Monte Carlo modelling of high transverse momentum particle production in pp and dd collisions at NICA energies

Монте-Карло моделирование рождения частиц с большим поперечным импульсом в pp- и dd-столкновениях на энергиях коллайдера NICA

S. Yurchenko[a1]

С.В. Юрченко[a1]

[a] Saint Petersburg State University, laboratory of ultra-high energy physics

[a] Санкт-Петербургский государственный университет, лаборатория физики сверхвысоких энергий

С использованием генераторов событий были проведены симуляции 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 объём данных (по 1.5 млрд для каждой начальной энергии). В этом области были изучены процессы рождения протонов, пионов и каонов. Для нескольких начальных энергий коллайдера NICA была получена зависимость инклюзивных сечений рождения различных частиц от поперечного импульса и быстроты. Найденные в результате моделирования зависимости были сопоставлены с характером зависимостей, вытекающими из предсказаний правил кваркового счёта для инклюзивных сечений в данной области, полученными 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.

[1]E-mail: s.yurchenko@spbu.ru

Правила кваркового счёта 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:

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

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 позволят отличить вклад многократного внутриядерного перерассеяния от вклада других источников (флуктоны, short-range correlations и тд.).

Определение кумулятивного числа x для симметричной реакции

Для каждой инклюзивной реакции возможно определить максимально достижимую энергию частицы:

$$k^0_{max} = \frac{s_{AA} + \mu^2 - \left(M_X^{min}\right)^2}{2\sqrt{s_{AA}}} = \frac{A\sqrt{s_{NN}}}{2} + \frac{\mu^2 - \left(M_X^{min}\right)^2}{2A\sqrt{s_{NN}}}, \tag{2}$$

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 следующий 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:

$$\begin{array}{rcl} M^{\min}_{X,p}\ (x) & = & (2x-1)\cdot m_N, \\ M^{\min}_{X,\bar{p}}\ (x) & = & (2x+1)\cdot m_N, \\ M^{\min}_{X,\pi^+}(x) & = & 2x\cdot m_N, \\ M^{\min}_{X,\pi^-}(x) & = & 2x\cdot m_N + m_\pi, \\ M^{\min}_{X,K^+}(x) & = & (2x-1)\cdot m_N + m_\Lambda, \\ M^{\min}_{X,K^-}(x) & = & 2x\cdot m_N + m_K. \end{array} \tag{3}$$

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

ния:

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

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

Следует отметить, что в отличии 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 $x_{min}(s)$.

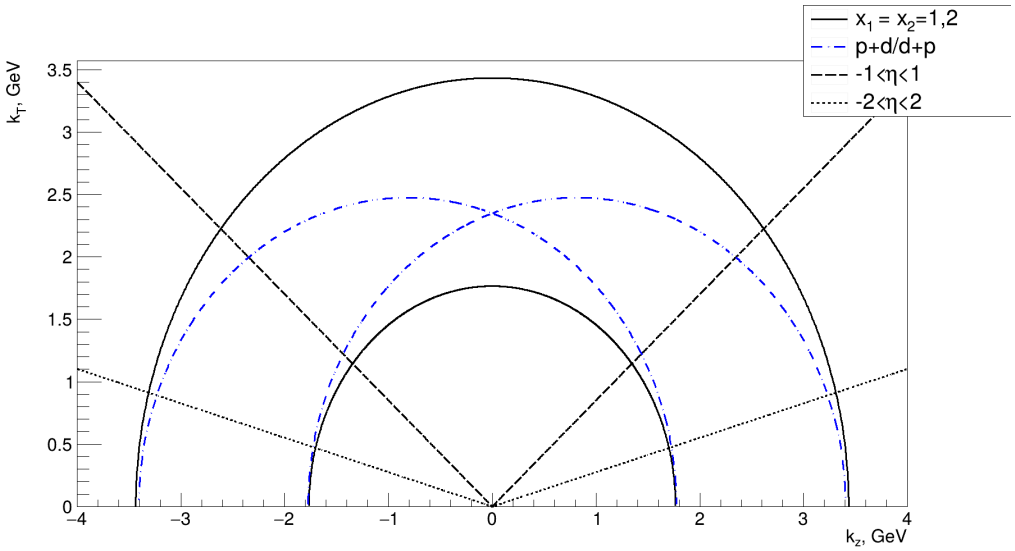


Рис. 1. Кинематические границы для $\sqrt{s_{NN}} = 4$ ГэВ.

$\sqrt{s}$, ГэВ	4	6	8
p, ГэВ	1.77	2.85	3.89
π^+, ГэВ	1.56	2.70	3.79
π^-, ГэВ	1.49	2.66	3.74
K^+, ГэВ	1.42	2.62	3.72
K^-, ГэВ	1.23	2.50	3.63

(а)

$\sqrt{s_{NN}}$, ГэВ	4	6	8
p, ГэВ	3.43	5.63	7.72
π^+, ГэВ	3.12	5.41	7.56
π^-, ГэВ	3.05	5.37	7.53
K^+, ГэВ	3.01	5.34	7.51
K^-, ГэВ	2.85	5.24	7.43

(б)

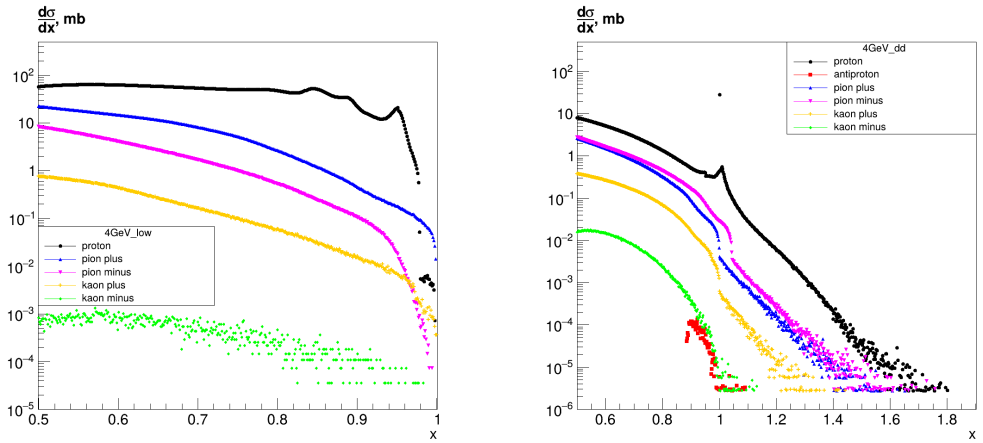
Таблица 1. Максимально достижимый импульс для различных типов частиц в столкновении (а) протонов и (б) дейтронов.

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

Моделирование в Монте-Карло генераторе Pythia8

Так как кинематические границы увеличиваются с ростом энергии столкновения, то 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-дейтронные 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, было просимулировано 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 даёт вклад фрагментация флуктона на нуклоне, а остаётся только флуктон-флуктонное взаимодействие и внутриядерное перерасение.

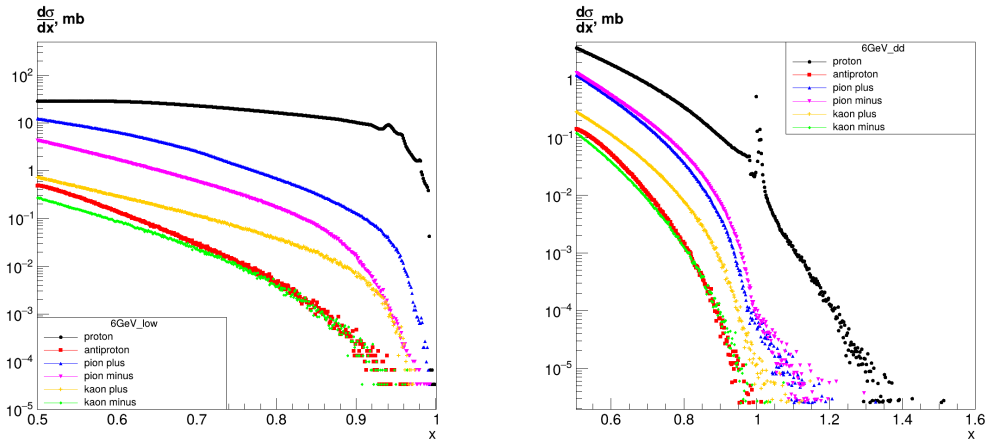
Были получены распределения частиц по кумулятивному числу для каждой энергии в двух сталкивающихся системах (Рисунки 2-4). Сразу можно отметить наличие иерархии выходов частиц, а также различие наклонов кривых вблизи порога. Интересно отметить, что в pp-реакции выходы K^+ и π^- вблизи порога сравниваются, 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 перерассеяние.



(а) **(б)**

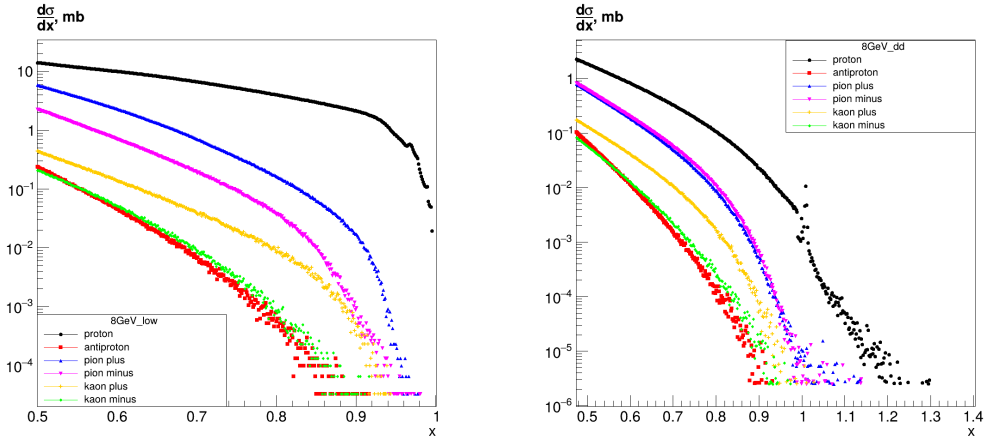
Рис. 2. Зависимость инклюзивного сечения от кумулятивного числа для различных типов частиц в (а) протон-протонных и (б) дейтрон-дейтронных столкновениях на энергии $\sqrt{s_{NN}} = 4$ ГэВ.

Также отдельно проанализированы инклюзивные сечения рождения частиц в зависимости от энергии столкновения (Рисунки 5-7). Можно



(а) (б)

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

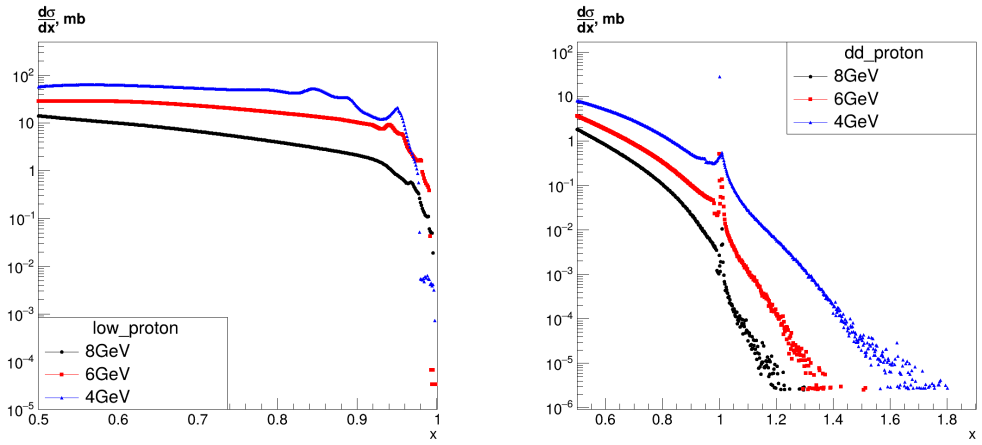


(а) (б)

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

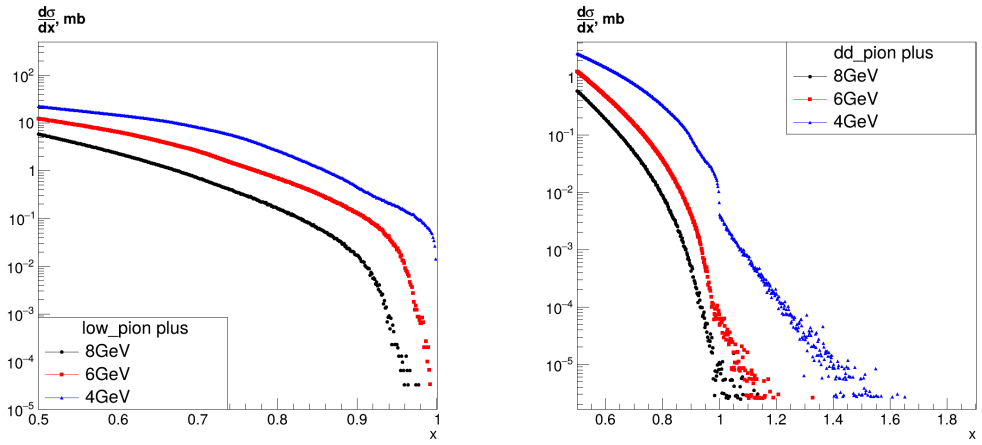
отметить, что сечения для всех частиц с ростом энергии уменьшаются.

Инклюзивные сечения рождения положительных и отрицательных пионов были апроксимированы функцией: $f(x) = C \cdot (1 - x)^{\alpha}$ (Рисунок 8). Значения параметра α для положительных пионов для разных энергий очень сильно отличается, 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.



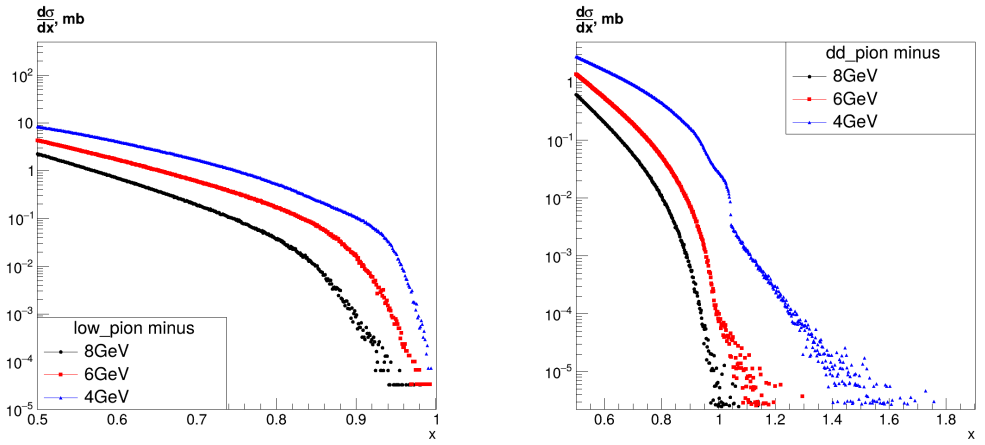
(а) **(б)**

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



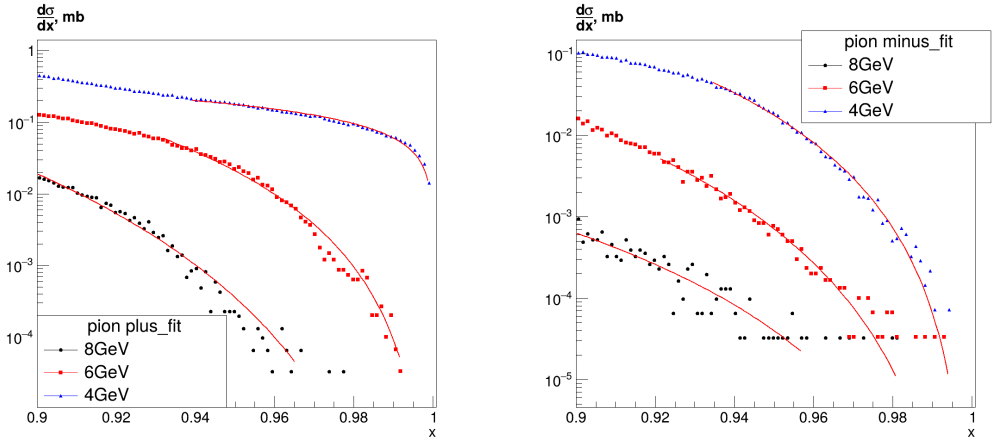
(а) **(б)**

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



(а) (б)

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



$\sqrt{s}$, ГэВ	α	$\Delta\alpha$	χ^2/NDF
8	5.749	0.256	$9 \cdot 10^{-5}$
6	3.383	0.078	$2 \cdot 10^{-4}$
4	0.671	0.005	$3 \cdot 10^{-4}$

(а)

$\sqrt{s}$, ГэВ	α	$\Delta\alpha$	χ^2/NDF
8	3.987	0.548	$3 \cdot 10^{-5}$
6	4.368	0.580	$4 \cdot 10^{-5}$
4	3.479	0.097	$7 \cdot 10^{-5}$

(б)

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

Оценки выходов частиц с большим поперечным импульсом

Также рассчитаны выходы частиц с учётом 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 таблицах 2 и 3. 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 2. Выход частиц в протон-протонных столкновениях при различных энергиях.

	$\sqrt{s_{NN}} = 4$ GeV			$\sqrt{s_{NN}} = 6$ GeV			$\sqrt{s_{NN}} = 8$ GeV		
	/с	/день	/мес	/с	/день	/мес	/с	/день	/мес
p	8.6×10^2	7.4×10^7	2.2×10^9	2.6×10^3	2.3×10^8	6.8×10^9	1.5×10^3	1.3×10^8	4×10^9
π^+	2.1×10^1	1.8×10^6	5.4×10^7	5.8×10^0	5×10^5	1.5×10^7	1.3×10^{-1}	1.1×10^4	3.3×10^5
π^-	8.1×10^{-1}	5.4×10^4	2.1×10^6	1.6×10^{-1}	1.4×10^4	4.1×10^5	4.4×10^{-2}	3.8×10^3	1.2×10^5
$L \cdot \sigma_{tot}$	1.7×10^5, 1.5×10^{10}, 4.4×10^{11}			8.8×10^5, 7.6×10^{10}, 2.3×10^{12}			3.1×10^6, 2.7×10^{11}, 8.2×10^{12}		

Таблица 3. Выход частиц в дейтрон-дейтронных столкновениях при различных энергиях.

	$\sqrt{s_{NN}} = 4$ GeV			$\sqrt{s_{NN}} = 6$ GeV			$\sqrt{s_{NN}} = 8$ GeV		
	/с	/день	/мес	/с	/день	/мес	/с	/день	/мес
p	2.9×10^0	2.5×10^5	7.5×10^6	1.2×10^0	1×10^5	3.1×10^6	2.9×10^{-1}	2.5×10^4	7.5×10^5
π^+	9.1×10^{-3}	7.9×10^2	2.4×10^4	1.8×10^{-3}	1.5×10^2	4.6×10^3	1.2×10^{-3}	1.1×10^2	3.2×10^3
π^-	4.1×10^{-2}	3.6×10^3	1.1×10^5	2.5×10^{-2}	2.2×10^2	6.5×10^3	7×10^{-4}	6×10^1	1.8×10^3
$L \cdot \sigma_{tot}$	5×10^3, 4.3×10^8, 1.3×10^{10}			7.5×10^4, 6.5×10^9, 2×10^{11}			4.2×10^5, 3.6×10^{10}, 1.1×10^{12}		

Заключение

В данной работе проведено моделирование рождения частиц с большим поперечным импульсом в pp- и dd- столкновениях на 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 перерассеение, подавлено 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 // International Journal of Modern Physics 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 // Physics of Atomic Nuclei. 2025. Apr. V. 88, no. 2. P. 349–355. URL: 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., Utheim M., Verheyen R.* A comprehensive guide to the physics and usage of PYTHIA 8.3. 2022. arXiv:2203.11601.

4. *V. Abazov et al. (The SPD Collaboration).* Technical Design Report of the Spin Physics Detector at NICA // Natural Science Review. 2025. Apr. V. 1, no. 1. P. 1. URL: https://nsr.jinr.int/article/view/35.