

МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛИРОВАНИЕ РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ С БОЛЬШИМ ПОПЕРЕЧНЫМ ИМПУЛЬСОМ В pp - и dd -СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ ЭНЕРГИЯХ NICA

С. В. Юрченко^{1,*}

¹ Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

С использованием генераторов событий проведены моделирования процессов рождения частиц с большими поперечными импульсами в центральной области быстрот коллайдера NICA. Для изучения поведения инклюзивного сечения редких процессов — рождения частиц вблизи кинематических границ pp - и dd -реакций — был промоделирован большой статистический объем данных (по 1,5 млрд событий для каждой начальной энергии). В этой области изучены процессы рождения протонов, пионов и каонов. Для нескольких начальных энергий коллайдера NICA получена зависимость инклюзивных сечений рождения различных частиц от поперечного импульса и быстроты. Найденные в результате моделирования зависимости были сопоставлены с характером зависимостей, вытекающих из предсказаний правил кваркового счета для инклюзивных сечений в данной области, полученных ранее.

Using event generators, simulations were performed for particle production processes with large transverse momenta in the central rapidity region of the NICA collider. To study the behavior of the inclusive cross section of rare processes — the production of particles near the kinematic boundaries of pp and dd reactions — a large statistical data sample was generated (1.5 billion events for each initial energy). In this kinematic region, the production of protons, pions, and kaons was investigated. For several initial energies of the NICA collider, the dependence of inclusive production cross sections of various particles on transverse momentum and rapidity was obtained. The resulting dependencies from the simulations were compared with the patterns predicted by the quark counting rules for inclusive cross sections in this region, obtained earlier.

PACS: 12.39.Mk; 13.60.Hb; 21.60.Gx; 21.90.+f

ВВЕДЕНИЕ

Целью данной работы является численное исследование поведения инклюзивных сечений рождения частиц с большим поперечным импульсом в pp - и dd -столкновениях при энергиях NICA с использованием генератора Pythia8.

* E-mail: s.yurchenko@spbu.ru

Правила кваркового счета для инклюзивных процессов, полученные в предыдущих работах [1, 2], в принципе, позволяют определять механизм рождения частиц с большим поперечным импульсом. Они приводят к следующему выражению для инклюзивного сечения рождения частиц:

$$I(x) = (2\pi)^3 2k_0 \frac{d^3\sigma}{dk^3} = C s^{-m} (A - x)^\alpha, \quad (1)$$

где s — квадрат энергии столкновения; A — кинематический порог ($A = 1$ для pp -реакции, $A = 2$ для dd -реакции); C, m, α — константы, которые определяются механизмом рождения и фазовым объемом. Изучение поведения сечения около порога позволяет определить, какие степени свободы вносят основной вклад: кварковые, дикварковые или адронные. В частности, для кумулятивных процессов данные степени позволяют отличить вклад многократного внутриядерного перерасеяния от вклада других источников (флуктоны, короткодействующие нуклон-нуклонные корреляции и т. д.).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КУМУЛЯТИВНОГО ЧИСЛА x ДЛЯ СИММЕТРИЧНОЙ РЕАКЦИИ

Для каждой инклюзивной реакции возможно определить максимально достижимую энергию частицы:

$$k_{\max}^0 = \frac{s_{AA} + \mu^2 - (M_X^{\min})^2}{2\sqrt{s_{AA}}} = \frac{A\sqrt{s_{NN}}}{2} + \frac{\mu^2 - (M_X^{\min})^2}{2A\sqrt{s_{NN}}}, \quad (2)$$

где $\sqrt{s_{AA}} = A\sqrt{s_{NN}}$ — полная энергия ядро-ядерного столкновения; $\sqrt{s_{NN}}$ — энергия столкновения на нуклон-нуклонную пару; μ — масса частицы; $M_X^{\min}$ — масса отдачи.

Для ввода кумулятивного числа x параметризуем уравнение (2) следующим образом: $A = x$, $M_X^{\min} = M_X^{\min}(x)$. Параметризация минимальной массы отдачи зависит от сорта изучаемой частицы и при целочисленных x должна давать корректные границы для соответствующих ядро-ядерных столкновений, например: $x = 1$ — протон-протонная реакция (масса сталкивающихся объектов m_N), $x = 2$ — дейтрон-дейтронная (масса сталкивающихся объектов $2m_N$). В общем случае мы будем считать, что масса сталкивающихся объектов равна xm_N . В анализе изучались следующие сорта частиц: $p, \bar{p}, \pi^+, \pi^-, K^+, K^-$. Параметризации для них:

$$\begin{aligned} M_{X,p}^{\min}(x) &= (2x - 1)m_N, \\ M_{X,\bar{p}}^{\min}(x) &= (2x + 1)m_N, \\ M_{X,\pi^+}^{\min}(x) &= 2xm_N, \\ M_{X,\pi^-}^{\min}(x) &= 2xm_N + m_\pi, \\ M_{X,K^+}^{\min}(x) &= (2x - 1)m_N + m_K, \\ M_{X,K^-}^{\min}(x) &= 2xm_N + m_K. \end{aligned} \quad (3)$$

Таким образом, $k_{\max}^0 = k_{\max}^0(x, \sqrt{s_{NN}}, M_X^{\min}(x))$. Тогда для частицы с энергией k^0 кумулятивное число будет определяться из решения уравнения

$$\frac{k^0}{k_{\max}^0(x, \sqrt{s_{NN}}, M_X^{\min}(x))} = 1. \tag{4}$$

То есть мы ищем такой x , чтобы энергия частицы соответствовала максимальной при данном x . Пример расчета кинематических границ для $\sqrt{s_{NN}} = 4$ ГэВ представлен на рис. 1. Максимально достижимый импульс для разных типов частиц при различных энергиях столкновения представлен в табл. 1, 2.

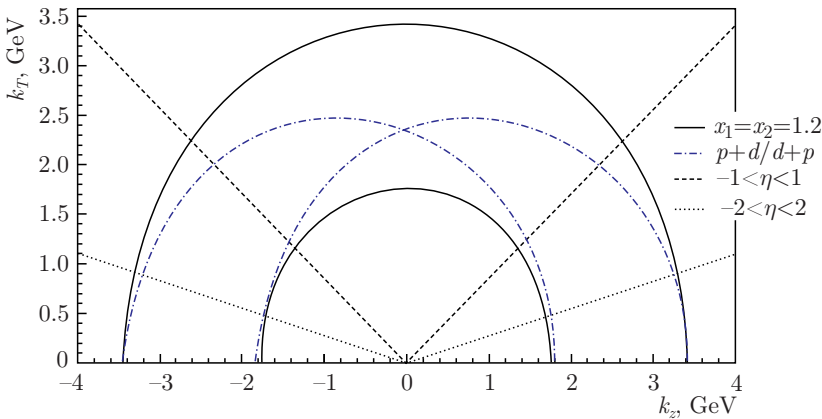


Рис. 1. Кинематические границы для $\sqrt{s_{NN}} = 4$ ГэВ

Таблица 1. Максимально достижимый импульс для различных типов частиц в столкновении протонов

Частица	$\sqrt{s}$, ГэВ		
	4	6	8
p	1,77	2,85	3,89
π^+	1,56	2,70	3,79
π^-	1,49	2,66	3,74
K^+	1,42	2,62	3,72
K^-	1,23	2,50	3,63

Таблица 2. Максимально достижимый импульс для различных типов частиц в столкновении дейтронов

Частица	$\sqrt{s}$, ГэВ		
	4	6	8
p	3,43	5,63	7,72
π^+	3,12	5,41	7,56
π^-	3,05	5,37	7,53
K^+	3,01	5,34	7,51
K^-	2,85	5,24	7,43

Следует отметить, что в отличие от других определений кумулятивного числа x в данном определении x не обращается в 0, так как в числителе находится энергия, которая ограничена снизу массой частицы μ . Поэтому для каждой частицы существует минимальный $x_{\min}(s)$.

Таким образом, определив кинематические границы для различных типов частиц, перейдем к описанию процедуры моделирования в генераторе Pythia8.

МОДЕЛИРОВАНИЕ В МОНТЕ-КАРЛО ГЕНЕРАТОРЕ Pythia8

Так как кинематические границы увеличиваются с ростом энергии столкновения, для моделирования были выбраны умеренные энергии (4–8 ГэВ), которые будут доступны на коллайдере NICA. В качестве изучаемых реакций мы выбрали протон-протонные и дейтрон-дейтрон-

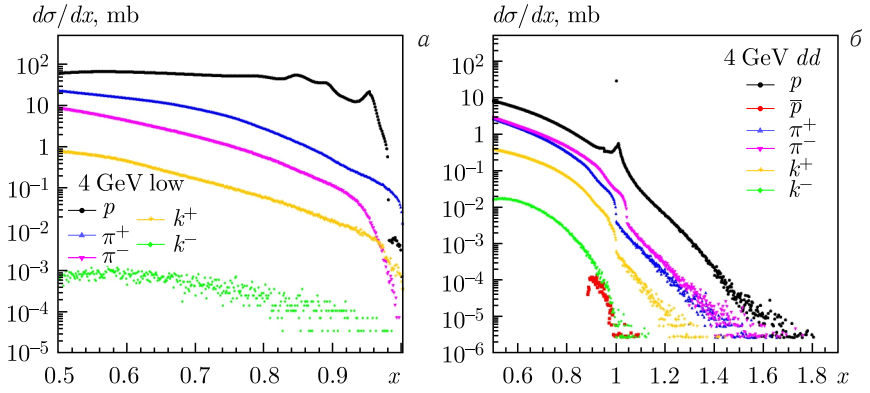


Рис. 2. Зависимость инклюзивного сечения от кумулятивного числа для различных типов частиц в протон-протонных (а) и дейтрон-дейтронных (б) столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 4$ ГэВ

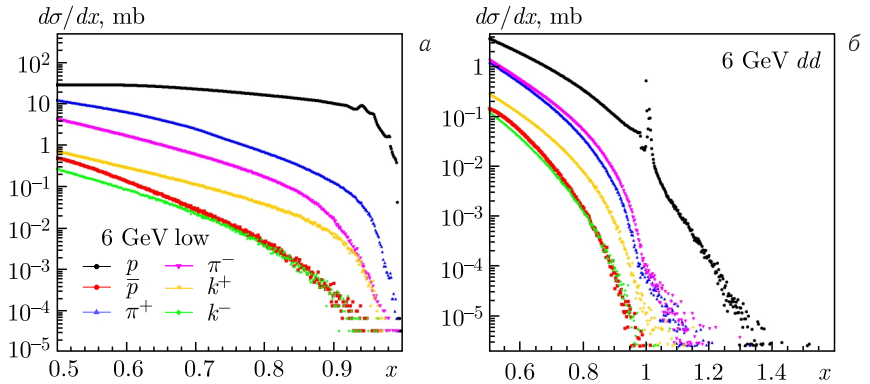


Рис. 3. Зависимость инклюзивного сечения от кумулятивного числа для различных типов частиц в протон-протонных (а) и дейтрон-дейтронных (б) столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 6$ ГэВ

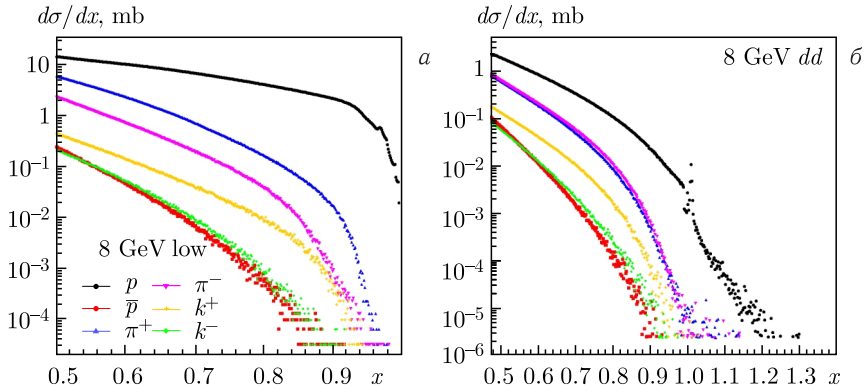


Рис. 4. Зависимость инклюзивного сечения от кумулятивного числа для различных типов частиц в протон-протонных (а) и дейтрон-дейтронных (б) столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 8$ ГэВ

ные столкновения. В генераторе Pythia8 [3] для pp -столкновения была выбрана опция «LowEnergyQCD:all = on», а для dd -столкновений использовалась опция «HeavyIons:mode = 1», а в качестве волновой функции дейтрона была выбрана функция Хюльтена. Для каждой энергии в pp -реакции был промоделирован 1 млрд событий, а для dd — 500 млн. Отбирались частицы только с псевдобыстротой $-2 < \eta < 2$. Выбор такого псевдобыстротного диапазона обусловлен тем, что в него не дает вклад фрагментация флуктона на нуклоне, а остается только флуктон-флуктонное взаимодействие и внутриядерное перерассеяние.

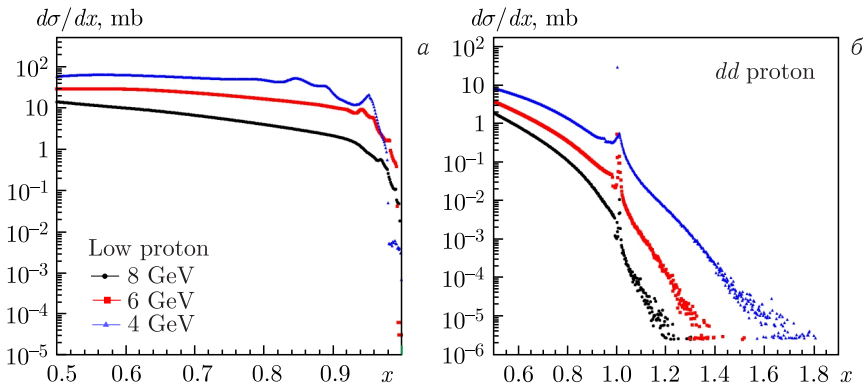


Рис. 5. Зависимость инклюзивного сечения от кумулятивного числа для протонов в протон-протонных (а) и дейтрон-дейтронных (б) столкновениях для энергий $\sqrt{s_{NN}} = 4-8$ ГэВ

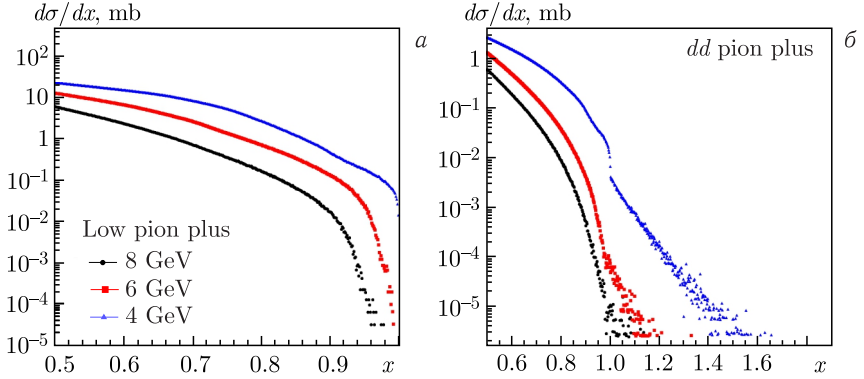


Рис. 6. Зависимость инклюзивного сечения от кумулятивного числа для положительных пионов в протон-протонных (а) и дейтрон-дейтронных (б) столкновениях для энергий $\sqrt{s_{NN}} = 4\text{--}8$ ГэВ

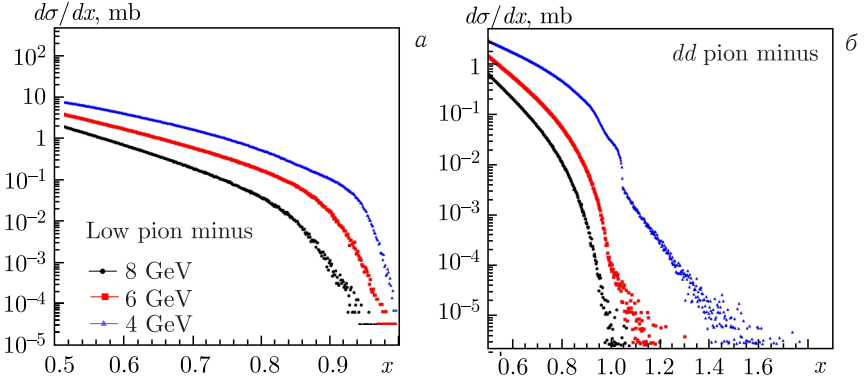


Рис. 7. Зависимость инклюзивного сечения от кумулятивного числа для отрицательных пионов в протон-протонных (а) и дейтрон-дейтронных (б) столкновениях для энергий $\sqrt{s_{NN}} = 4\text{--}8$ ГэВ

Были получены распределения частиц по кумулятивному числу для каждой энергии в двух сталкивающихся системах (рис.2–4). Сразу можно отметить наличие иерархии выходов частиц, а также различие наклонов кривых вблизи порога. Интересно отметить, что в pp -реакции выходы K^+ и π^- вблизи порога равны, а при энергии 4 ГэВ выходы каонов превосходят выходы пионов. В то время как выходы антипротонов и отрицательных каонов равны даже при большом удалении от порога $x > 0,5$. Для dd -реакций отличительной особенностью является смена наклона при переходе через кумулятивный порог $x = 1$. Это означает, что один из механизмов, дающий вклад в рождение таких частиц, отключается и остается только перерасеяние.

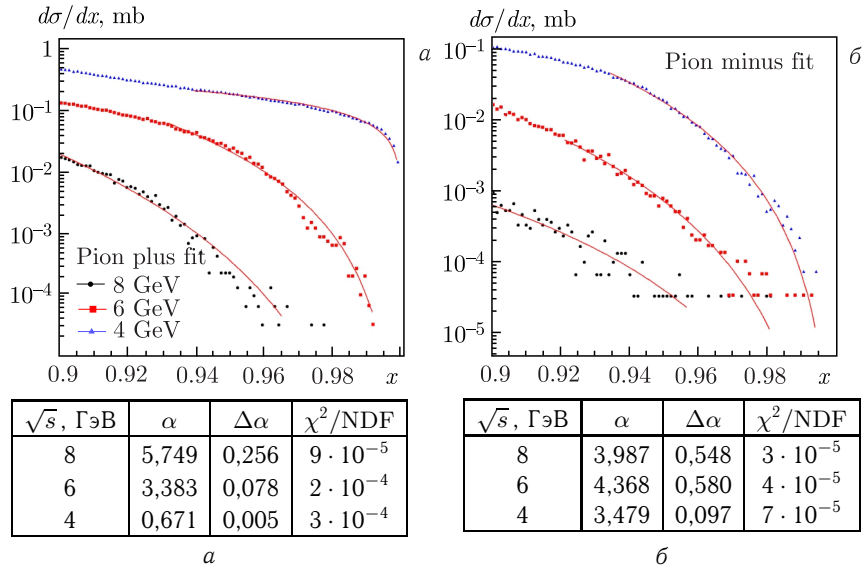


Рис. 8. Результаты фитирования инклюзивных сечений рождения для π^+ (а) и π^- (б) функций $f(x) = C(1 - x)^\alpha$

Также отдельно проанализированы инклюзивные сечения рождения частиц в зависимости от энергии столкновения (рис. 5–7). Можно отметить, что сечения для всех частиц с ростом энергии уменьшаются.

Инклюзивные сечения рождения положительных и отрицательных пионов были аппроксимированы функцией $f(x) = C(1 - x)^\alpha$ (рис. 8). Значения параметра α для положительных пионов для разных энергий очень сильно расходятся, что указывает на вклад различных механизмов рождения, соотношение между которыми изменяется с ростом энергии. Для отрицательных пионов, наоборот, параметр α меняется слабее, что, возможно, свидетельствует о доминировании одного механизма рождения.

ОЦЕНКИ ВЫХОДОВ ЧАСТИЦ С БОЛЬШИМ ПОПЕРЕЧНЫМ ИМПУЛЬСОМ

Также рассчитаны выходы частиц с учетом светимости, достижимой в условиях эксперимента SPD [4] на коллайдере NICA. Для pp -реакции выходы рассчитаны для частиц с $0,95 < x < 1$, а для dd -реакции с $x > 1$. Результаты приведены в табл. 3 и 4. Как можно заметить, хоть сечения и падают с ростом энергии, но выходы остаются одного порядка из-за роста светимости коллайдера. Это означает, что изучение данных сечений возможно в условиях коллайдера NICA.

Таблица 3. Выход частиц в протон-протонных столкновениях при различных энергиях

Частица	$\sqrt{s_{NN}} = 4 \text{ GeV}$			$\sqrt{s_{NN}} = 6 \text{ GeV}$			$\sqrt{s_{NN}} = 8 \text{ GeV}$		
	/с	/сут	/мес	/с	/сут	/мес	/с	/сут	/мес
p	$8,6 \cdot 10^2$	$7,4 \cdot 10^7$	$2,2 \cdot 10^9$	$2,6 \cdot 10^3$	$2,3 \cdot 10^8$	$6,8 \cdot 10^9$	$1,5 \cdot 10^3$	$1,3 \cdot 10^8$	$4 \cdot 10^9$
π^+	$2,1 \cdot 10^1$	$1,8 \cdot 10^6$	$5,4 \cdot 10^7$	$5,8 \cdot 10^0$	$5 \cdot 10^5$	$1,5 \cdot 10^7$	$1,3 \cdot 10^{-1}$	$1,1 \cdot 10^4$	$3,3 \cdot 10^5$
π^-	$8,1 \cdot 10^{-1}$	$5,4 \cdot 10^4$	$2,1 \cdot 10^6$	$1,6 \cdot 10^{-1}$	$1,4 \cdot 10^4$	$4,1 \cdot 10^5$	$4,4 \cdot 10^{-2}$	$3,8 \cdot 10^3$	$1,2 \cdot 10^5$
$L \sigma_{tot}$	$1,7 \cdot 10^5$	$1,5 \cdot 10^{10}$	$4,4 \cdot 10^{11}$	$8,8 \cdot 10^5$	$7,6 \cdot 10^{10}$	$2,3 \cdot 10^{12}$	$3,1 \cdot 10^6$	$2,7 \cdot 10^{11}$	$8,2 \cdot 10^{12}$

Таблица 4. Выход частиц в нейтрон-нейтронных столкновениях при различных энергиях

Частица	$\sqrt{s_{NN}} = 4 \text{ ГэВ}$			$\sqrt{s_{NN}} = 6 \text{ ГэВ}$			$\sqrt{s_{NN}} = 8 \text{ ГэВ}$		
	/с	/сут	/мес	/с	/сут	/мес	/с	/сут	/мес
p	$2,9 \cdot 10^0$	$2,5 \cdot 10^5$	$7,5 \cdot 10^6$	$1,2 \cdot 10^0$	$1 \cdot 10^5$	$3,1 \cdot 10^6$	$2,9 \cdot 10^{-1}$	$2,5 \cdot 10^4$	$7,5 \cdot 10^5$
π^+	$9,1 \cdot 10^{-3}$	$7,9 \cdot 10^2$	$2,4 \cdot 10^4$	$1,8 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^2$	$4,6 \cdot 10^3$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^2$	$3,2 \cdot 10^3$
π^-	$4,1 \cdot 10^{-2}$	$3,6 \cdot 10^3$	$1,1 \cdot 10^5$	$2,5 \cdot 10^{-2}$	$2,2 \cdot 10^2$	$6,5 \cdot 10^3$	$7 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^1$	$1,8 \cdot 10^3$
$L \sigma_{tot}$	$5 \cdot 10^3$	$4,3 \cdot 10^8$	$1,3 \cdot 10^{10}$	$7,5 \cdot 10^4$	$6,5 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^{11}$	$4,2 \cdot 10^5$	$3,6 \cdot 10^{10}$	$1,1 \cdot 10^{12}$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено моделирование рождения частиц с большим поперечным импульсом в pp - и dd -столкновениях при энергиях коллайдера NICA с использованием генератора Pythia8.

Получены зависимости инклюзивных сечений рождения различных частиц от кумулятивного числа x и энергии столкновения. Для положительных пионов наблюдается сильное изменение параметра α с ростом энергии, что указывает на изменение механизма рождения с изменением энергии, тогда как для отрицательных пионов параметр α изменяется слабее.

Анализ выходов частиц показал, что, несмотря на уменьшение сечений с ростом энергии, абсолютные числа частиц остаются достаточными для экспериментального исследования благодаря увеличению светимости коллайдера NICA на два порядка при увеличении начальной энергии от 4 до 8 ГэВ. Это подтверждает возможность экспериментального исследования кумулятивных процессов в центральной области быстрот на энергиях коллайдера NICA. Основным источником погрешностей будет выступать шум детекторной системы, так как единственный фоновый процесс — внутриядерное перерасеяние — подавлен для dd -столкновений.

Финансирование работы. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 23-12-00042).

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Vechernin V., Yurchenko S.* Cumulative Production at Central Rapidities Due to Interactions Involving Fluctons // Intern. J. Mod. Phys. E. 2024. V. 33, No. 11. P. 2441022; <https://doi.org/10.1142/S0218301324410222>.
2. *Yurchenko S., Vechernin V.* Quark Counting Rules for the Production of Cumulative Pions with Large Transverse Momenta // Phys. At. Nucl. 2025. V. 88, No. 2. P. 349–355; <https://doi.org/10.1134/S1063778825700462>.
3. *Bierlich C., Chakraborty S., Desai N., Gellersen L., Helenius I., Ilten P., Lönnblad L., Mrenna S., Prestel S., Preuss C.T., Sjöstrand T., Skands P., Uthmeim M., Verheyen R.* A Comprehensive Guide to the Physics and Usage of PYTHIA 8.3. arXiv:2203.11601. 2022.
4. *Abazov V. et al. (SPD Collab.).* Technical Design Report of the Spin Physics Detector at NICA // Natural Sci. Rev. 2025. V. 1, No. 1. P. 1; <https://nsr.jinr.int/article/view/35>.