

# ПОИСК НУКЛОН-НУКЛОННЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ ПРИ ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ НА КОЛЛАЙДЕРЕ NICA

© 2023 г. А. Б. Курепин<sup>1)\*</sup>, Б. О. Лавров<sup>1),2)</sup>

Поступила в редакцию 18.09.2022 г.; после доработки 18.09.2022 г.; принята к публикации 20.09.2022 г.

Рассмотрена возможность измерения рождения антипротонов при столкновении тяжелых ядер на коллайдере NICA в кинематической области, запрещенной для нуклон-нуклонного взаимодействия. Показано, что при псевдобыстротах, доступных для измерения детекторными установками NICA в интервале  $\eta = 0-1.5$  величина поперечного импульса антипротона, рожденного на кластере из двух нуклонов, не превышает 6 ГэВ и почти в 2 раза больше поперечного импульса антипротона при рождении в нуклон-нуклонном взаимодействии.

DOI: 10.31857/S0044002723010336, EDN: RFDHUC

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование короткодействующих нуклон-нуклонных корреляций имеет большое значение для изучения начального этапа возникновения кварк-глюонной плазмы при столкновении релятивистских ядер. Короткодействующие нуклон-нуклонные корреляции проявляются в обнаружении значительного вклада испускаемых при столкновении нуклонов с большим импульсом, а также в наличии корреляционной функции двух испускаемых нуклонов, отличной от единицы [1]. Предполагается, что короткодействующие нуклон-нуклонные корреляции могут быть ответственны за кластерную структуру некоторых ядер. Расчеты по расширенной модели квантовой молекулярной динамики показали возможность объяснения корреляциями хвоста в импульсном распределении нуклонов с большим значением импульса [2]. Первый эксперимент по проекту NICA в ОИЯИ по измерению двух протонов на пучке ядер углерода в обратной кинематике показал влияние короткодействующих корреляций на структуру одночастичных состояний хорошо изученного ядра углерода-12 [3].

Другим методом наблюдения корреляций может быть исследование процессов, которые нельзя объяснить нуклон-нуклонными взаимодействиями при столкновении ядер.

К таким процессам можно отнести так называемое подпороговое рождение адронов в ядро-ядерных столкновениях, в частности антипротонов,

рождение которых было измерено при энергиях ниже порога рождения в нуклон-нуклонном соударении 5.7 ГэВ [4–7]. Величина сечения рождения в этой подпороговой реакции более чем на порядок превышает результат расчета с учетом фермиевского движения нуклонов в ядре [8]. При более высоких энергиях нуклон-нуклонными корреляциями можно объяснить наблюдение выхода адронов в кинематически запрещенной области для рождения в нуклон-нуклонном столкновении. Первые результаты получены в ИФВЭ на пучке ядер углерода с энергией 19 ГэВ ( $\sqrt{s} = 6.1$  ГэВ) [9].

В работах [10] результаты измерения сечений подпорогового и околопорогового рождения антипротонов при нескольких энергиях и для различных сталкивающихся ядер были представлены в зависимости от параметра скейлинга Бьеркена “ $x$ ” около единицы и больше единицы. Таким образом, нуклон-нуклонные корреляции введены на уровне партонных в ядрах. При этом наблюдается скейлинг по параметру “ $x$ ” в виде экспоненциальной зависимости. Для нахождения скейлингового параметра была использована обобщенная партонная модель для столкновения ядер с рождением адронов.

## 2. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ ПАРТОННАЯ МОДЕЛЬ

При анализе рождения адронов было показано [11], что подпороговое и околопороговое сечение образования пионов, каонов и антипротонов в протон-ядерных и ядерных столкновениях может быть представлено как универсальная функция кварк-партонных параметров, аналогичных масштабному параметру Бьеркена “ $x$ ” для глубоко

<sup>1)</sup>Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия.

<sup>2)</sup>Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия.

\*E-mail: kurepin@inr.ru

неупругого рассеяния электронов, но с учетом образования массивных частиц и различных параметров для налетающих ядер ( $x_1$ ) и для ядер мишеней ( $x_2$ ).

Значения  $x_1$  и  $x_2$  больше единицы возникают, чтобы обеспечить рождение частиц при подпороговых энергиях для нуклон-нуклонного процесса. Физическая интерпретация этих скейлинговых параметров в кварк-партонной модели означает, что  $x_2 q_2$  соответствует 4-импульсу партона в ядрах мишени, где  $q_2$  равно 4-импульсу нуклона в ядре мишени.  $x_2$  может принимать значения в интервале  $0 < x_2 < A$ , где  $A$  — атомный номер мишени. С другой стороны, та же самая партонная модель может быть применена к падающей частице  $x_1 q_1$ .

Рождение антипротонов при столкновении двух партонов в сталкивающихся ядрах рассмотрим в приближении максимального импульса рожденного антипротона. Тогда из сохранения 4-импульса при столкновении получим

$$(x_1 q_1 + x_2 q_2 - q_a)^2 = (x_1 q'_1 + x_2 q'_2 + q_p)^2, \quad (1)$$

где  $q_a$  и  $q_p$  — 4-импульсы антипротона и дополнительного протона. Для максимального значения импульса рожденного антипротона  $\mathbf{p}'_a$  импульсы партонов после столкновения и импульсы дополнительного протона  $\mathbf{p}'_p$  равны нулю в результате взаимодействия с нуклонами ядра. Тогда параметры  $x_1$  и  $x_2$  удовлетворяют соотношению

$$(x_1 - x_2)|\mathbf{p}_1| = |\mathbf{p}'_a|_L, \quad (2)$$

где  $\mathbf{p}_1 = \mathbf{p}_2$  — импульсы сталкивающихся нуклонов и  $|\mathbf{p}'_a|_L$  — проекция импульса рожденного антипротона на ось пучка. Из уравнения (1) может быть получена связь между параметрами  $x_1$  и  $x_2$ :

$$x_1 = \frac{x_2 (EE_a - p_1 p_a \cos \theta - m^2)}{2x_2 E^2 - EE_a + p_1 p_a \cos \theta - (x_2 + 1) m^2}, \quad (3)$$

где  $E$ ,  $E_a$  — полные энергии нуклона пучка и антипротона,  $\theta$  — угол испускания антипротона,  $m$  — масса нуклона.

По измеренным кинематическим данным антипротона из соотношений (1) и (2) определяются значения параметров  $x_1$  и  $x_2$ . Измерение лоренц-инвариантных сечений рождения антипротонов позволит определить ядерную функцию распределения партонов при больших параметрах  $x \geq 1$ . Сравнение с измерениями при различных энергиях пучка и при столкновении различных ядер, а также с данными по подпороговому рождению антипротонов [5] позволит исследовать возможность обнаружения масштабной инвариантности.

### 3. РОЖДЕНИЕ АНТИПРОТОНОВ В КИНЕМАТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ, ЗАПРЕЩЕННОЙ ДЛЯ НУКЛОН-НУКЛОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Для определения возможности проведения эксперимента на коллайдере NICA по измерению рождения антипротонов в кинематической области, запрещенной для нуклон-нуклонного взаимодействия, проведено сравнение величины поперечного импульса антипротонов при рождении в нуклон-нуклонном взаимодействии при  $x_1 = x_2 = 1$  и при столкновении протонов с кластером из двух нуклонов  $x_1 = 1$ ,  $x_2 = 2$ . Сохранение 4-импульса для максимального значения поперечного импульса антипротона до и после столкновения принимает вид

$$P_1 + P_2 = P_a + P_3, \quad (4)$$

где  $P_1, P_2, P_a$  — 4-импульсы сталкивающихся частиц с массами  $m_1, m_2$  и антипротона с массой  $m_a$ ,  $P_3$  — 4-импульс кластера с массой  $m_3$  из трех нуклонов при нуклон-нуклонном столкновении или из четырех нуклонов при столкновении нуклона с кластером из двух нуклонов.

Квадрат энергии в системе центра масс сталкивающихся частиц определяется по формуле

$$S = m_1^2 + m_2^2 + 2E_1 E_2 + 2p_1 p_2, \quad (5)$$

где  $E_1, E_2$  — полные энергии сталкивающихся частиц, а  $p_1, p_2$  — их импульсы.

Вследствие инвариантности при обращении времени рассмотрим столкновение антипротона с массой  $m_a$  с кластером с массой  $m_3$  в конечном состоянии в системе координат, где кластер покоится. В этом случае энергия налетающего антипротона  $E$  равна:

$$E = \frac{S - m_a^2 - m_3^2}{2m_3}. \quad (6)$$

Инвариантные величины — произведения 4-импульсов двух частиц  $P_a, P_3$  в системе центра масс и в системе с покоящимся кластером  $m_3$  равны:

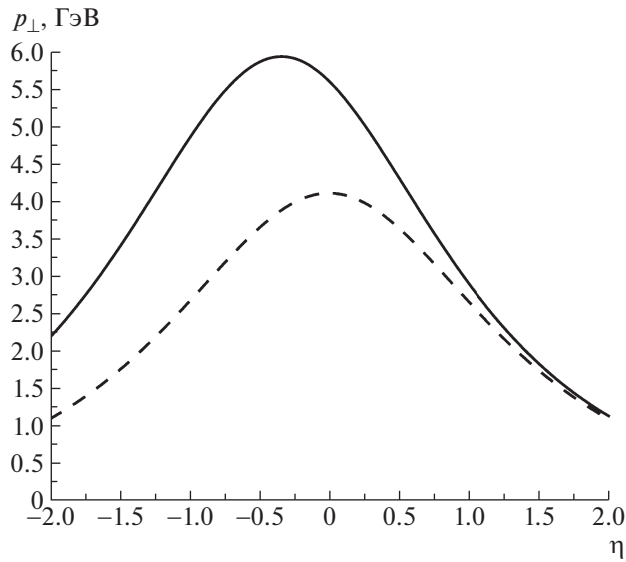
$$E_a E_3 - \mathbf{p}_a \mathbf{p}_3 = E m_3, \quad (7)$$

что позволяет определить максимальный импульс антипротона  $p_0$  при угле рождения  $90^\circ$  в системе центра масс:

$$\sqrt{p_0^2 + m_a^2} \sqrt{p_0^2 + m_3^2} + p_0^2 = E m_3, \quad (8)$$

$$p_0 = m_3 \sqrt{\frac{E^2 - m_a^2}{m_a^2 + m_3^2 + 2E m_3}}. \quad (9)$$

Величина поперечного импульса антипротона в лабораторной системе координат сталкивающихся



**Рис. 1.** Зависимость поперечного импульса антипротона от псевдобыстроты в лабораторной системе коллайдера. Кривые: штриховая — для рождения в нуклон-нуклонном столкновении, сплошная — для рождения на кластере из двух нуклонов.

ядер висмута с энергией  $E_1$  ГэВ на нуклон при псевдобыстроте  $\eta$  равна:

$$p_{\perp} = \frac{2m_3 \exp(-\eta + \eta_0)}{1 + \exp(-2\eta + 2\eta_0)} \times \sqrt{\frac{E^2 - m_a^2}{m_a^2 + m_3^2 + 2Em_3}}, \quad (10)$$

где  $\eta_0$  — псевдобыстрота движения центра масс частиц с энергиями  $E_1$  и  $E_2$ :

$$\eta_0 = \frac{1}{2} \ln \frac{E_1 + E_2 + p_1 - p_2}{E_1 + E_2 - p_1 + p_2}. \quad (11)$$

Для столкновения нуклонов  $\eta_0 = 0$ .

На рис. 1 приведены результаты расчета величины поперечного импульса антипротона в зависимости от псевдобыстроты в лабораторной системе коллайдера ( $\sqrt{s} = 11$  ГэВ). Видно, что разделение процессов рождения антипротона на одном или двух нуклонах ядра наиболее перспективно при отрицательных псевдобыстротах при разрешении детектора по импульсу антипротона на уровне 10% при энергиях 1.5–5 ГэВ.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерение рождения антипротонов при столкновении тяжелых ядер на коллайдере NICA в кинематической области, запрещенной для нуклон-нуклонного взаимодействия, возможно на проектируемых установках MPD и SPD на пучках тяжелых ядер коллайдера NICA. Необходимое импульсное

разрешение достижимо с использованием строящихся детекторов. Полученные данные позволят получить новые сведения о функции распределения партонов в ядре, а также исследовать возможность обнаружения масштабной инвариантности при рождении адронов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. B. S. Huang and Y. G. Ma, Phys. Rev. C **101**, 034615 (2020).
2. Lei Shen, Bo-Song Huang, and Yu-Gang Ma, Phys. Rev. C **105**, 014603 (2022).
3. M. Patsyuk, J. Kahlbow, G. Laskaris, M. Duer, V. Lennivenko, E. P. Segarra, T. Atovullaev, G. Johansson, T. Aumann, A. Corsi, O. Hen, M. Kapishin, V. Panin, E. Piasetzky, Kh. Abraamyan, S. Afanasiev, *et al.*, Nat. Phys. **17**, 693 (2021).
4. A. A. Baldin, A. I. Berlev, Yu. K. Gavrilov, F. F. Guber, V. A. Krasnov, A. B. Kurepin, V. S. Pantuev, M. A. Prokhvatilov, V. I. Razin, A. I. Reshetin, and S. N. Filippov, JETP Lett. **48**, 137 (1988).
5. A. A. Baldin, Yu. K. Gavrilov, F. F. Guber, A. B. Kurepin, V. S. Pantuev, M. A. Prokhvatilov, V. I. Razin, A. I. Reshetin, and S. N. Filippov, Nucl. Phys. A **519**, 407 (1990).
6. J. B. Carroll, S. Carlson, J. Gordon, T. Hallman, G. Igo, P. Kirk, G. F. Krebs, P. Lindstrom, M. A. McMahan, V. Perez-Mendez, A. Shor, S. Trentalange, and Z. F. Wang, Phys. Rev. Lett. **62**, 1829 (1989).
7. A. Schröte, E. Berderman, H. Geissel, A. Gillitzer, J. Homolka, P. Kienle, W. Koenig, B. Povh, F. Schumacher, and H. Ströher, Nucl. Phys. A **553**, 775 (1993).
8. A. Shor, V. Perez-Mendez, and K. Ganezer, Nucl. Phys. A **514**, 717 (1990).
9. A. G. Afonin, M. Yu. Bogolyubsky, A. A. Volkov, D. K. Elumakhov, V. N. Zapolsky, A. A. Ivanilov, A. Yu. Kalinin, A. N. Krinitsyn, N. V. Kulagin, V. I. Kryshkin, D. I. Patalakha, K. A. Romanishin, V. V. Skvortsov, V. V. Talov, L. K. Turchanovich, and Yu. A. Chesnokov, Phys. At. Nucl. **83**, 228 (2020).
10. A. B. Kurepin, K. A. Shileev, and N. S. Topilskaya, Genshikaku Kenkyu, Tokyo **41**, 171 (1997).
11. A. B. Kurepin, K. A. Shileev, and N. S. Topilskaya, Acta Phys. Pol. B **27**, 3077 (1996).

**SEARCH FOR NUCLEON–NUCLEON CORRELATIONS  
IN NUCLEUS–NUCLEUS COLLISION AT THE NICA****A. B. Kurepin<sup>1)</sup>, B. O. Lavrov<sup>1),2)</sup>**<sup>1)</sup>*Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*<sup>2)</sup>*National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia*

The possibility of measuring the production of antiprotons in the collision of heavy nuclei at the NICA collider in the kinematic region forbidden for nucleon–nucleon interaction is considered. It is shown that at pseudorapidities available for measurement by NICA detectors in the range  $\eta = 0–1.5$ , the transverse momentum of an antiproton produced on a cluster of two nucleons does not exceed 6 GeV and is about two times greater than the transverse momentum of an antiproton produced in a nucleon–nucleon interaction.