

## СИЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

УДК 539.143

### РОЖДЕНИЕ КУМУЛЯТИВНЫХ ЧАСТИЦ С БОЛЬШИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ В ПРОТОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ЭНЕРГИИ 50 ГэВ

© 2013 г. В. В. Аммосов\*, Н. Н. Антонов\*, В. А. Викторов\*, В. А. Гапиенко\*, Г. С. Гапиенко\*,  
В. Н. Гресь\*, В. А. Коротков\*, А. И. Мыслик\*, А. Ф. Прудкогляд\*, Ю. М. Свиридов\*, А. А. Семак\*,  
В. И. Терехов\*, В. Я. Углеков\*, М. Н. Уханов\*,<sup>1</sup> Б. В. Чуйко\*, А. А. Балдин\*\*, С. С. Шиманский\*\*

\*Институт Физики Высоких Энергий, Протвино

\*\*Объединенный Институт Ядерных Исследований, Дубна

<sup>1</sup>e-mail: Mikhail.Ukhanov@ihep.ru

Поступила в редакцию 23.09.2013 г.

Представлены первые данные по рождению кумулятивных частиц в области больших поперечных импульсов (вплоть до  $\sim 3.5$  ГэВ/с) в протон-ядерных столкновениях. Получено указание на локальность процесса рождения частиц в кумулятивной области. Наблюдаемая сильная зависимость сечения рождения частиц от атомной массы мишени не соответствует полученной в предкумулятивной и кумулятивной областях А-зависимости при малых поперечных импульсах. Эксперимент проводился в ИФВЭ на ускорителе У70 (г. Протвино), используя выведенный пучок протонов с импульсом 50 ГэВ/с.

**Ключевые слова:** кумулятивные частицы, протон-ядерные столкновения, инклюзивные реакции, большие поперечные импульсы.

DOI: 10.1134/S2079562913090029

#### ВВЕДЕНИЕ

Исследование кумулятивных процессов (процессов, идущих в кинематической области, запрещенной для рассеяния на свободных нуклонах) показало (см., например, [1]), что в обычной ядерной материи существуют многонуклонные (многокварковые) конфигурации с размерами, сравнимыми с нуклонными. Природа этих конфигураций до конца не выяснена. Большая часть имеющихся экспериментальных данных по кумулятивным процессам получена в виде инклюзивных спектров в области фрагментации ядра-мишени или налетающего ядра с малыми поперечными импульсами. В указанных кинематических областях трудно исследовать сопровождение кумулятивных частиц, так как частицы “отдачи” из многонуклонной (многокварковой) конфигурации практически не выделены кинематически по сравнению с другими частицами фрагментации ядер.

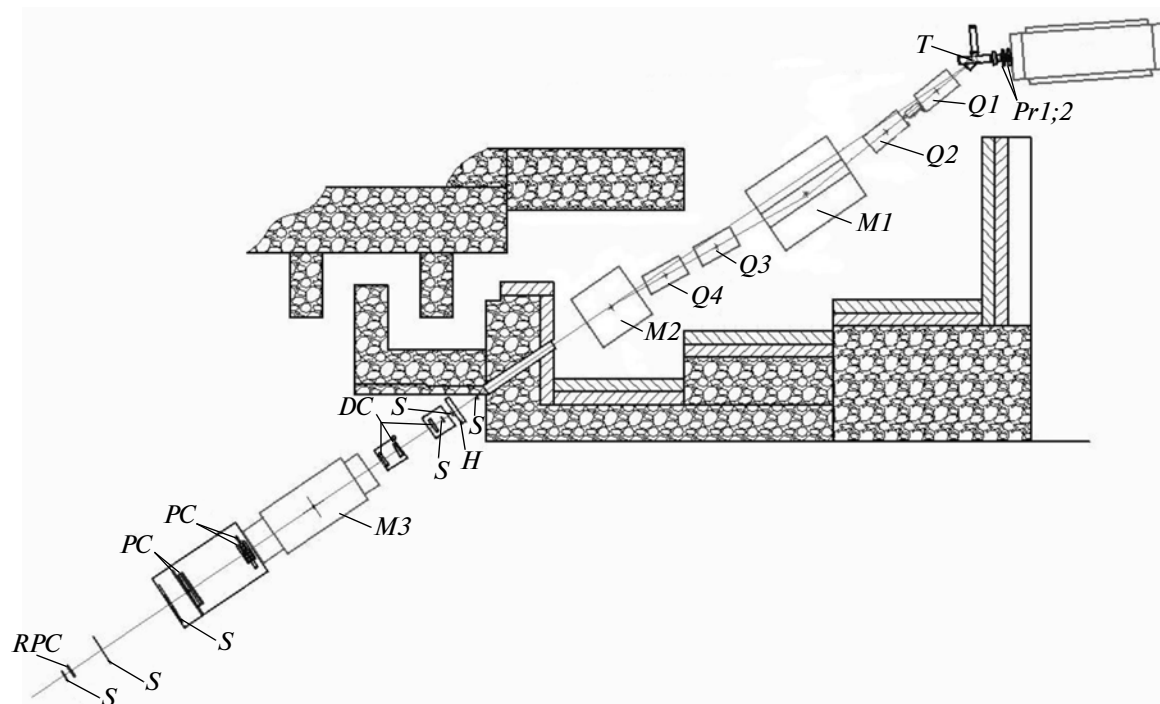
Исследование кумулятивных процессов в области больших поперечных импульсов ( $P_T$ ) позволяет выделить не только саму кумулятивную частицу, которую можно использовать как триггер взаимодействия с многонуклонной конфигурацией, но и отделить кинематически продукты отдачи от продуктов фрагментации ядер. Теоретические оценки [2] показывают, что в области

$x_T = \frac{P_T}{P_T^{\max}} \approx 1$  следует ожидать доминирования процессов взаимодействия с многокварковыми конфигурациями, а не процессов многократного взаимодействия внутри ядра.

Целью данной работы было проведение первых экспериментальных исследований инклюзивного рождения адронов в предкумулятивной и кумулятивной областях при больших  $P_T$  и выяснение возможности выделить вклад локального взаимодействия с многонуклонными конфигурациями.

#### УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Данные этой работы получены на одноплечевом магнитном спектрометре СПИН [3] (ИФВЭ, г. Протвино), схема которого приведена на рис. 1. Пучок протонов с импульсом 50 ГэВ/с и интенсивностью  $\sim 5 \cdot 10^{12}$  протонов за цикл взаимодействовал с тонкими ( $0.6\text{--}0.8$  г/см<sup>2</sup>) ядерными мишенями из углерода, алюминия, меди и вольфрама. Система из семи магнитных элементов позволяет отбирать заряженные частицы с фиксированными импульсом и углом вылета. Угловой аксептанс установки составляет  $\Delta\varphi \approx 100$  мрад по азимутальному углу и  $\Delta\theta \approx 40$  мрад по полярному углу. Захват



**Рис. 1.** Схема элементов установки: *T* — мишень; *Q1*, *Q2*, *Q3* и *Q4* — магнитные линзы; *M1*, *M2* — дипольные магниты, отбирающие частицы с разными углами вылета из мишени; *M3* — анализирующий магнит; *S* — набор сцинтилляционных триггерных счетчиков; *PC*, *DC* — проволочные камеры трековой системы; *H* (годоскоп) и *RPC* (резистивная плоская камера) — элементы времяпролетной системы.

установки по импульсу меняется от 5.5% при 1 ГэВ/с до 3.5% при импульсе 6 ГэВ/с. В состав установки входят триггерная, спектрометрическая и времяпролетная системы. Более подробно детали эксперимента приведены в [3].

В настоящей работе заряженные частицы, вылетающие из мишени под углом 35° (лаб. сист.), измерялись в диапазоне импульсов от 1 ГэВ/с до 6.6 ГэВ/с, что соответствует интервалу поперечных импульсов от 0.57 ГэВ/с до 3.76 ГэВ/с. Для отрицательных частиц максимальный импульс был ограничен величиной 5.8 ГэВ/с. Импульсные спектры для всех четырех мишеней получались в виде двойного дифференциального сечения, определенного как:

$$\frac{d^2\sigma}{dPd\Omega} = \frac{A}{N_A \rho t \varepsilon \Delta P \Delta \Omega} \frac{1}{N_{\text{prot}}} \frac{N^h}{N_{\text{prot}}}, \quad (1)$$

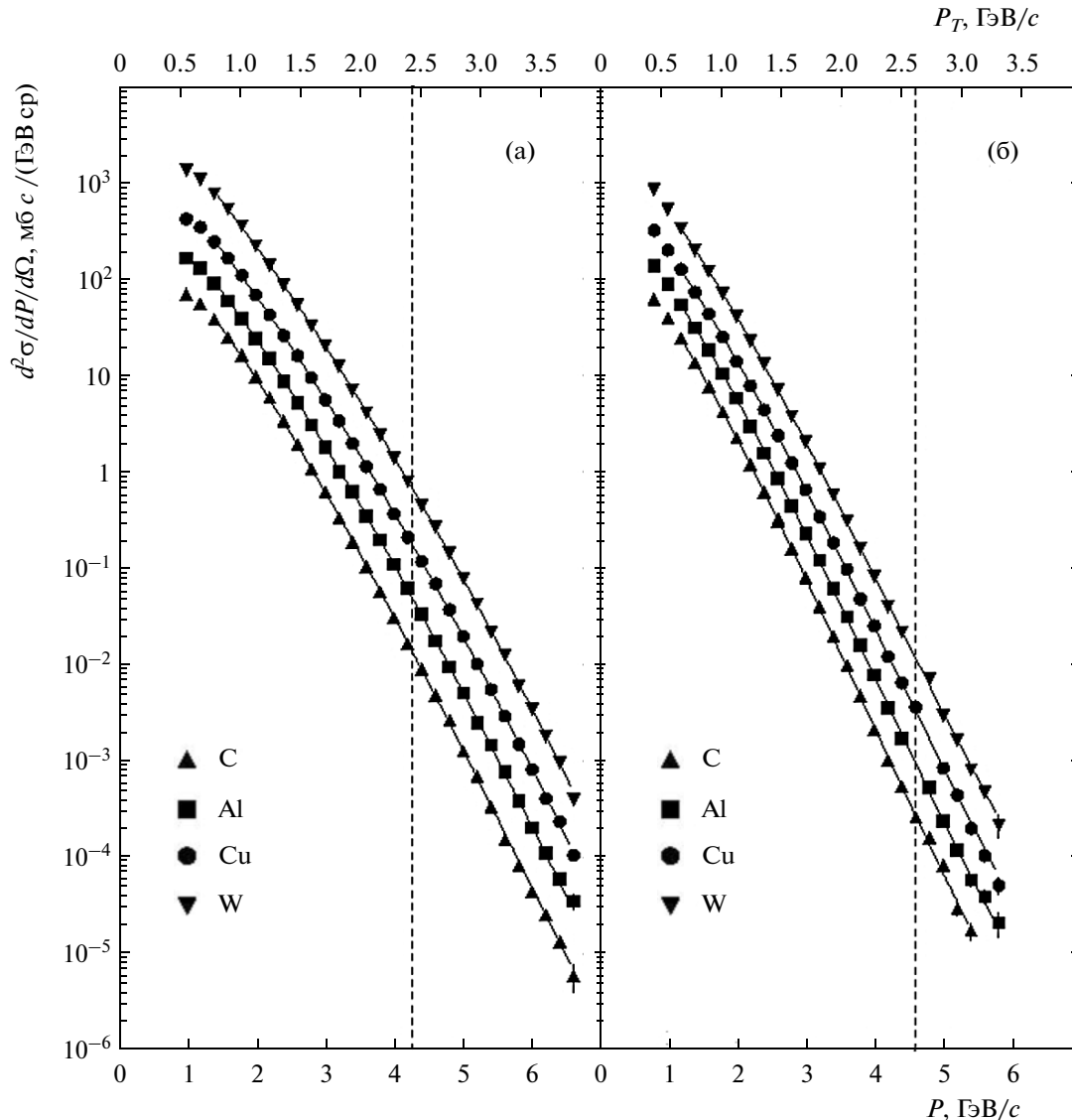
где *A* — число нуклонов ядра, *N<sub>A</sub>* — число Авогадро, *ρ* — плотность мишени, *t* — толщина мишени, *ΔP* и *ΔΩ* — аксептанс установки по импульсу и телесному углу, *N<sub>prot</sub>* — полное число протонов, прошедших через мишень, *N<sup>h</sup>* — число зарегистрированных частиц для данного импульса. Величина *ε* учитывает потери, возникающие при прохождении регистрируемых частиц в плече спектрометра, и эффективность триггерной системы. Величина *εΔPΔΩ* рассчитывалась с помощью про-

граммы GEANT3 [4], куда были заложены параметры всех элементов установки.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

На рис. 2 представлены инклюзивные сечения рождения положительно и отрицательно заряженных частиц в зависимости от импульса. На верхней оси отложены соответствующие значения поперечного импульса. Вертикальными пунктирными линиями отмечены кинематические пределы. Согласно данным времяпролетной системы установки, при импульсе выше 4 ГэВ/с доля π- и К-мезонов среди положительно заряженных частиц составляет около 5%, поэтому для положительных частиц указан кинематический предел для упругого рассеяния свободных нуклонов. Для отрицательных частиц указан кинематический предел для одиночного рождения π<sup>-</sup>-мезона во взаимодействии свободных нуклонов. Как видно из рисунка, в области больших поперечных импульсов (*P<sub>T</sub>* > 2.5 ГэВ/с) наблюдается рождение кумулятивных частиц обоого знака.

Погрешности, приведенные на рисунках 2–5, отражают только статистическую неопределенность. Основной вклад в систематическую погрешность дает неточность измерения числа пучковых частиц, прошедших через мишень. Оценка систематической погрешности в измеренных се-



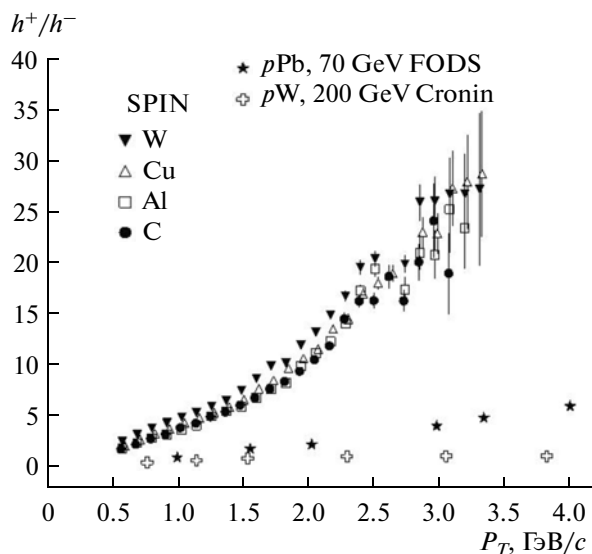
**Рис. 2.** Дифференциальные сечения рождения положительно (а) и отрицательно (б) заряженных частиц в зависимости от импульса. На верхней горизонтальной шкале приведены значения поперечного импульса. Вертикальные пунктирные линии показывают кинематический предел: (а) для упругого рассеяния свободных нуклонов, (б) для одиночного рождения  $\pi^-$ -мезона при взаимодействии свободных нуклонов. Кривые на рисунке приведены для лучшего восприятия данных.

чениях сделана путем сравнения данных, набранных в разное время. Она не зависит от импульса и может достигать величины порядка 20%. Поскольку разные мишени облучались в пучке при близких условиях, то систематическая погрешность в измерении отношения сечений ниже, чем погрешность измерения самих сечений. Систематическая погрешность в определении отношения была оценена как ~7% путем сравнения повторных измерений, сделанных в разное время.

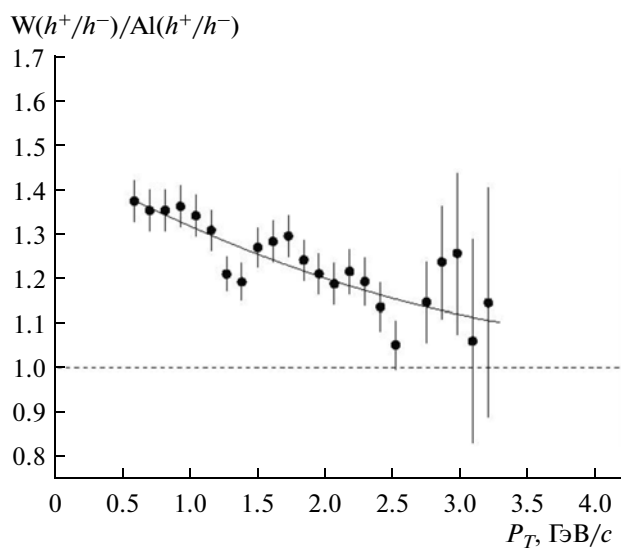
Для всех четырех использованных в эксперименте мишеней наблюдается быстрый рост отношения выходов положительно заряженных частиц ( $h^+$ ) к выходу отрицательных частиц ( $h^-$ ) с

ростом поперечного импульса. На рис. 3 показано отношение  $h^+/h^-$  в зависимости от  $P_T$ , и, для сравнения, приведены данные для  $p/\pi^-$ , полученные при сравнимых поперечных импульсах в  $p$ Pb-столкновениях при энергии протонов 70 ГэВ на установке ФОДС [5] при угле регистрации  $9^\circ$  в лабораторной системе и данные группы Кронина [6], полученные в  $p$ W-взаимодействиях при энергии протонов 200 ГэВ и угле регистрации  $4.4^\circ$  (в обоих экспериментах [5] и [6] выбирался угол  $90^\circ$  в СЦМ для свободных нуклонов).

Подчеркнем, что данные ФОДС и группы Кронина не выходят за кинематическую границу



**Рис. 3.** Отношение выходов положительных и отрицательных частиц,  $h^+/h^-$ , на разных мишенях как функция поперечного импульса. Для сравнения приведены данные по отношению выходов протонов и  $\pi^-$ -мезонов,  $p/\pi^-$ , для  $p\text{Pb}$  при 70 ГэВ [4] и для  $p\text{W}$  при 200 ГэВ [5]. Измерения двух последних экспериментов проведены при угле регистрации  $90^\circ$  в системе центра масс свободных нуклонов.



**Рис. 4.** Отношение выходов положительных и отрицательных частиц,  $h^+/h^-$ , измеренное на ядрах W и Al. Кривая есть результат аппроксимации полиномом.

нуклон-нуклонного взаимодействия, т.е. находятся в некумулятивной области. При сравнении видно, что в данном эксперименте наблюдается значительно больший выход  $h^+$  по отношению к  $h^-$ . Следует также отметить, что отношения  $h^+/h^-$  с ростом  $P_T$  становятся близкими для всех мишеней.

В качестве иллюстрации на рис. 4 показано отношение величин  $h^+/h^-$ , измеренных на вольфраме к этим же величинам, измеренным для алюминиевой мишени. Отсутствие сильной зависимости  $h^+/h^-$  от атомного веса при больших  $P_T$  может рассматриваться как указание на локальный механизм образования частиц и на малый вклад процессов вторичного взаимодействия.

Кумулятивные процессы характеризуются большой передачей энергии. Рассматривая кумулятивный процесс как квазибинарный подпроцесс, можно получить кинематические переменные, которые будут параметрами подобия для сравнения таких процессов. В этом бинарном подпроцессе принимают участие доли  $X_1$  и  $X_2$  четырех-импульсов налетающей частицы и мишени соответственно. Этот подход аналогичен тому, что используется в партонной модели. Отличие в том, что в данном случае квадрат четырех-импульса не равен нулю, а равен квадрату доли массы ядра (адрона), участвующего в подпроцессе. В.С. Ставинский предложил [7] подход, позволяющий однозначно определить доли  $X_1$  и  $X_2$ , характеризующие инклюзивную реакцию.

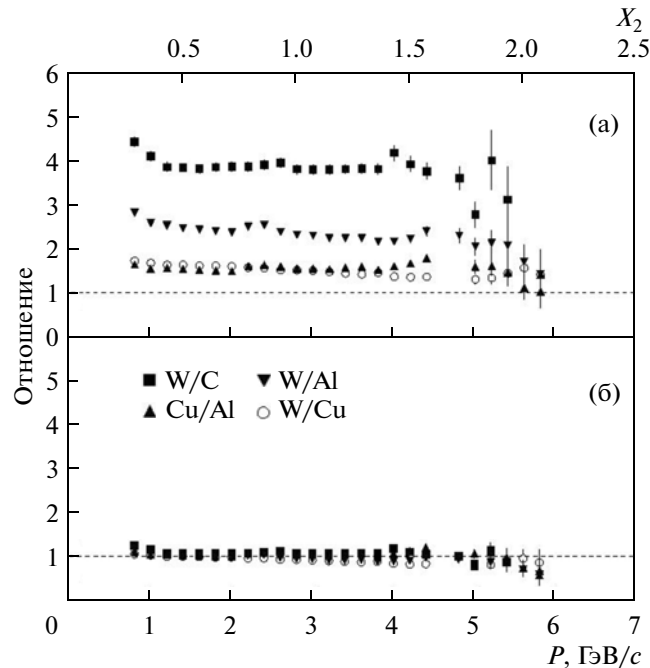
Анализ большого набора инклюзивных данных по рождению частиц в предкумулятивной и кумулятивной областях, а так же в процессах подпорогового рождения частиц с малыми  $P_T$  в инклюзивных процессах позволил [8] получить параметризацию инвариантных сечений рождения частиц в виде:

$$f = E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = C_1 A_1^{\frac{1+X_1}{3}} A_2^{\frac{1+X_2}{3}} e^{-\frac{\Pi}{C_2}}, \quad (2)$$

здесь  $C_1$  и  $C_2$  — константы,  $A_1$  и  $A_2$  — атомные массы сталкивающихся ядер,  $\Pi = \frac{\sqrt{s_{\min}}}{2m_N}$ ,  $s_{\min}$  — квадрат минимальной энергии, необходимой для образования наблюдаемой частицы,  $m_N$  — масса нуклона. Для протон-ядерного взаимодействия  $A_1 = 1$ . В [8] было показано, что параметризация (2) позволяет получить указание на общую закономерность в поведении множества различных процессов при изменении до десяти порядков в величине сечений. Согласно параметризации (2), для  $pA$  взаимодействия отношение инвариантных сечений, умноженных на обратную  $A$ -зависимость, должно равняться единице.

$$\frac{f_{(p+A_1)} \left( \frac{A_1}{A_{II}} \right)^{-\left(\frac{1+X_2}{3}\right)}}{f_{(p+A_{II})}} = 1. \quad (3)$$

Здесь  $A_I$  и  $A_{II}$  — атомные массы ядер мишеней. Если в настоящем эксперименте регистрируется процесс, аналогичный кумулятивному, т.е. связанному с многонуклонными конфигурациями, то интересно посмотреть, выполняется ли соотношение (3).



**Рис. 5.** Отношение сечений рождения отрицательных пионов на разных ядрах умноженных на обратную  $A$ -зависимость (см. текст). На нижней шкале приведены значения импульса, на верхней — величины  $X_2$ . (а) отношения полученные при использовании  $A$ -зависимости в виде [8]  $A^{(1+X_2)/3}$ , (б) отношения получены при использовании  $A$ -зависимости в виде  $A^{(2.45+X_2)/3}$ .

На рис. 5а представлены отношения сечений рождения  $\pi^-$  на разных ядрах после умножения каждого сечения на  $A^{-(1+X_2)/3}$ . На нижней шкале рисунка отложен импульс, на верхней величина  $X_2$ . Рис. 5а показывает, что все четыре отношения W/C, W/Al, W/Cu и Cu/Al близки к константе, но сами отношения для разных пар ядер сильно разнятся между собой. Параметризация  $A$ -зависимости в виде  $A^{(1+X_2)/3}$  хорошо описывает динамическую зависимость сечений от  $X_2$ , но не может описать более сильную зависимость от массового числа ядра, наблюдаемую в настоящем эксперименте. Аппроксимацией  $A$ -зависимости выражением  $A^{(\alpha+X_2)/3}$  было найдено, что представленным здесь сечениям рождения отрицательных пионов соответствует параметр  $\alpha = 2.45 \pm 0.04$ . Это показано на рис. 5б, где приведены отношения тех же сечений что и на рис. 5а, но после умножения каждого из них на  $A^{-(2.45+X_2)/3}$ .

## ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

Впервые получены импульсные спектры кумулятивных заряженных частиц в области больших  $P_T$  (вплоть до 3.5 ГэВ/с) в реакции  $p + A \rightarrow h + X$ . Сильная зависимость измеренных сечений от массового числа ядра мишени и указание на ло-

кальность процессов рождения частиц позволяет интерпретировать представленные данные, как свидетельство существенного вклада процессов взаимодействия налетающего протона с много-нуклонными (многокварковыми) конфигурациями ядерной материи.

Наблюдаемая сильная  $A$ -зависимость сечения рождения частиц не соответствует параметризации [8], полученной ранее для описания в предкумулятивной и кумулятивной областях при малых поперечных импульсах.

Наблюдение кумулятивных частиц в области больших  $P_T$  дает возможность для проведения корреляционных исследований свойств сверхплотной компоненты ядерной материи. В этих корреляционных исследованиях кумулятивная частица может быть использована в качестве триггерной, а регистрируемое сопровождение может дать информацию о природе этих много-нуклонных конфигураций.

Авторы признательны руководству ГНЦ ИФВЭ за поддержку данного исследования, персоналу отделения ускорителя и отделения пучков за эффективную работу У70 и 8-го канала. Авторы благодарят Иванилова А.А. за участие в сеансах по набору статистики, помощь в обработке данных и плодотворные обсуждения полученных результатов. Авторы благодарят Головина А.Т. за неоценимую

техническую поддержку при подготовке установки к проведению измерений.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лексин Г.А. ЯФ. 2002. Т. 65. С. 2042–2051.
2. Ефремов А.В., Ким В.Т., Лыкасов Г.И. ЯФ. 1986. Т. 44. С. 241–249.
3. Аммосов В.В. и др. Измерение выходов положительно заряженных частиц под углом  $35^\circ$  во взаимодействиях протонов с ядерными мишенями при энергии 50 ГэВ. ЯФ. 2013. Т. 76. Вып. 10. Готовится к печати.
4. Brun R. et al. GEANT Users's Guide, Programm Library W5013. CERN, 1993.
5. Абрамов В.В. и др. ЯФ. 1985. Т. 41. Вып. 2. С. 357–370.
6. Cronin J.W. et al. Phys. Rev. 1975. V. D11. P. 3105–3123.
7. Ставинский В.С. Краткие сообщения ОИЯИ. 1986. № 18–86. С. 5–17.
8. Балдин А.А. Краткие Сообщения ОИЯИ. 1992. № 3–92. С. 27–37; 1996. № 4–96. С. 61–68; 1999. № 2–99. С. 20–29.

## Production of Cumulative Particles with High Transverse Momenta in Proton–Nucleus Interactions at an Energy of 50 GeV

V. V. Ammosov<sup>a,†</sup>, N. N. Antonov<sup>a</sup>, V. A. Viktorov<sup>a</sup>, V. A. Gapienko<sup>a</sup>, G. S. Gapienko<sup>a</sup>, V. N. Gres<sup>a</sup>, V. A. Korotkov<sup>a</sup>, A. I. Mysnik<sup>a</sup>, A. F. Prudkoglyad<sup>a</sup>, Yu. M. Sviridov<sup>a</sup>, A. A. Semak<sup>a</sup>, V. I. Terekhov<sup>a</sup>, V. Ya. Uglekov<sup>a</sup>, M. N. Ukhanov<sup>a,\*</sup>, B. V. Chuiko<sup>a</sup>, A. A. Baldin<sup>b</sup>, and S. S. Shimanskii<sup>b</sup>

<sup>a</sup> Institute for High Energy Physics, pl. Nauki 1, Protvino, Moscow region, 142281 Russia

<sup>b</sup> Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow region, 141980 Russia

\*e-mail: Mikhail.Ukhanov@ihep.ru

Received September 23, 2013

The first data on the production of cumulative particles in the range of high momentum transfers (up to  $\sim 3.5$  GeV/c) in proton–nucleus collisions have been reported. Indication of the locality of the production of particles in the cumulative region has been obtained. The observed strong dependence of the particle production cross section on the atomic number of the target is inconsistent with that obtained in the precumulative and cumulative regions of the  $A$  dependence at low momentum transfers. The experiment was performed at the U70 IHEP accelerator (Protvino) with the 50 GeV/c extracted proton beam.

**Keywords:** cumulative particles, proton–nucleus collisions, inclusive reactions, high transverse momenta

<sup>†</sup> Deceased.