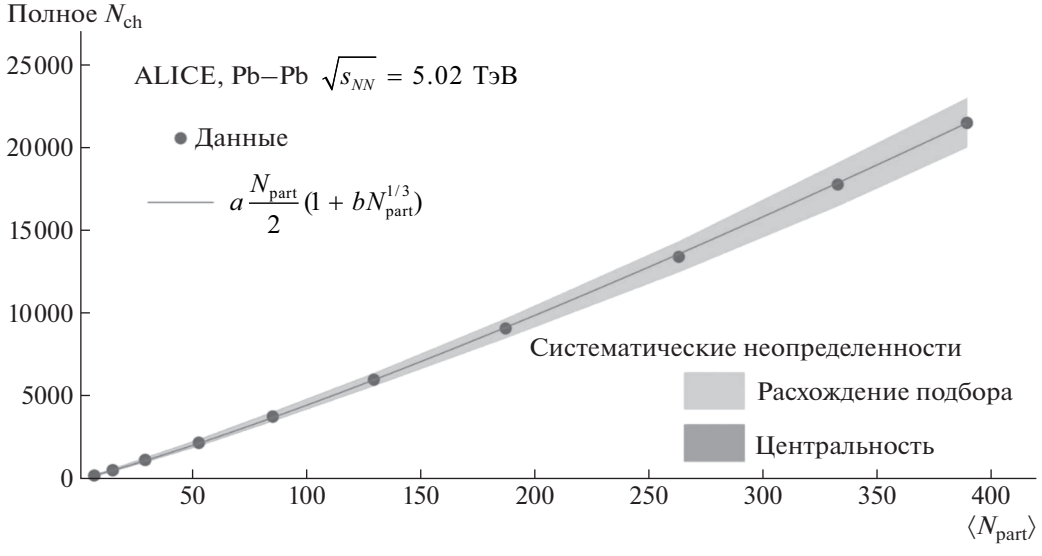

Рис. 2. Зависимость полного числа рожденных частиц в интервале псевдобыстрот ($-3.5 < \eta < 5$) от среднего числа взаимодействующих нуклонов N_{part} [5].

При калибровке калориметра получено, что отклик калориметра E описывается распределением Гаусса [6]:

$$dP(E) = W(E)dE = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}}\exp\left(-\frac{(E-E_b)^2}{2\sigma^2}\right)dE, \quad (2)$$

где дисперсия D численно равна:

$$D\ [\text{ГэВ}^2] = \sigma^2 = 0.31E_b\,(\text{ГэВ}), \quad (3)$$

и среднеквадратичная ошибка:

$$\sigma\ [\text{ГэВ}] = 0.56\sqrt{E_b\,[\text{ГэВ}]}. \quad (4)$$

Отклик калориметра на прохождение спектатора дается распределением (2):

$$W(E_s)dE_s = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}}\exp\left(-\frac{(E_s-E_b)^2}{2\sigma^2}\right)dE_s. \quad (5)$$

Попадание в калориметр нескольких спектаторов ($\tilde{N}_s$) приводит к отклику E_t в $\tilde{N}_s$ больше, чем от пучковой частицы:

$$E_t = E_b \cdot \tilde{N}_s. \quad (6)$$

Однако величину E_t могут дать события с другой центральностью, т.е., с другим числом спектаторов N_s таким, что $N_s \neq \tilde{N}_s$. Для определения точности центральности надо рассчитать ширину распределения величины N_s при условии:

$$E_t = E_s \cdot N_s. \quad (7)$$

Распределение E_s известно. Однако надо учесть, что полная энергия E_t, выделенная в калориметре при заданной центральности, также флуктуирует по распределению Пуассона с дисперсией:

$$D(E_t) = E_b^2 \cdot \tilde{N}_s. \quad (8)$$

Для нахождения распределения:

$$N_s = \frac{E_t}{E_s} \quad (9)$$

используем определение дисперсии частного двух случайных величин x и y, с математическими ожиданиями X и Y [8]:

$$D\left(\frac{x}{y}\right) = \frac{\sigma_x^2}{Y^2} - \frac{2X}{Y^3}\operatorname{cov}(x,y) + \frac{X^2}{Y^4}\sigma_y^2. \quad (10)$$

Для случайных величин E_t и E_s:

$$X = E_b \cdot \tilde{N}_s. \quad (11)$$

$$Y = E_b, \quad \sigma_x = E_b \cdot \sqrt{\tilde{N}_s}, \quad \sigma_y = \sigma. \quad (12)$$

Поскольку E_t и E_s независимы:

$$\operatorname{cov}(E_t, E_s) = 0. \quad (13)$$

В итоге получаем:

$$D(N_s) = D\left(\frac{E_t}{E_s}\right) = \sigma_n^2\left(\frac{E_t}{E_s}\right), \quad (14)$$

$$\sigma_n = \sqrt{\left(\tilde{N}_s + \frac{\tilde{N}_s^2}{E_b^2}\sigma^2\right)}. \quad (15)$$

Можно сравнить относительные погрешности для одиночного спектатора:

$$\delta_1 = \frac{\sigma}{E_b}, \quad (16)$$

и для $\tilde{N}_s$ спектаторов:

$$\delta_{\tilde{N}_s} = \frac{\sigma_n}{\tilde{N}_s} = \sqrt{\frac{1}{\tilde{N}_s} + \frac{\sigma^2}{E_b^2}} = \sqrt{\frac{1}{\tilde{N}_s} + \delta_1^2}. \quad (17)$$

Видно, что вклад первого члена под корнем является существенным только для наиболее центральных событий. Для всех остальных событий $\delta_{\tilde{N}_s} \cong \delta_1$ и точность определения центральности определяется величиной разрешения калориметра по энергии.

Численная оценка для периферического события при энергии 5.5 ГэВ на нуклон и $\tilde{N}_s = 100$ дает оценку нижнего предела точности определения центральности 26%. При 2.5 ГэВ на нуклон точность – 37%.

Оценки распределения числа спектаторов при заданных значениях параметра столкновения b приведены на рис. 3. В результате вторичного взаимодействия спектаторов наблюдается различная ширина распределения числа спектаторов при различных центральностях, т.е., при различных величинах пробега спектатора в ядре в результате эффектов рассеяния и поглощения. Из рис. 3 видно, что даже при идеальном разрешении по энергии адронного калориметра точность определения центральности по регистрации числа спектаторов не может быть лучше 25% для центральных событий и около 10% для событий со средним значением параметра столкновения. При этом вся кинетическая энергия спектаторов сосредоточена в телесном угле 5°.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты оценки точности определения прицельного параметра или центральности столкновения совпадают с оценкой статьи [7]. Практически во всем диапазоне центральности относительная ошибка в определении прицельного параметра равна или больше относительной ошибки калибровки при энергии протонов равной энергии спектатора, или энергии на нуклон сталкивающихся ядер, которая при энергиях NICA достигает 25–35%. Вторичные процессы при прохождении спек-

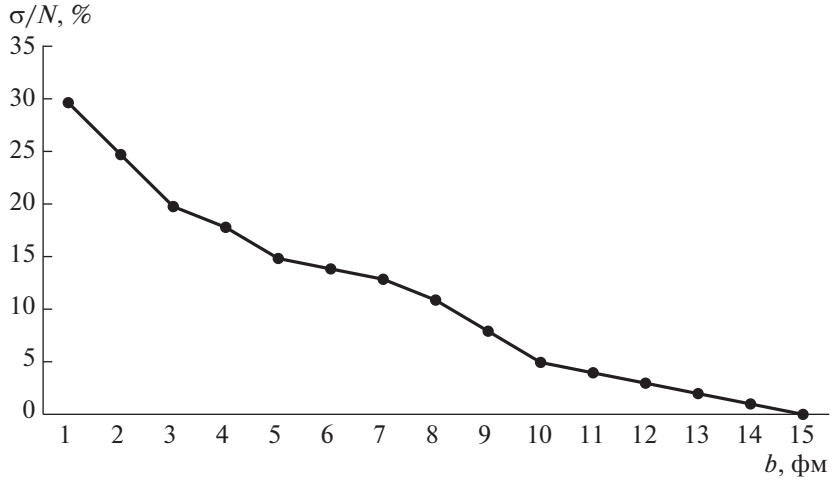

Рис. 3. Относительная ошибка распределения числа спектаторов при фиксированном значении параметра столкновения ядер золота по программе LAQGSM при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 9$ ГэВ.

таторов через ядро дают дополнительный вклад в ошибку для центральных столкновений и при средних центральностях. Невозможность улучшения разрешения по энергии калориметра при низких энергиях приводит к необходимости создания дополнительного детектора множественности, который в сочетании с адронным калориметром позволит определить прицельный параметр с точностью не хуже 10% во всем диапазоне центральности, как предлагается в работе [7].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Luzum M., Romatschke P.* // Phys. Rev. C. 2008. V. 78. P. 034915; arXiv:0804.4015 [nucl-th].
2. ALICE Collab. // Phys. Rev. C. 2013. V. 88. P. 044909; arXiv:1301.4361 [nucl-ex].
3. ALICE Collab.// J. High Energy Phys. 2018. V. 1807. P. 103; arXiv:1804.02944 [nucl-ex].
4. ALICE Collab. // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. No. 13. P. 132302; arXiv:1602.01119 [nucl-ex].
5. ALICE Collab. // Phys.Lett. B. 2017. V. 772. P. 567; arXiv:1612.08966 [nucl-ex].
6. *Ivashkin A. et al.* // EPJ Web Conf. 2019. V. 204. P. 07002.
7. *Kurepin A., Litvinenko A., Litvinenko E.* // EPJ Web Conf. 2019. V. 204. P. 03014; arXiv:1901.06508 [nucl-ex].
8. *Худсон Д.* Статистика для физиков. 1970. Москва: Мир.

Determination of the Centrality of Nuclear Collisions Using a Hadron Calorimeter

A. B. Kurepin[1, *], A. G. Litvinenko[2, 3], and E. I. Litvinenko[2]

[1]*Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, 60-letiya Oktyabrya ave. 7A, Moscow, 117312 Russia*

[2]*Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow oblast, 141980 Russia*

[3]*Dubna State University, Dubna, Moscow oblast, 141982 Russia*

**e-mail: kurepin@inr.ru*

Received May 21, 2020; revised June 13, 2020; accepted June 15, 2020

Abstract—The determination of the centrality of the collision or the magnitude of the impact parameter of the collision of heavy nuclei is of great importance for the analysis of all experimental data and comparison with theory. One method is to measure the number of spectators using a hadron calorimeter located at a small angle to the nuclear beam. It was shown that with an achievable energy resolution of the hadron calorimeter, the accuracy of determining the collision parameter is insufficient for using the calorimeter in the MPD/NICA and CBM/FAIR projects. The error reaches 35% at a beam energy of 2.5 GeV, even for peripheral collisions. Secondary processes during the passage of spectators through the nucleus give an additional contribution to the error for central collisions and at medium centralities.

Keywords: MPD/NICA and CBM/FAIR experiments, calorimeter, centrality, spectators