

Рождение кумулятивных частиц и легких ядерных фрагментов при больших p_T вне области фрагментации ядер в pA -взаимодействиях при энергии протонов 50 ГэВ

Н. Н. Антонов, В. А. Викторов, В. А. Гапиенко¹⁾, Г. С. Гапиенко, В. Н. Гресь, М. А. Илюшин, В. А. Коротков, А. И. Мыслик, А. Ф. Прудкогляд, А. А. Семак, В. И. Терехов, В. Я. Углеков, М. Н. Уханов, Б. В. Чуйко, С. С. Шиманский⁺

Институт физики высоких энергий, НИЦ “Курчатовский институт”, 142281 Протвино, Россия

⁺ Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия

Поступила в редакцию 3 декабря 2014 г.

После переработки 13 апреля 2015 г.

Представлены первые данные по образованию кумулятивных π^+ , p и легких ядерных фрагментов d и t , вылетающих из ядра с большим поперечным импульсом под углом 35° (лабораторная система). Данные получены на установке СПИН при взаимодействии выведенного из ускорителя У-70 ИФВЭ (г. Протвино) пучка протонов с энергией 50 ГэВ с ядрами C, Al, Cu и W.

DOI: 10.7868/S0370274X15100033

Исследование процессов, идущих при взаимодействиях с участием ядер в кинематической области, запрещенной для реакций со свободными нуклонами (кумулятивных процессов), интенсивно велось в 70–80-х годах прошлого века. Оно привело к обнаружению ряда их характерных особенностей (см., например, [1]). До настоящего времени отсутствует полное понимание природы многонуклонных (многокварковых) конфигураций в ядрах, которые, как предполагается, ответственны за существование кумулятивного эффекта. Практически все имеющиеся данные по кумулятивным частицам получены в области фрагментации ядер, когда регистрируются частицы, летящие в заднюю полусферу (лабораторная система) с импульсом $p < 2$ ГэВ/с. Оценки [2] показывают, что искажение спектров в данной области за счет взаимодействия в конечном состоянии весьма существенно. В случае области больших поперечных импульсов p_T , для которой данные по кумулятивному процессу отсутствуют, предполагается [3], что в процесс образования частиц при предельных поперечных импульсах (при $p_T/p_T^{\max} \sim 1$, где p_T^{\max} – максимально возможное значение) основной вклад дают жесткие столкновения с многонуклонными конфигурациями при малых искажениях со стороны ядра. Поэтому представляется важным проведение исследования кумулятивных процессов с большими p_T .

Такие данные могут привести к лучшему пониманию механизма кумулятивного эффекта.

Установка СПИН представляет собой узкоапертурный одноплечевой спектрометр, состоящий из 7 магнитных элементов, проволочных камер, время-пролетной системы, порогового черенковского детектора. Изменение положения магнитных элементов позволяет отбирать заряженные частицы, вылетающие из мишени под углами в диапазоне 22° – 55° (лабораторная система). Данные, представленные в этой работе, получены при угле регистрации равном 35° . Система проволочных камер, находящихся перед и после анализирующего магнита, позволяет измерить импульс частиц с разрешением $\Delta p/p \approx 3 \cdot 10^{-3}$. Угловой аксептанс установки составляет $\Delta\varphi \approx 100$ мрад по азимуту и $\Delta\theta \approx 40$ мрад по полярному углу. Захват установки по импульсу меняется от 5.5 % при 1 ГэВ/с до 3.5 % при 6 ГэВ/с. Набор данных проводился на протонном пучке с импульсом 50 ГэВ/с при интенсивности $\sim 5 \cdot 10^{12}$ протонов в секунду, проходящих через мишень. Магнитная оптика спектрометра настраивалась на требуемый импульс заряженной частицы, вылетающей из мишени. Набор данных осуществлялся до получения необходимой статистической точности измерений. Использовались тонкие ядерные мишени C, Al, Cu и W толщиной 0.7–0.9 г/см². Схему установки и другие детали эксперимента можно найти в [4–5].

В предыдущих наших работах [4, 5] по измерению импульсных спектров положительно и отрицатель-

¹⁾e-mail: Vladimir.Gapienko@ihep.ru

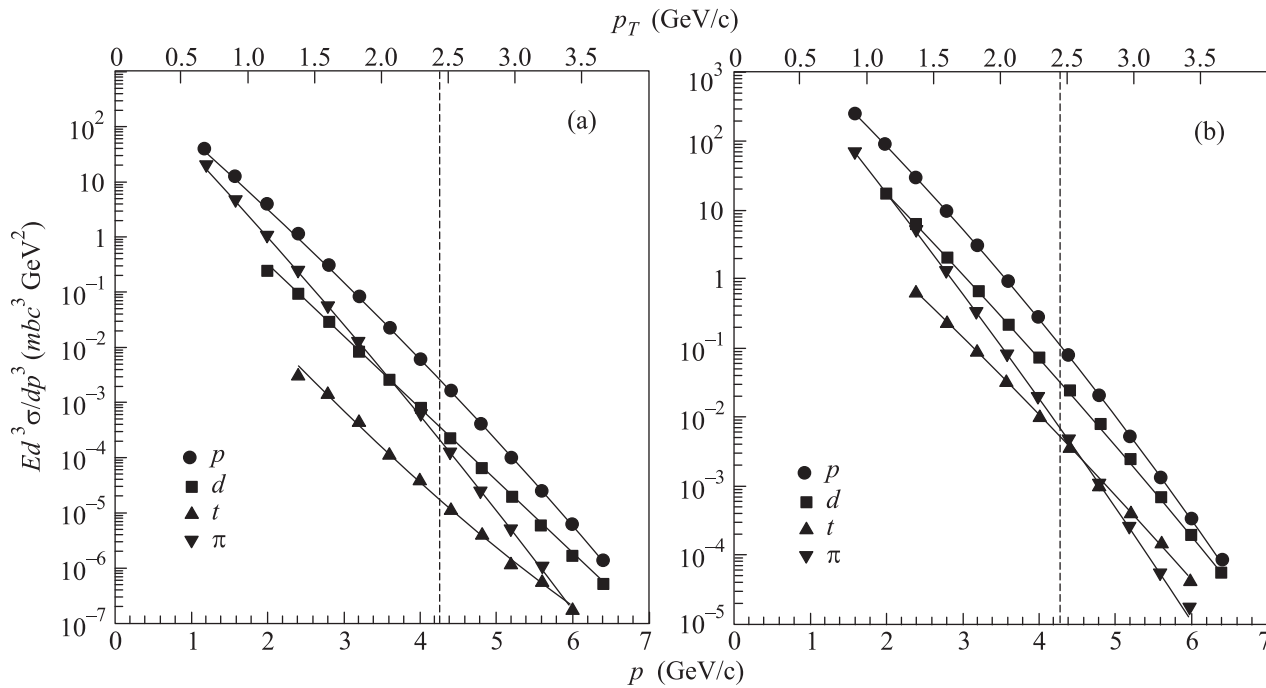


Рис. 1. Импульсные спектры положительно заряженных пионов, протонов, дейтронов и тритонов для углеродной (а) и вольфрамовой (b) мишеней. На верхней горизонтальной шкале приведены значения поперечного импульса. Вертикальные пунктирные линии соответствуют пределу для упругого нуклон-нуклонного рассеяния. Кривые, соединяющие экспериментальные точки, проведены для лучшего восприятия данных

но заряженных частиц наблюдалась сильная зависимость спектров от числа нуклонов в ядре (A), что является характерной особенностью образования кумулятивных частиц. В [5] было продемонстрировано, что наблюдаемая в эксперименте СПИН сильная A -зависимость связана с процессами локального взаимодействия, а не с многократным взаимодействием внутри ядра. Этот вывод следует из измерения отношения выхода положительно и отрицательно заряженных частиц, которое в кумулятивной области практически одинаково для всех ядер.

В настоящей работе представлены данные по образованию π^+ -мезонов, протонов (p), дейтронов (d) и тритонов (t), вылетающих из мишени с импульсами вплоть до 6.4 ГэВ/с. Идентификация частиц осуществлялась с помощью времяпролетной методики. При выделении π -мезонов использовалась информация, полученная с черенковского порогового детектора. Данные по K^+ -мезонам не приводятся ввиду больших поправок на потери и связанные с этим возможные систематические погрешности, особенно при малых импульсах. На установке СПИН возможна регистрация частиц с импульсами, как удовлетворяющими кинематике нуклон-нуклонных взаимодействий, так и за ее пределами, т.е. в области кумулятивных процессов.

На рис. 1 показаны инвариантные спектры положительных частиц, измеренные для самой легкой из используемых мишеней, углеродной, и для самой тяжелой, вольфрамовой. Спектры, измеренные для двух других мишеней (Al и Cu), качественно похожи на спектры, представленные на рис. 1. Выход π^+ -мезонов с ростом импульса быстро падает и становится меньше, чем выход дейтронов. При этом наблюдается увеличение вклада d - и t -частиц.

В эксперименте ФОДС при взаимодействии протонов с энергией 70 ГэВ с ядрами Be, Cu, Pb были получены данные [6] по выходу дейтронов (угол регистрации 9° в лабораторной системе) в диапазоне поперечных импульсов 1–4 ГэВ/с, что доступно и при измерениях на установке СПИН. Результатом измерений эксперимента ФОДС является утверждение о том, что образование d полностью описывается моделью слипания протонов и нейтронов (см., например, [7]), рожденных инклюзивно в pA -взаимодействиях. Величины отношения d/p , измеренные в эксперименте ФОДС, не зависят от p_T и составляют менее 0.02, в то время как данные установки СПИН показывают рост d/p с ростом p_T (см. рис. 1). Например, для вольфрамовой мишени при $p_T = 3.44$ ГэВ/с отношение d/p , полученное в эксперименте СПИН, равно 0.56 ± 0.06 . Различие в поведении и значении отно-

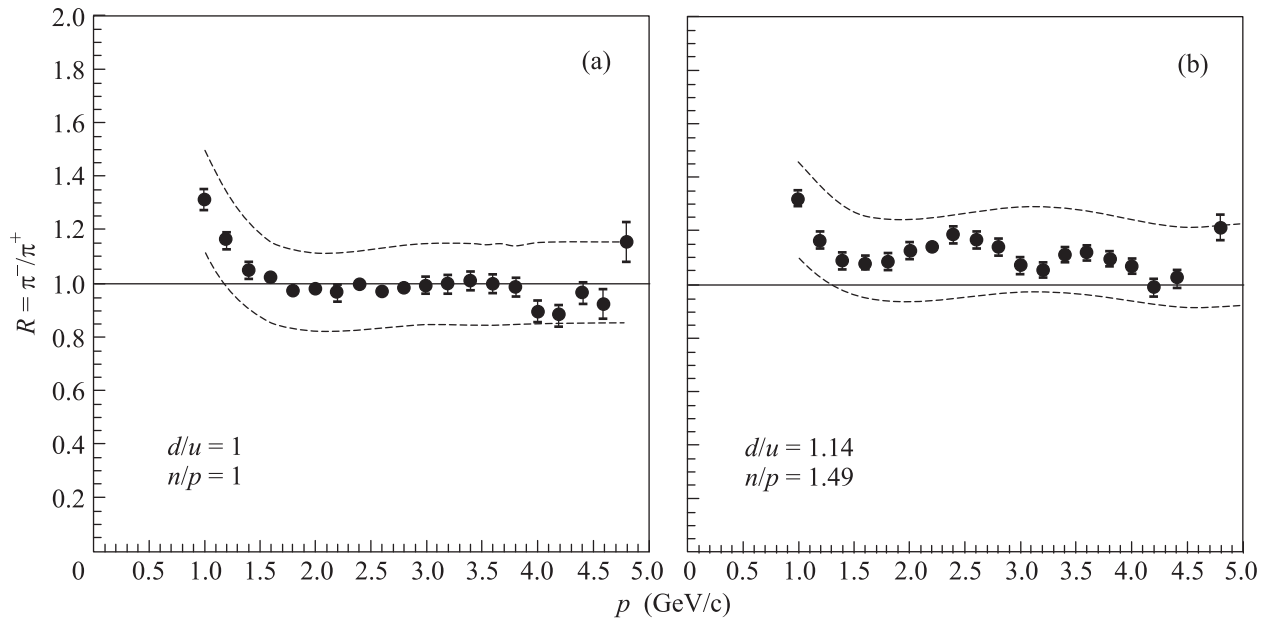


Рис. 2. Отношение выходов π^-/π^+ для двух мишеней: углерод (а) и вольфрам (б). Штриховыми линиями указана область возможных значений ввиду наличия систематических погрешностей

пения d/p в экспериментах ФОДС и СПИН, возможно, говорит о разных механизмах рождения дейтронов. Подчеркнем, что данные ФОДС в отличие от данных СПИН не выходят за кинематическую границу нуклон-нуклонного взаимодействия. Вероятно, в эксперименте СПИН наблюдается процесс прямого выбивания из ядер плотных многонуклонных (многокварковых) конфигураций.

В работе [1] было сделано предположение о том, что источник кумулятивных частиц изотопически симметричен, так как измеренное в этой работе отношение $\pi^-/\pi^+ \approx 1$. На рис. 2 представлено отношение выходов π^-/π^+ , полученное в данном эксперименте для углеродной и для вольфрамовой мишеней, в зависимости от импульса. Цифры, приведенные на рисунке, показывают отношение числа нейтронов к числу протонов для данного ядра (n/p) и соотношение валентных кварков в данном ядре (d/u). Пунктирными кривыми показан коридор возможных значений, имеющий место из-за наличия систематической погрешности, которая связана с неточностью измерения числа протонов, прошедших через мишень, и не зависит от импульса. Оценка систематической ошибки проводилась путем сравнения данных, полученных при наборе статистики на установке СПИН в разные годы. В пределах возможной погрешности измерения не противоречат предположению, что $\pi^-/\pi^+ = 1$.

Упомянутая выше систематическая погрешность не влияет на соотношения между выходами частиц

различного типа (данные на рис. 1), поскольку идентификация частиц одного знака осуществляется в пределах одного и того же измерения.

В настоящее время наиболее популярные модели механизмов образования кумулятивных частиц предполагают, что в ядрах присутствуют либо многонуклонные (многокварковые) образования, называемые флуктонами [1], либо конфигурации коррелированных на малых расстояниях точечных нуклонов (модель SRC – Short Range Correlations) [8, 9].

При выбивании флуктонов может наблюдаться повышенный выход ядерных фрагментов. Если же работает механизм SRC, то при выбивании коррелированных нуклонов с большими относительными импульсами среднее число регистрируемых барионов должно оставаться близким к единице. Из рис. 1 видно, что выход ядерных фрагментов растет с ростом импульса. На рис. 3 приведена зависимость среднего барионного числа $N_{\text{бар}}$ для регистрируемых частиц от импульса ($N_{\text{бар}}$ есть отношение $(\sigma_p + 2\sigma_d + 3\sigma_t)/(\sigma_\pi + \sigma_p + \sigma_d + \sigma_t)$, где σ_π , σ_p , σ_d и σ_t – сечения рождения пиона, протона, дейтрона и тритона). Превышение величиной $N_{\text{бар}}$ единицы с ростом импульса можно рассматривать как указание на то, что в данном случае доминирует механизм выбивания флуктонов, а не механизм SRC.

Основные выводы. В работе представлены первые данные по образованию π^+ , p , d и t частиц, рождающихся с большими p_T в предкумулятивной и кумулятивной областях. Наблюдаемый выход прото-

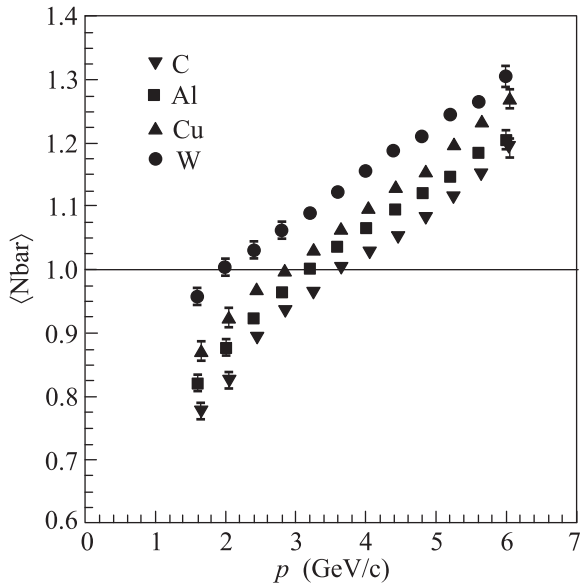


Рис. 3. Среднее барионное число для зарегистрированных положительно заряженных частиц в зависимости от импульса

нов и легких ядерных фрагментов d и t можно рассматривать как указание на доминирование в этой кинематической области процессов взаимодействия с многонуклонными (многокварковыми) конфигурациями, которые могут быть проявлениями холодной сверхплотной барионной материи в ядрах.

1. В. С. Ставинский, ЭЧАЯ **10**(5), 949 (1979); Г. А. Лексин, ЯФ **65**, 2042 (2002).

2. V. F. Peresedov and L. S. Zolin, Phys. Scripta **48**, 210 (1993); V. B. Kopeliovich, G. K. Matushko, and I. K. Potashnikova, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **41**, 125107 (2014).
3. А. В. Ефремов, В. Т. Ким, Г. И. Лыкасов, ЯФ **44**, 241 (1986).
4. В. В. Аммосов, Н. Н. Антонов, А. А. Балдин, В. А. Виктор, В. А. Гапиенко, Г. С. Гапиенко, А. А. Головин, В. Н. Гресь, А. А. Иванилов, В. И. Корешев, В. А. Коротков, А. И. Мысник, А. Ф. Прудкогляд, Ю. М. Свиридов, А. А. Семак, В. И. Терехов, В. Я. Углеков, М. Н. Уханов, Б. В. Чуйко, С. С. Шиманский, ЯФ **76**(10), 1275 (2013).
5. В. В. Аммосов, Н. Н. Антонов, А. А. Балдин, В. А. Виктор, В. А. Гапиенко, Г. С. Гапиенко, В. Н. Гресь, В. А. Коротков, А. И. Мысник, А. Ф. Прудкогляд, Ю. М. Свиридов, А. А. Семак, В. И. Терехов, В. Я. Углеков, М. Н. Уханов, Б. В. Чуйко, С. С. Шиманский, ЯФ И ИНЖ. **4**(9, 10), 773 (2013); arXiv:1410.5582v2 [nucl-ex].
6. В. В. Абрамов, Б. Ю. Балдин, А. Ф. Бузулуцков, В. Г. Васильченко, А. А. Волков, В. Ю. Глебов, А. С. Дышкант, А. О. Ефимов, В. Н. Евдокимов, А. Н. Криницин, В. И. Крышкин, М. И. Мутафян, В. М. Подставков, А. И. Ронжин, Р. М. Суляев, Л. К. Турчинович, В. В. Змушко, ЯФ **45**, 1362 (1987).
7. S. T. Butler and C. A. Pearson, Phys. Rev. **129**, 836 (1963).
8. М. И. Стрикман, Л. Л. Франкфурт, ЭЧАЯ **11**, 571 (1980).
9. J. Arrington, D. W. Higinbotham, G. Rosner, and M. Sargsian, Progr. Part. Nuclear Phys. **67**, 898 (2012).