

P1-2010-77

В. И. Юревич*, Р. М. Яковлев¹, В. Г. Ляпин¹

ОБРАЗОВАНИЕ НЕЙТРОНОВ
В СТОЛКНОВЕНИЯХ ЯДЕР УГЛЕРОДА
С ЭНЕРГИЕЙ 2 АГэВ С ЯДРАМИ С, Al, Cu, Cd И Pb

Направлено в журнал «Ядерная физика»

*E-mail: yurevich@sunhe.jinr.ru

¹ФГУП НПО Радиевый институт им. В. Г. Хлопина, Санкт-Петербург,
Россия

Образование нейтронов в столкновениях ядер углерода с энергией 2 АГэВ с ядрами С, Al, Cu, Cd и Pb

Двойные дифференциальные сечения образования нейтронов измерены методом времени пролета для взаимодействий ядер углерода с энергией 2 ГэВ/нукл. с ядрами С, Al, Cu, Cd и Pb. Измерения выполнены для углов 30, 53 и 90° в диапазоне энергий нейтронов от нескольких сотен кэВ до 300 МэВ. Анализ экспериментальных результатов и оценка вкладов в эмиссию нейтронов от различных стадий реакции проводятся в рамках феноменологической модели четырех движущихся источников. Параметры температуры, определенные по наклону энергетических спектров нейтронов, составляют (22 ± 2) МэВ для горячего источника, файерболла, и $(4,5 \pm 0,3)$ МэВ для стадии тепловой фрагментации высоковозбужденных тяжелых ядер-остатков. Относительный вклад этих двух источников в полный выход нейтронов не зависит от типа ядра-мишени и в среднем равен $\sim 42\%$.

Работа выполнена в Лаборатории физики высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2010

Neutron Production in Collisions of 2 A GeV Carbon Nuclei with C, Al, Cu, Cd and Pb Nuclei

Neutron production double-differential cross sections were measured by time-of-flight method for interactions of carbon nuclei with energy of 2 GeV/nucleon with C, Al, Cu, Cd and Pb nuclei. The measurements were carried out for angles 30, 53 and 90° in interval of neutron energies from hundred keV to 300 MeV. A phenomenological model of four moving sources is applied for analysis of the experimental results and estimation of contributions to the neutron emission from different reaction stages. The temperature parameters, obtained on the neutron energy spectrum slope, are (22 ± 2) MeV for the hot source, fireball, and (4.5 ± 0.3) MeV for the stage of thermal fragmentation of highly excited heavy remnants. The relative contribution of these two sources to total neutron yield does not depend on target nucleus and in average it is $\sim 42\%$.

The investigation has been performed at the Veksler and Baldin Laboratory of High Energy Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2010

ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на высокий интерес к данным по образованию нейтронов в столкновениях легких ядер-снарядов с ядрами при энергиях несколько ГэВ на нуклон, экспериментальные результаты по двойным дифференциальным сечениям образования нейтронов в таких реакциях практически отсутствуют [1]. Потребность в нейтронных данных в области высоких энергий прежде всего связана с широким применением ускорительных технологий в научных исследованиях, развитием новых направлений в атомной энергетике и радиационной медицине. Другими важными приложениями этих данных являются совершенствование теоретических моделей и кодов и оценка радиационных полей в космическом пространстве и верхних слоях атмосферы, где поток нейтронов и заряженных частиц порождается ядерной компонентой галактических космических лучей.

Недавно были опубликованы результаты экспериментов, выполненных методом времени пролета на ядерных пучках ускорителя НИМАС (Япония) с энергиями в интервале 200–600 МэВ/нукл. для широкого набора сталкивающихся ядер, в которых измерялись энергетические спектры нейтронов в области выше 10 МэВ [2]. Пробел в данных при энергиях выше 1 ГэВ/нукл. частично восполняют результаты, полученные на пучках релятивистских протонов и легких ядер синхрофазотрона ОИЯИ. Эти эксперименты являлись частью широкой программы исследования образования нейтронов в тонких и толстых мишенях в рамках сотрудничества между ОИЯИ (Дубна), МРТИ РАН (Москва) и Радиевым институтом (Санкт-Петербург). Некоторые результаты измерений энергетических спектров нейтронов методом времени пролета были опубликованы в [3] для взаимодействий p , d , α и ^{12}C с энергиями 1–2 ГэВ/нукл. с ядрами свинца; в [4] для реакций, вызванных протонами с энергией 2 ГэВ, и в [5] для взаимодействий протонов и дейтронов в интервале энергий 1–3,7 ГэВ со свинцовыми мишенями. В данной работе мы приводим и анализируем результаты по двойным дифференциальным сечениям образования нейтронов во взаимодействиях ядер углерода с энергией 2 ГэВ/нукл. с различными ядрами C, Al, Cu, Cd и Pb.

В последнюю четверть века значительные усилия были предприняты для изучения пространственно-временной картины ядерных реакций при высоких

энергиях и механизмов формирования и распада образующейся в таких реакциях высоковозбужденной ядерной системы. В различных лабораториях мира было выполнено большое число экспериментов в широком интервале энергий сталкивающихся ядер, в которых изучалась эмиссия легких заряженных частиц (LCP), фрагментов промежуточной массы с $Z \geq 3$ (IMF) и жестких фотонов. Экспериментальные данные, полученные на пучках с энергией 0,5–10 ГэВ/нукл., убедительно показывают, что

- ядро-мишень имеет слабую прозрачность и высокую тормозную способность для нуклонов ядра-снаряда в области перекрытия ядер;
- характеристики реакций в значительной степени зависят от центральности столкновений, или переданной энергии ядерной системе;
- пространственно-временная картина реакций носит многоступенчатый, многостадийный характер.

Согласно современным представлениям во взаимодействиях легких релятивистских ядер с ядрами передача энергии ядерной системе происходит на первой быстрой фазе реакции длительностью ~ 35 Фм/с. Первой стадией этой фазы являются первичные нуклон-нуклонные неупругие взаимодействия с образованием π -мезонов, барионных резонансов (в основном Δ -резонансов) и мезонных резонансов ($\rho, \omega, \eta, \eta'$). При этом часть быстрых частиц, главным образом нуклонов и π -мезонов, покидает ядерную систему, а оставшаяся в результате вторичных взаимодействий формирует область горячего источника, файерболла, представляющего собой резонансную ядерную материю. Процесс термализации, расширения и распада файерболла является следующей, второй стадией реакции. На этой стадии часть энергии уносится из системы вылетающими нейтронами и LCP, а оставшаяся часть идет на нагрев ядра-остатка, энергия возбуждения которого может достигать 10 МэВ/нукл. и выше. Последующая, более медленная фаза связана с эволюцией и распадом ядра-остатка, которая в значительной степени зависит от переданной энергии и числа нуклонов в ядре.

В центральных столкновениях с тяжелыми ядрами значительная доля кинетической энергии от ядра-снаряда передается тяжелому ядру-остатку. Эта неустойчивая ядерная система с энергией возбуждения несколько МэВ/нукл. в результате теплового расширения распадается на отдельные нуклоны и ядерные фрагменты (третья стадия реакции). Это явление носит название фрагментации/мультифрагментации и связывается обычно с фазовым переходом жидкость–газ. Отметим, что в отличие от реакций с тяжелыми ядрами в столкновениях с легкими ядрами процесс распада носит быстрый нестатистический характер в силу малого числа нуклонов в системе.

В периферических столкновениях передаваемая ядру-остатку энергия мала и его распад происходит посредством других механизмов — испарения нейтронов и LCP, а также деления для тяжелых ядер. Эти же механизмы свойственны и четвертой, заключительной стадии центральных столкнове-

ний, а именно процессу девозбуждения ядерных фрагментов, образующихся в результате фрагментации высоковозбужденного ядра-остатка.

Таким образом, в процессе эволюции ядерной системы имеются четыре основные стадии ее распада с эмиссией нейтронов и заряженных частиц. На основании этого недавно была предложена феноменологическая модель четырех независимых источников для анализа двойных дифференциальных распределений нейтронов [1, 3–6]. Как было показано в этих работах, модель движущихся источников (МДИ) является эффективным инструментом для описания результатов измерений и определения вкладов и параметров этих источников.

Важно также отметить, что исследование пространственно-временной картины ядерных реакций при высоких энергиях путем изучения эмиссии нейтронов имеет целый ряд преимуществ по сравнению с изучением образования заряженных частиц. Во-первых, в состав ядер входит большое число нейтронов, которые испускаются на всех стадиях формирования и распада ядерной системы в таких реакциях, от начальной стадии (первичных нуклон-нуклонных столкновений) до заключительной стадии (испарения нейтронов из возбужденных ядерных фрагментов). Поэтому энергетические спектры нейтронов представляют собой сумму вкладов от всех этих процессов и несут информацию об эволюции ядерной системы в течение всего времени ее формирования и распада. Во-вторых, нейтроны не имеют заряда, кулоновский барьер не препятствует их эмиссии и их спектры не искажены кулоновским взаимодействием, как в случае заряженных частиц. Следовательно, измерение нейтронных спектров дает уникальную возможность прямого определения характеристик источников без введения значительных модельно-зависимых поправок.

В данной работе МДИ используется для анализа экспериментальных результатов по образованию нейтронов под большими углами в реакциях, вызванных ядрами углерода с энергией 2 ГэВ/нукл.

1. ЭКСПЕРИМЕНТ

Времяпролетный спектрометр, детекторы нейтронов и методика измерений подробно обсуждались ранее, например в [3, 4]. Поэтому здесь приведено только краткое описание эксперимента.

Спектрометр нейтронов был создан на канале медленного вывода синхрофазотрона в измерительном зале 1Б для изучения энергетических характеристик нейтронов, испускаемых из тонких и толстых мишеней при их облучении релятивистскими протонами и легкими ядрами. Схематический вид экспериментальной площадки и нейтронного спектрометра приведен на рис. 1.

Экспериментальные данные по образованию нейтронов во взаимодействиях ядер углерода с энергией 2 ГэВ/нукл. с ядрами были получены в резуль-

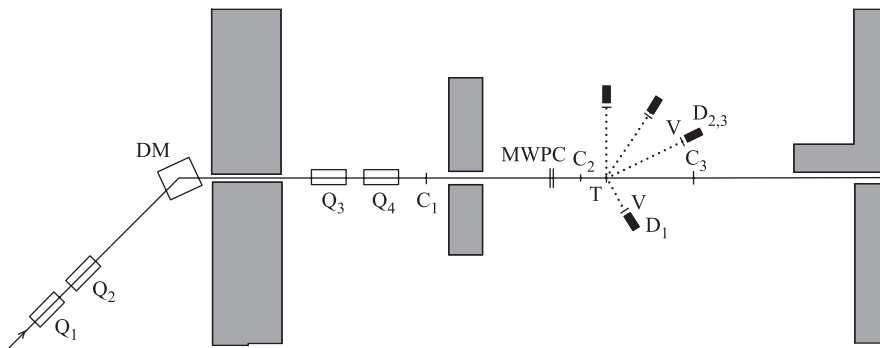


Рис. 1. Расположение нейтронного спектрометра на канале выведенного пучка синхрофазотрона ОИЯИ: C_1 – C_3 — пучковые сцинтилляционные счетчики; MWPC — многопроволочные пропорциональные камеры; T — мишень; V — сцинтилляционные вето-счетчики; D — нейтронные детекторы; Q и DM — квадрупольные и дипольный отклоняющий магниты

тате проведения двух серий измерений. Толщина мишеней вдоль оси пучка составляла 24,3 и 30,6 мм для C, 17,2 и 23,1 мм для Al, 15,6 и 11,2 мм для Cu, 12 мм для Cd и 12 и 13,9 мм для Pb. Интенсивность пучка ядер углерода была $0,5 - 3 \cdot 10^5$ ионов на банч длительностью 350 мс с интервалом между банчами ~ 8 с.

Низкоэнергетическая часть спектра нейтронов измерялась под углом 53° с помощью детектора D_1 с тонким кристаллом стибьена, имеющим диаметр и толщину 4 и 1 см соответственно. В области энергий выше 2,5 МэВ спектры нейтронов измерялись под углами 30 , 53 и 90° детекторами D_2 на основе кристаллов стибьена с диаметром и толщиной 5 см и детекторами D_3 на основе пластических сцинтилляторов с диаметром и толщиной 12 и 20 см соответственно. В итоге, для спектров, измерявшихся под углами 30 и 90° , энергетический интервал составлял 2,5–300 МэВ. В случае измерений под углом 53° нижнее значение энергии составляло 0,25 МэВ для свинцовой мишени и 0,6 МэВ для других мишеней.

Пролетные расстояния равнялись 50 см для детектора D_1 , 75–110 см для детекторов D_2 и 150 и 200 см для детекторов D_3 . Пороги регистрации нейтронов детекторами D_1 , D_2 и D_3 составляли 0,1, 1,0 и 10 МэВ соответственно и выставлялись в специальных измерениях со свинцовой мишенью $8 \times 8 \times 8$ см с помощью метода времени пролета. Перед детекторами размещались вето-счетчики с тонкими пластическими сцинтилляторами для дискриминации заряженных частиц. Для улучшения фоновых условий в детекторах на основе кристаллов стибьена была применена дискриминация γ -квантов по форме импульса.

Система сцинтиляционных пучковых счетчиков использовалась для мониторинга пучка и получения временной отметки по налетающей на мишень частице. Пучковый счетчик, установленный позади мишени, использовался для отбора событий взаимодействия в мишени. Триггер был настроен на отбор событий, в которых максимальный заряд летящего вперед фрагмента был меньше заряда налетающего ядра, или $Z < 6$.

Изучение фона проводилось в специальных измерениях с теньвым конусом и без мишени.

Помимо статистической погрешности основными погрешностями являлись неопределенность эффективности регистрации нейтронов детекторами (4–20 % в зависимости от энергии и типа детектора), погрешность в определении толщины мишеней (3–6 %), неопределенность числа упавших на мишень ядер пучка (3–5 %) и погрешность, связанная с вычитанием фона под спектром нейтронов, который давал значительный вклад (десятки процентов) в области высоких и низких (вблизи порога) энергий.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Измерения были выполнены в области больших углов $\theta \geq 30^\circ$, и фрагментация налетающего ядра в области малых углов не изучалась в данном эксперименте. Измеренные двойные дифференциальные сечения образования нейтронов в исследуемых реакциях показаны на рис. 2 для углов 30° и 90° и на рис. 3 для угла 53° .

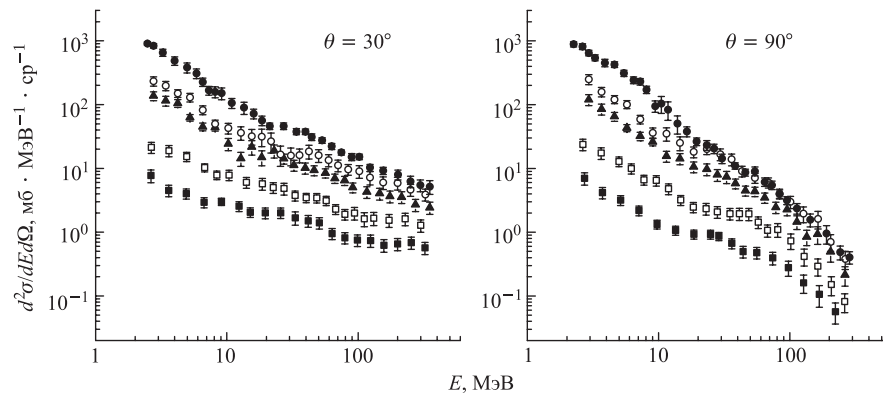


Рис. 2. Двойные дифференциальные сечения образования нейтронов для углов 30° и 90° , измеренные для взаимодействий ядер С с ядрами С (■), Al (□), Cu (▲), Cd (○), Pb (●) при энергии 2 ГэВ/нукл. В указанные на рисунках погрешности входят статистическая погрешность и погрешность эффективности нейтронных детекторов

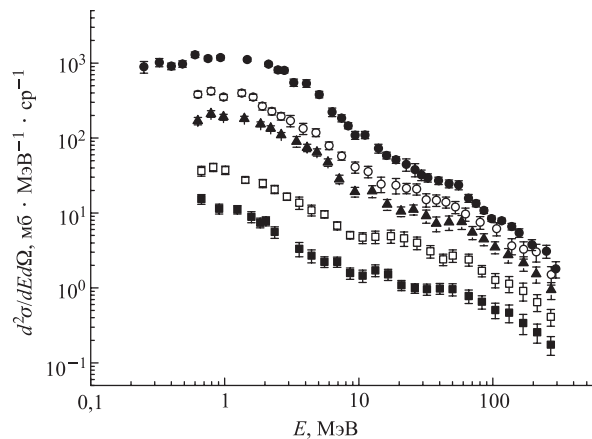


Рис. 3. То же, что на рис. 2, но для угла 53°

С увеличением угла эмиссии доля высокоэнергетических нейтронов уменьшается для всех мишеней, т. е. высокоэнергетические нейтроны, испускаемые на начальной стадии реакции, вылетают преимущественно в переднюю полу-сферу под малыми углами к направлению пучка. Выход нейтронов монотонно возрастает с увеличением массы ядра-мишени. Однако скорость возрастания зависит от энергии нейтронов и существенно отличается в различных энергетических областях. Так, в области выше 70 МэВ выход нейтронов имеет минимальное приращение с переходом от ядер углерода к ядрам свинца, в то время как в области испарительных нейтронов, ниже 5 МэВ, наблюдается наиболее сильная зависимость от типа ядра-мишени (рис. 3).

Наблюдаемая для легких ядер-мишеней относительно низкая интенсивность спектров в области энергий нейтронов $E < 20$ МэВ говорит о том, что в этом случае доминирует первая фаза реакции с быстрым развалом ядра на нуклоны и ядерные фрагменты. При этом как в центральных, так и в периферических столкновениях образующиеся возбужденные легкие ядра-фрагменты не дают за счет механизма испарения существенного вклада в выход нейтронов.

3. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Описание и анализ экспериментальных результатов проводились в рамках МДИ [1, 3–6]. В модели предполагается, что в системе координат каждого из источников нейтроны испускаются изотропно и энергетический спектр нейтронов описывается распределением Максвелла–Больцмана. Всего рассматривается четыре независимых источника, скорости которых различны и

направлены вдоль направления падающего ядра, а параметры температуры, оцениваемые из наклона спектров, определяют степень жесткости соответствующих компонент энергетического спектра нейтронов. Эти источники отражают следующие основные процессы эмиссии нейтронов:

1) источник S_1 является начальной стадией взаимодействия нуклонов налетающего ядра с нуклонами ядра-мишени;

2) источник S_2 соответствует распаду горячего источника, файерболла, формируемого в центральных столкновениях;

3) источник S_3 связан с процессом фрагментации/мультифрагментации высоковозбужденного ядра-остатка, образующегося также в центральных столкновениях;

4) источник S_4 описывает процесс испарения нейтронов из возбужденных ядер-фрагментов на последней стадии реакции.

В целом ряде экспериментов, направленных на изучение эмиссии протонов в области больших углов во взаимодействиях протонов и легких ядер с тяжелыми ядрами, была отмечена определенная характерная особенность их энергетических спектров. Они представляют собой суперпозицию трех компонент с различными параметрами наклона, каждая из которых доминирует в определенной области энергий. Грубо эти области можно обозначить как $E < 20$ МэВ, $20 < E < 70$ МэВ и $E > 70$ МэВ. Наблюдаемые компоненты отражают эмиссию частиц на различных стадиях реакции, и предполагается, что они соответствуют процессам, описываемым источниками S_1 – S_3 .

Следует подчеркнуть, что обсуждаемая феноменологическая модель в первую очередь ориентирована на описание и интерпретацию данных, полученных для сравнительно тяжелых ядер-мишеней с $A_t > 50$.

Таким образом, используемая модель описывает в первом приближении усредненную кинематическую картину эмиссии нейтронов в процессе эволюции ядерной системы, образующейся как в центральных, так и в периферических столкновениях. Так как в данном эксперименте не проводился отбор событий по центральности столкновения, то измеренные энергетические спектры нейтронов являются суммой по событиям с различным прицельным параметром.

Модельное выражение, используемое для подгонки к спектрам нейтронов, измеренных под различными углами $\theta \geq 30^\circ$, имеет вид

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = \sum_{i=1}^4 p A_i \exp \left\{ - \left(\frac{E + m - p \beta_i \cos \theta}{(1 - \beta_i^2)^{1/2}} - m \right) / T_i \right\}, \quad (1)$$

где импульс нейтрона $p = (E^2 + 2Em)^{1/2}$; E — кинетическая энергия нейтрона в л. с. в МэВ; m — масса покоя нейтрона в МэВ; θ — угол вылета нейтрона в л. с.

Описание результатов измерений выражением (1) показало, что четыре параметра A_1 – A_4 существенно зависят от массового числа ядра-мишени, в то время как параметры температуры и скорости источников слабо зависят от типа ядра-мишени и удовлетворяют соотношениям $T_1 > T_2 > T_3 > T_4$ и $\beta_1 > \beta_2 > \beta_3 > \beta_4$.

Результаты подгонки выражения (1) к экспериментальным данным показаны на рис. 4 на примере описания спектров нейтронов под углом 53° для четырех различных ядер-мишеней: Al, Cu, Cd и Pb.

Как видно из рисунка, с помощью модельного представления (1) удается добиться хорошего описания спектров нейтронов во всем исследованном диапазоне энергий. Первый источник доминирует в области энергий нейтронов выше ~ 70 МэВ. Вторым и третьим источниками являются основные в области средних энергий. А последний, четвертый источник дает максимальный вклад в области низких энергий, ниже нескольких МэВ.

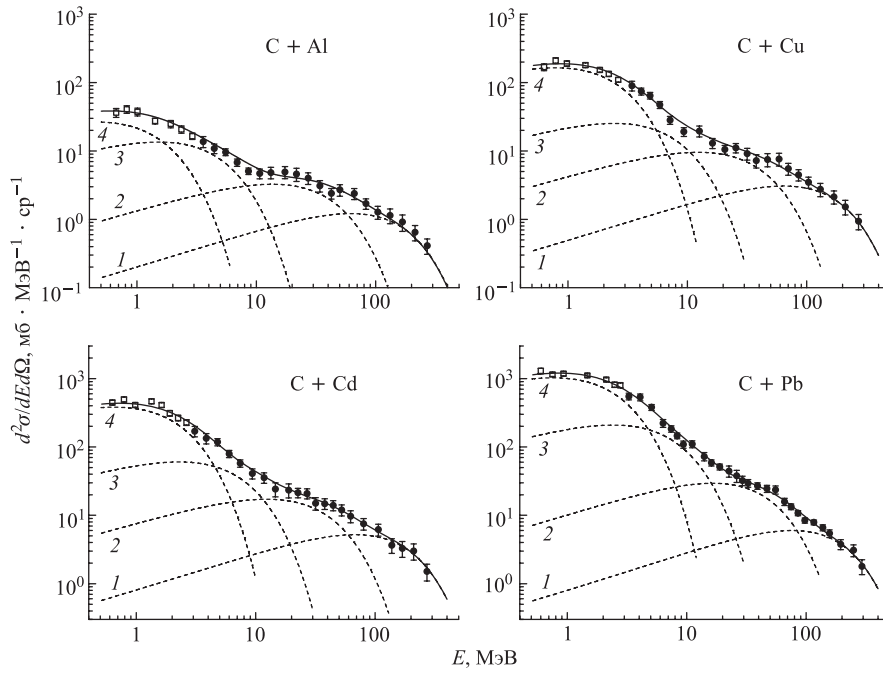


Рис. 4. Описание выражением (1) измеренных спектров нейтронов под углом 53° для четырех ядер-мишеней: Al, Cu, Cd и Pb, где \square — измерения детектором D_1 в области низких энергий; \bullet — измерения другими детекторами нейтронов; пунктирные кривые показывают вклады от различных источников нейтронов, а сплошные кривые есть результат их суммирования

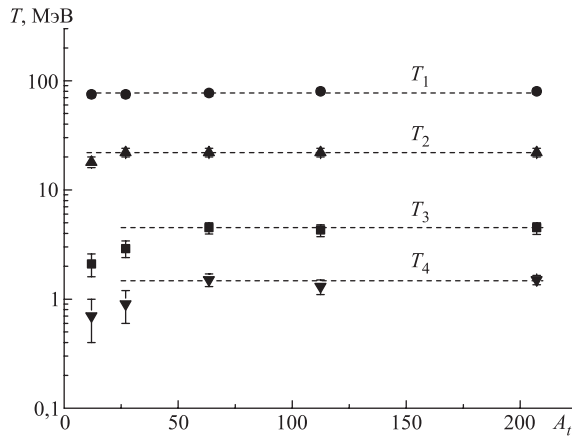


Рис. 5. Зависимость параметров температуры различных источников нейтронов, определенных с помощью выражения (1), от массового числа ядра-мишени

Зависимость параметров температуры источников от массового числа ядра-мишени A_t показаны на рис. 5. Для первых двух источников значения температуры не зависят от типа ядра в пределах имеющихся погрешностей и составляют (77 ± 5) и (22 ± 2) МэВ соответственно. Для двух других источников, S_3 и S_4 , такая же универсальность имеет место в области средних и тяжелых ядер со значениями температуры $(4,5 \pm 0,3)$ и $(1,5 \pm 0,2)$ МэВ соответственно. Для легких ядер получены более низкие значения — T_3 и T_4 . Таким образом, для ядер с массовым числом $A_t > 50$ значения температур для всех источников в первом приближении можно считать независимыми от типа ядра-мишени.

Отметим, что полученные значения температур и скоростей источников нейтронов для ядер-мишеней с $A_t > 50$ находятся в хорошем согласии с ранее полученными величинами для столкновений легких ядер с энергиями 1–2 ГэВ/нукл. с ядрами свинца [3, 6] и протонов с энергией 2 ГэВ с ядрами [4].

Выходы нейтронов определялись путем интегрирования выражения (1) по энергии и телесному углу. При этом значения сечения неупругого взаимодействия ядер углерода с массовым числом $A_p = 12$ с ядрами мишени C, Al, Cu, Cd и Pb находились путем подгонки формулы

$$\sigma_{\text{in}} = \pi r_0^2 (A_p^{1/3} + A_t^{1/3} - b)^2 \quad (2)$$

к имеющимся экспериментальным данным [7–13], как это показано на рис. 6. Оцененные таким образом сечения неупругого взаимодействия для этих ядер составили 846, 1170, 1708, 2246 и 3049 мб соответственно.

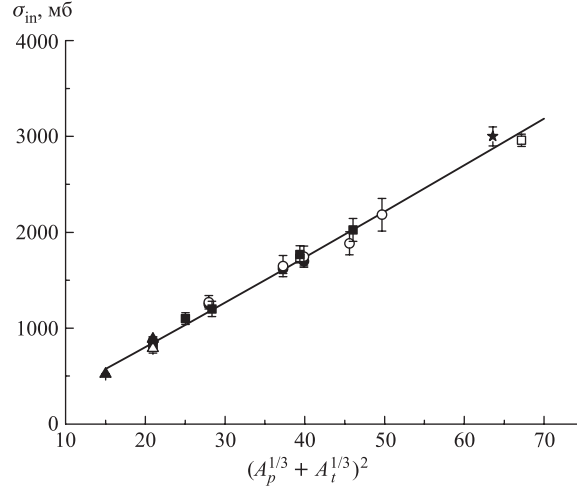


Рис. 6. Результат подгонки формулы (2) к экспериментальным данным по сечениям неупругого взаимодействия ядер углерода с энергией несколько ГэВ на нуклон с ядрами: ★ — [7]; ▲ — [8]; □ — [9]; △ — [10]; ■ — [11]; ● — [12]; ○ — [13]

Парциальный вклад источника S_i в средний полный выход нейтронов M_n находился по формуле

$$M_i = \frac{\sigma_i}{\sigma_{in}} = \frac{1}{\sigma_{in}} \int \frac{d^2\sigma_i}{dEd\Omega} dEd\Omega, \quad (3)$$

где σ_i — сечение образования нейтронов для источника S_i . А средний полный выход нейтронов определялся как сумма парциальных вкладов от различных источников:

$$M_n = \sum_{i=1}^4 M_i. \quad (4)$$

Эти формулы были использованы для оценки средней множественности нейтронов, испускаемых на различных стадиях реакции, и изучения зависимости этих величин от типа ядра-мишени.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В первом приближении сечения образования нейтронов для рассматриваемых источников описываются простой зависимостью от массового числа ядра-мишени:

$$\sigma_i \propto A_t^\alpha, \quad (5)$$

где параметр α для первого источника равен $\sim 2/3$, для второго источника он находится в интервале $2/3 \leq \alpha \leq 1$, следующий, третий источник имеет более сильную зависимость от A_t с $\alpha \approx 5/3$, и наибольшее значение параметра $5/3 \leq \alpha \leq 2$ получено для источника испарительных нейтронов S_4 . Таким образом, с увеличением номера источника зависимость от A_t становится все более сильной.

Зависимость среднего выхода нейтронов от массового числа ядра-мишени показана на рис. 7. Нижняя кривая, соединяющая полученные значения, относится к выходу нейтронов из источника S_1 . Выше последовательно располагаются кривые для сумм выходов из различных источников: $S_1 + S_2$, $S_1 + S_2 + S_3$ и $S_1 + S_2 + S_3 + S_4$. Добавление каждого следующего источника увеличивает выход нейтронов. При этом для легких ядер-мишеней основной вклад вносят первые два источника, т.е. начальная фаза взаимодействия. В области средних массовых чисел все источники вносят сравнимый вклад в эмиссию нейтронов. Для тяжелых ядер, напротив, доминирует фаза распада ядра-остатка, формируемого по окончании первой быстрой фазы столкновения. При этом процесс испарения нейтронов, источник S_4 , вносит наибольший вклад.

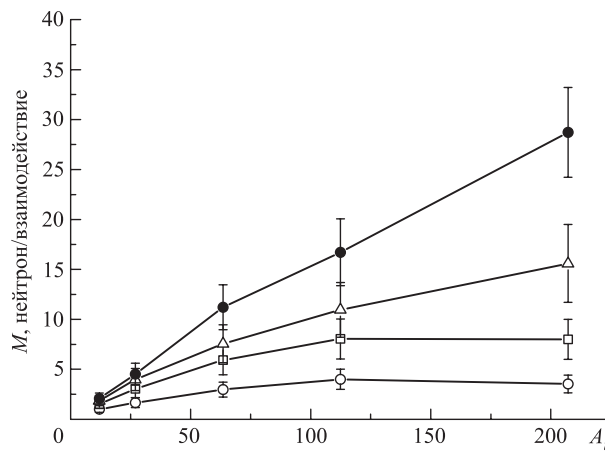


Рис. 7. Зависимость среднего выхода нейтронов в неупругих столкновениях ядер углерода с энергией 2 ГэВ/нукл. с ядрами от массового числа ядра-мишени: ○ — S_1 ; □ — $S_1 + S_2$; △ — $S_1 + S_2 + S_3$ и ● — $S_1 + S_2 + S_3 + S_4$. Кривые проведены через экспериментальные точки

Еще более наглядно вклады различных источников для реакций $C+Al$, $C+Cu$ и $C+Pb$ показаны на рис. 8. Как уже отмечалось выше, для легкого ядра-мишени Al начальная, каскадная стадия столкновения дает наибольший вклад, в то время как процесс испарения из ядер-остатков является наиме-

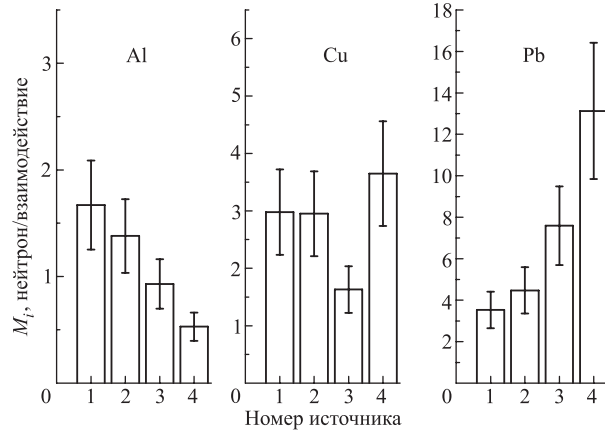


Рис. 8. Средний парциальный выход нейтронов для источников S_1 – S_4 в реакциях $C+Al$, $C+Cu$ и $C+Pb$ при энергии 2 ГэВ/нукл., оцененные с помощью МДИ

нее значимым. В области средних A_t , к которой относится ядро Cu , вклады первых двух процессов, S_1 и S_2 , и последнего процесса, S_4 , являются сравнимыми по величине. С переходом к тяжелому ядру Pb соотношение выходов от различных источников становится противоположным наблюдаемому для легких ядер. Здесь уже доминирует процесс испарения на последней стадии реакции, который дает в среднем около 13 нейтронов на взаимодействие. При этом средняя множественность каскадных нейтронов, источник S_1 , составляет около 3,5 нейтронов на взаимодействие.

Из приведенных на рис. 8 результатов следует, что для тяжелых ядер вторая фаза реакции, источники S_3 и S_4 , вносит определяющий вклад в полную среднюю множественность нейтронов.

Оцененные из результатов измерений величины средней полной множественности нейтронов M_n для реакций на ядрах C , Al , Cu , Cd и Pb составили $(2,1 \pm 0,5)$, $(4,5 \pm 1,0)$, $(11,2 \pm 2,5)$, $(16,7 \pm 3,3)$ и $(28,7 \pm 4,5)$ нейтрон/взаимодействие соответственно. Эти значения удовлетворительно описываются простой зависимостью от массового числа ядра-мишени:

$$M_n = 0,5 + 0,15A_t, \quad (6)$$

как это показано на рис. 9.

Заметим, что в $p + A$ -столкновениях при энергии 2 ГэВ средняя полная множественность нейтронов также приблизительно линейно зависит от массового числа ядра-мишени [4]. Однако ядра углерода при той же энергии на нуклон производят в среднем примерно в $\sim 1,7$ раза больше нейтронов, чем протоны.

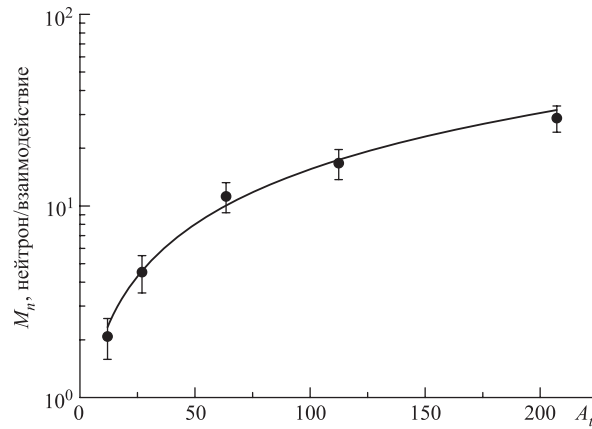


Рис. 9. Зависимость средней полной множественности нейтронов M_n от массового числа ядра-мишени в реакциях, вызванных ядрами углерода с энергией 2 ГэВ/нукл.

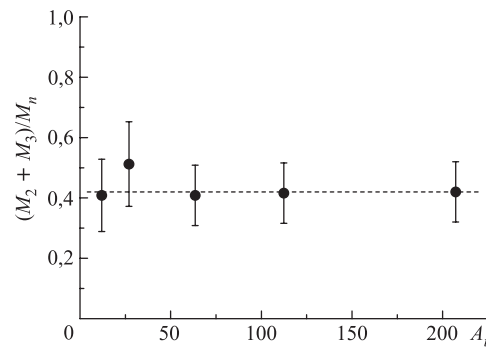


Рис. 10. Относительный вклад в средний выход нейтронов от источников S_2 и S_3 во взаимодействиях ядер углерода с энергией 2 ГэВ/нукл. с ядрами: точки — значения, полученные для ядер C, Al, Cu, Cd и Pb; пунктир соответствует уровню 42 %

Интересным результатом является то, что суммарный относительный вклад в средний выход нейтронов от горячего источника S_2 и процесса фрагментации S_3 (эти оба источника характерны для центральных столкновений) практически не зависит от ядра-мишени и составляет примерно 42 %, как это показано на рис. 10. Ранее при анализе спектров нейтронов, испускаемых в столкновениях протонов с ядрами [4], величина относительного вклада этих источников была определена как 41 %, т. е. практически совпадает с приведенной выше оценкой.

Величины средней множественности нейтронов для быстрой и медленной фаз реакции, соответствующие неупругим столкновениям p (2 ГэВ) и C (2 ГэВ/нукл.) с ядрами Al, Cu и Pb. Погрешность значений M_I и M_{II} составляет $\sim 20\text{--}25\%$

Пучок	Ядро-мишень	M_I	M_{II}	M_I/M_{II}
p	Al	1,5	1,0	1,5
	Cu	2,7	3,1	0,87
	Pb	5,2	16,3	0,32
C	Al	3,0	1,5	2,0
	Cu	5,9	5,3	1,11
	Pb	8,0	20,7	0,39

В таблице приведены оценки величин средней множественности нейтронов M_I и M_{II} для быстрой фазы реакции (источники S_1 и S_2) и медленной фазы (источники S_3 и S_4) соответственно, полученные для взаимодействий протонов с энергией 2 ГэВ и ядер углерода с энергией 2 ГэВ/нукл. с тремя различными ядрами Al, Cu и Pb.

С повышением массового числа ядра-мишени одновременно с увеличением абсолютных значений M_I и M_{II} происходит сильное падение величины отношения M_I к M_{II} . Так, с переходом от ядер Al к ядрам Pb величина отношения уменьшается в ~ 5 раз. По сравнению с пучком протонов, в реакциях, вызванных ядрами углерода, вылетает существенно большее число нейтронов на быстрой фазе, что приводит к увеличению ее вклада в полный выход нейтронов.

Как показали наши измерения на пучках ядер водорода, гелия и углерода с энергиями 1–2 ГэВ/нукл., скорость первого источника S_1 очень слабо зависит от типа ядра-мишени и налетающего ядра-снаряда и составляет в среднем $\beta_1 \sim 0,25$. При этом она примерно в 4–10 раз превышает скорость источника S_2 . Эмиссия нейтронов из источника S_3 , имеющего скорость $\beta_3 \sim 0,005\text{--}0,01$, уже является близкой к изотропной. Во всех реакциях скорость последнего источника S_4 не превышает значения 0,002, т. е. процесс испарения нейтронов из возбужденных ядер-фрагментов на последней стадии реакции носит изотропный характер в л. с.

Интересно отметить, что скорость второго источника нейтронов, связанного с формированием файерболла, уменьшается с увеличением массового числа ядра-мишени. Так, для углеродной мишени $\beta_2 \sim 0,085$, для столкновений с ядрами алюминия значение скорости понижается до $\sim 0,06$, а с переходом в область средних массовых чисел $A_t > 50$ $\beta_2 \sim 0,025$, и практически не изменяется при дальнейшем увеличении A_t . Причем это наблюдается как в $p + A$ -, так и в $C + A$ -реакциях. По-видимому, этот эффект можно объяснить увеличением числа вторичных взаимодействий и вовлечением все большего числа нуклонов в процесс взаимодействия с увеличением массового числа ядра-мишени. Учитывая среднее время жизни файерболла, можно

оценить среднее расстояние, проходимое горячим источником в процессе его эволюции. Оценка показывает, что оно не превышает 1–2 Фм. Примерно такую же величину составляет и пробег π -мезонов внутри ядра. Это расстояние сравнимо по величине с радиусом легких ядер, но значительно меньше размеров ядер с $A_i > 50$. Таким образом, происходит торможение горячего источника внутри ядра по мере увеличения числа вторичных взаимодействий.

Перейдем к сравнению полученных данных с результатами экспериментов, где исследовалась эмиссия ЛСР в pA - и AA -взаимодействиях.

Изучению жесткой компоненты энергетических спектров ЛСР (главным образом протонов и π -мезонов) в области больших углов при энергиях налетающих протонов 1–12 ГэВ и ядер 1–3,7 ГэВ/нукл. посвящено большое число работ, выполненных на пучках синхрофазотрона в Дубне, протонных синхротронов в ИТЭФ и КЕК и ядерных пучках Bevalac в LBNL. В эксперименте [14], где ядра углерода с энергией 3,7 ГэВ/нукл. сталкивались с ядрами С, Си, Sn и Pb, среднее значение параметра температуры, определенной по наклону спектров протонов, составило ≈ 63 МэВ. В другой работе для столкновений ядер неона с энергией 2,1 ГэВ/нукл. с тяжелыми ядрами приведена величина ≈ 87 МэВ [15]. Эти значения находятся в удовлетворительном согласии с величиной $\langle T_1 \rangle \approx (77 \pm 5)$ МэВ, оцененной нами для жесткой компоненты спектров нейтронов.

Изучение процесса эмиссии π -мезонов в таких реакциях показало, что их энергетические спектры состоят из двух компонент, связанных с различными механизмами образования. Как показал анализ экспериментальных данных для С+С- и С+Та-взаимодействий при энергии 3,7 ГэВ/нукл., наиболее жесткую часть спектра формирует прямое рождение π -мезонов, а вторая компонента, вносящая вклад ~ 80 –85%, связана с распадами Δ -резонансов и мезонных резонансов ρ , ω , η , η' [16, 17] и имеет отношение к образованию и распаду горячего источника, файерболо, S_2 .

Можно ожидать, что энергетические спектры испускаемых из такого источника нейтронов и ЛСР характеризуются одинаковым значением параметра температуры, определяемым по наклону спектров. Действительно, анализ нейтронных спектров дает значение параметра температуры $\langle T_2 \rangle \approx (22 \pm 2)$ МэВ, которое практически совпадает с величиной, полученной для спектров t и ${}^4\text{He}$ в $p+Au$ -взаимодействиях при энергиях 1,9 и 2,5 ГэВ [18], и также хорошо согласуется со значением 18–20 МэВ, найденным путем анализа спектров ЛСР в реакции ${}^3\text{He}+Au$ при энергиях 1,8 и 4,8 ГэВ [19]. Отметим, что и в столкновениях $Au+Au$ при энергии 1 ГэВ/нукл. для спектров протонов было получено близкое значение температуры наклона ≈ 26 МэВ [20]. Однако в этом случае вклад коллективного потока частиц может оказаться значительным.

Недавно в работе [21] было показано, что источник тепловых π -мезонов, формируемый во взаимодействиях протонов с энергией 1–4 ГэВ с тяжелыми

ядрами, также должен иметь близкое значение температуры ≈ 24 МэВ. По-видимому, в таких реакциях в процессе эволюции файерболла достигается тепловое равновесие, о чем свидетельствуют близкие значения параметров наклона спектров нуклонов и π -мезонов.

В последние два десятилетия, пожалуй, наибольшее число экспериментальных исследований было посвящено изучению процесса фрагментации/мультифрагментации высоковозбужденного ядра-остатка путем измерения энергетических спектров и выходов LCP и IMF. В случае ядерной системы с большим числом нуклонов процесс распада носит статистический характер с установлением теплового равновесия. При этом обычно полагают, что распад системы на отдельные нуклоны и заряженные фрагменты в результате ее расширения под действием тепловой энергии и кулоновских сил происходит в некоторый момент времени (freeze-out) с характерным значением температуры T_f , соответствующим фазовому переходу типа жидкость–газ. Для экспериментальной оценки значения T_f было развито несколько различных методов, критическому анализу которых посвящены работы [22, 23]. В используемой нами для анализа нейтронных спектров МДИ эта температура соответствует температуре третьего источника T_3 , усредненной по событиям с различной энергией возбуждения ядер-остатков.

В работах [24–26], где температура этого источника определялась по параметру наклона энергетических спектров LCP в реакциях на тяжелых ядрах, измерения дали оценку 4,6–4,8 МэВ, которая удовлетворительно согласуется с результатами, полученными с помощью ядерных термометров He-Li [27–31] и He-PD, He-DT [29, 32], а также с температурой тепловой компоненты испускаемых фотонов [33]. Эти значения в пределах погрешностей совпадают с результатом, полученным нами из анализа нейтронных спектров в столкновениях легких релятивистских ядер с ядрами в области $A_t > 50$. Значения скорости этого источника нейтронов также находятся в хорошем согласии с величинами, полученными для источника заряженных фрагментов в реакциях, вызванных протонами с энергиями 1–5 ГэВ [34–37] и легкими ядрами с энергиями 1–2 ГэВ/нукл. [19, 35].

Таким образом, как нейтронный термометр, так и ядерные термометры, использующие данные по образованию LCP, дают близкие значения температуры развала ядерной системы T_f .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В эксперименте с релятивистскими ядрами углерода впервые получены результаты по двойным дифференциальным сечениям образования нейтронов в области энергий выше 1 ГэВ/нукл. для ядер-мишеней C, Al, Cu, Cd и Pb и изучена зависимость эмиссии нейтронов под большими углами от массового числа ядра-мишени.

Основной акцент при анализе результатов измерений сделан на изучении пространственно-временной картины эмиссии нейтронов и определении характеристик и вкладов источников частиц, соответствующих различным процессам распада ядерной системы в процессе ее эволюции. При этом мы старались следовать принципу минимального привлечения теоретических моделей для интерпретации полученных данных, что, по нашему мнению, позволяет получить наиболее прямую и достоверную экспериментальную информацию об исследуемом явлении. Для анализа результатов измерений была использована феноменологическая модель четырех движущихся источников — МДИ [1, 3–6], описывающая кинематику реакции с выделением основных процессов распада с эмиссией частиц.

Основная направленность этой модели — описание эмиссии нейтронов в реакциях с тяжелыми ядрами при энергиях бомбардирующих частиц (адронов и легких ядер) $0,5 < E < 10 A$ ГэВ. В этой области энергий сечения образования горячего источника (файербола) и последующего распада высоковозбужденного ядра-остатка путем тепловой фрагментации/мультифрагментации становятся значительными, и эти процессы вносят существенный вклад в образование нейтронов в реакциях. При этом важно отметить, что если для тяжелых ядер процесс фрагментации (источник S_3) носит статистический характер и характеризуется наступлением теплового равновесия в системе, то для легких ядер с малым числом нуклонов он является неравновесным.

Анализ результатов измерений показал, что, несмотря на сложную пространственно-временную картину реакций при высоких энергиях с наличием нескольких стадий эмиссии нейтронов и заряженных частиц, все же удается надежно выделить различные компоненты в спектрах нейтронов, отвечающие за определенные механизмы/источники образования частиц. В подходе МДИ в качестве таких источников рассматриваются первичные неупругие нуклон-нуклонные взаимодействия, распад горячего файербола, распад высоковозбужденного ядра-остатка, образующегося по завершении первой быстрой фазы реакции, и испарение нейтронов из возбужденных ядер-фрагментов на заключительной стадии реакции.

С помощью МДИ нами были определены такие важные параметры, как температура и скорость источников, соответствующих различным стадиям столкновения. Показано, что для ядер с массовым числом $A_t > 50$ значения параметров температуры источников становятся независимыми от ядра-мишени. Оценка температуры горячего файербола, природа которого, по видимому, связана с образованием и распадом резонансной ядерной материи, составляет $T_2 = (22 \pm 2)$ МэВ и близка к значениям, полученным в ряде экспериментов на основе изучения спектров ЛСР и π -мезонов. Это говорит в пользу предположения о тепловом характере эмиссии частиц из файербола.

Определенная по наклону третьей компоненты спектров нейтронов температура T_3 для тяжелых ядер соответствует процессу тепловой фрагмента-

ции/мультифрагментации и составляет $(4,5 \pm 0,3)$ МэВ. Ранее близкое значение $(4,7 \pm 0,3)$ МэВ было получено нами из анализа спектров нейтронов, испускаемых под большими углами во взаимодействиях p , d , α и ^{12}C с энергиями 1–2 ГэВ/нукл. с ядрами Pb [3]. Эти значения, как и скорость фрагментирующего ядра-остатка, хорошо согласуются с оценками, полученными в работах, где исследовались характеристики образующихся заряженных частиц. Это указывает на то, что эти нейтроны испускаются одновременно с заряженными частицами в одном и том же процессе. При этом важно подчеркнуть, что так как энергетические спектры нейтронов не искажены влиянием кулоновских сил, то определение параметра наклона для этой компоненты нейтронов дает возможность прямого независимого определения температуры ядерной системы в момент ее развала T_f .

Заключительный процесс, девозбуждение образующихся ядер-фрагментов путем каскадного испарения нейтронов, характеризуется параметром температуры T_4 , значения которого составляют $(1,5 \pm 0,2)$ МэВ для ядер в области средних и больших массовых чисел и 0,7–1,2 МэВ для легких ядер-мишеней (C, Al). Скорость такого источника близка к нулю, и нейтроны имеют изотропное угловое распределение.

Из вполне хорошего согласия параметров источников заряженных частиц и нейтронов можно сделать вывод, что использованная для анализа экспериментальных данных феноменологическая МДИ адекватно отражает картину формирования и распада ядерной системы в реакциях при высоких энергиях.

Из полученных результатов следует, что в центральных столкновениях с большой передачей энергии стадии распада файерболла (источник S_2) и фрагментации ядра-остатка (источник S_3) играют значительную роль в образовании нейтронов и в среднем дают $\sim 42\%$ полного выхода нейтронов в реакциях вне зависимости от массового числа ядра-мишени, а также от типа налетающего ядра-снаряда, если учесть результат, полученный для pA -взаимодействий при энергии 2 ГэВ [4]. При этом в реакциях на легких ядрах доминирующий вклад в образование нейтронов вносит первая быстрая фаза реакции (источники S_1 и S_2). Для ядер в области средних массовых чисел все четыре источника вносят значимый вклад в нейтронный выход. В то же время для тяжелых ядер наблюдается обратная картина по сравнению с описанной для легких ядер. Здесь уже доминирует вторая фаза реакции, связанная с процессом фрагментации высоковозбужденного ядра-остатка и испарения нейтронов на заключительной стадии (источники S_3 и S_4).

ЛИТЕРАТУРА

1. Юревич В. И. // ЭЧАЯ. 2009. Т. 4. С. 101.
2. Heilbronn L. et al. // Phys. Rev. C. 2006. V. 73. P. 024603.
3. Юревич В. И. и др. // ЯФ. 2006. Т. 69. С. 1531.

4. Юревич В.И. и др. Препринт ОИЯИ РЗ-2010-29. Дубна, 2010.
5. Юревич В.И. и др. // Письма в ЭЧАЯ. 2006. Т. 3, №3. С. 49.
6. Yurevich V.I. // Proceedings of the XLVI Intern. Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, Italy, 2008. Milano Univ., 2008. Suppl. No.129. P. 45.
7. Cheshire D.L. et al. // Phys. Rev. D. 1974. V. 10. P. 25.
8. Jaros J.A. Preprint LBNL-3849. LBNL, 1975; Preprint LBNL-7509. LBNL, 1977.
9. Heckman H.H. et al. // Phys. Rev. C. 1978. V. 17. P. 1735.
10. Abdurahmanov E.O. et al. JINR Preprint E1-11517. Dubna, 1978; JINR Preprint E1-12548. Dubna, 1979.
11. Aksinenko V.D. et al. JINR Preprint E1-12713. Dubna, 1979.
12. Kox S. et al. // Phys. Lett. B. 1985. V. 159. P. 15.
13. Kox S. et al. // Phys. Rev. C. 1987. V. 35. P. 1678.
14. Adyasevich B.P. et al. // Phys. Lett. B. 1984. V. 142. P. 245.
15. Jacak B.V. et al. // Phys. Rev. C. 1987. V. 35. P. 1751.
16. Backovic S. et al. // Кратк. сообщ. ОИЯИ. 1992. №2[53]-92. С. 58.
17. Бекмурзаев П.Н. и др. // ЯФ. 1995. Т. 58. С. 1822.
18. Budzanowski A. et al. arXiv:nucl-ex/0801.4512v1. 29 Jan. 2008.
19. Bracken D.S. et al. // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. P. 034612.
20. Odeh T. et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 4557.
21. Kowalczyk A. arXiv:nucl-ex/0801.0700v1. 4 Jan. 2008.
22. Natowitz J.B. et al. // Phys. Rev. C. 2002. V. 65. P. 034618.
23. Kelić A. et al. // Eur. Phys. J. A. 2006. V. 30. P. 203.
24. Ledoux X. et al. // Phys. Rev. C. 1998. V. 57. P. 2375.
25. Viola V.E. et al. // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 132701.
26. Chbihi A. et al. // Eur. Phys. J. A. 1999. V. 5. P. 251.
27. Pochodzalla J. et al. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. P. 1040.
28. Siwek A. et al. // Phys. Rev. C. 1998. V. 57. P. 2507.
29. Hauger J.A. et al. // Phys. Rev. C. 1998. V. 57. P. 764.
30. Jakobsson B. et al. // Phys. Lett. B. 2007. V. 644. P. 228.
31. Andronenko M.N. et al. arXiv:nucl-ex/0112014v1. 27 Dec. 2001.
32. Viola V.E. et al. arXiv:nucl-ex/0604012v1. 20 Apr. 2006.
33. d'Enterria D.G. et al. // Phys. Lett. B. 2002. V. 538. P. 27.
34. Westfal G.D. et al. // Phys. Rev. C. 1978. V. 17. P. 1368.
35. Warwick A.I. et al. // Phys. Rev. C. 1983. V. 27. P. 1083.
36. Porile N.T. et al. // Phys. Rev. C. 1989. V. 39. P. 1914.
37. Shigyo N. et al. // J. Nucl. Sci. Technol. 1995. V. 32(1). P. 1.

Получено 23 июня 2010 г.

Редактор А. И. Петровская

Подписано в печать 14.10.2010.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,37. Уч.-изд. л. 1,7. Тираж 365 экз. Заказ № 57130.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/