

Флуктуации множественностей рожденных частиц во взаимодействиях легких ядер с ядрами углерода при импульсе 4.2 ГэВ/с/нуклон и их теоретическая интерпретация

А. С. Галоян¹⁾, Е. Н. Кладницкая, В. В. Ужинский

Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 18 октября 2007 г.

Представлены новые экспериментальные данные о флуктуациях множественностей отрицательно заряженных частиц во взаимодействиях легких ядер (p , d , ^4He , ^{12}C) с ядрами углерода при импульсе 4.2 ГэВ/с/нуклон, полученные в условиях 4π геометрии. Данные показывают поведение, аналогичное наблюдавшемуся ранее Сотрудничеством NA49. Для анализа данных использованы каскадно-испарительная модель, модель FRITIOF и модель UrQMD 1.3. Достигнуто теоретическое описание зависимости флуктуаций от центральности соударений ядер без привлечения экзотических предположений. Согласно модели FRITIOF, зависимость флуктуации множественностей от центральности соударений в значительной мере обусловлена флуктуациями числа “раненых” нуклонов, связанными с экспериментальными условиями наблюдений. Достигнуто также описание данных Сотрудничества NA49.

PACS: 24.10.Lx, 25.40.-h, 25.45.-z, 25.55.-e, 25.75.-q

Нетривиальная зависимость нормированных флуктуаций множественностей рожденных частиц в ядро-ядерных взаимодействиях при энергии 158 ГэВ/нуклон, обнаруженная Сотрудничеством NA49 [1] (см. также [2, 3]), получила объяснение в модели слияния струн [4] и в статистической модели [5]. В модели слияния струн предполагается, что большие флуктуации множественности рожденных частиц связаны с большими флуктуациями числа кварк-глюонных струн в периферических взаимодействиях, когда они начинают перекрываться и сливаться. В статистической модели предполагается, что в соударениях образуется термодинамически равновесная система частиц, а соотношение между объемом системы и областью действия 2-частичных взаимодействий определяет характер флуктуаций множественностей. Поскольку трудно предположить реализацию какого-либо из этих механизмов при относительно низких энергиях в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях, представляет интерес изучить характер флуктуаций множественностей рожденных частиц в указанных выше взаимодействиях для понимания природы эффекта, наблюдаемого Сотрудничеством NA49.

Экспериментальные данные, представленные ниже, были получены в рамках Сотрудничества по обработке снимков с 2-метровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ. Камера облучалась протона-

ми, дейтронами, α -частицами и ядрами углерода с импульсом 4.2 ГэВ/с/нуклон. Методические вопросы обработки снимков и особенности эксперимента изложены в работе [6]. Здесь только отметим следующее: π^- -мезоны надежно идентифицируются в пропановой камере в условиях 4π -геометрии. Протоны идентифицируются до импульсов 500 МэВ/с. При больших импульсах идентификация π^+ -мезонов и протонов затруднена, но их импульсы хорошо определяются. Треки положительно заряженных частиц с импульсом больше 3 ГэВ/с и углом вылета меньше 4° считались спектаторными фрагментами налетающих ядер. Среди протонов выделялись испарительные протоны с импульсом меньше 300 МэВ/с и протоны-участники с импульсом больше 300 МэВ/с без спектаторных протонов. Многозарядные фрагменты налетающих ядер определялись по производимой ими ионизации.

В настоящей работе в качестве меры центральности соударений был использован суммарный заряд (Q) рожденных частиц (π^+ , π^- -мезонов) и протонов-участников, $Q = N_+ - N_- - N_{\text{фр.снар.}} - N_{\text{исп.}}$. N_+ – число положительно заряженных треков, N_- – число отрицательно заряженных треков, $N_{\text{фр.снар.}}$ – число спектаторных фрагментов, а $N_{\text{исп.}}$ – число испарительных протонов.

На рис.1 представлены нормированные флуктуации множественностей отрицательно заряженных частиц в $p\text{-C}$ -, $d\text{-C}$ -, $\alpha\text{-C}$ - и C-C -взаимодействиях при импульсе 4.2 ГэВ/с/нуклон. Нормированные флук-

¹⁾e-mail: galoyan@cv.jinr.ru

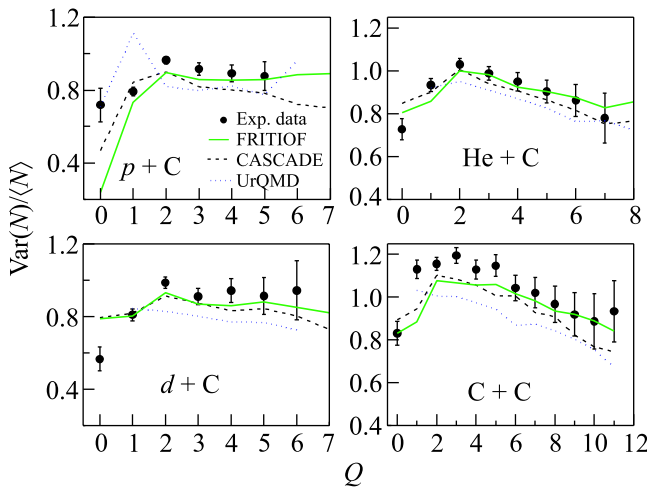


Рис.1. Нормированные флуктуации множественностей отрицательно заряженных частиц во взаимодействиях легких ядер с ядрами углерода при импульсе 4.2 ГэВ/с/нуклон. Точки – экспериментальные данные, кривые – теоретические расчеты. Сплошные кривые – расчеты по модели FRITIOF, штриховые кривые – расчеты по каскадно-испарительной модели, пунктирные кривые – расчеты по модели UrQMD

туации определяются как отношение дисперсий распределений по множественности к средней множественности рожденных частиц. Ожидается [7], что нормированные флуктуации будут близки к единице при возникновении термодинамически равновесной системы частиц (кварк-глюонной плазмы или горячего адронного газа). Наблюдаемые нами флуктуации, как и ранее изучаемые Сотрудничеством NA49 [1], показывают определенную зависимость от центральности соударений – нормированные флуктуации близки к флуктуациям в нуклон-нуклонных взаимодействиях в крайне периферических соударениях (при $Q = 0$). Далее следует резкое увеличение флуктуаций и их медленное уменьшение с ростом центральности соударений (с ростом Q). В центральных соударениях нормированные флуктуации зависят от налетающего ядра и в общем случае не стремятся к единице.

Использованные нами теоретические модели – FRITIOF [8], UrQMD²⁾ [10] и каскадно-испарительная модель [11] качественно воспроизводят поведение экспериментальных данных в отличие от ситуации при более высоких энергиях [1]. Это позволяет выполнить анализ экспериментальных данных.

²⁾ Модели FRITIOF и UrQMD были дополнены статистической моделью мультифрагментации ядер [9].

Согласно работе [7], нормированная флуктуация множественности при наличии нескольких идентичных независимых источников генерации частиц определяется как

$$\omega = \frac{\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2}{\langle n \rangle} + \langle n \rangle \frac{\langle N_s^2 \rangle - \langle N_s \rangle^2}{\langle N_s \rangle}, \quad (1)$$

где $\langle n \rangle$ – средняя множественность частиц, рождаемых каким-либо источником, а $\langle N_s \rangle$ – средняя множественность источников. Поэтому при фиксированном числе источников флуктуации не должны зависеть от центральности соударений и расти с ростом энергии взаимодействий.

В использованной нами модели FRITIOF предполагается, что нуклоны взаимодействующих ядер в результате 2-х частичных соударений переходят в возбужденные состояния с непрерывным спектром масс. При распаде возбужденных – “раненых” нуклонов образуются наблюдаемые частицы. Мы проверили, что модель FRITIOF предсказывает слабо убывающие нормированные флуктуации в CC-взаимодействиях при фиксированном числе “раненых” нуклонов и учете только неупругих нуклон-нуклонных соударений (см. рис.2а, пунктирная кривая). Учет упругих перерассеяний немного уве-

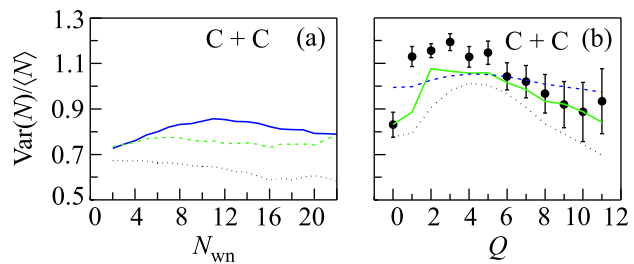


Рис.2. Нормированные флуктуации множественностей. Точки – экспериментальные данные рис.1. (а) Пунктирная кривая – флуктуации множественности рожденных частиц, обусловленные неупругими соударениями нуклонов, штриховая кривая – флуктуации, обусловленные упругими и неупругими соударениями нуклонов, сплошная кривая – флуктуации при учете как “раненых”, так и каскадных нуклонов. (б) Пунктирная кривая – флуктуации множественности “раненых” нуклонов, штриховая кривая – см. описание в тексте, сплошная кривая – результаты полного расчета

личивает нормированные флуктуации (см. рис.2а, штриховая кривая), как и учет нуклонов, выбитых на стадии каскадных взаимодействий вторичных частиц (см. рис.2а, сплошная кривая). Учет последних зависит от экспериментальных условий. Таким образом, детали процесса множественного рождения не

позволяют объяснить полностью наблюдаемую зависимость флуктуаций от центральности взаимодействий. Согласно выражению (1), наблюдаемые флуктуации связаны также с изменением флуктуаций множественности “раненых” нуклонов. Прямой расчет, представленный на рис.2b (пунктирная кривая), показывает их сильную зависимость от величины Q . Отметим, что величина Q фиксирует число провзаимодействовавших протонов. Число провзаимодействовавших нейтронов может флуктуировать. Поэтому флуктурует и число “раненых” нуклонов. Подставляя расчетные значения в выражение (1) и используя $(\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2) / \langle n \rangle = 0.8$ и $\langle n \rangle = 0.25$, получаем качественное описание экспериментальных данных (см. рис.2b, штриховая кривая). Следовательно, наблюдаемое поведение исследуемой характеристики взаимодействий в значительной мере обусловлено экспериментальными условиями выделения соударений с различной центральностью, которые приводят к флуктуациям множественности “раненых” нуклонов. Амплитуда флуктуаций множественностей отрицательно заряженных частиц определяется флуктуациями в элементарных соударениях.

В модели UrQMD при наших энергиях доминирует образование различных нуклонных резонансов. Если пренебречь вторичными взаимодействиями резонансов, что допустимо для СС-соударений, то множественность рожденных частиц будет пропорциональна множественности “раненых” нуклонов. Однако нормированные флуктуации в NN-соударениях в модели UrQMD несколько меньше, чем в модели FRITIOF. Поэтому модель UrQMD качественно воспроизводит поведение экспериментальных данных рис.1, но недооценивает нормированные флуктуации по абсолютной величине.

В каскадно-испарительной модели предполагается прямое рождение мезонов без стадии образования нуклонных резонансов. Поскольку поглощение мезонов во вторичных взаимодействиях в легких ядрах мало, в ней также наблюдается пропорциональность множественности рожденных частиц множественности взаимодействующих нуклонов и качественное воспроизведение данных рис.1.

Таким образом, данные рис.1 сильно связаны с величиной флуктуаций числа NN-соударений при взаимодействии ядер с ядрами, и могут быть использованы для проверки теоретических моделей. Так, расчеты по модели FRITIOF оказываются весьма чувствительными к предполагаемой величине сечений упругих NN-перерасеяний, а расчеты по модели UrQMD могут быть приведены в соответствие с нашими экспериментальными данными при 10%-ном увеличе-

нии сечений упругих NN-взаимодействий, что можно объяснить влиянием ядерной среды на эффективные сечения. Отметим, что ни одна из этих моделей не учитывает сечений процессов дифракционной диссоциации при оценке сечений взаимодействий или при определении числа внутриядерных соударений. Учет процессов дифракции может привести к увеличению флуктуаций.

Возвращаясь к данным Сотрудничества NA49 и трудности их теоретического воспроизведения в рамках моделей UrQMD, HSD, VENUS и HIJING [1], заметим, что в эксперименте множественность “раненых” нуклонов налетающего ядра оценивалась по показаниям Veto-калориметра, измеряющего суммарную энергию частиц в узком угловом диапазоне вдоль направления пучка за мишенью. Эта энергия зависит от магнитного поля, через которое проходят частицы, калибровочных констант калориметра, режима работы калориметра, аксептанса калориметра и т.д. Их изменение приводит к изменению распределений по энергии в Veto-калориметре и к изменению отбора событий по показаниям Veto-калориметра, и косвенно к изменениям оценок множественности “раненых” нуклонов. Удаление, например, центральной части калориметра для пропуска непрвзаимодействовавших пучковых частиц приводит к потере периферических взаимодействий и к уменьшению выхода событий с большим энерговыделением. Правильная оценка множественности провзаимодействовавших нуклонов ядра-снаряда в таких условиях затруднена.

В работе [1] представлено распределение по энергии в Veto-калориметре (см. рис.3а, нижняя группа точек), которое сильно отличается от распределения, ранее опубликованного тем же Сотрудничеством [12] для так называемых *minimal bias* событий (см. рис.3а, верхние точки). Причина отличий не обсуждается в [1].

Распределение работы [12] хорошо описывается в рамках моделей VENUS и FRITIOF. Для воспроизведения распределения работы [1] необходимы дополнительные усилия. С теоретической точки зрения, для анализа распределений необходимо хорошее описание областей фрагментации ядер, процессов предравновесной эмиссии нуклонов и процессов мультифрагментации ядер, а также точные знания экспериментальных условий. Процессы фрагментации ядер не учитывались в вышеуказанных моделях, использованных для интерпретации данных о флуктуациях множественностей. Скорее всего, использовались множественности “раненых” нуклонов, рассчитываемые программами моделей без учета эксперимен-

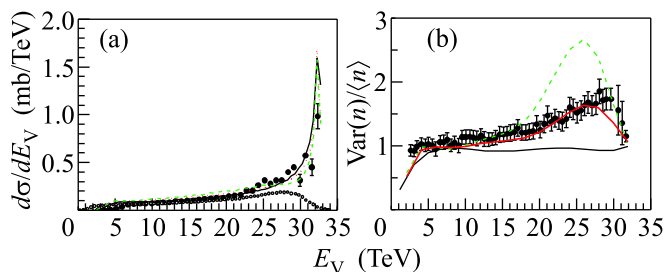


Рис.3. (а) Распределение по энергии в Veto-калориметре. Нижние точки – перенормированные экспериментальные данные [1], верхние точки – данные [12]. Сплошные, штриховые и пунктирные кривые – расчеты при $C_{nd} = 0, 0.35$ и 0.2 , соответственно. (б) Нормированные флуктуации множественностей отрицательно заряженных частиц. Точки – экспериментальные данные [1]. Кривые – как и на рис.(а), пунктирная кривая для наглядности представлена толстой сплошной линией

тальных условий. В этом случае нормированные флуктуации близки к единице для условий эксперимента NA49 и практически не зависят от центральности соударений. Учет экспериментальных условий – флуктуаций множественности “раненых” нуклонов, может привести к успешной интерпретации данных Сотрудничества NA49.

Для грубого учета экспериментальных условий мы воспользовались описанием Veto-калориметра, представленного в работе [13]. В программе FRITIOF имитировались каскадные взаимодействия в рамках “реджеонной” модели разрушения ядер [14]. Использовались три значения параметра C_{nd} (см. [14]), определяющего интенсивность каскадных взаимодействий: $C_{nd} = 0$ – учет указанных взаимодействий не производился; $C_{nd} = 0.35$, как и в работе [15]; $C_{nd} = 0.2$, позволяющее описать данные [16]. Мультифрагментация ядер моделировалась в рамках статистической модели мультифрагментации ядер [9]. Три варианта расчетов дали близкие распределения по энергии в Veto-калориметре (см. рис.3а). Расхождения между расчетными и экспериментальными данными при больших и малых значениях E_V , по-видимому, можно объяснить неучтенными особенностями Veto-калориметра. Расчеты также показали, что ядра-фрагменты и испарительные нуклоны практически всегда попадают в Veto-калориметр. Нуклоны, выбитые в каскадных взаимодействиях, с вероятностью примерно 50% попадают в калориметр, что приводит к перераспределению E_V и к флуктуа-

циям оценок множественности “раненых” нуклонов. Учет этих флуктуаций позволяет понять данные Сотрудничества NA49 (см. рис.3б). Таким образом, закономерности, наблюдаемые Сотрудничеством, отражают как особенности Veto-калориметра, так и интенсивность каскадных взаимодействий рожденных частиц.

Авторы благодарны А.С. Ботвине за предоставление программы статистической мультифрагментации ядер.

1. NA49 Collaboration (C. Alt et al.), Phys. Rev. C **75**, 064904 (2007); nucl-ex/0612010.
2. NA49 Collaboration (M. Gazdzicki et al.), J. Phys. G **30**, S701 (2004); nucl-ex/0403023.
3. NA49 Collaboration (M. Rybczynski et al.), J. Phys. Conf. Ser. **5**, 74 (2005); nucl-ex/0409009.
4. L. Cunqueiro, E.G. Ferreiro, F. del Moral, and C. Pajares, Phys. Rev. C **72**, 024907 (2005); P. Brogueira1 and J. Dias de Deus, Phys. Rev. C **72**, 044903 (2005).
5. M. Rybczynski and Z. Wlodarczyk, J. of Phys. Conf. Ser. **5**, 74 (2005).
6. А.И. Бондаренко и др., Сообщение ОИЯИ **P1-98-292**, Дубна, 1998.
7. H. Heiselberg, Phys. Rep. **351**, 161 (2001); G. Baym and H. Heiselberg, Phys. Lett. B **469**, 7 (1999).
8. B. Andersson et al., Nucl. Phys. B **281**, 289 (1987); B. Nilsson-Almqvist and E. Stenlund, Comp. Phys. Commun. **43**, 387 (1987).
9. J. P. Bondorf, A. S. Botvina, A. S. Ilinov et al., Phys. Rep. **257**, 133 (1995).
10. S. A. Bass et al., Prog. Part. Nucl. Phys. **41**, 225 (1998); M. Bleicher et al., J. Phys. G **25**, 1859 (1999).
11. В. С. Барашенков и В. Д. Тонеев, *Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами*, М.: Атомиздат, 1972; В. С. Барашенков, Ф. Ж. Жереги, Ж. Ж. Мусульманбеков, препринт ОИЯИ **P2-83-117**, Дубна, 1983.
12. NA49 Collaboration (S. Afanasiev et al.), NIM A **430**, 210 (1999).
13. NA49 Collaboration (H. Appelshauser et al.), Eur. Phys. J. A **2**, 383 (1998).
14. K. Abdel-Waged and V. V. Uzhinsky, ЯФ **60**, 925 (1997) (Phys. Atom. Nucl. **60**, 828 (1997)).
15. EMU-01/12 Collaboration (M.I. Adamovich et al.), Z. Phys. A **359**, 277 (1997).
16. C. Scheidenberger et al., Phys. Rev. C **70**, 014902 (2004).