Письма в ЖЭТФ, том 108, вып. 8, с. 537 – 540

Кумулятивные протоны в столкновениях ядер углерода и бериллия при энергиях 0.60, 0.95 и 2.0 ГэВ/нуклон

А. Я. Бердников, Я. А. Бердников, В. С. Борисов, Д. О. Котов, Д. М. Ларионова[1)], М. М. Ларионова, Ю. М. Митранков, В. Н. Соловьев

Санкт-Петербургский Политехнический Университет Петра Великого, 195251, С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 24 июля 2018 г.
После переработки 12 сентября 2018 г.

В настоящей работе проведено моделирование столкновений ядер углерода с ядрами бериллия при начальных кинетических энергиях ядер углерода 0.6, 0.95, 2.0 ГэВ/нуклон. При моделировании использовалась модель Льежского внутриядерного каскада. Получены инвариантные сечения рождения протонов под углом 3.5^0. Показано, что зависимость экспериментальных инвариантных сечений рождения протонов от кумулятивной переменной можно объяснить на основе процессов Ферми движения нуклонов в ядре, многократного рассеяния и рождения дельта-резонансов. Проведено сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными и результатами, полученными в рамках модели кварковых кластеров.

DOI: 10.1134/S0370274X1820002X

1. Введение. Под кумулятивными протонами при столкновении двух ядер понимают протоны, рождающиеся в кинематической области, запрещенной для свободных нуклон-нуклонных столкновений [1, 2]. Для характеристики кумулятивных частиц вводится безразмерная величина x – порядок кумулятивности (кумулятивная переменная) [3]. Существуют различные способы определения такой переменной [1, 2]. В данной работе под кумулятивной переменной понимается отношение импульса регистрируемого протона p к импульсу ядра углерода, деленному на количество его нуклонов, p_0 в лабораторной системе (система покоя ядра мишени Be) [4]:

$$x = \frac{p}{p_0}.$$

Началом изучения кумулятивных процессов принято считать [1] 1957 г., когда в Дубне Г.А. Лексиным при облучении дейтонов протонным пучком с энергией 660 МэВ был зарегистрирован выход [5] протонов в заднюю полусферу.

Затем, в 1958 г., группой М.Г. Мещерякова [6] был обнаружен необычно большой выход дейтонов при облучении протонным пучком с энергией 660 МэВ ядер дейтерия, лития, берилия, углерода и кислорода. Выход дейтронов в столкновениях протонов p с дейтерием d означает, что произошло упругое (p-d) рассеяние. Большой выход дейтронов при столкновении протонов с ядрами Li, Be, C, O тогда был объяснен через квазиупругое рассеяние налетающих протонов на дейтонных кластерах в ядрах, приводящее к выбиванию дейтонов с импульсами, отвечающими кинематике упругого рассеяния нуклонов на свободных дейтонах.

Однако из-за того, что дейтон достаточно рыхлая система (радиус дейтона составляет 4.3 Фм, а энергия связи – 2.224 МэВ), облучение дейтонов протонами с энергией 600 МэВ должно приводить к развалу дейтона, а не упругому рассеянию протона на дейтоне. Таким образом, явление большого сечения упругого рассеяния протонов на дейтоне, а также выбивания дейтонных кластеров из ядер Li, Be, C, O, наблюдаемое группой М.Г. Мещерякова требовало дополнительных объяснений.

В том же 1958 г. Д.И. Блохинцев для объяснения этих эффектов выдвинул гипотезу [7] о существовании в ядре флуктуации плотности ядерной материи, получивших наименование флуктонов. Д.И. Блохинцевым было указано, что движение нуклонов в ядрах может приводить к образованию плотных короткоживущих нуклонных кластеров (как уже отмечено выше – другими словами, флуктуаций плотности ядерной материи).

Новый этап изучения кумулятивных процессов начался в 1971 г., когда А.М. Балдиным была выдвинута гипотеза [8] о том, что в соударении тяжелых ядер вся начальная энергия может передаваться одной частице. Например, согласно этой гипоте-

[1)]e-mail: dlar@bk.ru

зе, возможен случай, когда в результате столкновения двух тяжелых ядер вся энергия передастся одному рожденному пиону, а сами ядра остановятся. Таким образом, с помощью тяжелых ядер можно было бы сравнительно дешевым способом получить пучки частиц рекордно высоких энергий. Уже в том же 1971 г. наблюдалось рождение пионов высокой энергии при столкновении релятивистских дейтонов с ядрами. В 1973 г. группой Лексина были получены [9] первые спектры протонов в кумулятивной области. Спектры были измерены на ускорителе ИТЭФ (институт теоретической и экспериментальной физики имени А.И.Алиханова национального исследовательского центра “Курчатовский институт”) под углом 3.5° в реакции $\mathrm{p} + {}^{12}\mathrm{C} \rightarrow \mathrm{p} + \mathrm{X}$.

В настоящее время существуют два различных подхода, объясняющих возникновение кумулятивных частиц. Первый подход основан на классических механизмах, таких как Ферми-движение, многократное рассеяние нуклонов в ядре и образование резонансов. При многократном рассеянии внутри ядра адронный снаряд или продукты его фрагментации испытывают несколько последовательных столкновений с нуклонами ядра [1]. В результате в последнем столкновении становится возможным рождение частицы в области, кинематически недоступной при рассеянии на одиночном свободном нуклоне. Также при учете Ферми движения выход частиц за пределы кинематической области возможен за счет превышения импульса сталкивающихся нуклонов над импульсом ядра, деленного на количество его нуклонов.

Второй подход основан на процессах, протекающих на расстояниях, много меньших характерных внутриядерных расстояний. Основными моделями в рамках данного подхода являются модель кварковых кластеров [7, 10] и модель нуклонных корреляций на коротких расстояниях SRC (Short-range correlations) [11, 12].

В эксперименте ФРАГМ (фрагментация ядер) на ускорительном комплексе тяжелых ионов ТВН-ИТЭФ (тераваттный накопитель в институте теоретической и экспериментальной физики) [13] были измерены выходы протонов под углом 3.5° при фрагментации ядер углерода с энергиями 0.6, 0.95, 2.0 ГэВ/нуклон на бериллиевой мишени [9]. Данные представлены в виде зависимостей инвариантного сечения рождения протонов от кумулятивной переменной x в диапазоне $0.9 < x < 2.4$.

В работе [9] был проведен анализ экспериментальных данных [13] на основе модели кварковых кластеров [14]. В рамках этой модели предполагается, что в ядре существуют кластеры, состоящие из 3k (k = 1, 2, 3) валентных кварков, причем значение k = 1 соответствует обычным нуклонам ядра. Однако в работе [9] не рассматривался вклад классических механизмов, не связанных с образованием кварковых кластеров, а именно, Ферми движения нуклонов в ядре, многократного рассеяния и образования резонансов.

В настоящей работе был выполнен расчет сечений рождения кумулятивных протонов в инклюзивной реакции:

$$^{12}\mathrm{C} + {}^{9}\mathrm{Be} \rightarrow \mathrm{p} + \mathrm{X} \tag{1}$$

при начальных кинетических энергиях ядер углерода 0.6, 0.95, 2.0 ГэВ/нуклон с помощью классических механизмов, таких как учет Ферми-движения, процессов многократного рассеяния и образования резонансов $\Delta(1232)$ и $\Delta(1600)$, без привлечения гипотезы о кварковых кластерах.

2. Моделирование. Для оценки вклада процессов многократного рассеяния, движения Ферми нуклонов в ядре и образования дельта-резонансов $\Delta(1232)$ и $\Delta(1600)$ в сечение рождения протонов в реакции (1) использовалась расширенная модель Льежского внутриядерного каскада (Extension of the Liege Intranuclear Cascade Model) [15–17].

Результаты моделирования, представленные в виде зависимости инвариантного сечения рождения протонов от кумулятивной переменной, приведены на рис. 1–3. Также на рис. 1–3 представлено сравнение с результатами, полученными в рамках модели о кварковых кластерах [9].

Инвариантное сечение рождения протонов σ_{inv} вычислялось согласно:

$$\sigma_{\mathrm{inv}} = \frac{E}{p_0}\frac{d^2\sigma}{dxd(p_t)^2},$$

где p_0 – импульс на нуклон налетающего ядра, E и p_t – полная энергия и поперечный импульс протона, соответственно, в лабораторной системе координат [9].

Как следует из данных, приведенных на рис. 1–3, учет движения Ферми, процессов многократного рассеяния и образования дельта-резонанса $\Delta(1232)$ приводят к образованию кумулятивных частиц в диапазоне $x > 1$.

При начальной кинетической энергии ядер углерода 0.6 ГэВ/нуклон полученные результаты согласуются с экспериментальными данными. С увеличением энергии регистрируемого протона в области $x > 1.4$ полученные значения оказываются меньше, чем экспериментальные, что может указывать на по-

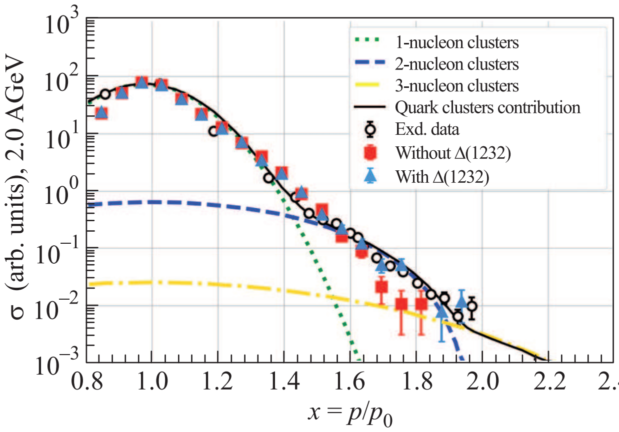

Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимость сечения рождения (относительные единицы) протонов в реакции (1) под углом 3.5^0 от кумулятивной переменной x при начальной энергии 0.6 ГэВ/нуклон. Здесь и далее круглые маркеры – экспериментальные данные [13]. Квадратные маркеры – результаты моделирования на основе расширенной модели Льежского внутриядерного каскада без учета образования дельта-резонансов; треугольные маркеры – моделирование с учетом образования дельта-резонанса $\Delta(1232)$. Вклады одно-, двух- и трехнуклонных кластеров обозначены пунктирной, штриховой и штрих-пунктирной линиями, соответственно. Суммарный вклад кварковых кластеров обозначен сплошной линией

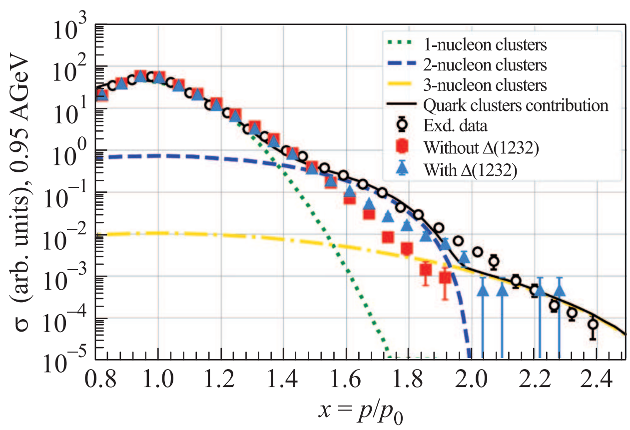

Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость сечения рождения (относительные единицы) протонов в реакции (1) под углом 3.5° от кумулятивной переменной x при начальной энергии 0.95 ГэВ/нуклон

явление новых механизмов рождения кумулятивных частиц.

При энергии 2.0 ГэВ/нуклон возможно образование резонанса $\Delta(1600)$, однако учет такого процесса не вносит заметного вклада в процесс образования кумулятивных протонов. Это связано с низкой

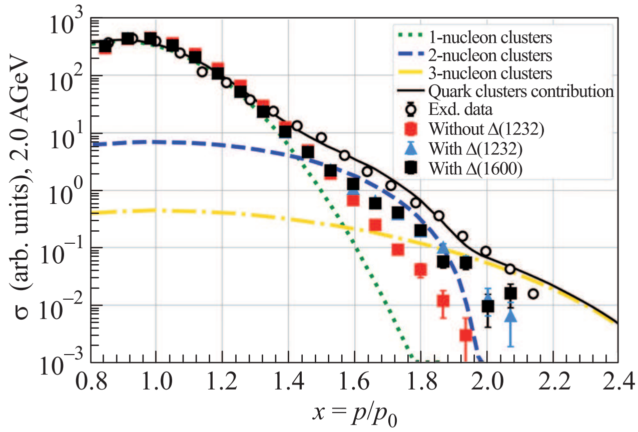

Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость сечения рождения (относительные единицы) протонов в реакции (1) под углом 3.5° от кумулятивной переменной x при начальной энергии 2.0 ГэВ/нуклон. Перевернутыми треугольными маркерами обозначены результаты моделирования с учетом образования дельта-резонанса $\Delta(1600)$

вероятностью рождения резонанса $\Delta(1600)$, вызванной высоким порогом рождения в данном столкновении. Для дельта-резонанса $\Delta(1600)$ кинетическая пороговая энергия и импульс составляют $T_{\Delta(1600)} = 1557$ МэВ и $p_{\Delta(1600)} = 2312$ МэВ/с $\cdot$ нуклон.

Порог рождения резонанса $\Delta(1232)$ в нуклон-нуклонном соударении составляет $T_{\Delta(1232)} = 634$ МэВ/нуклон, что соответствует $p_{\Delta(1232)} = 1262$ МэВ/с $\cdot$ нуклон ($T_{\Delta(1232)}$, $p_{\Delta(1232)}$ – кинетическая пороговая энергия и импульс налетающего нуклона, соответственно).

Несмотря на то, что порог рождения как $\Delta(1232)$, так и $\Delta(1600)$ превышает энергию налетающего ядра, их образование возможно за счет процессов Ферми движения и многократного рассеяния нуклонов в ядре.

В результате Ферми-движения импульс нуклонов налетающего ядра может превышать значение p_0. Согласно модели Льежского внутриядерного каскада, импульсы нуклонов в ядре подчиняются распределению Гаусса, для которого $RMS = \sqrt{\frac{3}{5}}p_{\mathrm{F}}$, где $p_{\mathrm{F}} = 270$ МэВ/с – импульс Ферми [18].

3. Пример события. На рисунке 4 представлена упрощенная схема события, в котором кумулятивный протон образуется за счет процессов Ферми движения нуклонов, многократного рассеяния и образования резонанса $\Delta(1232)$. Разъяснение упрощенной схемы события дано в подписи к рис. 4.

4. Заключение. В настоящей работе были получены распределения инвариантных сечений по куму-

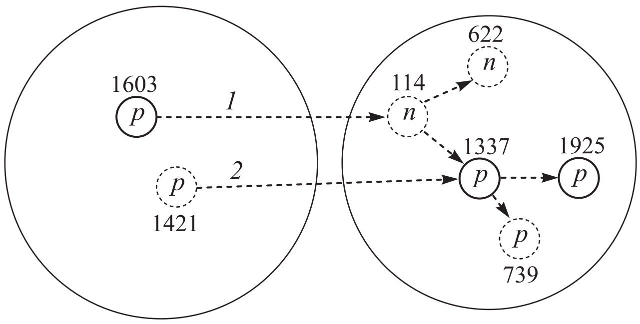

Рис. 4. Упрощенная схема события, смоделированного на основе расширенной модели Льежского внутриядерного каскада [15], иллюстрирующая серию столкновений, приводящую к рождению кумулятивного протона за счет образования Δ-резонанса. Схема не отражает действительного положения частиц и ядер, направления их движения и говорит лишь о следующем. В процессе взаимодействия ядер один из протонов налетающего ядра (ядро углерода слева, остальные протоны не обозначены) взаимодействует с одним из протонов ядра мишени (ядро бериллия, справа; внутриядерные нуклоны, не участвующие в рождении кумулятивного протона не обозначены), в результате чего рождаются нейтрон и дельта-резонанс. Далее один из нейтронов налетающего ядра (остальные нейтроны налетающего ядра не обозначены) взаимодействует с вышеупомянутым дельта-резонансом, в результате чего рождается два протона, один из которых является кумулятивным. (n), (p) и (Δ) – нейтрон, протон и $\Delta(1232)$, соответственно. Рядом с каждым нуклоном приведено значение модуля его импульса p в единицах МэВ/с (например, для кумулятивного протона модуль импульса $p = 1872$ МэВ/с)

лятивной переменной с учетом процессов многократного рассеяния, Ферми движения нуклонов в ядре и образования резонансов $\Delta(1232)$ и $\Delta(1600)$, без привлечения гипотезы о кварковых кластерах в инклюзивной реакции $^{12}\mathrm{C} +^{9} \mathrm{Be} \to \mathrm{p} + \mathrm{X}$ при начальных кинетических энергиях ядер углерода 0.6, 0.95, 2.0 ГэВ/нуклон.

Показано, что учет Ферми-движения, процессов многократного рассеяния и образования дельта-резонанса $\Delta(1232)$ приводят к образованию кумулятивных частиц и дают существенный вклад в сечение рождения кумулятивных частиц. Учет более высоких резонансов, таких как $\Delta(1600)$, не оказывает влияния на рождение кумулятивных частиц. При начальной кинетической энергии ядер углерода 0.6 ГэВ/нуклон полученные результаты согласуются с экспериментальными данными [13]. С увеличением энергии регистрируемого протона в области $x > 1.4$ полученные значения сечения рождения кумулятивных частиц оказываются меньше, чем экспериментальные, что может указывать на проявление других механизмов рождения кумулятивных частиц, например, образование многокварковых кластеров.

Авторы работы выражают благодарность за полезные обсуждения С.С. Шиманскому и М.А. Мартемьянову.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, государственное задание 3.1498.2017/4.6.

1. А. В. Ефремов, ЭЧАЯ **13**(3), 613 (1982).
2. В. С. Ставинский, ЭЧАЯ **10**(5), 949 (1979).
3. В. С. Ставинский, Краткие сообщения ОИЯИ **18**(86), 5 (1986).
4. Б. М. Абрамов, П. Н. Алексеев, Ю. А. Бородин, С. А. Булычев, И. А. Духовский, А. П. Крутенкова, В. В. Куликов, М. А. Мартемьянов, М. А. Мацюк, Е. Н. Турдакина, А. И. Ханов, Письма в ЖЭТФ **97**(8), 509 (2013).
5. G. A. Leksin, JETP **32**(3), 371 (1957).
6. L. S. Azhgirei, I. K. Vzorov, V. P. Zrelov, M. G. Meshcheriakov, B. S. Neganov, and A. F. Shabudin, JETP **33**(5), 1185 (1958).
7. Д. И. Блохинцев, ЖЭТФ **33**(5), 1295 (1958).
8. А. М. Балдин, Краткие сообщения по физике **1**(5), 35 (1971).
9. Ю. Д. Баюков, Л. С. Воробьев, Г. А. Лексин, В. Л. Столин, В. Б. Федоров, В. Д. Хованский, ЯФ **18**(5), 1246 (1973).
10. М. И. Стрикман, Л. Л. Франкфурт, ЭЧАЯ **1**(3), 572 (1980).
11. A. Tang, J. W. Watson, J. Aclander et al. (Collaboration), Phys. Rev. Lett. **90**(4), 042301 (2003).
12. A. Tang, J. W. Watson, J. Alster et al. (Collaboration), AIP Conf. Proc. **549**(1), 451 (2000).
13. Б. М. Абрамов, А. Ю. Бородин, С. А. Булычев, Изв. РАН. Сер. физ. **75**, 536 (2011).
14. A. V. Efremov, A. B. Kaidalov, V. T. Kim, G. I. Lykasov, and N. V. Slavin, Sov. J. Nucl. Phys. **47**, 1364 (1988).
15. S. Pedoux, A. Boudard, J. Cugnon, J.-C. David, S. Leray, and D. Mancusi, Adv. Sp. Res. **48**(2), 383 (2011).
16. Th. Aoust and J. Cugnon, Phys. Rev. C **74**, 064607 (2006).
17. A. Baldini, V. Flaminio, W. G. Moorhead, and D. R. O. Morrison, New series Group **1**, 12 (1988).
18. D. Mancusi, A. Boudard, J. Cugnon, J.-C. David, P. Kaitaniemi, and S. Leraye, Phys. Rev. **C 90**, iss.054602 (2014).