

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАРЯДОВЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ АДРОНОВ В СОУДАРЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ПРИ ЭНЕРГИЯХ NICA

Е. Е. Забродин, В. Л. Коротких, И. П. Локтин^{}, С. В. Петрушанко, А. М. Снугирев,
А. С. Чернышов, Г. Х. Эйюбова*

*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,
Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 26 февраля 2024 г.,
после переработки 13 мая 2024 г.
Принята к публикации 14 мая 2024 г.

Проведен модельный анализ зарядовых корреляций адронов в соударениях тяжелых ионов для энергий, которые будут доступны на коллайдере NICA. В качестве характеристики зарядовых корреляций рассмотрены функции баланса, представляющие собой плотности вероятности того, что разноименно заряженные частицы разделены определенными интервалами быстроты и азимутального угла. Показано, что наблюдаемые в эксперименте STAR на коллайдере RHIC зависимости быстротных ширин функции баланса от центральности соударений ионов золота при энергиях на пару нуклонов в системе центра масс $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ и 11.5 ГэВ могут быть воспроизведены моделью HYDJET++ в случае введения в модель пособытийного сохранения электрического заряда прямых адронов и учета конечных значений изоспинового, странного и барионного химических потенциалов.

DOI: 10.31857/S0044451024090050

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение свойств субъядерной материи в условиях экстремально высоких плотностей энергии и температуры, достигаемых в релятивистских соударениях тяжелых ионов, является одним из наиболее динамично развивающихся направлений современной ядерной физики [1]. Первые указания на формирование в соударениях тяжелых ионов нового состояния сильно взаимодействующей материи — кварк-глюонной плазмы (КГП), такие как аномальное подавление выхода J/ψ -мезонов, тепловое излучение фотонов и лептонных пар, усиленный выход «странных» адронов, были получены в экспериментах с фиксированной мишенью на ускорителе SPS. Совокупность данных, полученных в экспериментах на коллайдерах RHIC и LHC [2–8] (подавление выхода кваркониев и жестких адронов, модификация характеристик адронных струй, сильная азимутальная анизотропия потока частиц, дальностражающие азимутальные корреляции и др.), сви-

детельствует о проявлении коллективных эффектов на партонном уровне и согласуется с предположением о формировании горячей материи с гидродинамическими свойствами («кварк-глюонная жидкость»). Дальнейшее экспериментальное и теоретическое исследование множественного рождения частиц в релятивистских соударениях ядер связано как с уточнением параметров образованной при высоких энергиях горячей КГП, так и с исследованием динамики кварк-адронных фазовых переходов, включая поиск «критической точки», вблизи их границы — программы скана энергий на RHIC и SPS, будущие проекты CBM на ускорителе FAIR в GSI и MPD на коллайдере NICA в ОИЯИ. При этом значительный интерес представляет исследование различных типов импульсных, угловых и зарядовых корреляций частиц, несущих информацию о различных стадиях эволюции системы в ядро-ядерном взаимодействии.

Зарядовые корреляции частиц характеризуются «функциями баланса» (ФБ) — плотностью вероятности того, что разноименно заряженные частицы разделены определенными интервалами быстроты и азимутального угла [9–11]. В совокупности с коллективным движением начальное пространственное разделение коррелирующих зарядов при-

^{*} E-mail: lokhtin@www-hep.sinp.msu.ru

водит к их дальнейшему распространению в разных направлениях и формированию пространственно-импульсных корреляций между парами зарядов. При этом ширины ФБ чувствительны к времени, в течение которого в системе происходит разделение электрического заряда, что открывает возможность использования ФБ для получения информации о пространственно-временных характеристиках области испускания частиц, включая информацию о наличии и типе кварк-адронного фазового перехода. Функции баланса заряженных частиц изучались в экспериментах с тяжелыми ионами на SPS [12], RHIC [13–15] и LHC [16–19]. Один из основных полученных экспериментальных результатов заключается в том, что ширина ФБ для заряженных частиц уменьшается при переходе от периферических ядро-ядерных соударений к центральным, а также с ростом энергии сталкивающихся пучков. При этом ширина ФБ обратно пропорциональна силе коллективного потока в системе. Современные теоретические модели плохо описывают зарядовые корреляции частиц в соударениях тяжелых ионов, в частности, зависимость ширины ФБ от центральности взаимодействий, что может свидетельствовать о неучтенных механизмах таких корреляций в моделях. Таким образом, актуальной задачей является выявление источников зарядовых корреляций в различных теоретических подходах и разработка адекватной процедуры моделирования таких корреляций, позволяющей описать экспериментальные данные в широком диапазоне энергий.

В данной работе проведен модельный анализ зарядовых корреляций адронов в соударениях тяжелых ионов для диапазона «промежуточных» энергий, который уже был частично исследован на RHIC и будет детально изучен на NICA [20]. Для моделирования соударений ионов золота при энергиях на пару нуклонов в системе центра масс $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ и 11.5 ГэВ использовалась двухкомпонентная модель Монте-Карло HYDJET++ [21, 22], конечное состояние ядерной реакции в которой представляет собой суперпозицию мягкой гидродинамической и жесткой струйной компонент. В предыдущей работе [23] нами была разработана и реализована в модели HYDJET++ процедура учета зарядовых корреляций прямых адронов мягкой компоненты, включающая в себя пособытийное сохранение электрического заряда на стадии «вымораживания» и позволившая воспроизвести экспериментально наблюдаемую зависимость ширины ФБ в соударениях ионов свинца при энергиях LHC. В настоящей работе данная процедура, разработанная изначально для электриче-

ски нейтральных систем (соответствует ультрарелятивистским энергиям LHC), обобщена на случай систем с дисбалансом электрического заряда, что соответствует, в частности, диапазону энергий NICA $\sqrt{s_{NN}}$ от 4 до 11 ГэВ.

2. ФУНКЦИИ БАЛАНСА РАЗНОИМЕННО ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Формализм функций зарядового баланса был предложен и развит в работах [9, 10, 24–26]. Общее определение функции зарядового баланса может быть записано следующим образом:

$$B_{\alpha\beta}(\Delta y, \Delta\varphi) = \frac{1}{2} \int d\Omega \delta(y_\alpha - y_\beta - \Delta y) \delta(\varphi_\alpha - \varphi_\beta - \Delta\varphi) \times \left\{ \frac{P_{\alpha+\beta-} - P_{\alpha+\beta+}}{P_{\alpha+}} + \frac{P_{\alpha-\beta+} - P_{\alpha-\beta-}}{P_{\alpha-}} \right\}, \quad (1)$$

где $d\Omega = dy_\alpha d\varphi_\alpha dy_\beta d\varphi_\beta$, $\Delta y = y_\alpha - y_\beta$ — относительная быстрота частиц сортов α и β , $\Delta\varphi = \varphi_\alpha - \varphi_\beta$ — относительный азимутальный угол частиц сортов α и β , $P_{\alpha+\beta-} = P_{\alpha+\beta-}(y_\alpha, \varphi_\alpha; y_\beta, \varphi_\beta)$ — совместная плотность вероятности обнаружить положительно заряженную частицу сорта α с быстротой y_α и азимутальным углом φ_α и отрицательно заряженную частицу сорта β с быстротой y_β и азимутальным углом φ_β , $P_{\alpha+} = P_{\alpha+}(y_\alpha, \varphi_\alpha)$ — плотность вероятности обнаружить положительно заряженную частицу сорта α с быстротой y_α и азимутальным углом φ_α ; остальные плотности вероятности вводятся аналогично. Под проецированием функции зарядового баланса, например, на ось Δy понимается преобразование

$$B(\Delta y) = \int B(\Delta y, \Delta\varphi) d\Delta\varphi$$

или соответствующее суммирование в случае гистограммы. Шириной проекции ФБ называется величина $\langle \Delta y \rangle$, вычисляемая как

$$\langle \Delta y \rangle = \frac{\int B(\Delta y) \Delta y d\Delta y}{\int B(\Delta y) d\Delta y} \approx \frac{\sum_i B_i \Delta y_i}{\sum_i B_i}. \quad (2)$$

Для практического вычисления ФБ принимается ультрарелятивистский предел $y = \eta$ и используется следующее выражение:

$$B_{\alpha\beta}(\Delta\eta, \Delta\varphi) = \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{N_{\alpha+}} \frac{d^2 N_{\alpha+\beta-}}{d\Delta\eta d\Delta\varphi} + \frac{1}{N_{\alpha-}} \frac{d^2 N_{\alpha-\beta+}}{d\Delta\eta d\Delta\varphi} - \frac{1}{N_{\alpha+}} \frac{d^2 N_{\alpha+\beta+}}{d\Delta\eta d\Delta\varphi} - \frac{1}{N_{\alpha-}} \frac{d^2 N_{\alpha-\beta-}}{d\Delta\eta d\Delta\varphi} \right\}, \quad (3)$$

где $N_{\alpha+}$ — количество положительно заряженных частиц сорта α , $d^2 N_{\alpha+\beta-}/d\Delta\eta d\Delta\varphi$ — распределение пар частиц $\alpha^+\beta^-$ по относительным псевдобыстроте и азимутальному углу; остальные распределения вводятся аналогично. В общем случае частицы сортов α и β могут не принадлежать к одному событию. Если частицы принадлежат одному событию — это соответствует «собственной» функции зарядового баланса, если частицы принадлежат разным событиям — это соответствует «смешанной» ФБ. Для подавления искажения, вносимого в ФБ характерным для низкоэнергетичной части диапазона энергий RHIC и планируемого диапазона энергий NICA избытком положительного заряда, из распределений «собственной» функции баланса вычитаются распределения «смешанной» ФБ:

$$\begin{aligned} \frac{1}{N_{\alpha+}} \frac{d^2 N_{\alpha+\beta-}}{d\Delta\eta d\Delta\varphi} &= \\ &= \frac{1}{N_{\alpha+}} \frac{d^2 N_{\alpha+\beta-}^S}{d\Delta\eta d\Delta\varphi} - \frac{1}{N_{\alpha+}} \frac{d^2 N_{\alpha+\beta-}^M}{d\Delta\eta d\Delta\varphi}, \end{aligned} \quad (4)$$

где индекс «S» означает, что для составления пар частицы выбираются из одного события («собственная» ФБ), индекс «M» — из двух или более независимых событий («смешанная» ФБ).

При экспериментальном изучении ФБ дополнительное искажение в ее измерение вносит конечность углового аксептанса детектора. Корректировка ФБ на псевдобыстротный аксептанс проводится согласно [15]

$$B(\Delta\eta|\infty) = \frac{B(\Delta\eta|\Delta\eta_{max})}{(1 - \Delta\eta/\Delta\eta_{max})}, \quad (5)$$

где $B(\Delta\eta|\infty)$ — функция баланса в отсутствие ограничений на интервал псевдобыстрот, $B(\Delta\eta|\Delta\eta_{max})$ — ФБ, рассчитанная в конечном интервале по псевдобыстроте, $\Delta\eta_{max}$ — максимально доступная для измерения в данном эксперименте относительная псевдобыстрота пары частиц. В представленной работе для корректного сравнения результатов моделирования с данными STAR функции баланса были построены на интервале $0 < \Delta\eta < 2$ ($\Delta\eta_{max} = 2$), а ширины скорректированных ФБ рассчитывались в интервале $0.1 < \Delta\eta < 1.6$.

3. МОДЕЛЬ HYDJET++

Для моделирования множественного рождения частиц в релятивистских соударениях тяжелых ионов в данной работе используется двухкомпонентная модель Монте-Карло HYDJET++, конечное

состояние ядерной реакции в которой представляет собой суперпозицию мягкой гидродинамической и жесткой струйной компонент. Детальное описание HYDJET++ приводится в работах [21, 22]. Основой для моделирования жесткой компоненты HYDJET++ является генератор событий PYQUEN (PYthia QUENched) [27], модифицирующий полученные с помощью генератора адрон-адронных взаимодействий PYTHIA [28, 29] характеристики партонных струй с учетом многократного рассеяния и радиационных и столкновительных потерь энергии жестких партонов в КГП. Поскольку при рассматриваемых энергиях доминирующим вкладом в множественность адронов является вклад от мягкой компоненты, ограничимся ниже кратким представлением основных характеристик только мягкой компоненты модели.

Для описания термального (мягкого) рождения адронов в HYDJET++ используется параметризация релятивистской гидродинамики на гиперповерхности вымораживания сгустка адронной материи, сформированного в ядро-ядерном взаимодействии, с последующим распадом резонансов [30, 31]. Предполагается, что химический состав системы фиксируется на стадии «химического вымораживания» при данной температуре T^{ch} и химических потенциалах $\mu_B, \mu_I, \mu_S, \mu_C$ (соответственно для барионного заряда, электрического заряда, странности и очарования). В этом случае распределение адронов в системе покоя элемента жидкости имеет вид

$$\begin{aligned} f_i^{eq}(p^{*0}; T^{ch}, \mu_i, \gamma_s, \gamma_c) &= \\ &= \frac{g_i}{\gamma_s^{-n_i^s} \gamma_c^{-n_i^c} \exp\{([p^{*0} - \mu_i]/T^{ch})\} \pm 1}, \end{aligned}$$

где p^{*0} — энергия адрона в системе покоя элемента жидкости, g_i — спиновый фактор, $\gamma_s \leq 1$ и $\gamma_c \geq 1$ — коэффициенты подавления странности и усиления очарования соответственно, n_i^s и n_i^c — число s -кварков и c -кварков в адроне i , знак \pm в знаменателе учитывает различие в квантовой статистике для фермионов и бозонов. В этом случае плотность числа адронов типа i (без учета коэффициентов γ_s и γ_c) может быть записана в виде

$$\begin{aligned} \rho_i^{eq}(T, \mu_i) &= \\ &= \frac{g_i}{2\pi^2} m_i^2 T \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(\mp 1)^{k+1}}{k} \exp\left(\frac{k\mu_i}{T}\right) I_2\left(\frac{km_i}{T}\right), \end{aligned}$$

где I_2 — модифицированная функция Бесселя второго порядка, m_i — масса частицы. В модели предусмотрена и возможность независимого задания входных параметров на стадии химического

вымораживания (температуры, химических потенциалов, коэффициентов γ_s и γ_c), и их вычисление в рамках феноменологических параметризаций [21].

В общем случае, стадии химического вымораживания (когда перестает меняться отношение между числом адронов различного типа) и термического вымораживания (когда перестает меняться импульсное распределение адронов) разделены по времени и проходят при разных температурах, T^{ch} и T^{th} соответственно (при этом $T^{ch} \geq T^{th}$). Множественность адронов в событии моделируется в соответствии с распределением Пуассона со средним \overline{N}_i для адронов каждого типа i , вычисляемым на гиперповерхности вымораживания в приближении эффективного термального объема:

$$\overline{N}_i = \rho_i^{eq}(T) V_{eff}, \quad \rho_i^{eq}(T) = \int d^3 p^* f_i(p^{*0}; T).$$

Здесь $\rho_i^{eq}(T)$ — плотность адронов i при температуре T , f_i и p^{*0} — соответственно распределение числа адронов и энергия адрона в системе покоя элемента жидкости, V_{eff} — эффективный объем области излучения адронов с гиперповерхности собственного времени $\tau = \text{const}$, вычисляемый при параметре удара ядро-ядерного соударения b как

$$V_{eff} = \tau \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{R(b,\varphi)} \sqrt{1 + \delta(b) \text{th}^2 Y_T(r, b) \cos 2\varphi} \times \\ \times \text{ch} Y_T T(r, b) r dr \int_{\eta_{min}}^{\eta_{max}} Y_L(\eta) d\eta,$$

где $Y_L(\eta)$ и $Y_T(r, b)$ — профили продольной (функция Гаусса) и поперечной (линейная функция) коллективных быстроев, $R(b, \varphi)$ — поперечный размер адронного сгустка в азимутальном направлении φ , $\delta(b)$ — параметризация импульсной азимутальной анизотропии источника. Характеристики стабильных частиц и резонансов берутся из таблицы SHARE [32].

Модель HYDJET++ изначально была разработана для ультрарелятивистских энергий RHIC и LHC, но в дальнейшем была адаптирована и для диапазона промежуточных энергий NICA и FAIR. На основе сравнения результатов моделирования с данными эксперимента STAR на RHIC по выходам и импульсным спектрам идентифицированных адронов в соударениях ионов золота при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ и 11.5 ГэВ [33] была проведена настройка основных параметров HYDJET++ [34], что позволило применить данную модель для исследования

перспектив измерения некоторых физических эффектов в экспериментах на NICA. В частности, с помощью модели HYDJET++ для соударений тяжелых ионов при энергиях NICA было исследовано влияние различных «глобальных наблюдаемых» (множественности, коллективных потоков) на многочастичные корреляции частиц, определяемые методом факториальных моментов [35, 36].

4. ЗАРЯДОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ ПРЯМЫХ АДРОНОВ В HYDJET++

В «стандартной» версии модели HYDJET++ источниками зарядовых корреляций адронов являются распад резонансов и фрагментация партонных струй. В работе [23] было показано, что этих источников недостаточно, чтобы описать экспериментально наблюдаемую зависимость ширины ФБ в соударениях ионов свинца при энергиях LHC, и была разработана процедура учета зарядовых корреляций прямых адронов, включающая пособытийное сохранение электрического заряда на стадии «вымораживания» и позволившая воспроизвести экспериментальные данные. Под прямыми адронами подразумеваются адроны, сформированные непосредственно на гиперповерхности химического вымораживания, в отличие от частиц, возникающих в результате распада резонансов. Данная процедура заключается в случайном отборе половины прямых заряженных адронов мягкой компоненты модели (оставшаяся половина убирается из события), для каждого из которых генерируется «частица-партнер» с противоположным знаком электрического заряда и таким же значением поперечного импульса. При этом псевдобыстрота η_2 и азимутальный угол φ_2 такой частицы-партнера распределены вокруг псевдобыстроты η_1 и азимутального угла φ_1 первой частицы в соответствии с распределением Гаусса:

$$P_{\mu,\sigma}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp \left[-\frac{(x - \mu)^2}{2\sigma^2} \right], \quad (6)$$

где $\mu = \eta_1, \varphi_1$, $\sigma = \sigma_\eta, \sigma_\varphi$ и $x = \eta_2, \varphi_2$. Значения ширин этих распределений σ_η и σ_φ характеризуют силу зарядовых корреляций прямых адронов и являются дополнительными параметрами модели, которые подбираются из сравнения с экспериментальными данными по соответствующим ширинам ФБ.

Важно отметить, что описанная выше процедура учета зарядовых корреляций прямых адронов применима для электрически нейтральных систем (т. е. с нулевыми значениями изоспинового, странного и барионного химических потенциалов), что соответ-

ствуется ультрарелятивистским энергиям ЛНС. В настоящей работе проведено обобщение данной процедуры на случай систем с дисбалансом положительного и отрицательного электрического заряда и конечных значений химических потенциалов, который соответствует диапазону энергий NICA. Для учета электрического дисбаланса системы процедура введения зарядовых корреляций проводится для каждого сорта прямых заряженных адронов мягкой компоненты модели HYDJET++ отдельно. Среди адронов i -го сорта случайным образом отбираются $N_i = (Q_i^+ + Q_i^-)/q_i$ положительных при $N_i > 0$ или отрицательных при $N_i < 0$ заряженных адронов, которые остаются в событии без модификаций (здесь Q_i^+ — суммарный заряд положительно заряженных адронов i -го типа, Q_i^- — суммарный заряд отрицательно заряженных адронов, q_i — модуль электрического заряда данного сорта адронов). Сохранение N_i прямых адронов неизменными обеспечивает сохранение зарядового дисбаланса. К оставшейся «электрически нейтральной» части прямых заряженных адронов события применяется ранее описанная процедура введения зарядовых корреляций.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ И СРАВНЕНИЕ С ДАННЫМИ RHIC

Таблица 1 показывает отношения множественностей положительно и отрицательно заряженных адронов различного типа в центральной области быстрот $|y| < 0.1$ для 5% наиболее центральных соударений ионов золота при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ и 11.5 ГэВ (результаты HYDJET++ и данные STAR [33]). В табл.1 приведены также значения изоспинового μ_I , странного μ_S и барионного μ_B химических потенциалов в HYDJET++. Результаты для модифицированной и немодифицированной версий HYDJET++ совпадают и близки к экспериментальным данным. Нами было также проверено, что проведенная модификация не меняет выходы и импульсные спектры идентифицированных адронов, сохраняя достигнутое ранее в немодифицированной версии модели описание данных STAR по этим наблюдаемым [34].

В дальнейшем для проверки эффективности разработанной процедуры учета зарядовых корреляций прямых адронов моделирование и отбор событий проводились с такими же условиями, как и в эксперименте STAR [15]. С помощью немодифицированной и модифицированной версий генератора событий HYDJET++ моделировались соударения ионов золота при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ и 11.5 ГэВ для ше-

Таблица 1. Отношения множественностей разноименно заряженных адронов в центральных соударениях Au+Au при энергиях RHIC и значения химических потенциалов в HYDJET++

		π^+/π^-	K^+/K^-	p/\bar{p}
7.7 ГэВ	RHIC STAR	0.93 ± 0.12	2.70 ± 0.31	141 ± 24
	HYDJET++	0.89	2.70	130
	$\mu_{I,S,B}$, МэВ	6	100	429
11.5 ГэВ	RHIC STAR	0.95 ± 0.14	2.03 ± 0.28	29.3 ± 5.3
	HYDJET++	0.93	1.99	28.2
	$\mu_{I,S,B}$, МэВ	7	72	313

Таблица 2. Значения параметра σ_η в модифицированной версии модели HYDJET++, подобранные для описания данных STAR

Центральность, %	σ_η	
	$\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ ГэВ	$\sqrt{s_{NN}} = 11.5$ ГэВ
0–5	1.25	1.00
5–10	1.35	1.08
10–20	1.47	1.17
20–30	1.62	1.30
30–40	1.80	1.44
40–50	2.00	1.60

сти классов центральностей (диапазон от 0 до 50 %). Для анализа отбирались заряженные частицы с поперечными импульсами $0.2 < p_T < 2$ ГэВ/с в интервале псевдобыстрот $|\eta| < 1$. Мы ограничились диапазоном центральности 50 %, который соответствует максимальным значениям прицельного параметра $b \sim 1.5R_A$, где R_A — радиус ядра, так как используемое гидродинамическое описание может быть плохо применимо для очень периферических соударений в рассматриваемом диапазоне энергий.

На рис. 1 и 2 представлены зависимости быстроевых ширин ФБ от центральности соударений ионов золота при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ и 11.5 ГэВ соответственно. Погрешности измерений видны только для данных, статистические неопределенности модельных результатов находятся в пределах размера маркера. В табл.2 приведены используемые значения параметра σ_η для быстроевых корреляций прямых заряженных адронов в модифицированной версии HYDJET++. Помимо результатов HYDJET++, на рисунках также приведены результаты микроскопической транспортной модели UrQMD [37], основанной на адронном каскадировании и широко применяемой для моделирования соударений тяжелых ионов при промежуточных энергиях. Можно видеть, что немодифицированная вер-

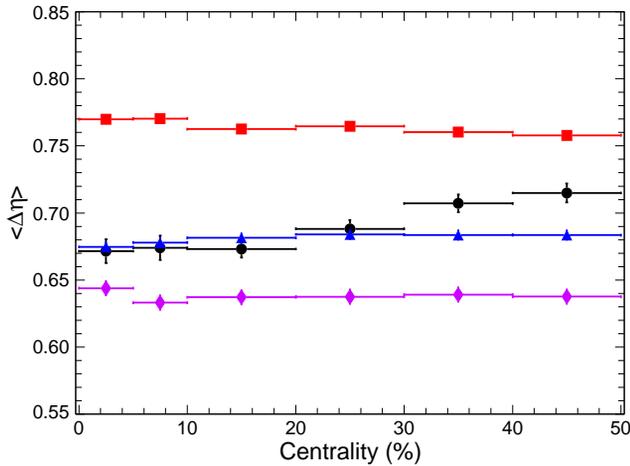


Рис. 1. Зависимости быстрой ширины функции баланса от центральности соударений Au+Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ ГэВ. Круги — данные STAR [15], ромбы и треугольники — результаты моделирования с немодифицированной и модифицированной версиями HYDJET++ соответственно, квадраты — результаты моделирования UrQMD

сия HYDJET++ и UrQMD не воспроизводят измеренные STAR зависимости быстрых ширин ФБ от центральности, недооценивая (HYDJET++, за исключением 20% наиболее центральных соударений при $\sqrt{s_{NN}} = 11.5$ ГэВ) или переоценивая (UrQMD) экспериментальные значения. Введение в модель HYDJET++ зарядовых корреляций прямых адронов позволяет существенно улучшить описание данных в рассматриваемом диапазоне энергий и центральностей. Значения быстрых ширин ФБ воспроизводятся с хорошей точностью до 30% центральности. Наблюдаемая для более периферических соударений некоторая недооценка данных может свидетельствовать об ограниченной применимости используемой модели (как и статистического приближения в целом) в случае относительно небольших множественностей.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках модели HYDJET++ исследованы зарядовые корреляции адронов в соударениях тяжелых ионов для диапазона промежуточных энергий, соответствующего программе скана энергий на коллайдере RHIC и планируемым энергиям коллайдера NICA. В качестве характеристики зарядовых корреляций рассмотрены функции баланса, представляющие собой плотности вероятности того, что разноименно заряженные частицы разделены определенными интервалами быстроты и азимутального угла. Современные теоретические модели плохо описыва-

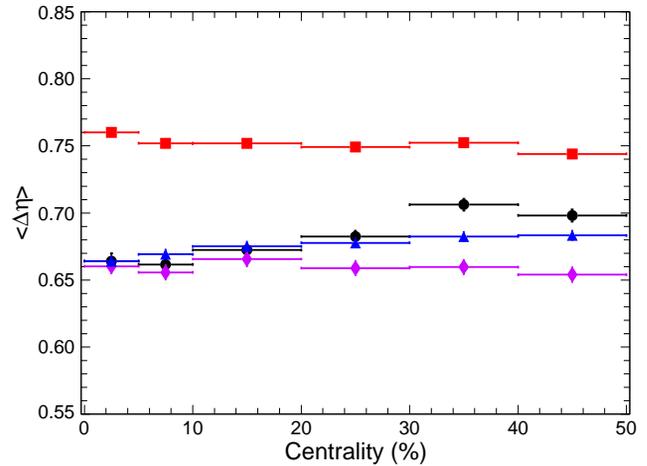


Рис. 2. Зависимости быстрой ширины функции баланса от центральности соударений Au+Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 11.5$ ГэВ. Круги — данные STAR [15], ромбы и треугольники — результаты моделирования с немодифицированной и модифицированной версиями HYDJET++ соответственно, квадраты — результаты моделирования UrQMD

ют зарядовые корреляции частиц в соударениях тяжелых ионов, в частности, зависимость ширин ФБ от центральности взаимодействий, что может свидетельствовать о неучтенных механизмах таких корреляций в моделях.

Проведено обобщение разработанной ранее процедуры учета зарядовых корреляций прямых адронов для электрически нейтральных систем (соответствует ультррелятивистским энергиям LHC) на случай систем с дисбалансом положительного и отрицательного заряда (соответствует промежуточным энергиям NICA и RHIC). Показано, что экспериментально наблюдаемые зависимости быстрых ширин функции баланса от центральности соударений ионов золота при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ и 11.5 ГэВ могут быть воспроизведены моделью HYDJET++ в случае введения в модель пособия сохранения электрического заряда прямых адронов и учета конечных значений изоспинового, странного и барионного химических потенциалов. Таким образом, предложенный подход для модификации статистического рождения адронов позволяет описать зарядовые корреляции в соударениях тяжелых ионов в широком диапазоне энергий (от LHC до NICA).

Благодарности. Авторы благодарят Л. В. Бравину и А. И. Демьянова за полезные обсуждения.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 24-22-00011).

ЛИТЕРАТУРА

1. J. W. Harris and B. Muller, arXiv: 2308.05743.
2. I. Arsene et al. (BRAHMS Collaboration), Nucl. Phys. A **757**, 1 (2005).
3. B. B. Back et al. (PHOBOS Collaboration), Nucl. Phys. A **757**, 28 (2005).
4. J. Adams et al. (STAR Collaboration), Nucl. Phys. A **757**, 102 (2005).
5. K. Adcox et al. (PHENIX Collaboration), Nucl. Phys. A **757**, 184 (2005).
6. B. Muller, J. Schukraft, and B. Wyslouch, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **62**, 361 (2012).
7. N. Armesto and E. Scapparini, Eur. Phys. J. Plus **131**, 52 (2016).
8. ALICE Collaboration, arXiv: 2211.04834.
9. D. Drijard et al., Nucl. Phys. B **155**, 269 (1979).
10. S. Bass, P. Danielewicz, and S. Pratt, Phys. Rev. Lett. **85**, 2689 (2000).
11. V. Vechernin, Symmetry **14**, 21 (2022).
12. C. Alt et al. (NA49 Collaboration), Phys. Rev. C **71**, 034903 (2005).
13. M. M. Aggarwal et al. (STAR Collaboration), Phys. Rev. C **82**, 024905 (2010).
14. B. I. Abelev et al. (STAR Collaboration), Phys. Lett. B **690**, 239 (2010).
15. L. Adamczyk et al. (STAR Collaboration), Phys. Rev. C **94**, 024909 (2016).
16. B. Abelev et al. (ALICE Collaboration), Phys. Lett. B **723**, 267 (2013).
17. J. Adam et al. (ALICE Collaboration), Eur. Phys. J. C **76**, 86 (2016).
18. S. Acharya et al. (ALICE Collaboration), Phys. Rev. C **100**, 044903 (2019).
19. A. Tumasyan et al. (CMS Collaboration), arXiv: 2307.11185.
20. V. Abgaryan et al. (MPD Collaboration), Eur. Phys. A **58**, 140 (2022).
21. I. P. Lokhtin, L. V. Malinina, S. V. Petrushanko et al., Comput. Phys. Commun. **180**, 779 (2009).
22. И. П. Лохтин, Л. В. Малинина, С. В. Петрушанко и др., ЯФ **73**, 2196 (2010).
23. A. S. Chernyshov, G. Kh. Eyubova, V. L. Korotkikh et al., Chin. Phys. C **47**, 084107 (2023).
24. D. Drijard et al., Nucl. Phys. B **166**, 233 (1980).
25. J. Fu, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **38**, 065104 (2011).
26. S. Pratt and C. Plumberg, Phys. Rev. C **104**, 014906 (2021).
27. I. P. Lokhtin and A. M. Snigirev, Eur. Phys. J. C **45**, 211 (2006).
28. T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Skands, JHEP **0605**, 026 (2006).
29. T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Skands, Comput. Phys. Commun. **178**, 852 (2008).
30. N. S. Amelin, R. Lednicky, T. A. Pocheptsov et al., Phys. Rev. C **74**, 064901 (2006).
31. N. S. Amelin, R. Lednicky, I. P. Lokhtin et al., Phys. Rev. C **77**, 014903 (2008).
32. G. Torrieri, S. Steinke, W. Broniowski et al., Comput. Phys. Commun. **167**, 229 (2005).
33. L. Adamczyk et al. (STAR Collaboration), Phys. Rev. C **96**, 044904 (2017).
34. A. V. Belyaev, L. V. Bravina, A. S. Chernyshov et al., J. Phys. Conf. Ser. **1690**, 012117 (2020).
35. O. Kodolova, M. Cheremnova, I. Lokhtin et al., Phys. Part. Nucl. **52**, 658 (2021).
36. M. Cheremnova, A. Chernyshov, Ye. Khyzhniak et al., Symmetry **14**, 1316 (2022).
37. S. A. Bass, M. Belkacem, M. Bleicher et al., Prog. Part. Nucl. Phys. **41**, 255 (1998).