

АНАЛИЗ p_T -СПЕКТРОВ И БЫСТРОТНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ЛЕГКИХ АДРОНОВ В СМОДЕЛИРОВАННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ $\text{Bi} + \text{Bi}$ ПРИ $\sqrt{s_{NN}} = 9,2 \text{ ГэВ}$

Н. Коломоец^{1, *}

¹ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

Представлен анализ восстановленных инвариантных p_T -спектров легких адронов ($\pi^\pm$, $K^\pm$, p , $\bar{p}$) для смоделированных столкновений $\text{Bi} + \text{Bi}$ при $\sqrt{s_{NN}} = 9,2 \text{ ГэВ}$ для детектора MPD. Полученные спектры фитировались термальными моделями. Найдены быстроечные плотности для рассмотренных частиц, а также выходы для мезонов. Представлено улучшение поправки на потери энергии при малых p_T .

The analysis of the reconstructed invariant p_T spectra for the light hadrons ($\pi^\pm$, $K^\pm$, p , and $\bar{p}$) is presented for simulated $\text{Bi} + \text{Bi}$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 9.2 \text{ GeV}$ for the MPD detector. The obtained spectra have been fitted with thermal models. The rapidity densities and meson yields have been obtained. The improvement of low- p_T energy loss correction is presented.

PACS: 25.75.Ld; 25.75.-q; 25.75.Dw

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время существует интерес к столкновениям тяжелых ионов (СТИ) при промежуточных энергиях ($\sqrt{s_{NN}} = 2\text{--}20 \text{ ГэВ}$). Он обусловлен тем, что при возникающих условиях ожидается рождение плотной кварк-глюонной плазмы, появляется возможность исследовать фазовую диаграмму КХД вблизи критической точки [1]. Некоторые успехи в этом направлении были достигнуты на RHIC, GSI, Нуклотроне. Еще две установки, NICA (Дубна, Россия) [2] и FAIR (Дармштадт, ФРГ), нацеленные на указанные энергии, находятся в процессе строительства.

Один из двух основных детекторов комплекса NICA — многоцелевой детектор (Multi-Purpose Detector, MPD). Он предназначен для изучения явлений в окрестности критической точки. Для нашего исследования важны две его подсистемы: времяпроекционная камера (TPC) и времяпролетная система (ToF). С помощью TPC получают распределение треков по ионизационным потерям dE/dx на треке, с помощью ToF — распределение по m^2 . При идентификации частиц (ИЧ) используются

* E-mail: nkolomojets@jinr.ru

оба этих распределения. Подробности относительно устройства TPC и ToF можно найти в [3].

Спектры частиц являются мощным инструментом для исследования материи, рожденной в СТИ. Сравнение самих по себе измеренных спектров, а также полученных из них выходов частиц с теоретическими предсказаниями позволяет изучать механизмы рождения частиц, динамику реакций, исследовать связь радиальных потоков с партонной рекомбинацией [3].

Данная работа посвящена восстановлению спектров легких адронов, их базовому анализу и получению выходов частиц для смоделированных столкновений $\text{Bi} + \text{Bi}$ при $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ в детекторе MPD.

ПАРАМЕТРЫ РАСЧЕТОВ

Анализ выполнен на наборе данных из 8 млн событий, сгенерированных в рамках модели PHQMD [4] для столкновений $\text{Bi} + \text{Bi}$ при $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ в режиме коллайдера. Гистограммы, необходимые для получения спектров, набраны с помощью вагона `mpdHadronSpectra` в `MPDRoot` [5]. Все события разделены по центральности на пять классов: 0–10, 10–20, 20–30, 30–40 и 40–80%. Это разделение делается с использованием модели Глаубера (вагон `evCentrality` в `MPDRoot`). В работе мы накладываем ограничение на продольную координату вершины события, $|z_{\text{vtx}}| \leq 100$ см, а также на треки: $n\text{Hits} \geq 20$ (на количество точек, по которым восстанавливается трек) и $\text{DCA} = \sqrt{\text{DCA}_x^2 + \text{DCA}_y^2 + \text{DCA}_z^2} \leq 2$ см (на минимальное расстояние между треком и вершиной события).

Процедура ИЧ основана на информации из обоих детекторов, TPC (распределение по dE/dx) и ToF (распределение по m^2). В `MPDRoot` она реализована в классе `MpdPid`. Согласно ей, для каждого трека вычисляются вероятности принадлежности к разным типам частиц. Если какая-то из них превышает 50,1%, трек считается принадлежащим соответствующей частице. Больше подробностей о процедуре ИЧ можно найти в [6].

КОРРЕКЦИИ

Поправка на потерю энергии (ППЭ). При трекинге все частицы считаются пионами. Это приводит к тому, что поперечные импульсы p_T частиц, отличных от пионов, определяются неправильно. Различие становится существенным в области низких p_T (рис. 1, а). Поэтому после ИЧ нужно делать коррекцию низких поперечных импульсов.

Наша реализация коррекции основана на [7, 8], так что

$$p_T^{(0)} - p_T^{(\text{RC})} = a_0 + a_1 \left(1 + m^2 / \left[p_T^{(0)} \right]^2 \right)^{a_2}, \quad (1)$$

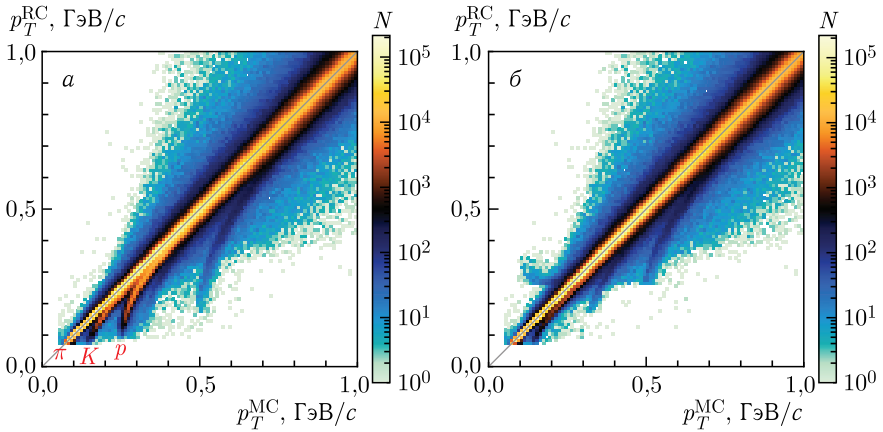


Рис. 1. Корреляция между восстановленным (RC) и сгенерированным (MC) p_T до (а) и после (б) ППЭ; $|y| < 0,1$, центральность 0–10 %

Таблица 1. Параметры формулы (2) для каонов и (анти-)протонов

Параметр	K			p		
	A	σ	ν	A	σ	ν
a_0	0,025	0,51	4,80	0,046	0,65	0,70
a_1	–0,014	0,49	5,08	–0,023	0,58	1,48
a_2	–0,589	1,14	∞	–0,261	0,73	∞

$p_T^{(0)}$ — восстановленный поперечный импульс до коррекции; $p_T^{(RC)}$ — после.

В нашем случае наблюдается значительная зависимость коррекции от псевдобыстроты. Это учитывается при рассмотрении параметров a_i в (1) как функции (p_z/p_T) и параметризации их распределением Стюдента:

$$a_i(x) = A \left[\frac{\nu}{\nu + (x - \mu)^2 / \sigma^2} \right]^{\frac{1+\nu}{2}} / [\sqrt{\nu} \sigma B(\nu/2, 1/2)], \quad (2)$$

где среднее значение $\mu = 0$, а стандартное отклонение σ , количество степеней свободы ν и масштабный фактор A приведены в табл. 1. Для параметра a_2 бесконечное значение ν соответствует распределению Гаусса.

Результат коррекции показан на рис. 1, б.

Коррекция фазового пространства. Коррекция фазового пространства (ФП) учитывает эффективность MPD по отношению к ИЧ, качество самой процедуры идентификации, качество отбора первичных частиц, а также определения p_T и быстроты y . Она может быть выражена как

$$W = FA \frac{\varepsilon_{PID}}{\Pi_{PID}}, \quad (3)$$

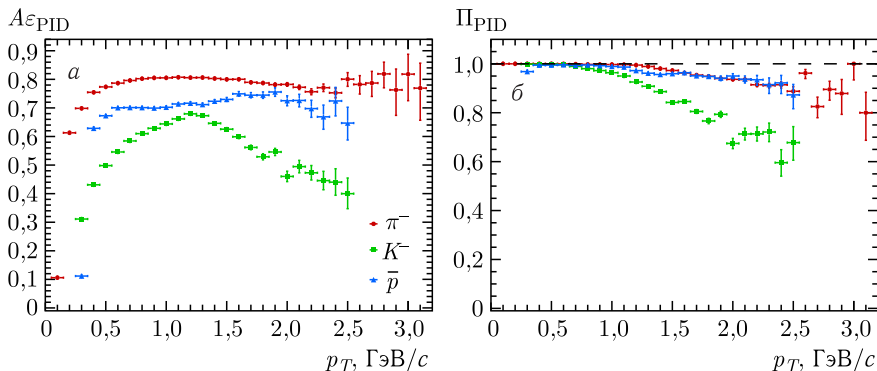


Рис. 2. Полная эффективность (а) и чистота идентификации (б) для отрицательно заряженных частиц; $|y| < 0,1$, центральность 0–10 %

где A — совместная эффективность ТРС и ToF; ε_{PID} — эффективность процедуры ИЧ (доля правильно идентифицированных частиц из всех частиц данного типа, зарегистрированных детектором); Π_{PID} — чистота процедуры ИЧ (доля правильно идентифицированных частиц из всех частиц, идентифицированных как частицы данного типа). Множитель F включает в себя вероятности правильного определения первичных частиц и правильного определения ячейки ФП. Полная эффективность ИЧ $A\varepsilon_{\text{PID}}$ и чистота ИЧ показаны на рис. 2 для отрицательно заряженных частиц.

В анализе используются только те ячейки ФП, в которых $A \times \varepsilon_{\text{PID}} > 0,1$.

ФАЗОВЫЕ ПРОСТРАНСТВА, СПЕКТРЫ И ВЫХОДЫ ЧАСТИЦ

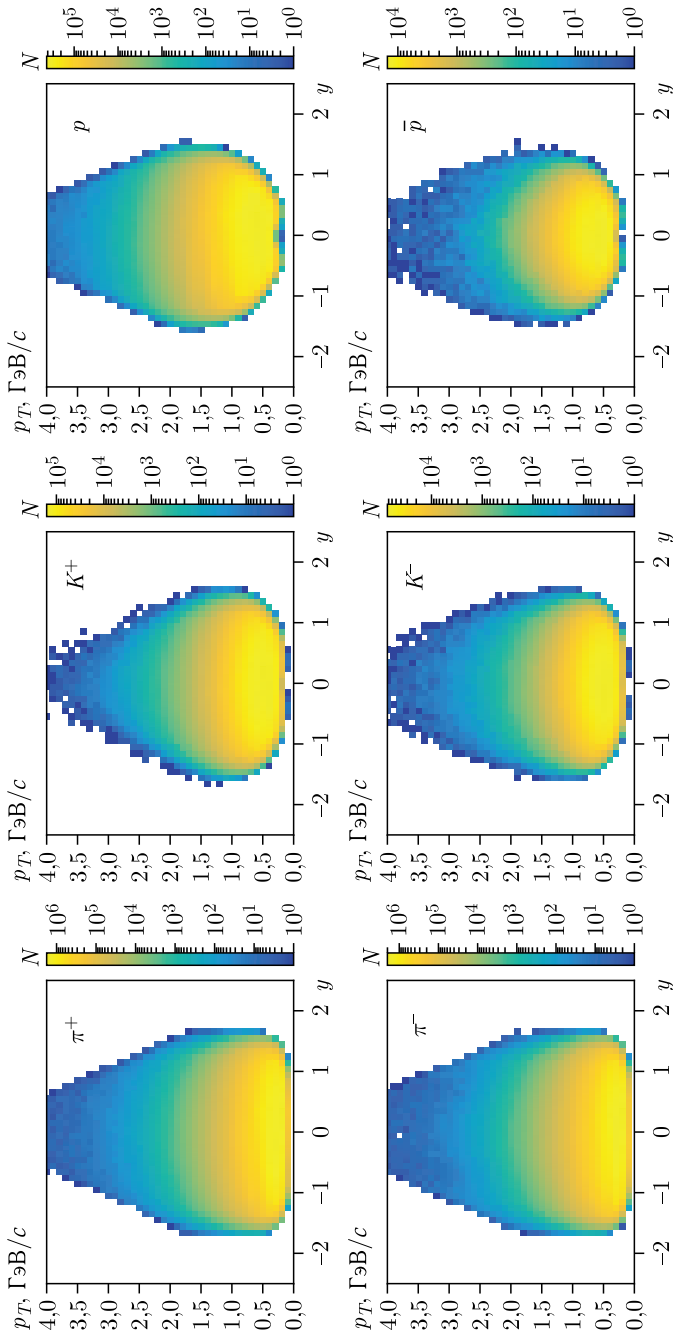
Восстановленные ФП идентифицированных адронов показаны на рис. 3 в координатах (y, p_T) . Инвариантные p_T -спектры, полученные после коррекции (3), показаны на рис. 4. В разных бинах по быстрой доле реконструированных выходов составляет 60–84 % для $K^\pm$, 79–84 % для $\pi^\pm$, 40–91 % для p и 46–93 % для $\bar{p}$. Доли восстановленных полных выходов: 77–80 % для $K^\pm$, 81–83 % для $\pi^\pm$, 72–80 % для p и 82–86 % для $\bar{p}$.

Спектры каонов фитируются термальной экспонентой

$$f(p_T) = \frac{dN/dy}{T[(m + T)^2 + T^2]} m_T e^{-(m_T - m)/T}, \quad (4)$$

где $m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$ — поперечная масса; T (параметр наклона, «эффективная температура») и dN/dy (быстротная плотность) — два параметра фитирования.

dN/dy для K^+ и K^- показаны на левых графиках рис. 5. Расхождение с данными модели (МС) не превышает 4 %.

Рис. 3. ФП идентифицированных адронов в координатах (y, p_T)

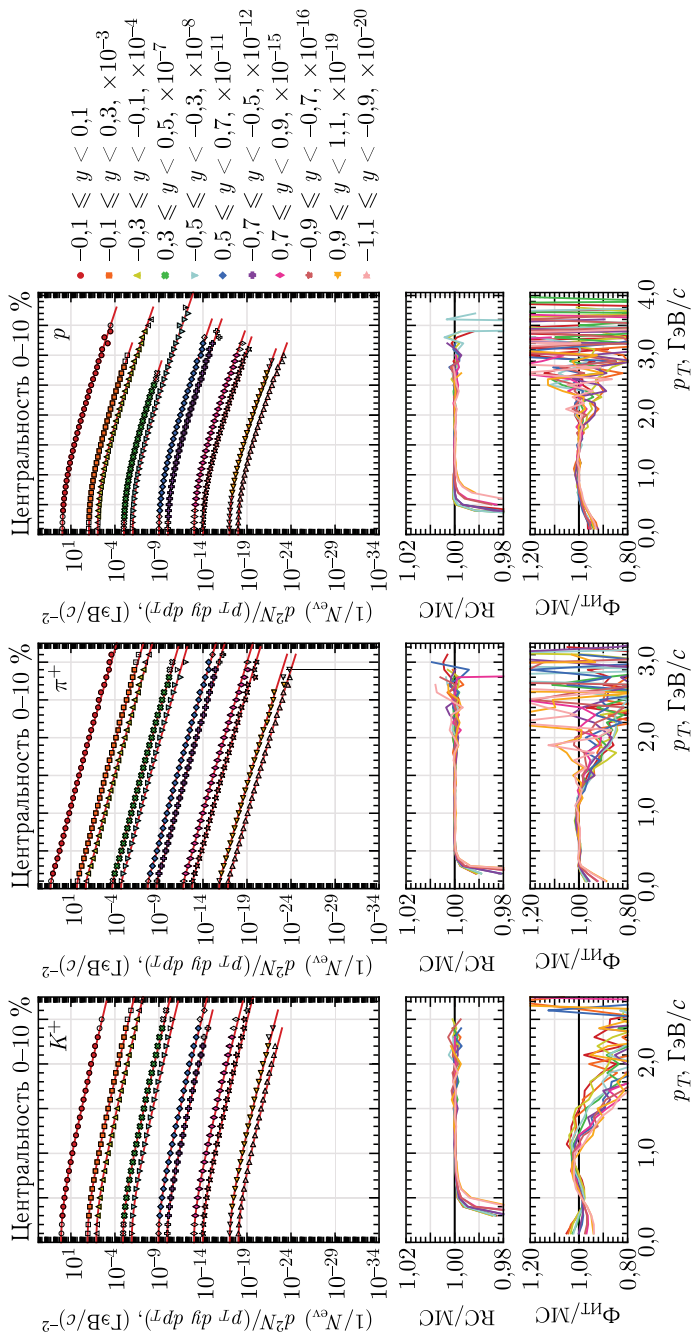


Рис. 4. Инвариантные p_T -спектры идентифицированных адронов в бинах по быстроте для 0–10 % центральных столкновений $Bi + Bi$ при $\sqrt{s_{NN}} = 9.2$ ГэВ. Незакрашенные символы — точки MC; закрашенные символы — реконструированные точки; линии — результаты фитирования

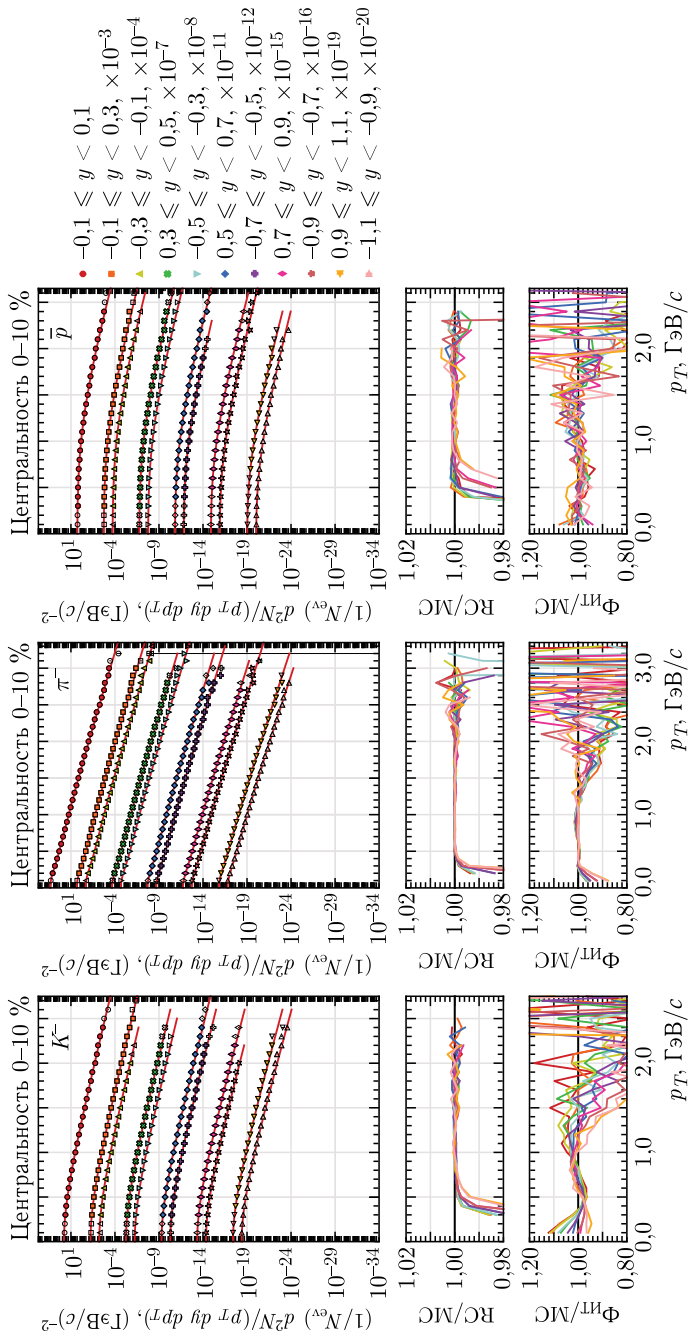


Рис. 4. Окончание

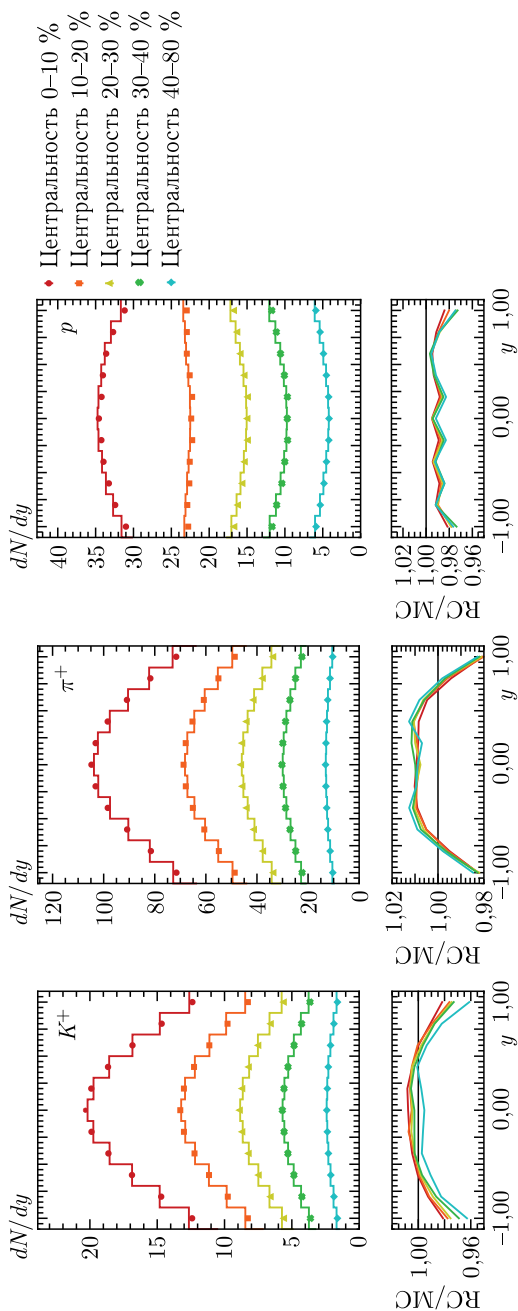


Рис. 5. Быстротная плотность dN/dy для адронов в бинах по центральности для столкновений $Bi + Bi$ при $\sqrt{s_{NN}} = 9.2$ ГэВ. Символы — реконструированные значения; линии — значения MC

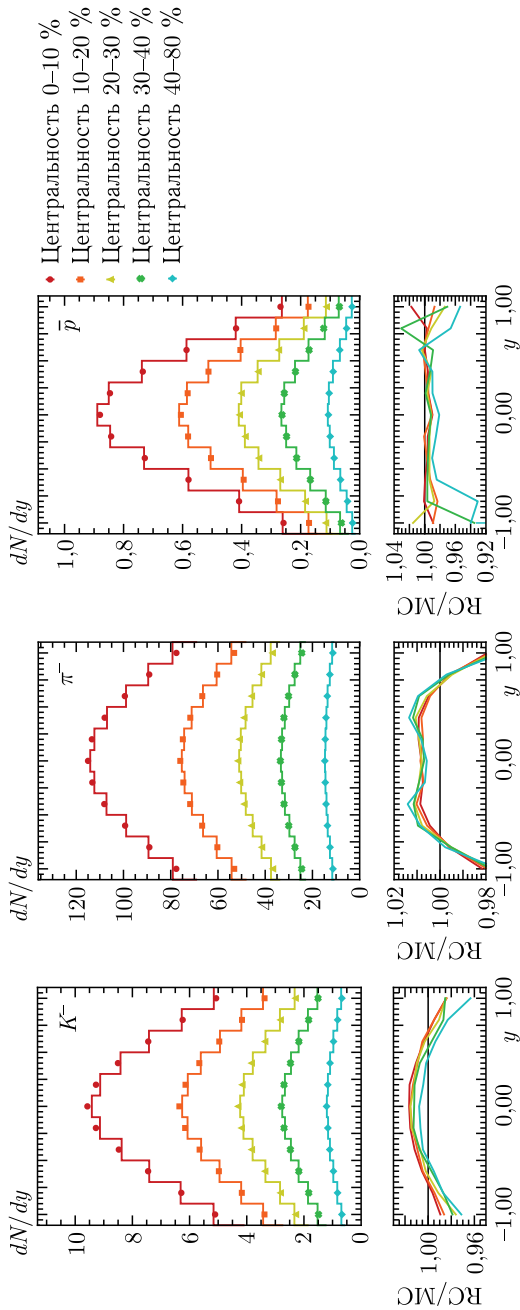


Рис. 5. Окончание

Спектры пионов фитируются суммой двух термальных экспонент вида (4). Полученные значения dN/dy показаны на средних графиках рис. 5. Расхождение с данными МС не более $\sim 2\%$.

Спектры протонов и антипротонов описываются моделью Blast-Wave (BW), где фэйрбол представляет собой цилиндр постоянного радиуса R . Из [9] следует такое выражение для описания инвариантных p_T -спектров:

$$f(p_T) = C(y)m_T \int_0^1 \chi d\chi \exp \left[-\frac{m_T \operatorname{ch} \rho \operatorname{ch}(y - \eta)}{T} \right] I_0 \left(\frac{p_T \operatorname{sh} \rho}{T} \right), \quad (5)$$

где T — температура; m_T — поперечная масса; $\rho = \operatorname{arth} \beta_r$ и $\eta = \operatorname{arth} \beta_z$ — параметры преобразований Лоренца в поперечном и продольном направлениях. Мы полагаем $\operatorname{ch}(y - \eta) = 1$. Поперечная скорость представляется как

$$\beta_r(\chi) = \beta_{\max} \chi^n, \quad \chi = r/R, \quad (6)$$

где r — радиальная координата. Мы полагаем $n = 1$, что соответствует линейному профилю скорости. Масштабный множитель $C(y)$ содержит информацию о форме поверхности фризаута, а также о химическом потенциале. I_0 в уравнении (5) — модифицированная функция Бесселя. Результаты фитирования показаны на правых графиках рис. 4 для p и $\bar{p}$.

Быстротная плотность получается путем интегрирования выражения (5). Для протонов и антипротонов она показана на правых графиках рис. 5. Для протонов полученные значения dN/dy занижены на $\sim 3\%$ относительно МС. Для антипротонов отклонение от значений МС не превышает 8% .

Для мезонов можно получить полные выходы N , фитируя быстротные плотности гауссовой функцией. Они представлены в табл. 2. Чтобы эти выходы сравнить с данными МС, фитирующая функция интегрируется

Таблица 2. Полные выходы мезонов (N) и выходы при $|y| < 1,1$ ($\tilde{N}$, $\tilde{N}_{\text{МС}}$)

Адроны	Выход	0–10 %	10–20 %	20–30 %	30–40 %	40–80 %
π^+	N	299,5(4)	207,0(4)	145,1(4)	97,5(3)	48,5(3)
	$\tilde{N}$	199,0	132,6	90,2	59,2	26,5
	$\tilde{N}_{\text{МС}}$	198,8	132,4	90,1	59,0	26,4
π^-	N	323,9(4)	224,8(4)	157,0(3)	106,2(3)	52,4(2)
	$\tilde{N}$	217,7	145,7	99,5	65,6	29,6
	$\tilde{N}_{\text{МС}}$	217,6	145,7	99,4	65,5	29,5
K^+	N	50,92(3)	34,08(2)	23,12(2)	15,05(1)	6,79(1)
	$\tilde{N}$	37,0	24,4	16,4	10,6	4,58
	$\tilde{N}_{\text{МС}}$	37,1	24,5	16,5	10,6	4,63
K^-	N	21,05(1)	14,01(1)	9,44(1)	6,17(1)	2,78(0)
	$\tilde{N}$	16,5	11,0	7,42	4,82	2,13
	$\tilde{N}_{\text{МС}}$	16,4	11,0	7,41	4,83	2,14

в рассматриваемых пределах по быстроте, $|y| < 1,1$. Результаты интегрирования для реконструированных ($\tilde{N}$) и МС ($\tilde{N}_{\text{МС}}$) данных также представлены в табл. 2. Видно хорошее согласие между реконструированными и МС-выходами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены инвариантные p_T -спектры легких адронов ($\pi^\pm$, $K^\pm$, p и $\bar{p}$) для смоделированных столкновений $\text{Bi} + \text{Bi}$ при $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ ГэВ в детекторе MPD комплекса NICA. Обработка данных выполнена в MPDRoot. После поправок на эффективности восстановленные спектры с высокой точностью согласуются с МС. Фитирование полученных спектров термальными моделями позволяет оценить быструтнотные плотности dN/dy , а также полные выходы мезонов. Результаты хорошо согласуются с МС.

Представленные результаты показывают хорошие ожидания относительно восстановления спектров легких адронов при $|y| \leq 1,1$ и $0,2 \leq p_T \leq 3,2$ ГэВ/с (интервал по p_T сильно зависит от типа частиц) на MPD.

Финансирование. Данная работа финансировалась за счет средств бюджета Института. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

Конфликт интересов. Автор данной работы заявляет, что у нее нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Borsanyi S., Parotto P. The QCD Phase Diagram. arXiv:2512.08843.
2. <https://nica.jinr.ru/> (дата обращения: 20.01.26).
3. Abdulin R. et al. (MPD Collab.). MPD Physics Performance Studies in $\text{Bi} + \text{Bi}$ Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 9.2$ GeV // Rev. Mex. Fis. 2025. V. 71, No. 4. P. 041201; arXiv:2503.21117.
4. Aichelin J., Bratkovskaya E., Le Fèvre A., Kireyeu V., Kolesnikov V., Leifels Y., Voronyuk V., Coci G. Parton-Hadron-Quantum-Molecular Dynamics: A Novel Microscopic n -Body Transport Approach for Heavy-Ion Collisions, Dynamical Cluster Formation, and Hypernuclei Production // Phys. Rev. C. 2020. V. 101, No. 4. P. 044905; arXiv:1907.03860.
5. <https://mpdroot.jinr.ru/> (дата обращения: 20.01.26).
6. Mudrokh A. A., Zinchenko A. I. Track Reconstruction and Particle Identification Developments for a Study of Event-by-Event Fluctuations in Heavy Ion Collisions at NICA // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 798, No. 1. P. 012071.
7. Abelev B. I. et al. (STAR Collab.). Systematic Measurements of Identified Particle Spectra in pp , $d + \text{Au}$ and $\text{Au} + \text{Au}$ Collisions from STAR // Phys. Rev. C. 2009. V. 79. P. 034909; arXiv:0808.2041 [nucl-ex].
8. Adamczyk L. et al. (STAR Collab.). Bulk Properties of the Medium Produced in Relativistic Heavy-Ion Collisions from the Beam Energy Scan Program // Phys. Rev. C. 2017. V. 96, No. 4. P. 044904; arXiv:1701.07065.
9. Schnedermann E., Sollfrank J., Heinz U. W. Thermal Phenomenology of Hadrons from 200-A/GeV $S + S$ Collisions // Phys. Rev. C. 1993. V. 48. P. 2462–2475; arXiv:nucl-th/9307020.