

# А-ЗАВИСИМОСТЬ ОБРАЗОВАНИЯ В ПЕРЕДНЕМ НАПРАВЛЕНИИ ЗАРЯЖЕННЫХ АДРОНОВ И ЯДЕРНЫХ ФРАГМЕНТОВ В СРЬ- И СС-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ЭНЕРГИИ ПУЧКА 19.6 ГЭВ/НУКЛОН

© 2021 г. А. Г. Афонин<sup>1)</sup>, М. Ю. Боголюбский<sup>1)\*</sup>, А. А. Волков<sup>1)</sup>, Д. К. Елумахов<sup>1)</sup>,  
В. Н. Запольский<sup>1)</sup>, А. А. Иванюков<sup>1)</sup>, А. Ю. Калинин<sup>1)</sup>, А. Н. Криницын<sup>1)</sup>,  
Н. В. Кулагин<sup>1)</sup>, В. И. Крышкин<sup>1)</sup>, Д. И. Паталаха<sup>1)</sup>, К. А. Романишин<sup>1)</sup>,  
В. В. Скворцов<sup>1)</sup>, В. В. Талов<sup>1)</sup>, Л. К. Турчанович<sup>1)</sup>, Ю. А. Чесноков<sup>1)</sup>

Поступила в редакцию 26.12.2020 г.; после доработки 19.01.2021 г.; принята к публикации 19.01.2021 г.

Измерены инклюзивные дифференциальные сечения образования  $\pi^\pm$ -,  $k^-$ -мезонов, протонов, антипротонов с импульсами от 6 до 50 ГэВ/с и ядерных фрагментов с атомным номером  $1 \leq A \leq 10$  в интервале импульсов 20–220 ГэВ/с в СРЬ-столкновениях при кинетической энергии пучка 19.6 ГэВ/нуклон ( $\sqrt{S_{NN}} = 6.3$  ГэВ). Приведены сравнение с сечениями в СС-взаимодействиях и оценка А-зависимости от ядра мишени. Анализ показывает, что наблюдаемые частицы образуются в основном в периферических взаимодействиях.

**DOI:** 10.31857/S0044002721040048

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В рассматриваемой статье представлены сравнения инклюзивных сечений образования заряженных адронов и ядерных фрагментов в СРЬ- и СС-столкновениях при кинетической энергии углеродного пучка 19.6 ГэВ/нуклон ( $\sqrt{S_{NN}} = 6.3$  ГэВ). Работа выполнена на ускорительном комплексе У-70 (НИЦ “Курчатовский институт” — ИФВЭ) и является продолжением цикла исследований образования частиц и фрагментов в переднем направлении в АА- и рА-взаимодействиях [1–3].

В указанных работах было отмечено, что полученные сечения образования частиц и фрагментов близки к аналогичным результатам других экспериментов при более низких энергиях, что согласуется с гипотезой предельной фрагментации [4].

Помимо слабой зависимости от энергии взаимодействия согласно данной гипотезе ожидается слабая А-зависимость от ядра мишени в области фрагментации пучка, выходящая на плато с ростом импульса вторичной частицы. Это связано с тем, что образование под углом  $0^\circ$  в основном происходит или в результате диссоциации ядра, или в периферических взаимодействиях с малыми

передачами импульса. Таким образом, измеренные импульсные распределения ядерных фрагментов в области, соответствующей средней энергии на

**Таблица 1.** Инвариантные сечения в СРЬ-взаимодействиях в зависимости от лабораторного импульса для протонов и  $\pi^+$ -мезонов (только статистические ошибки)

$P_{lab},$ ГэВ/с	$Ed^2\sigma/(p^2 dpd\Omega),$ мбн/(ГэВ <sup>2</sup> с <sup>-3</sup> ср)	
	$p$	$\pi^+$
20.00	$8.91e+04 \pm 3.55e+02$	$1.09e+01 \pm 4.20e+00$
20.50	$7.23e+04 \pm 3.81e+02$	
24.00	$1.12e+04 \pm 7.58e+01$	
25.00	$5.39e+03 \pm 4.49e+01$	$1.34e+00 \pm 8.32e-01$
26.75	$2.30e+03 \pm 3.32e+01$	
30.00	$4.20e+02 \pm 1.78e+01$	
33.50	$1.57e+02 \pm 7.38e+00$	
34.25	$7.59e+01 \pm 6.45e+00$	
35.00	$3.44e+01 \pm 5.35e+00$	
46.75	$2.83e-01 \pm 4.42e-01$	
48.00	$2.63e-01 \pm 2.11e-01$	
50.25	$1.24e-02 \pm 4.18e-02$	

<sup>1)</sup>Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт” — ИФВЭ, Протвино, Россия.

\*E-mail: Mikhail.Bogolyubsky@ihep.ru

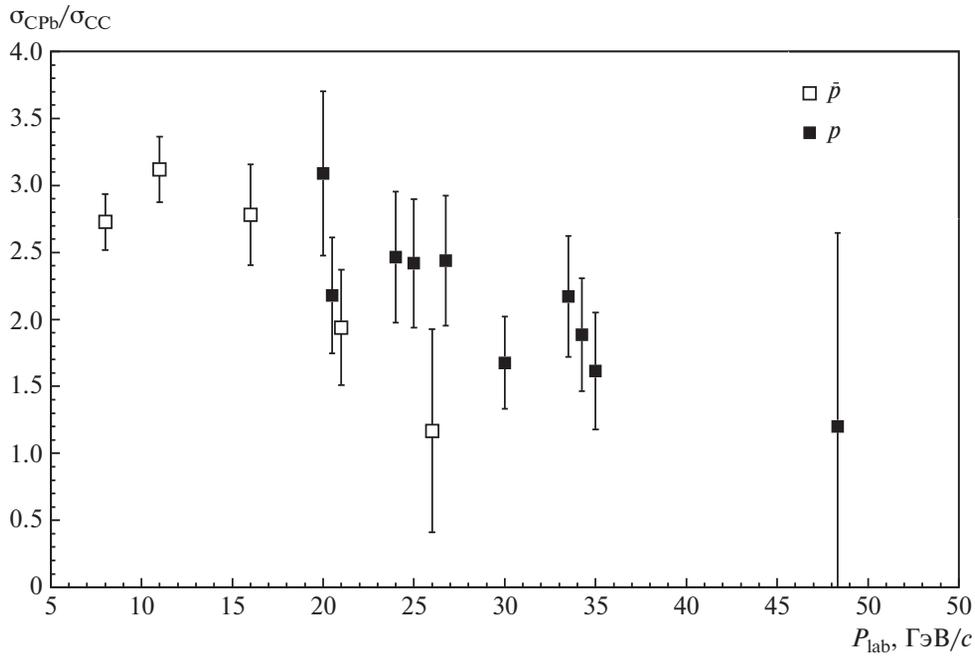


Рис. 1. Отношения инвариантных сечений образования протонов и антипротонов в CPb- и CC-столкновениях в зависимости от их импульса в лабораторной системе.

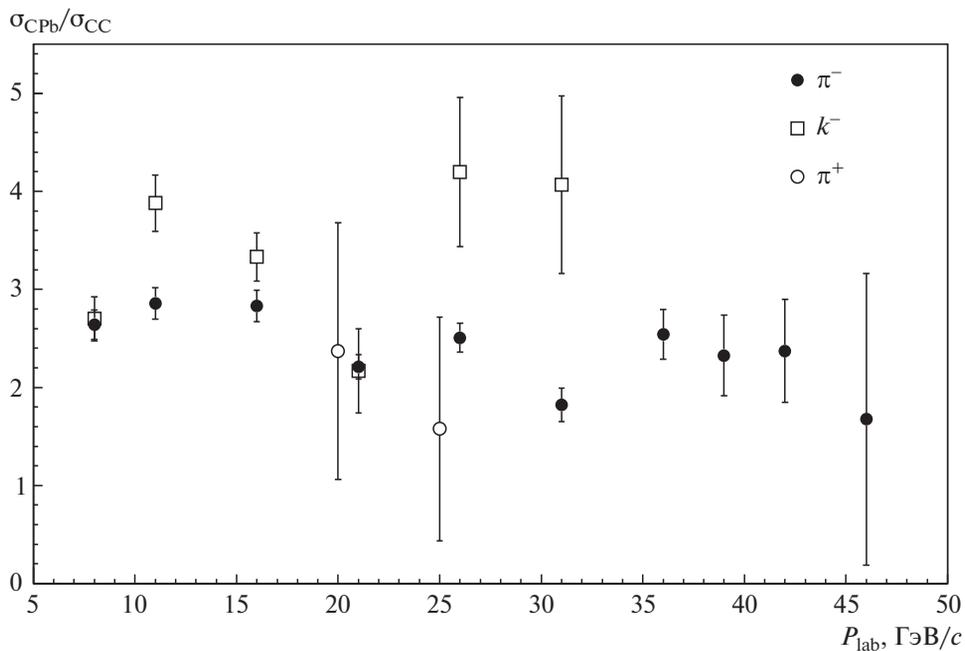


Рис. 2. Отношения инвариантных сечений образования  $\pi^-$ ,  $\pi^+$ ,  $k^-$ -мезонов в CPb- и CC-столкновениях в зависимости от их импульса в лабораторной системе.

нуклон в пучке и выше, близки к энергетическим распределениям нуклонов и их кластеров в ядре.

В данном эксперименте вторичные частицы регистрируются в переднем направлении и область фрагментации пучка хорошо разделяется с областью фрагментации мишени и центральной об-

ластью [3], что делает его весьма выгодным для изучения данных процессов.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальная установка состояла из канала, формирующего вторичный пучок частиц вы-

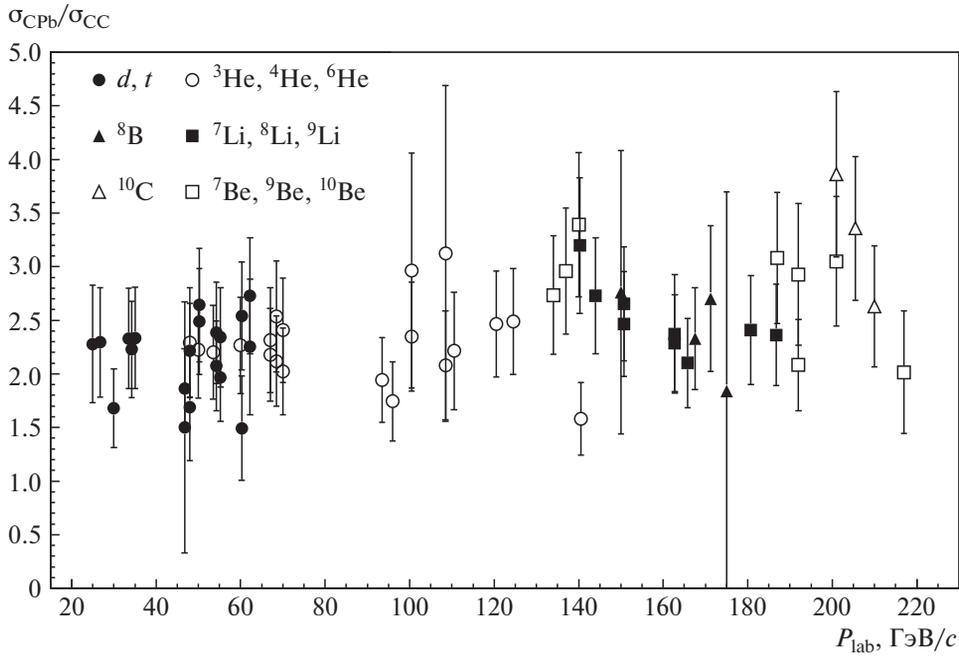


Рис. 3. Отношения инвариантных сечений в СРb- и СС-столкновениях образования ядерных фрагментов в зависимости от их импульса в лабораторной системе.

Таблица 2. Инвариантные сечения в СРb-взаимодействиях в зависимости от лабораторного импульса для антипротонов,  $k^-$ ,  $\pi^-$ -мезонов (только статистические ошибки)

$P_{lab}, \text{ГэВ}/c$	$Ed^2\sigma/(p^2 dpd\Omega), \text{мбн}/(\text{ГэВ}^2 c^{-3} \text{ср})$		
	$\pi^-$	$k^-$	$\bar{p}$
8.00	$9.27e+02 \pm 2.14e+00$	$2.46e+01 \pm 1.01e+00$	$4.63e+00 \pm 1.62e-01$
11.00	$3.47e+02 \pm 8.87e-01$	$8.64e+00 \pm 2.76e-01$	$1.81e+00 \pm 6.86e-02$
16.00	$4.81e+01 \pm 1.50e-01$	$1.13e+00 \pm 3.58e-02$	$1.53e-01 \pm 1.23e-02$
21.00	$5.63e+00 \pm 1.50e-02$	$1.00e-01 \pm 1.86e-02$	$1.59e-02 \pm 2.57e-03$
26.00	$8.86e-01 \pm 8.32e-03$	$2.79e-02 \pm 2.40e-03$	$2.65e-03 \pm 1.07e-03$
31.00	$6.25e-02 \pm 4.47e-03$	$4.66e-03 \pm 5.36e-04$	$4.82e-04 \pm 1.41e-04$
36.00	$5.18e-03 \pm 3.04e-04$		
39.00	$1.50e-03 \pm 1.76e-04$		
42.00	$6.34e-04 \pm 9.18e-05$		
46.00	$3.34e-04 \pm 2.12e-04$		
51.00	$3.51e-04 \pm 3.31e-04$		

соких энергий [5] с мишенью, установленной в его начале (толщина мишени составляла 0.1 от длины ядерного взаимодействия протона в ее веществе), и детекторов спектрометра ФОДС [6], включающих в себя трековую систему, черенковский спектрометр, набор сцинтилляционных счетчиков и набор пороговых черенковских счетчиков. Проводились также циклы измерений с пустой мишенью для вы-

читания фона. Вклад пустой мишени относительно углеродной мишени изменялся от 15% до 45% при разных способах вывода (медленный вывод или вывод с помощью изогнутых кристаллов) углеродного пучка из ускорителя.

Тип вторичной частицы или ядерного фрагмента определялся по их заряду и массе. Заряд устанавливался по величине ионизации в сцинтилля-

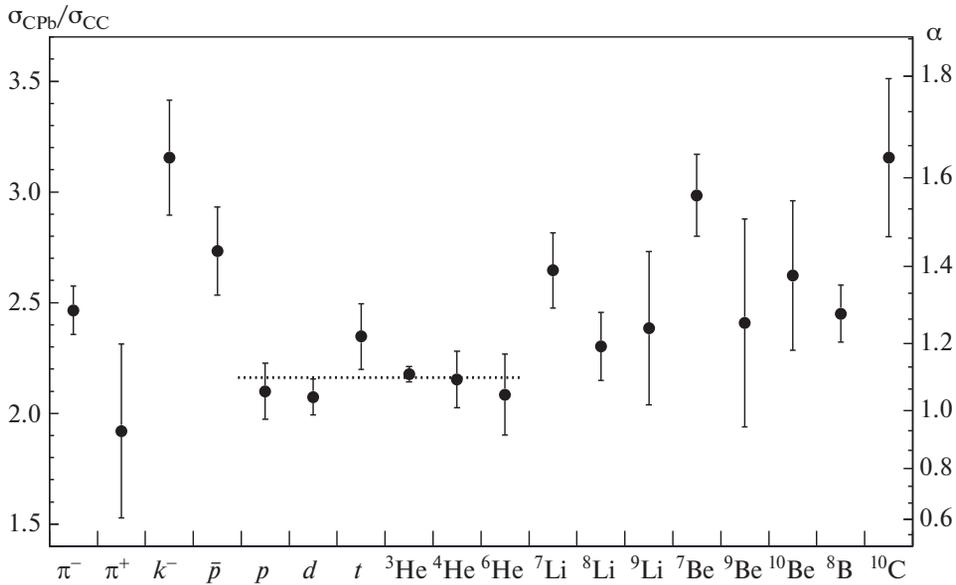


Рис. 4. Усредненные по импульсу значения отношений инвариантных сечений для регистрируемых в данном эксперименте частиц и ядерных фрагментов, а также рассчитанный по формуле (1) показатель A-зависимости  $\alpha$ . Точечная линия показывает среднее значение для легких фрагментов  $p, d, t, {}^3\text{He}, {}^4\text{He}, {}^6\text{He}$ , равное, соответственно,  $\langle\sigma_{\text{CPb}}/\sigma_{\text{CC}}\rangle = 2.16 \pm 0.03$  и  $\langle\alpha\rangle = 1.10 \pm 0.02$ .

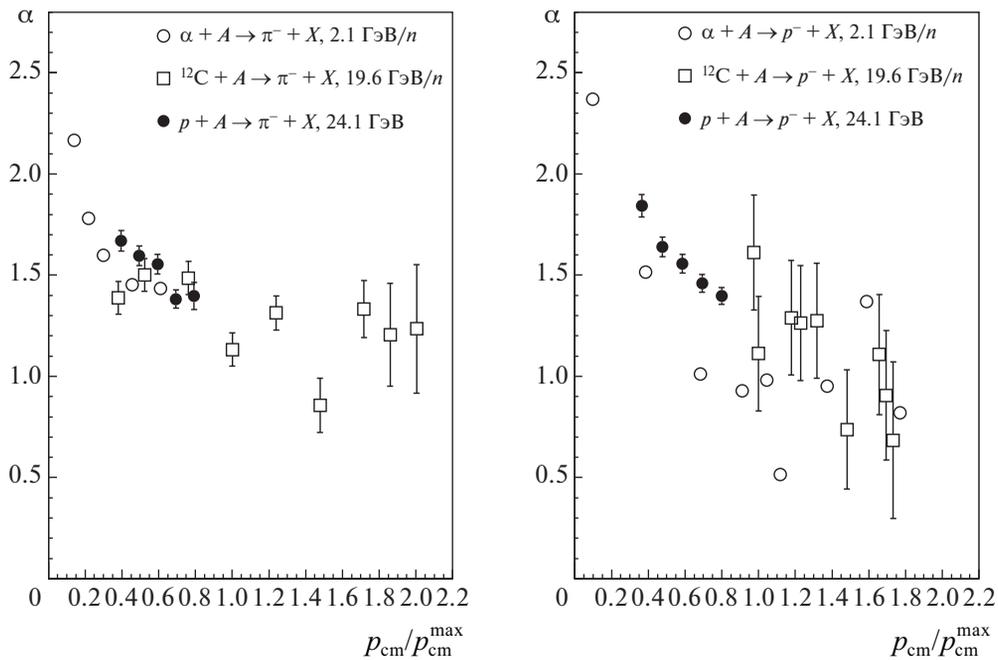
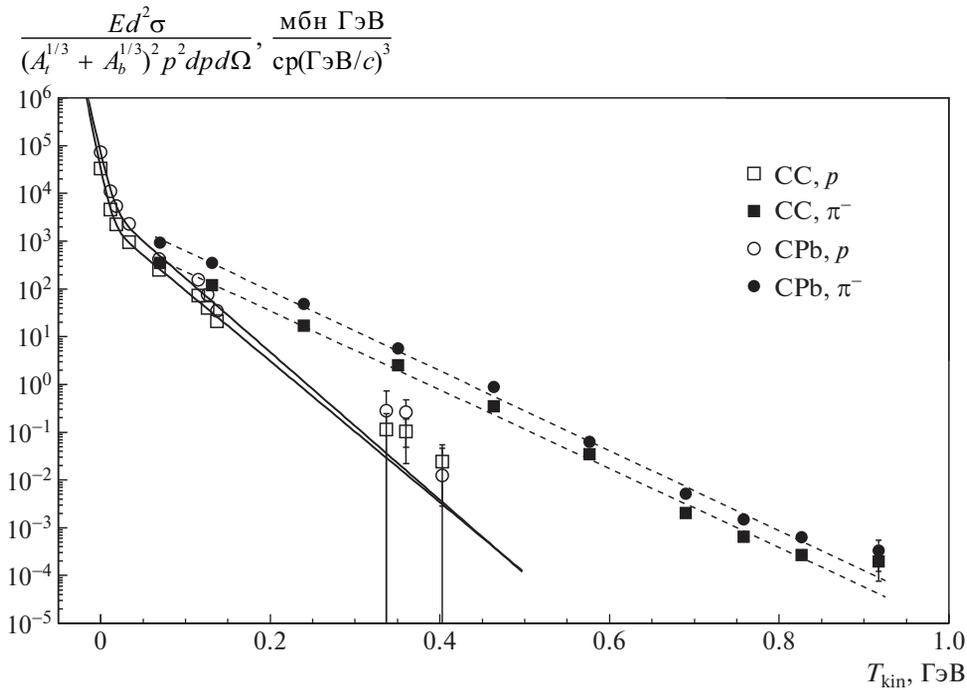


Рис. 5. Сравнение A-зависимости образования  $\pi^-$ -мезонов и протонов от  $X_F$  в различных экспериментах.  $\circ$  — данные из работ [11, 12],  $\bullet$  — [1],  $\square$  — эта работа ( $p_{\text{cm}}$  — импульс частицы в системе центра масс,  $p_{\text{cm}}^{\text{max}}$  — его максимальное значение в случае свободных взаимодействующих нуклонов).

ционных счетчиках и выделяемой энергии в адронном калориметре. Масса восстанавливалась в спектрометре колец черенковского излучения при известных магнитной жесткости канала и заряде частицы. Параметры экспериментальной установки и процедура обработки более подробно описаны

в статьях [1–3]. Дополнительно отметим, что работа велась на углеродном пучке интенсивностью  $10^9$  ядер за сброс 1.2 с, вторичные частицы и ядерные фрагменты регистрировались под нулевым углом при сравнительно малой апертуре канала:  $d\Omega =$



**Рис. 6.** Инвариантные сечения образования вперед протонов и  $\pi^-$ -мезонов в CPb- и CC-взаимодействиях в зависимости от кинетической энергии  $T_{kin}$  в системе покоя фрагментирующего ядра ( $A_b$  и  $A_t$  — атомные номера ядер пучка и мишени). Сплошные кривые — аппроксимации суммой экспонент по формуле (2), штриховые — одной экспонентой.

= 35 мкср,  $dp/p = 2.4\%$  для отрицательно заряженных частиц и  $d\Omega = 3.4$  мкср,  $dp/p = 1.2\%$  — для положительных.

Моделирование эксперимента проводилось ме-

тодом Монте-Карло в рамках Geant4 [7] и описано в [8, 9].

**Таблица 3.** Инвариантные сечения в CPb-взаимодействиях в зависимости от лабораторного импульса для ядер дейтерия ( $d$ ) и трития ( $t$ ) (только статистические ошибки)

$P_{lab}$ , ГэВ/с	$Ed^2\sigma/(p^2 dpd\Omega)$ , мбн/(ГэВ <sup>2</sup> с <sup>-3</sup> ср)	
	$d$	$t$
25.00	$5.56e+01 \pm 5.86e+00$	
26.75	$1.20e+02 \pm 9.14e+00$	
30.00	$2.02e+02 \pm 1.45e+01$	
33.50	$8.32e+02 \pm 2.00e+01$	
34.25	$8.48e+02 \pm 2.46e+01$	
35.00	$9.00e+02 \pm 2.79e+01$	
46.75	$8.59e+02 \pm 2.40e+01$	$3.77e+00 \pm 2.60e+00$
48.00	$7.50e+02 \pm 1.01e+01$	$1.10e+01 \pm 1.99e+00$
50.25	$4.88e+02 \pm 4.16e+00$	$1.08e+02 \pm 2.16e+00$
54.25	$5.60e+01 \pm 1.72e+00$	$9.19e+02 \pm 6.75e+00$
55.25	$3.02e+01 \pm 1.60e+00$	$1.20e+03 \pm 9.71e+00$
60.25	$3.89e+00 \pm 8.44e-01$	$5.82e+03 \pm 2.81e+01$
62.25	$2.90e+00 \pm 4.57e-01$	$6.45e+03 \pm 1.97e+01$

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Измеренные в CPb-взаимодействиях дифференциальные сечения представлены в табл. 1–6. Анализ инвариантных сечений для разных мишеней показал, что их форма в зависимости от импульса адронов и ядерных фрагментов была практически одинаковой на углеродной и свинцовой мишенях. Поэтому наибольший интерес представляли отношения сечений, которые позволили оценить A-зависимость образования заряженных адронов и ядерных фрагментов в переднем направлении. Отношения сечений для протонов и антипротонов,  $\pi$ - и  $k$ -мезонов, ядерных фрагментов в зависимости от их импульса в лабораторной системе координат показаны на рис. 1, 2 и 3 соответственно. Из этих данных видно, что для адронов, за исключением  $k^-$ -мезонов, при импульсах выше 20 ГэВ/с отношение близко к двум, но с увеличением значения отношения при меньших импульсах. Для легких ядерных фрагментов от протонов до гелия включительно отношения сечений также близки к двум и несколько увеличиваются для более тяжелых фрагментов. Это хорошо видно на рис. 4, где представлены усредненные по импульсу отношения инвариантных сечений для разных мишеней.

**Таблица 4.** Инвариантные сечения в  $СРb$ -взаимодействиях в зависимости от лабораторного импульса для ядер  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^6\text{He}$  (только статистические ошибки)

$P_{\text{lab}}, \text{ГэВ}/c$	$E d^2 \sigma / (p^2 dp d\Omega), \text{мбн}/(\text{ГэВ}^2 c^{-3} \text{ср})$		
	${}^3\text{He}$	${}^4\text{He}$	${}^6\text{He}$
40.00	$2.36\text{e}+00 \pm 8.47\text{e}-01$		
41.00	$3.02\text{e}+00 \pm 9.98\text{e}-01$		
48.00	$2.18\text{e}+01 \pm 1.67\text{e}+00$		
50.00	$5.97\text{e}+01 \pm 2.17\text{e}+00$		
53.50	$3.70\text{e}+02 \pm 5.84\text{e}+00$		
60.00	$5.00\text{e}+03 \pm 2.36\text{e}+01$		
67.00	$1.28\text{e}+03 \pm 7.87\text{e}+00$	$2.07\text{e}+01 \pm 1.11\text{e}+00$	
68.50	$4.97\text{e}+02 \pm 5.06\text{e}+00$	$5.02\text{e}+01 \pm 1.76\text{e}+00$	
70.00	$2.01\text{e}+02 \pm 3.57\text{e}+00$	$9.68\text{e}+01 \pm 2.69\text{e}+00$	
93.50	$1.84\text{e}-01 \pm 1.14\text{e}-01$	$4.14\text{e}+01 \pm 1.48\text{e}+00$	
96.00		$5.89\text{e}+00 \pm 3.64\text{e}-01$	
100.50		$1.28\text{e}+00 \pm 7.22\text{e}-02$	$1.36\text{e}-01 \pm 2.54\text{e}-02$
108.50		$3.04\text{e}-02 \pm 1.04\text{e}-02$	$5.69\text{e}-01 \pm 6.37\text{e}-02$
110.50			$9.13\text{e}-01 \pm 1.11\text{e}-01$
120.50			$5.09\text{e}+01 \pm 1.01\text{e}+00$
124.50			$8.63\text{e}+01 \pm 8.55\text{e}-01$
140.50			$4.97\text{e}-01 \pm 3.17\text{e}-02$

В отношениях сечений сокращаются общая нормировка, связанная с мониторингом пучка, расчет аксептанса канала, учет взаимодействий в веществе канала и детекторов, учет распадов вторичных частиц и эффективности регистрации. Анализ экспериментальных результатов в разных циклах измерений показал наличие систематической погрешности около 15% [2, 3], связанной с нестабильностью положения пучка во время набора физических данных. Везде, кроме таблиц, включая процедуру усреднения, в качестве ошибок приводится квадратный корень из суммы квадратов статистической и данной систематической погрешностей.

В работе [10] была изучена  $A$ -зависимость неупругих ядро-ядерных взаимодействий при импульсе ядер фтора в пучке 4 ГэВ/с на нуклон. Эта зависимость хорошо описывалась выражением в рамках геометрической модели столкновений ядер:

$$\sigma = \sigma_0 \cdot (A_1^{1/3} + A_2^{1/3} - 1)^\alpha, \quad (1)$$

где  $\sigma_0$  — сечение нуклон-нуклонного рассеяния,  $A_1$  и  $A_2$  — атомные номера ядер пучка и мишени,  $\alpha$  — параметр. Величина последнего была зафиксирована в [10] на значении  $\alpha = 2$  для неупругих

взаимодействий, а для периферических процессов  $\alpha = 1$ . Тогда из формулы (1) следует, что отношения сечений на свинцовой мишени к углеродной в пучке ионов углерода равняются, соответственно, 4.05 и 2.01 для неупругих и периферических взаимодействий.

На рис. 4 приведены усредненные по импульсу отношения инвариантных сечений и оценка параметра  $\alpha$ . Для протонов и легких ядер показатель близок к единице. Для остальных фрагментов наблюдается небольшой рост в пределах ошибок.

На рис. 5 приводится сравнение параметра  $\alpha$  для  $\pi^-$ -мезонов и протонов при кинетических энергиях ядер пучка 19.6 ГэВ на нуклон (данный эксперимент), 2.1 ГэВ на нуклон [11, 12], а также в  $pA$ -взаимодействиях, измеренных в рамках данного цикла исследований [1]. Видно, что  $A$ -зависимость при различных энергиях и парах ядер ведет себя подобным образом, падая с ростом фейнмановской переменной  $X_F$  с возможным выходом на плато при  $X_F > 1$ .

Так как полученная  $A$ -зависимость не является точной константой, интересно проверить, как изменились оценки температур соответствующих

**Таблица 5.** Инвариантные сечения в СРb-взаимодействиях в зависимости от лабораторного импульса для ядер <sup>7</sup>Li, <sup>8</sup>Li, <sup>9</sup>Li, <sup>7</sup>Be, <sup>9</sup>Be, <sup>10</sup>Be (только статистические ошибки)

$P_{lab}, \text{ГэВ}/c$	$Ed^2\sigma/(p^2 dpd\Omega), \text{мбн}/(\text{ГэВ}^2 c^{-3} \text{ср})$		
	<sup>7</sup> Li	<sup>8</sup> Li	<sup>9</sup> Li
140.25	$1.18e+03 \pm 7.19e+00$		
144.00	$1.16e+03 \pm 4.35e+00$		
150.75	$1.92e+02 \pm 8.02e-01$	$1.05e+01 \pm 1.95e-01$	
162.75	$6.05e-01 \pm 5.70e-02$	$1.06e+02 \pm 8.30e-01$	
165.75		$7.71e+01 \pm 8.70e-01$	
180.75		$1.04e-01 \pm 7.13e-02$	$7.16e+00 \pm 3.71e-01$
186.75			$1.75e+01 \pm 3.80e-01$
$P_{lab}, \text{ГэВ}/c$	<sup>7</sup> Be	<sup>9</sup> Be	<sup>10</sup> Be
134.00	$6.92e+01 \pm 1.86e+00$		
137.00	$5.01e+02 \pm 4.66e+00$		
140.00	$1.30e+03 \pm 7.74e+00$		
187.00		$3.58e+02 \pm 3.78e+00$	
192.00		$1.13e+01 \pm 4.48e-01$	$3.78e+00 \pm 2.82e-01$
201.00			$1.75e+02 \pm 8.29e-01$
217.00			$2.53e-01 \pm 4.09e-02$

процессов при переходе от легких мишеней к более тяжелым. В работах [13, 14] показано, что поведение инвариантных сечений  $\sigma_{inv}$  образования частиц в зависимости от их кинетической энергии  $T_{kin}$  в системе покоя фрагментирующего ядра описывается суммой двух экспонент

$$\sigma_{inv} = c_1 \cdot \exp(-T_{kin}/T_1) + \quad (2)$$

**Таблица 6.** Инвариантные сечения в СРb-взаимодействиях в зависимости от лабораторного импульса для ядер <sup>8</sup>B и <sup>10</sup>C (только статистические ошибки)

$P_{lab}, \text{ГэВ}/c$	$Ed^2\sigma/(p^2 dpd\Omega), \text{мбн}/(\text{ГэВ}^2 c^{-3} \text{ср})$	
	<sup>8</sup> B	<sup>10</sup> C
150.00	$1.69e+00 \pm 4.63e-01$	
167.50	$3.28e+01 \pm 1.13e+00$	
171.25	$3.72e+00 \pm 4.05e-01$	
175.00	$3.01e-01 \pm 2.47e-01$	
201.00		$1.86e+02 \pm 2.99e+00$
205.50		$1.56e+02 \pm 2.63e+00$
210.00		$1.46e+01 \pm 8.79e-01$

$$+ c_2 \cdot \exp(-T_{kin}/T_2),$$

где коэффициенты  $c_1$  и  $c_2$  называют мощностями испарительных и кумулятивных процессов, а  $T_1$  и  $T_2$  — их температурой. В нашей работе [2] мы проводили анализ рождения протонов вперед в СА-взаимодействиях ( $A = ^3\text{He}, ^9\text{Be}, ^{12}\text{C}$ ) и назад в АА-взаимодействиях ( $A = ^{12}\text{C}, ^{197}\text{Au}$ ) в диапазоне начальной кинетической энергии фрагментирующего ядра 0.3–19.6 ГэВ/нуклон, который подтверждает справедливость выражения (2). На рис. 6 приведено сравнение результатов для рождения вперед протонов и  $\pi$ -мезонов в СС- и СРb-взаимодействиях при кинетической энергии ионного пучка 19.6 ГэВ/нуклон вместе с соответствующими аппроксимациями (2). Полученные значения температур на разных мишенях совпадают в пределах ошибок:

$$\begin{aligned} \pi^- : \quad T_2^{CC} &= 52.6 \pm 0.9 \text{ МэВ}, \\ T_2^{CPb} &= 51.9 \pm 0.8 \text{ МэВ}, \\ p : \quad T_1^{CC} &= 4.9 \pm 0.7 \text{ МэВ}, \\ T_1^{CPb} &= 5.5 \pm 0.8 \text{ МэВ}, \\ p : \quad T_2^{CC} &= 29.4 \pm 1.7 \text{ МэВ}, \\ T_2^{CPb} &= 28.1 \pm 2.5 \text{ МэВ}. \end{aligned}$$

Таким образом, приведенные данные показывают, что форма инвариантного сечения фрагментационного рождения в виде выражения (2) является универсальной при разных энергиях для различных регистрируемых частиц и не зависит ни от типа пучка ни от выбора мишени. Значения температур соответствующих процессов определяются свойствами фрагментирующего ядра и типом вторичной частицы и не зависят от мишени (ядра-спектатора).

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены измерения инклюзивных сечений образования в переднем направлении заряженных адронов и ядерных фрагментов в СРb-столкновениях при кинетической энергии пучка 19.6 ГэВ/нуклон ( $\sqrt{S_{NN}} = 6.3$  ГэВ) в сравнении с аналогичными данными в СС-взаимодействиях и получена  $A$ -зависимость изучаемых процессов.

Картины образования вперед частиц и фрагментов подобны друг другу как в данном эксперименте в СРb- и СС-взаимодействиях, так и в других экспериментах, поставленных при более низких энергиях, и демонстрируют слабую  $A$ -зависимость, соответствующую периферическим процессам. Что, в свою очередь, согласуется с гипотезой предельной фрагментации. Оценки параметров, определяющих форму дифференциальных сечений, совпадают в пределах ошибок на разных мишенях.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что форма измеренных сечений образования ядерных фрагментов в основном определяется свойствами ядра углерода, фрагментирующего в периферических процессах с малыми передачами импульса.

#### ДЕКЛАРАЦИЯ О КОНКУРИРУЮЩИХ ИНТЕРЕСАХ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Данная работа поддержана грантом РФФИ № 19-02-00278.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. Yu. Bogolyubsky, A. Yu. Bordanovsky, A. A. Volkov, D. K. Elumakhov, V. P. Efremov, A. A. Ivanilov, A. Yu. Kalinin, A. N. Krinitsyn, V. I. Kryshkin, N. V. Kulagin, D. I. Patalakha, V. V. Skvortsov, V. V. Talov, and L. K. Turchanovich, *Phys. At. Nucl.* **80**, 455 (2017).
2. A. G. Afonin, M. Yu. Bogolyubsky, A. A. Volkov, D. K. Elumakhov, V. N. Zapolsky, A. A. Ivanilov, A. Yu. Kalinin, A. N. Krinitsyn, V. I. Kryshkin, N. V. Kulagin, 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). <https://doi.org/10.1134/S1063778820020015>
3. A. G. Afonin, M. Yu. Bogolyubsky, A. A. Volkov, D. K. Elumakhov, V. N. Zapolsky, A. A. Ivanilov, A. Yu. Kalinin, A. N. Krinitsyn, V. I. Kryshkin, N. V. Kulagin, D. I. Patalakha, K. A. Romanishin, V. V. Skvortsov, V. V. Talov, L. K. Turchanovich, and Yu. A. Chesnokov, *Nucl. Phys. A* **997**, 121718 (2020). <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2020.1217180375>
4. J. Benecke, T. T. Chou, C. N. Yang, and E. Yen, *Phys. Rev.* **188**, 2159 (1969).
5. А. Г. Афонин, Н. А. Галеев, В. Н. Гресь, Ю. П. Давиденко, В. И. Дианов, А. С. Дышкант, В. Н. Запольский, В. И. Котов, В. П. Крючков, С. Н. Лапицкий, В. Н. Лебедев, А. В. Максимов, А. В. Минченко, А. Н. Мойбенко, В. С. Селезнев, Р. М. Суляев, В. Н. Терехов, М. А. Холоденко, С. А. Черный, Ю. А. Чесноков, Препринт ИФВЭ 90-38 (Протвино, 1990).
6. V. V. Abramov, B. Yu. Baldin, A. F. Buzulutskov, A. A. Volkov, V. Yu. Glebov, P. I. Goncharov, A. N. Gurjiev, A. S. Dyshkant, V. N. Evdokimov, A. O. Efimov, Yu. P. Korneev, A. N. Krinitsyn, V. I. Kryshkin, M. I. Mutařian, V. M. Podstavkov, A. I. Ronjin, R. M. Sulyaev, and L. K. Turchanovich, *Instrum. Exp. Tech.* **35**, 1006 (1992).
7. <http://geant4.cern.ch/support/ReleaseNotes4.10.2.html>
8. M. Yu. Bogolyubsky, *Instrum. Exp. Tech.* **57**, 519 (2014). <https://doi.org/10.1134/S0020441214050030>
9. M. Yu. Bogolyubsky, D. K. Elumakhov, A. I. Ivanilov, and A. N. Krinitsyn, *Instrum. Exp. Tech.* **62**, 5 (2019). <https://doi.org/10.1134/S0020441219050130>
10. V. M. Golovin, I. A. Golutvin, S. N. Dolia, B. E. Zhilcov, A. V. Zarubin, V. V. Perelygin, V. S. Sviridov, V. V. Tikhomirov, V. I. Tsovbun, and A. G. Fedunov, *JINR Rapid Communication* **17-86**, 13, Dubna (1986).
11. L. Anderson, W. Bruckner, E. Moller, S. Nagamiya, S. Nissen-Meyer, L. Schroeder, G. Shapiro, and H. Steiner, *Phys. Rev. C.* **28**, 1224 (1983). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.28.1224> <https://journals.aps.org/prc/abstract/10.1103/PhysRevC.28.1224>
12. L. Anderson, W. Bruckner, E. Moller, S. Nagamiya, S. Nissen-Meyer, L. Schroeder, G. Shapiro, and H. Steiner, *Phys. Rev. C.* **28**, 1246 (1983). <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.28.1246> <https://journals.aps.org/prc/abstract/10.1103/PhysRevC.28.1246>
13. V. K. Lukyanov and A. I. Titov, *Sov. J. Part. Nucl.* **10**, 321 (1979).
14. V. K. Bondarev, *Phys. Part. Nucl.* **28**, 5 (1997).

## A-DEPENDENCE OF THE FORWARD PRODUCTION FOR CHARGED HADRONS AND NUCLEAR FRAGMENTS IN CPb AND CC-INTERACTIONS AT BEAM ENERGY 19.6 GeV/NUCLEON

A. G. Afonin<sup>1)</sup>, M. Yu. Bogolyubsky<sup>1)</sup>, A. A. Volkov<sup>1)</sup>, D. K. Elumakhov<sup>1)</sup>, V. N. Zapolsky<sup>1)</sup>,  
A. A. Ivanilov<sup>1)</sup>, A. Yu. Kalinin<sup>1)</sup>, A. N. Krinitsyn<sup>1)</sup>, V. I. Kryshkin<sup>1)</sup>, N. V. Kulagin<sup>1)</sup>,  
D. I. Patalakha<sup>1)</sup>, K. A. Romanishin<sup>1)</sup>, V. V. Skvortsov<sup>1)</sup>, V. V. Talov<sup>1)</sup>,  
L. K. Turchanovich<sup>1)</sup>, Yu. A. Chesnokov<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>*National Research Center "Kurchatov Institute" — IHEP, Protvino, Russia*

The measurements of inclusive differential cross sections in forward direction of  $\pi^\pm$ -,  $k^-$ -mesons, protons, antiprotons with momenta from 6 to 50 GeV/ $c$  and nuclear fragments with atomic number  $1 \leq A \leq 10$  in the range of momenta 20–220 GeV/ $c$  in CPb-collisions at beam kinetic energy of 19.6 GeV/ $n$  ( $\sqrt{S_{NN}} = 6.3$  GeV) are presented. A comparison with cross sections in CC-collisions and an estimate of the  $A$ -dependence on the target nucleus are given. The analysis shows that observed particles are formed mainly in peripheral interactions.