

P3-2010-29

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

ОБРАЗОВАНИЕ НЕЙТРОНОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 2 ГэВ С ЯДРАМИ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

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

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

Юревич В. И., Яковлев Р. М., Ляпин В. Г.

P3-2010-29

Образование нейтронов при взаимодействии протонов с энергией 2 ГэВ с ядрами

Методом времени пролета измерены двойные дифференциальные сечения образования нейтронов в реакциях протонов с энергией 2 ГэВ с ядрами Be, Al, Cu, Cd и Pb в области углов больше 30° . Анализ экспериментальных данных проводится в рамках феноменологической модели четырех движущихся источников, включающей испускание нейтронов в первичных нуклон-нуклонных столкновениях, при распаде горячего источника (файербола), в процессе мультифрагментации и при девозбуждении ядерных фрагментов путем испарения нейтронов. Значения параметров температуры для всех источников носят универсальный характер и практически не зависят как от ядра мишени, так и от энергии налетающей частицы в области выше 0,5 ГэВ. Найдено, что для всех реакций относительный вклад в среднюю множественность нейтронов от распада горячего источника и мультифрагментации составляет около 41 %.

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

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2010

Yurevich V. I., Yakovlev R. M., Lyapin V. G.

P3-2010-29

Neutron Production in Interaction of 2-GeV Protons with Nuclei

Neutron production double differential cross sections for reactions of 2-GeV protons with the nuclei Be, Al, Cu, Cd and Pb have been measured by the TOF method in the angular range above 30° . The experimental data analysis is performed in the framework of a phenomenological model with four moving sources including neutron emission in the first nucleon-nucleon collisions, a hot source (fireball) decay, multifragmentation and de-excitation of nuclear fragments by neutron evaporation. The magnitudes of temperature parameters for all the sources are universal and practically do not depend on the target nucleus and incident particle energy in the region above 0.5 GeV. It is found that relative contribution of the hot source decay and multifragmentation to the mean neutron multiplicity in the reactions is about 41%.

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

Интерес к данным по эмиссии нейтронов в столкновениях адронов и легчайших ядер с ядрами при релятивистских энергиях обусловлен важностью этого процесса в эволюции ядерной системы, образующейся в реакции. Поэтому экспериментальные двойные дифференциальные сечения образования нейтронов и других заряженных частиц имеют высокую ценность для проверки предсказательной силы и развития теоретических моделей и кодов. Кроме того, имеется все возрастающая потребность в нейтронных данных в области высоких энергий для различных приложений ускорителей и космических исследований, что объясняется значительной ролью нейтронов в формировании радиационных полей.

Двойные дифференциальные сечения образования нейтронов протонами в области энергий выше 500 МэВ измерялись методом времени пролета в PSI [1], LANL [2, 3], КЕК [4, 5], Сакле [6, 7], ИТЭФ [8–11] и ОИЯИ [12, 13]. На пучках легких ядер подобные данные были недавно получены в области 135–600 АМэВ [14–16] и 1–2 АГэВ [12].

В данной статье представлены результаты измерений двойных дифференциальных сечений образования нейтронов в реакциях, вызванных протонами с энергией 2 ГэВ в области углов $\theta \geq 30^\circ$. Измерения были выполнены для мишеней Ве, Al, Cu, Cd и Pb методом времени пролета на выведенном пучке синхрофазотрона ОИЯИ в рамках сотрудничества ОИЯИ и Радиевого института им. В. Г. Хлопина (Санкт-Петербург). Анализ экспериментальных результатов проведен на основе предложенной в [12] феноменологической модели движущихся источников (МДИ), описывающей усредненную кинематику основных процессов эмиссии нейтронов в реакциях при высоких энергиях. Необходимо отметить, что эта модель отличается от традиционной интерпретации энергетических спектров нейтронов на основе представления о трехстадийном характере их образования в процессах внутриядерного каскада, предравновесной эмиссии и испарения. В ней предполагается, что два новых источника нейтронов, горячий источник, образуемый после первой стадии нуклон-нуклонных столкновений, и последующая стадия тепловой мультифрагментации, доминируют в области энергий нейтронов в десятки МэВ, внося основной вклад в среднюю часть энергетических спектров. Обоснова-

нием такого подхода является то, что эти процессы ответственны за образование легких заряженных частиц в реакциях при энергиях выше 1 ГэВ, и естественно ожидать, что в них должно также испускаться большое число нейтронов. В связи с этим наибольшее внимание в статье уделено выделению этих источников нейтронов и изучению их характеристик и вкладов в среднюю множественность нейтронов в зависимости от массового числа ядра мишени.

1. ЭКСПЕРИМЕНТ

Времяпролетный спектрометр размещался в измерительном зале 1Б на канале №38 медленного вывода синхрофазотрона. Равномерный по интенсивности вывод пучка осуществлялся в течение 350 мс с периодом 9 с. Типичное значение интенсивности пучка составляло примерно $1,5 \cdot 10^5$ протонов за цикл. Выведенный пучок проходил коллиматор, систему магнитных линз и фокусировался в точке расположения мишени. Схема расположения мишени и детекторов на экспериментальной площадке показана на рис. 1.

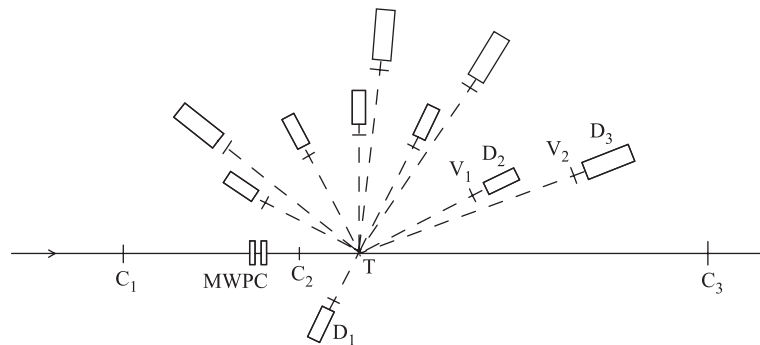


Рис. 1. Расположение детекторов и мишени в измерениях методом времени пролета: C_1 – C_3 — пучковые сцинтилляционные счетчики; MWPC — многопроволочные пропорциональные камеры; T — мишень, V_1 и V_2 — сцинтилляционные вето-счетчики, D_1 – D_3 — нейтронные детекторы

Мониторинг падающих на мишень частиц пучка и взаимодействий в мишени выполнялось с помощью пучковых счетчиков C_1 – C_3 на основе пластических сцинтилляторов, изготовленных в ОИЯИ. В измерениях использовались два типа пучковых триггеров: первый — по налетающей частице пучка в виде быстрого совпадения сигналов с пучковых счетчиков, расположенных перед мишенью, $C_1 \otimes C_2$, и второй — по отсутствию за мишенью частицы

пучка, вызвавшей срабатывание этих двух детекторов, $C_1 \otimes C_2 \otimes C_3$ (veto). Первый триггер являлся основным, а второй использовался для определения фонового вклада в результаты измерений. Временная привязка по налетающей частице осуществлялась по импульсу пучкового счетчика C_2 , находившегося на расстоянии около 50 см перед мишенью. Профиль пучка контролировался с помощью двух многопроволочных пропорциональных камер MWPC, размещенных перед счетчиком C_2 . Поперечный размер пучка составлял 15–20 мм (полная ширина на половине высоты). Событие регистрировалось в случае возникновения совпадения сигнала от пучкового триггера и сигнала хотя бы от одного из нейтронных детекторов. Список использованных в эксперименте мишеней, включая информацию об углах измерения и интервала энергий нейтронов, приведен в табл. 1.

Таблица 1. Измерения двойных дифференциальных сечений образования нейтронов, выполненные при энергии протонов 2 ГэВ

Мишень	Толщина по пучку, мм	Угол, °	Область энергий, МэВ
Be	46,2	30, 90, 150 120	$E > 3$ $0,5 < E < 4,5$
Al	17,3	30, 60, 90, 120	$E > 2$
Cu	11,4; 15,6	30, 60, 90, 120	$E > 2$
Cd	12	30, 60, 90, 120	$2 < E < 20$
Pb	6,9; 12	30, 60, 90, 150 120	$E > 2$ $E > 0,5$

Регистрация нейтронов осуществлялась с помощью трех типов нейтронных детекторов. Низкоэнергетическая часть спектра нейтронов 0,5–3 МэВ была измерена под углом 120° в опытах с мишенями бериллия и свинца с помощью детектора D_1 на основе тонкого кристалла стильбена. Область энергий выше 2–3 МэВ исследовалась с помощью детекторов на основе кристаллов стильбена большего объема D_2 и детекторов D_3 на базе толстого пластического сцинтиллятора. Расстояние от мишени до нейтронных детекторов составляло 64 см для D_1 , 115–125 см для D_2 и 200–220 см для D_3 .

Для дискриминации заряженных частиц были применены вето-счетчики с тонкими пластическими сцинтилляторами, которые располагались перед нейтронными детекторами. Применение метода разделения нейтронов и гамма-квантов по форме импульса для детекторов на основе кристаллов стильбена позволило значительно уменьшить фон от рассеянного и прямого гамма-излучения. Для дальнейшего уменьшения фона от низкоэнергетических гамма-квантов нейтронные детекторы были окружены защитным слоем из свинца толщиной 3 мм.

Список детекторов спектрометра, включающий размеры сцинтилляторов и используемые фотоумножители, приведен в табл. 2.

Таблица 2. Сцинтилляционные детекторы спектрометра на основе пластических сцинтилляторов (пл.) и кристаллов стльбена (ст.)

Детектор	Размер сцинтиллятора, мм	ФЭУ
Пучковые счетчики:		
C ₁	100 × 100 × 5 (пл.)	ФЭУ87 (ФЭУ85)
C ₂	40 × 40 × 3 (пл.)	ФЭУ87
C ₃	100 × 100 × 5 (пл.)	ФЭУ87
Вето-счетчики:		
V ₁	130 × 130 × 3 (пл.)	ФЭУ87
V ₂	150 × 150 × 5 (пл.)	ФЭУ30
Нейтронные детекторы:		
D ₁	∅40 × 10 (ст.)	ФЭУ30
D ₂	∅50 × 50 (ст.)	ФЭУ30
D ₃	∅120 × 200 (пл.)	ФЭУ63

Пороги регистрации нейтронов для детекторов D₁ и D₂ составляли 0,1 и 1 МэВ соответственно, а для детекторов D₃ использовалось два значения порога 10 и 30 МэВ. Пороги выставлялись в специальных измерениях со свинцовой мишенью 8 × 8 × 8 см с использованием однозначного соответствия между временем пролета и энергией нейтрона. Эффективность регистрации является важнейшей характеристикой для нейтронных детекторов, и изучению ее зависимости от энергии нейтронов были посвящены специальные эксперименты [17]. В области низких энергий измерения были выполнены с эталонным источником нейтронов ²⁵²Cf. Эффективность детекторов при энергиях выше 2 МэВ изучалась в относительных измерениях в нейтронном спектре толстой свинцовой мишени, облучаемой протонами. В качестве опорного детектора с известной эффективностью был использован тонкий детектор D₁ с низким порогом, эффективность которого рассчитывалась в приближении однократного взаимодействия. Дополнительно в области сотен МэВ значения эффективности детектора D₃ были получены в одновременном измерении спектров протонов и нейтронов, образуемых в столкновениях легких ядер с одинаковым числом протонов и нейтронов ⁶Li + ¹²C и ¹²C + ¹²C. При этом предполагалась идентичность жесткой части энергетических спектров нуклонов. Примеры полученных зависимостей для эффективности регистрации нейтронов различными детекторами показаны на рис. 2. Погрешности величины эффективности составляют 4–10 % для D₁, 7–12 % для D₂ и 10–20 % для D₃ и зависят от энергии нейтрона.

Электроника и система сбора информации, поступающей с детекторов спектрометра, были выполнены в стандарте КАМАК. Время пролета опре-

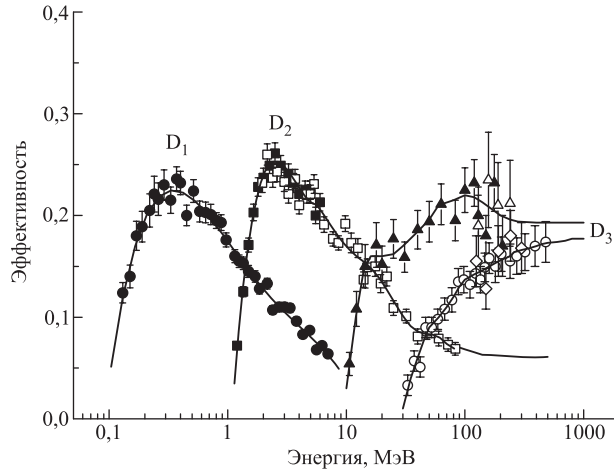


Рис. 2. Зависимость эффективности нейтронных детекторов от энергии нейтронов: ●, ■ — измерения с источником ^{252}Cf ; □, ▲, ○ — измерения с толстой свинцовой мишенью; △, ◇ — измерения относительно спектра протонов в реакциях ${}^6\text{Li} + {}^{12}\text{C}$ и ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$; ▲, △ соответствуют детектору D_3 с порогом регистрации 10 МэВ; ○, ◇ — детектору D_3 с порогом регистрации 30 МэВ; кривые — использованные зависимости

делялось по разнице прихода сигналов от второго пучкового счетчика и нейтронного детектора. Для этого сигналы с дискриминаторов подавались на входы ВЦП. В дальнейшем во время обработки данных проводилась коррекция временных спектров путем введения дополнительного смещения, величина которого зависела от амплитуды импульса нейтронного детектора. Величина этой поправки находилась из определения смещения пика мгновенных гамма-квантов в зависимости от амплитуды импульса. Временное разрешение, измеренное по ширине пика мгновенных гамма-квантов на половине его высоты, равнялось $\sim 1,0$ нс для детекторов всех типов.

Кинетическая энергия нейтронов E (МэВ) вычислялась из значений пролетной базы L (м) и времени пролета t (нс) с помощью выражения

$$E = m[(1 - \beta^2)^{-1/2} - 1] = m[(1 - 11,1265L^2/t^2)^{-1/2} - 1], \quad (1)$$

где m — масса покоя нейтрона в МэВ; β — отношение скорости нейтрона к скорости света. Относительная погрешность значения кинетической энергии находится как

$$\frac{\sigma_E}{E} = \gamma(\gamma + 1) \left[\left(\frac{\sigma_L}{L} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_t}{t} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (2)$$

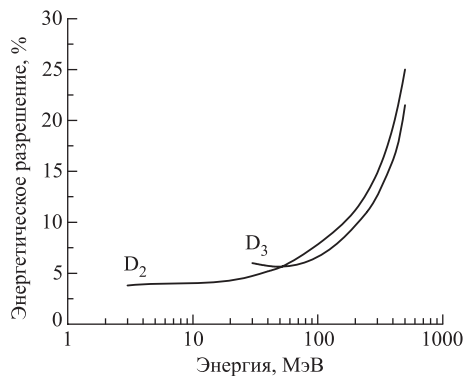


Рис. 3. Зависимость энергетического разрешения в измерениях с детекторами D₂ и D₃ от кинетической энергии нейтронов

Зависимость энергетического разрешения от кинетической энергии нейтронов для детекторов D₂ и D₃ показана на рис. 3.

Двойное дифференциальное сечение образования нейтронов находилось как

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = \frac{\Delta N}{\Delta E \cdot \Delta\Omega \cdot \varepsilon(E) \cdot I \cdot n}, \quad (3)$$

где ΔN — число отсчетов в интервале энергий ΔE , соответствующем энергии E после введения необходимых поправок; I — число частиц пучка, упавших на мишень; $\Delta\Omega$ — телесный угол; $\varepsilon(E)$ — эффективность регистрации; n — число ядер мишени на 1 см².

Помимо основных измерений проводились дополнительные опыты без мишени и с теньвым железным конусом длиной 70 см для определения вкладов от фоновых событий. Основными источниками фона были: 1) ядерные взаимодействия частиц пучка с элементами пучкового тракта (коллиматоры, сцинтилляторы пучковых счетчиков) и воздухом и 2) рассеяние нейтронов и гамма-квантов в материалах установки, от пола и в воздухе.

Во время обработки результатов вводились поправки на мертвое время спектрометра, взаимодействие нейтронов в мишени, в сцинтилляторе вето-счетчика и в свинцовом слое, окружающем нейтронный детектор. Суммарная поправка на выбывание нейтронов из-за взаимодействия в мишени, в сцинтилляторах вето-детекторов и в свинцовом слое перед нейтронным детектором, а также на рассеяние в детектор при прохождении нейтронами мишени составила в среднем 11 % за исключением ряда измерений для мишеней Be, Al и Cu, где поправка достигала 27 %. Систематическая погрешность, связанная с определением числа ядер мишени и числа упавших на мишень

где σ_L — неопределенность пролетной базы; σ_t — временное разрешение спектрометра. В неопределенность пролетной базы вносит вклад как пространственный разброс точек взаимодействия протонов в мишени σ_{L1} , так и протяженность сцинтиллятора детектора мишени σ_{L2} . При расчете последней величины добавляется член $0,5H(1 - V/V_0)$, связанный с неопределенностью точки взаимодействия в детекторе толщиной H (V — скорость нейтрона, $V_0 = 1/7$ м/нс — скорость распространения света в пластическом сцинтилляторе).

протонов, а также с учетом фона, для различных углов и детекторов составляла от 16 до 25 %.

Более подробно некоторые методические вопросы отражены в [18, 19].

2. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ

Энергетические спектры нейтронов измерялись в области больших углов $\theta \geq 30^\circ$, где эмиссия нейтронов определяется процессами распада образующейся в реакции ядерной системы, а вклад от рождения нейтронов в упругом и квазиупругом взаимодействии протонов с одним из нуклонов ядра мишени пренебрежимо мал.

В качестве примера на рис. 4 представлены энергетические спектры нейтронов, измеренные под углами 30° и 90° . Хорошо видно, как с увеличением массового числа мишени выход нейтронов возрастает во всем диапазоне энергий.

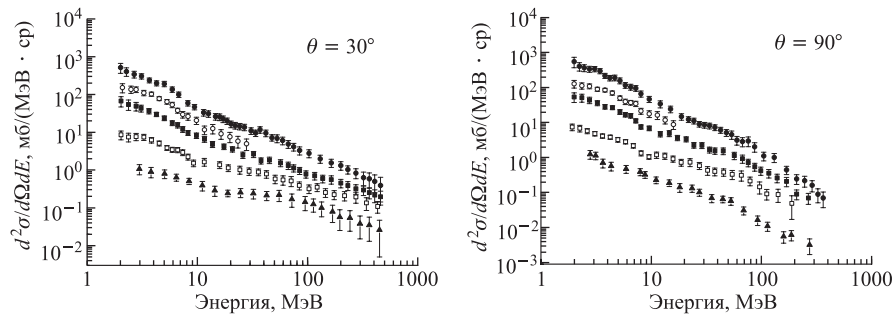


Рис. 4. Энергетические спектры нейтронов, измеренные под углами 30° (слева) и 90° (справа) при взаимодействии протонов с энергией 2 ГэВ с ядрами Be (\blacktriangle), Al (\square), Cu (\blacksquare), Cd (\circ), Pb (\bullet)

На рис. 5 показаны результаты наших измерений для мишеней Be, Al, Cu и Cd совместно с данными LANL при энергии протонов 0,8 ГэВ [3], ИТЭФ при энергии протонов 1,6 ГэВ [10, 11], 2,2 и 6,6 ГэВ [9] и КЕК при 1,5 и 3,0 ГэВ [4, 5]. Аналогичное сравнение экспериментальных результатов, но для ядер свинца показано на рис. 6. Для реакции с легчайшим ядром Be в пределах погрешностей эксперимента имеется удовлетворительное согласие измеренных нами спектров при энергии протонов 2 ГэВ с данными LANL, полученными при существенно более низкой энергии. Для алюминиевой мишени наши результаты несколько превышают данные LANL. Ниже 20 МэВ они лучше согласуются с измерениями, выполненными в КЕК, в то время

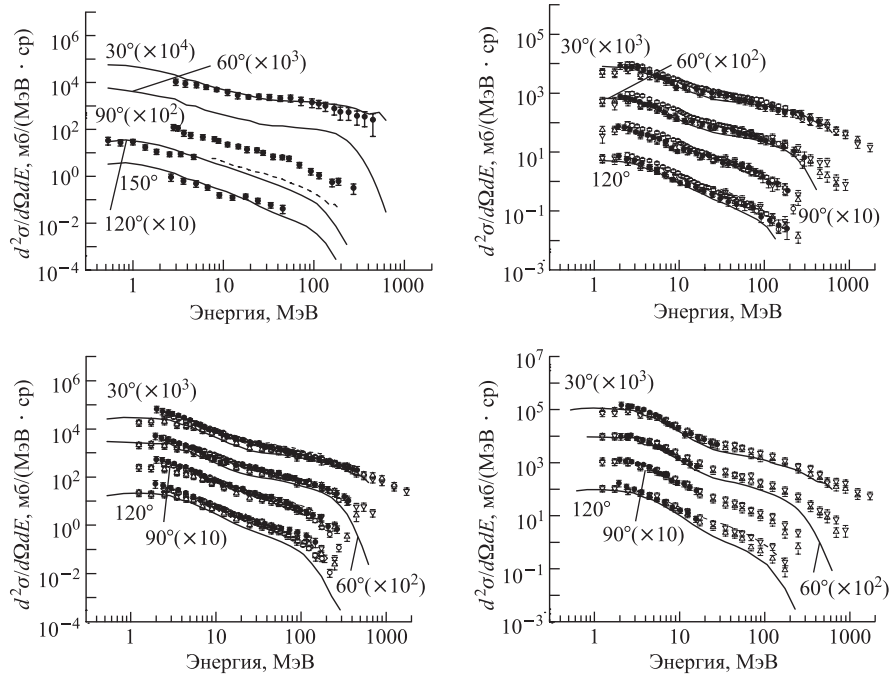


Рис. 5. Сравнение результатов измерений энергетических спектров нейтронов под различными углами, выполненных для ядер Be (вверху слева), Al (вверху справа), Cu (внизу слева) и Cd (внизу справа): ● — наши данные при энергии протонов 2 ГэВ, сплошные кривые описывают данные LANL при энергии протонов 0,8 ГэВ, Δ и ∇ — данные КЕК при 1,5 и 3 ГэВ соответственно (на рисунке для Cd показаны данные для реакции $p + \text{In}$), \circ — данные ИТЭФ при 1,6 ГэВ, пунктирные кривые проведены по данным ИТЭФ для энергии 6,6 ГэВ (29° и 89° для Cu, 119° для Al и Cd), \diamond — данные ИТЭФ для Cu, полученные при 2,2 ГэВ, угол 119°

как результаты ИТЭФ при $E_p = 1,6$ ГэВ лежат систематически выше. В более высокой области энергий нейтронов имеется удовлетворительное согласие показанных энергетических спектров для энергий налетающих протонов в интервале 1,5–2 ГэВ. Для реакции $p + \text{Cu}$ результаты наших измерений лучше согласуются с данными ИТЭФ, а для кадмия, где при энергии протонов 2 ГэВ была изучена только область ниже 20 МэВ, имеется хорошее совпадение с экспериментом, выполненным в КЕК для реакции $p + \text{In}$. Для тяжелого ядра свинца наблюдается удовлетворительное согласие результатов экспериментов при энергии протонов 1,5–2 ГэВ, а имеющиеся расхождения находятся в пределах ошибок. В целом сравнение экспериментальных результатов показывает некоторое возрастание сечения образования нейтронов с повышением

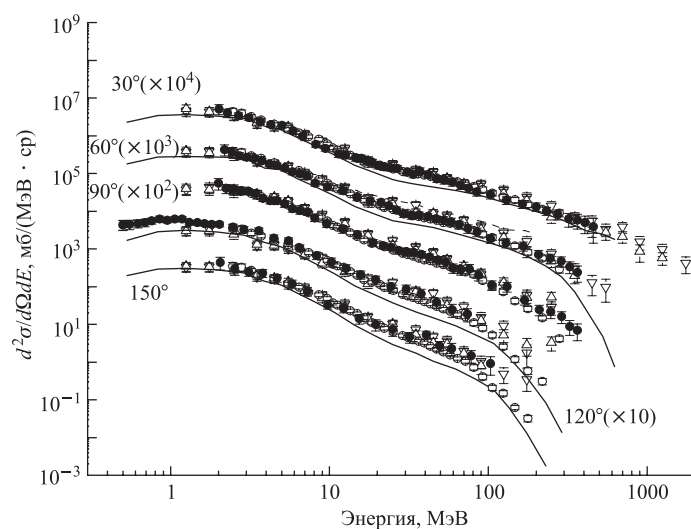


Рис. 6. То же, что на рис. 5, но для реакции $p + \text{Pb}$: пунктирная кривая проведена по данным ИТЭФ [9] для энергии 6,6 ГэВ и угла 59°

энергии протонов от 0,8 до 6,6 ГэВ, особенно проявляющееся для жесткой части нейтронного спектра под всеми углами. В то же время необходимо отметить, что из сравнения данных КЕК, ИТЭФ и ОИЯИ не удастся сделать подобного заключения при повышении энергии протонов от 1,5 до 2 ГэВ, так как разброс результатов в силу экспериментальных погрешностей превышает ожидаемый эффект.

3. МОДЕЛЬ ДВИЖУЩИХСЯ ИСТОЧНИКОВ

Исследованию распада горячих ядер, формируемых в столкновениях с тяжелыми ядрами, было посвящено большое число работ, выполненных за последние 20 лет в различных лабораториях мира на пучках высокоэнергетических протонов и ядер. Основные усилия физиков были направлены на изучение явления мультифрагментации в таких реакциях, связываемого с предполагаемым явлением фазового перехода жидкость–газ, и на получение уравнения состояния ядерной материи при экстремально высоком возбуждении.

В центральных столкновениях, вызванных протонами и легчайшими ядрами с энергией несколько ГэВ на нуклон, где основная доля энергии идет на возбуждение и нагрев ядра мишени, изучение энергетических спектров заряженных частиц и фрагментов показало, что их эмиссия происходит в две стадии [20–28]. Жесткая компонента заряженных легких частиц

LCPs ($Z < 3$), а также небольшая доля фрагментов промежуточной массы IMF's испускаются из неравновесного быстрораспадающегося горячего источника. Основная же доля фрагментов образуется в результате процесса мультифрагментации неустойчивого высоковозбужденного ядерного остатка. Несомненно, что в этих процессах распада одновременно с заряженными частицами и фрагментами испускается также большое количество нейтронов.

В работе [12] была предложена феноменологическая интерпретация экспериментальных данных на основе пространственно-временной картины эмиссии частиц, вытекающей из результатов изучения энергетических спектров заряженных частиц и нейтронов в таких реакциях. Этот подход основан на использовании модели четырех движущихся источников (МДИ), в которой нейтроны, LCPs и IMF's испускаются в ряде последовательных процессов распада, определяя эволюцию образованной высоковозбужденной ядерной системы. Идея этого подхода базируется на представлении о существенном различии кинематики эмиссии частиц на разных стадиях распада такой системы. Она широко используется в той или иной форме для анализа экспериментальных данных и заключается в том, чтобы попытаться разделить вклады от различных процессов-источников и затем исследовать их для получения новой информации о протекании реакции во временном интервале от нескольких до ~ 1000 Фм/с. Необходимо отметить, что МДИ описывает средние кинематические характеристики процессов эмиссии, усредненные как по событиям с различной передачей энергии ядру мишени и множественностью испущенных частиц, так и по времени, т. е. последовательности их испускания.

На первом этапе в течение ~ 10 Фм/с в результате первичных нуклон-нуклонных столкновений часть каскадных частиц покидает ядро, формируя жесткую компоненту спектров нуклонов и π -мезонов. Кроме того, на этой стадии в центральных столкновениях возможно образование горячего источника, или файерболла. Время протекания этой стадии в различных работах оценивается как ~ 25 Фм/с. Физическая природа такого источника еще недостаточно изучена, но, по-видимому, она в определенной степени связана с возбуждением и распадом барионных резонансов Δ и N^* в области первичных столкновений налетающей частицы с нуклонами ядра мишени. При энергиях налетающих протонов выше 0,5 ГэВ этот процесс передачи энергии от снаряда ядру мишени происходит с высокой вероятностью и приводит к эффективному торможению первого, в результате чего возникает область резонансной адронной материи внутри ядра мишени. Распад файерболла приводит к эмиссии π -мезонов, быстрых нейтронов, заряженных частиц и легких фрагментов. В силу больших сечений взаимодействия в ядерной среде часть этих частиц взаимодействует с нуклонами ядра мишени, из-за чего повышается возбуждение ядра-остатка до нескольких МэВ на нуклон и значительно увеличивается его объем. Такая неустойчивая рыхлая и высоковозбужденная ядерная система уже не обладает свойствами обычных ядер. В течение даль-

нейшего ее расширения и термализации происходит формирование ядерных кластеров, будущих фрагментов, которые вместе с большим числом нейтронов становятся свободными в момент размораживания, характеризуемого температурой T_f . Экспериментальные оценки этой температуры в большинстве своем находятся в интервале 4–6 МэВ. Последующее девозбуждение ядер фрагментов идет путем испарения нейтронов и эмиссии гамма-квантов.

В случае периферических столкновений формирование горячего источника и последующей мультифрагментации высоковозбужденного ядра-остатка не происходит ввиду малости энергии, передаваемой ядру от частицы пучка. В этом случае нейтроны испускаются преимущественно в начальной каскадной и конечной испарительной стадиях.

Таким образом, следуя описанной выше картине протекания реакции, нейтроны испускаются на всех этапах эволюции ядерной системы, и основными источниками нейтронов являются: S_1 — первичные столкновения нуклонов на начальной стадии, S_2 — распад горячего источника, S_3 — мультифрагментация и S_4 — испарение нейтронов в процессе девозбуждения ядер-остатков на конечной стадии реакции. В такой модели предравновесная эмиссия нейтронов, предшествующая испарительной стадии и хорошо наблюдаемая в реакциях при средних энергиях, считается процессом второго порядка, не вносящим существенного вклада в выход нейтронов по сравнению с перечисленными выше процессами.

Аналитическое выражение МДИ для описания спектров нейтронов получается на основе использования распределения Максвелла–Больцмана для описания зависимости сечения образования частиц от их энергии и предположения изотропной эмиссии в системе источника частиц. Переход в лабораторную систему координат дает следующее релятивистское выражение для двойного дифференциального сечения образования нейтронов от четырех движущихся источников с различными скоростями β_i вдоль траектории налетающей частицы пучка:

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

где E — кинетическая энергия нейтрона в л. с. в МэВ; m — масса покоя нейтрона в МэВ; $p = (E^2 + 2Em)^{1/2}$ — импульс нейтрона; θ — угол вылета нейтрона в л. с. Каждый движущийся источник характеризуется параметрами амплитуды A_i , температуры T_i и скорости β_i , выраженной в единицах скорости света. Всего выражение (4) имеет 12 параметров, которые находятся во время его подгонки к результатам измерений под различными углами θ . При этом естественно ожидать, что температуры и скорости источников будут уменьшаться с увеличением номера источника, т. е. должны выполняться соотношения $T_1 > T_2 > T_3 > T_4$ и $\beta_1 > \beta_2 > \beta_3 > \beta_4$.

4. АНАЛИЗ НЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ

Модельное выражение (4) было нами использовано для описания энергетических спектров нейтронов под углами больше 30° . Исходя из результатов, полученных в исследованиях эмиссии заряженных фрагментов, можно предположить, что значения T_2 и T_3 будут находиться в интервалах 15–30 и 4–6 МэВ соответственно, скорости β_3 и β_4 будут составлять менее 0,01, а наибольший вклад в нейтронные спектры от процесса тепловой мультифрагментации следует ожидать в области 5–30 МэВ.

В качестве примера на рис. 7 показаны результаты измерения двойных дифференциальных сечений образования нейтронов в реакциях $p + \text{Al}$ и $p + \text{Pb}$ при энергии протонов 2 ГэВ вместе с описывающими их кривыми, являющимися результатом подгонки МДИ-выражения.

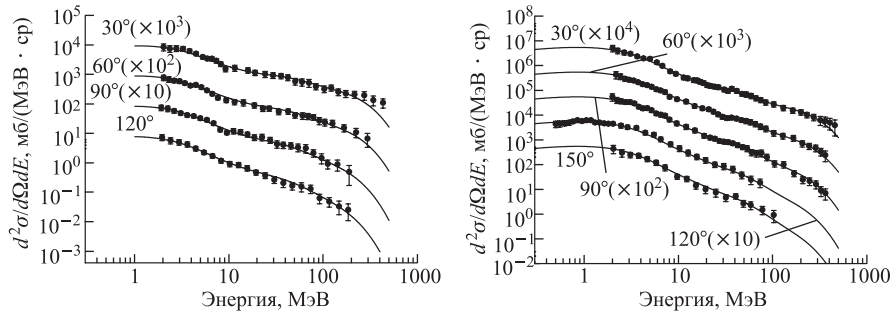


Рис. 7. Двойные дифференциальные сечения образования нейтронов в реакциях $p + \text{Al}$ (слева) и $p + \text{Pb}$ (справа) при энергии 2 ГэВ: точки — настоящий эксперимент, кривые — МДИ-выражение (4) с найденными значениями параметров

Хорошее воспроизведение экспериментальных данных модельным выражением было получено для всех исследованных реакций. Такая же подгонка была проведена для результатов измерений с различными мишенями, выполненными в LANL [2, 3], КЕК [4, 5] и ИТЭФ [10, 11]. Зависимость значений параметров от энергии налетающих протонов была изучена на примере реакции $p + \text{Pb}$.

С помощью МДИ удалось выделить вклады в эмиссию нейтронов от различных процессов распада ядерной системы. Анализ полученных параметров источников показал, что для всех источников значения их температур носят универсальный характер и практически не зависят от массового числа ядра мишени A_t и энергии снаряда в исследуемой области энергий, как это показано на рис. 8. Близкие значения температур были получены ранее для реакций ^4He (4 ГэВ) и C (24 ГэВ) с ядрами Pb [12], которые также показаны на рисунке светлыми символами.

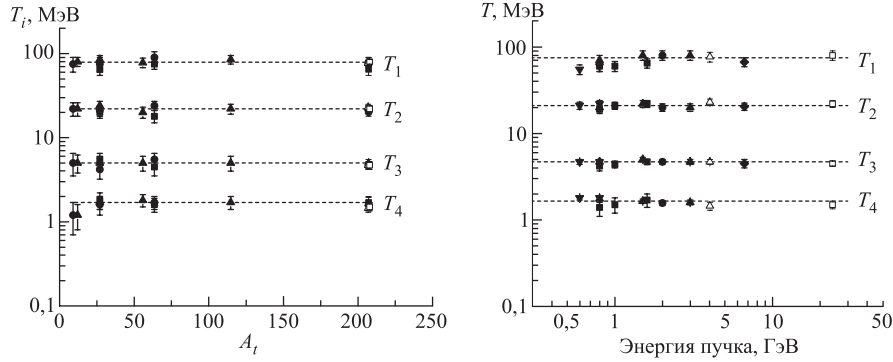


Рис. 8. Температуры источников нейтронов как функции массового числа ядра мишени при облучении ядер протонами с энергией 1,5–2 ГэВ (слева) и энергии пучка для взаимодействий с ядрами свинца (справа). Данные, полученные на пучке протонов: \blacktriangledown — LANL [2, 3], \blacktriangle — КЕК [4, 5], \blacksquare — ИТЭФ [10, 11], \bullet — наш эксперимент. Данные \triangle и \square соответствуют реакциям ${}^4\text{He}$ (4 ГэВ) и C (24 ГэВ) с ядрами Pb [12]

Более того, скорости источников также слабо зависят от A_t и энергии протонов по крайней мере в области средних и тяжелых ядер. Таким образом, для таких ядер в выражении (4) только четыре параметра амплитуд A_i являются изменяемыми, возрастая с A_t . Средние значения параметров температур и скоростей источников нейтронов, найденные из анализа результатов наших измерений и данных КЕК [4, 5] и ИТЭФ [10, 11] при энергии протонов от 1,5 до 2 ГэВ, представлены в табл. 3.

Таблица 3. Значения параметров нейтронных источников S_1 – S_4 в выражении (4) для описания спектров нейтронов в реакциях с протонами с энергией 1,5–2 ГэВ

Параметр	S_1	S_2	S_3	S_4
T_i , МэВ	$T_1 \approx 79$	$T_2 \approx 22$	$T_3 \approx 5$	$T_4 \approx 1,7$
β_i	$\beta_1 \approx 0,21$ ($A_t \geq 27$)	$\beta_2 \approx 0,02$ ($A_t \geq 50$)	$\beta_3 \approx 0,005$ ($A_t \geq 50$)	$\beta_4 \approx 0,0025$ ($A_t \geq 50$)

Для проверки адекватности МДИ-описания процесса эмиссии в реакциях при высоких энергиях было выполнено сравнение значений температур и скоростей источников нейтронов S_2 и S_3 с соответствующими параметрами, найденными для источников LCP и IMF в других экспериментах.

Горячая стадия распада является наименее изученной. Недавно коллаборация ISiS [26] оценила значения температуры и скорости горячего источника по спектрам LCP в столкновениях ${}^3\text{He}$ с энергиями 1,8, 3,6 и 4,8 ГэВ с ядрами Ag и Au , которые составили 19 ± 2 МэВ и 0,02–0,035 соответственно.

В эксперименте PISA, изучавшем реакцию $p + Au$ при энергии 2,5 ГэВ, для фрагментов гелия и лития были получены значения $T_2 \approx 27$ МэВ и $\beta_2 \approx 0,03-0,06$ [23]. Эти значения находятся в удовлетворительном согласии с температурой и скоростью для нейтронного источника S_2 , показанными в табл. 3. Интересно отметить, что для столкновения тяжелых ядер $Au + Au$ при 1 АГэВ [25, 29] параметр наклона для жесткой компоненты энергетического спектра LCPs также находится близко к полученному нами значению.

Температуру источника S_3 необходимо сравнивать с оценками, полученными для температуры размораживания T_f , для определения которой было предложено несколько различных ядерных термометров (двойное отношение выходов изотопов, наклоны энергетических спектров частиц, относительная заселенность возбужденных состояний, изоспиновый термометр). Полученная оценка температуры T_3 на основе МДИ-анализа нейтронных спектров хорошо воспроизводит результаты большинства экспериментов за исключением значения, представленного экспериментом PISA [23], которое находится несколько выше других оценок. Так, для столкновений релятивистских протонов и легчайших ядер с ядрами недавно были получены следующие оценки температуры T_f : $4,7 \pm 0,4$ МэВ [24] и $5,0 \pm 0,5$ МэВ [26] с помощью термометра He-DT; $4,0 \pm 0,3$ МэВ [30] и $4,9 \pm 0,2$ МэВ [31] для термометра He-Li; $4,5 \pm 0,3$ МэВ [22] и $4,65 \pm 0,15$ МэВ [32] по параметру наклона энергетических спектров частиц с $Z = 2$ и нейтронов соответственно. Температура T_{HeLi} для больших Z_{bound} в столкновениях $Au + Au$ [25, 29] близка к 5 МэВ и также хорошо согласуется с нашими данными.

Зависимость скорости источника S_3 от энергии налетающих протонов в интервале 1–19 ГэВ изучалась в реакции $p + Xe$ [21]. Было показано, что изменение скорости находится в пределах 0,003–0,006, а при 2 ГэВ $\beta_3 \approx 0,005$. Согласно работе [33], где изучалось испускание фрагментов в реакции $p + Au$ при 8,1 ГэВ $\beta_3 = 0,006 \pm 0,001$. Близкие результаты были получены и в экспериментах ISiS [26] и PISA [23].

Таким образом, сравнение найденных значений для температур и скоростей нейтронных источников S_2 и S_3 с такими же характеристиками для источников LCP и IMF, определенными в других экспериментах, показывает, что в целом результаты хорошо согласуются между собой. Это является важным аргументом, доказывающим одинаковую природу источников нейтронов и заряженных частиц и адекватность МДИ реальной картине эмиссии частиц. Как показал МДИ-анализ нейтронных данных, в области десятков МэВ источники S_2 и S_3 доминируют и определяют характер энергетических спектров нейтронов.

Необходимо отметить, что все это время мы обсуждаем и сравниваем средние значения параметров, которые, следуя условиям проведения эксперимента, являются усредненными по событиям, различным по прицельному параметру столкновения и переданной ядру мишени энергии.

Недавно в [34] было выполнено теоретическое исследование пространственно-временной картины и динамики протон-ядерных столкновений в области энергий от 100 МэВ до 10 ГэВ с помощью развитой теоретической модели на основе ВUU-подхода [35, 36], в которой для описания первой стадии взаимодействия использована модель динамики адронных струн (HSD) [37]. Было показано, что первая стадия столкновения характеризуется максимальными значениями энергии возбуждения и переданного импульса ядру мишени. Длительность этого состояния с наивысшим возбуждением составляет ~ 10 Фм/с. Далее, согласно результатам моделирования, происходит быстрое уменьшение энергии возбуждения (примерно на порядок величины) за счет эмиссии высокоэнергетических частиц. При этом полное время этой фазы не превышает 20–25 Фм/с. Для $p + Au$ -взаимодействия при энергии 2,5 ГэВ HSD-моделирование предсказывает формирование двух возбужденных источников, значительно отличающихся по массе. Меньший источник состоит из относительно малого числа нуклонов (до ~ 20) и является достаточно быстрым с $\beta \sim 0,025$, что хорошо согласуется со скоростью источника нейтронов S_2 . Большой источник содержит ~ 170 – 180 нуклонов и имеет скорость $\beta \sim 0,0012$, что близко к скоростям источников нейтронов S_3 и S_4 . Также имеется хорошее согласие предсказанной зависимости средней скорости ядра-остатка от массы ядра-мишени и полученных с помощью МДИ-значений.

Интересно также отметить тот факт, что для теплового источника π^- , формирующего спектр в области низких энергий, в [34] было получено значение температуры 24 МэВ, т. е. близкое к найденной нами температуре T_2 для источника нейтронов S_2 .

В то же время следует отметить, что предсказанная в [34] средняя множественность нейтронов, испускаемых в течение первой быстрой фазы реакции, лежит ниже определенных из экспериментальных данных с помощью МДИ значений. Особенно значительный недобор наблюдается в области тяжелых ядер.

Более подробное изучение поведения жесткой компоненты энергетических спектров заряженных частиц показало, что параметр температуры и вклад этого источника в выход частиц являются максимальными для эмиссии протонов и понижаются с увеличением массы и заряда испускаемых частиц [21–29]. Это свидетельствует, по-видимому, о том, что такие фрагменты испускаются на более поздней стадии по сравнению с нуклонами. С другой стороны, вклад заметно повышается с ростом множественности частиц [24] и уменьшением Z_{bound} [25, 29], т. е. с переданной ядру энергией. При этом для протонов параметр наклона жесткой компоненты энергетических спектров, или температура источника, слабо зависит от Z_{bound} .

Исследуя процесс тепловой мультифрагментации, температуру размораживания T_f обычно представляют как функцию энергии возбуждения на ну-

клон, носящую название «caloric curve» [24, 26, 34–36]. Вначале T_f несколько возрастает с энергией возбуждения, но, начиная с некоторого значения E^*/A , эта зависимость имеет тенденцию к насыщению. В нашем случае, когда не осуществлялся отбор по прицельному параметру или переданной энергии, основное число событий соответствует начальному участку «caloric curve» в области нескольких МэВ/нуклон. Как было отмечено выше, полученные нами значения T_3 практически совпадают с определенной в этой области величиной T_f в недавних измерениях группой ISIS [26], использовавшей реакцию ${}^3\text{He} + \text{Au}$, и в эксперименте CHICSi [31] для реакции $p + \text{Xe}$.

Используя оценки времени жизни горячей стадии и скорости источника S_2 , легко вычислить средний путь источника, который составляет менее 1 Фм, т. е. значительно меньше размера ядер. Следовательно, источник не успевает покинуть ядро-мишень, распадаясь внутри его. Это приводит к тому, что часть испускаемых частиц будет взаимодействовать с окружающими нуклонами, передавая им свою энергию и тем самым увеличивать энергию возбуждения ядра-остатка.

5. МНОЖЕСТВЕННОСТЬ НЕЙТРОНОВ

Как было показано в предыдущем разделе, проведенный МДИ-анализ результатов измерений энергетических спектров нейтронов методом времени пролета позволил разделить компоненты, связанные с различными стадиями распада ядерной системы. В этом разделе, используя полученные значения параметров источников нейтронов, мы проводим оценку и анализ вкладов различных процессов распада в среднюю множественность испускаемых в реакции нейтронов.

Полное сечение образования нейтронов в реакции является суммой парциальных сечений

$$\sigma_n = \sum_{i=1}^4 \sigma_i, \quad (5)$$

где σ_i — сечение образования нейтронов из источника S_i , которое находится путем интегрирования соответствующей компоненты в выражении (4) по энергии нейтронов и телесному углу

$$\sigma_i = \int \int \frac{d^2 \sigma_i}{dE d\Omega} dE d\Omega. \quad (6)$$

При этом вклад от источника S_i в среднюю множественность нейтронов в реакции вычисляется как

$$M_i = \frac{\sigma_i}{\sigma_{in}}, \quad (7)$$

а значение средней множественности нейтронов, испущенных в процессе эволюции ядерной системы, находится как сумма вкладов от всех четырех источников

$$M_n = \sum_{i=1}^4 M_i = \frac{\sigma_n}{\sigma_{in}}. \quad (8)$$

Анализ данных наших измерений и экспериментов КЕК [4, 5] и ИТЭФ [10, 11], выполненных с протонами в интервале энергий 1,5–2 ГэВ, показал, что парциальные вклады в среднюю множественность нейтронов от различных процессов-источников имеют следующие аналитические зависимости от массового числа ядра мишени A_t :

$$M_1 = 0,3A_t^{1/3}, \quad (9)$$

$$M_2 = 0,2 + 0,0143A_t, \quad (10)$$

$$M_3 = 0,022A_t, \quad (11)$$

$$M_4 = 0,008A_t^{4/3}, \quad (12)$$

а полное число нейтронов может быть вычислено по формуле, являющейся суммой этих выражений:

$$M_n = 0,2 + 0,3A_t^{1/3} + 0,0363A_t + 0,008A_t^{4/3}, \quad (13)$$

или с помощью более простой приближенной формулы, показывающей, что среднее число испускаемых в реакциях нейтронов примерно пропорционально массовому числу ядра мишени

$$M_n \approx 0,2 + 0,092A_t. \quad (14)$$

Последнее выражение является близким к зависимости, предлагаемой в [37].

Для легких, средних и тяжелых ядер вклады различных источников в выход нейтронов существенно отличаются. На рис. 9 средние числа нейтронов от источников S_1 – S_4 показаны на примере ядер Al, Cu и Pb. Для первого ядра наибольший вклад вносят каскадные нейтроны и нейтроны из горячего источника, испускаемые на ранней стадии эволюции ядерной системы. Ядро меди находится в переходной области. А для тяжелого ядра свинца эти вклады возрастают с номером источника, и процесс испарения нейтронов является доминирующим.

Зависимость (9) для среднего числа каскадных нейтронов M_1 показана на рис. 10 слева и согласуется с предсказанием [38], что их множественность должна быть пропорциональна $A_t^{1/3}$, следуя числу первичных столкновений на каскадной стадии. Вклады в среднюю множественность нейтронов от стадий распада горячего источника и фрагментации высоковозбужденного

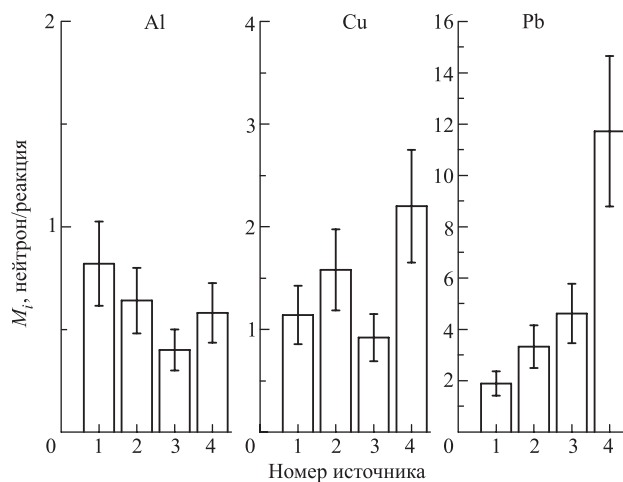


Рис. 9. Средняя множественность нейтронов от источников S_1 – S_4 в реакциях с ядрами Al, Cu и Pb

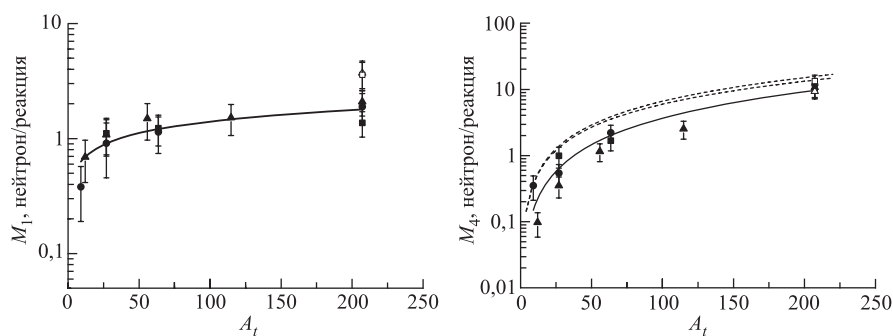


Рис. 10. Средняя множественность каскадных нейтронов (слева) и испарительных нейтронов (справа) в зависимости от массового числа ядра мишени: точки — МДИ-оценка из экспериментальных данных (обозначения те же, что на рис. 8), сплошные кривые — результат подгонки, пунктирные кривые — расчет по формуле из [37] для испарительной компоненты при энергии протонов 1,6 и 2 ГэВ

ядра-остатка пропорциональны A_t . Вклад процесса испарения нейтронов на конечной стадии девозбуждения имеет более сильную зависимость от массового числа ядра мишени и показан на рис. 10 справа. Там же приведены результаты расчета вклада испарения по формуле из [37] для двух значений энергии налетающих протонов 1,6 и 2 ГэВ (показаны пунктиром), которые лежат систематически выше оцененного нами вклада для этого источника.

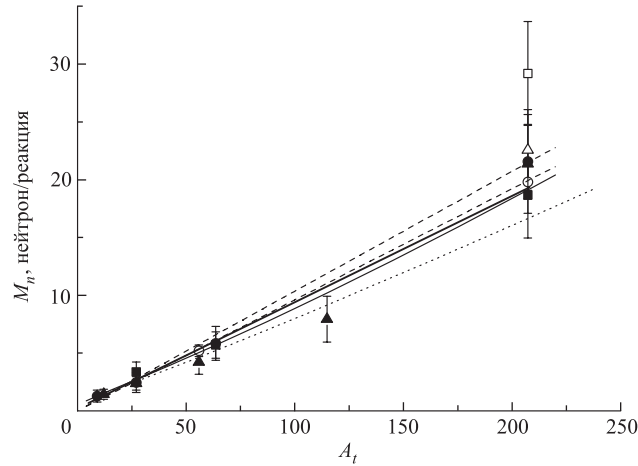


Рис. 11. Средняя множественность нейтронов как функция массового числа ядра мишени: точки — экспериментальные данные, полученные при энергии протонов 1,5–2,0 ГэВ (обозначения те же, что на рис. 8), штриховые кривые — расчет по формуле из [37] для 1,6 и 2 ГэВ, точечная кривая — подгонка к данным [28] при 1,2 ГэВ, тонкая сплошная кривая — выражение (13), жирная кривая — выражение (14)

Зависимость средней множественности нейтронов M_n от A_t показана на рис. 11, где вместе с МДИ-оценками также приведены зависимости (13) и (14), расчет по формуле из [37] для протонов с энергиями 1,6 и 2 ГэВ и зависимость, описывающая результаты недавних измерений при энергии протонов 1,2 ГэВ [28]. По-видимому, результат полученных из данных КЕК для реакции $p + \text{In}$ занижает выход нейтронов, поскольку лежит ниже данных, полученных при более низкой энергии протонов в [28]. В целом можно отметить, что формулы (13), (14) и взятые из [37] хорошо воспроизводят результаты эксперимента.

Как показано на рис. 12, относительный вклад источников S_2 и S_3 в величину M_n составляет около 41 % и практически не зависит от массового числа ядра мишени. На рис. 13 слева показана зависимость относительных вкладов от распада фэйрбола S_2 и суммарного $S_2 + S_3$ в зависимости от энергии налетающих протонов для реакции $p + \text{Pb}$. С увеличением энергии энергетическая зависимость ослабевает, и выше 1 ГэВ обе величины становятся практически константами, причем суммарный относительный вклад равен вышеупомянутому значению.

На этом же рисунке справа показаны абсолютные значения средних множественностей нейтронов $M_2 + M_3$ и M_n как функции энергии протонов пучка для той же реакции. Для M_n помимо результатов, полученных из данных времяпролетных измерений в LANL, КЕК, Сакле, ИТЭФ и данного экс-

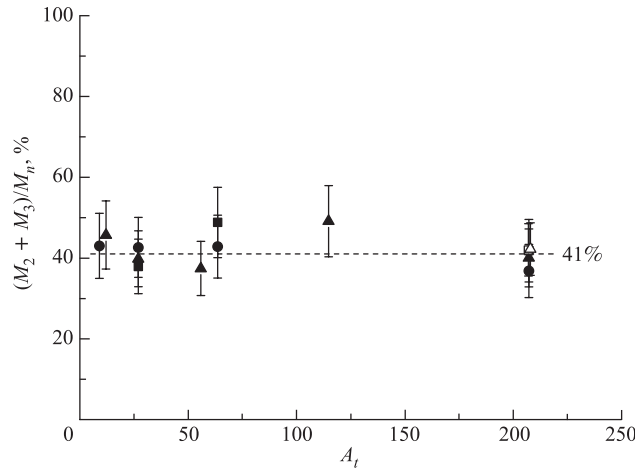


Рис. 12. Зависимость среднего вклада в выход нейтронов от источников S_2 и S_3 от ядра мишени для налетающих протонов с энергией 1,5–2 ГэВ (обозначения те же, что на рис. 8)

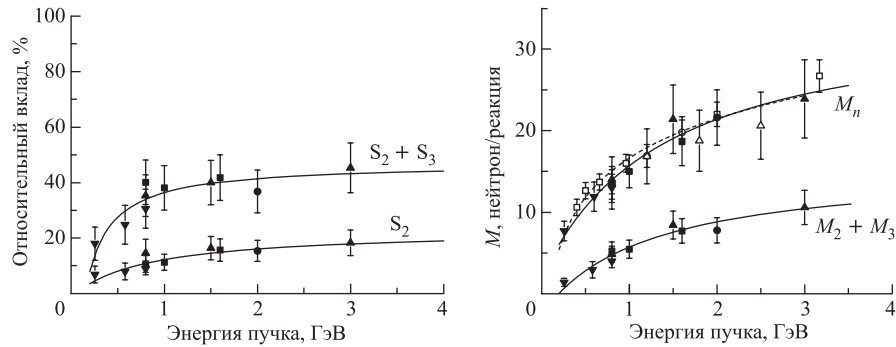


Рис. 13. Средняя множественность нейтронов в реакции $p + \text{Pb}$ и вклады источников S_2 и S_3 в зависимости от энергии налетающих протонов. Слева — относительные вклады в среднюю множественность нейтронов от источника S_2 и от обоих источников $S_2 + S_3$; справа — абсолютные значения среднего выхода нейтронов и суммарного вклада этих источников: \blacktriangle — КЕК [4, 5], \triangle — COSY [39, 40], \blacksquare — ИТЭФ [10, 11], \square — МРТИ [41], \blacktriangledown — LANL [2, 3], \circ — Сакле [6, 7], \bullet — наши измерения; сплошные кривые — подгонка к данным, полученным путем анализа результатов времяпролетных измерений; пунктир — зависимость из [37]

перимента, приведены также данные прямых измерений [39–41]. С повышением энергии происходит постепенное насыщение обеих величин. Средняя множественность нейтронов в области энергий протонов $0,2 < E_p < 3$ ГэВ

хорошо описывается зависимостью

$$M_n = 35(1 - 1,32/(E_p + 1,4)), \quad (15)$$

показанной сплошной кривой. Зависимость, предложенная в [37], также удовлетворительно воспроизводит экспериментальные данные, и расхождение этих двух представлений лежит в пределах экспериментальных погрешностей.

В работе [28] изучена зависимость средней множественности жесткой и мягкой испарительной компонент для ядер изотопов водорода и гелия от атомного номера ядра-мишени на пучке протонов с энергией 1,2 ГэВ. Для протонов отношение их интенсивностей близко к единице в области средних Z_t и около 2 для тяжелых ядер. Полный средний выход равен примерно 2,5 протона на неупругое взаимодействие и слабо зависит от ядра мишени. Интересно сравнить полученное значение средней множественности протонов с нашими оценками среднего выхода нейтронов $M_2 + M_3$, которые составляют около 6 нейтронов на взаимодействие протонов с такой же энергией с ядрами свинца и 2,4 нейтрона для взаимодействий протонов с энергией 1,6 ГэВ с ядрами в районе Fe–Cu. Если предположить, на основании данных рис. 12, что множественность таких нуклонов слабо изменяется с повышением энергии от 1,2 до 1,6 ГэВ, то сравнение средних выходов нейтронов и протонов показывает, что их отношение превышает 2 для тяжелых ядер в области свинца и близко к единице в области ядер Fe–Cu. Суммарный средний выход нуклонов на этих стадиях распада составляет около 5 и 9 нуклонов на неупругое взаимодействие протонов с ядрами в области средних массовых чисел и тяжелых ядер соответственно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные нами данные по двойным дифференциальным сечениям образования нейтронов в реакциях протонов с энергией 2 ГэВ с ядрами удовлетворительно согласуются с результатами экспериментов, выполненных в LANL, КЕК, Сакле и ИТЭФ в области энергий протонов пучка от 0,8 до 3 ГэВ.

Предложенная в [12] модель четырех движущихся источников МДИ, основанная на выделении различных процессов распада, источников частиц, по их усредненным кинематическим характеристикам, позволяет выявить некоторые закономерности в картине образования частиц в реакциях при высоких энергиях и предложить определенную интерпретацию процесса эмиссии.

МДИ-представление хорошо воспроизводит энергетические спектры нейтронов, измеренных под углами больше 30° , для различных ядер от Be от Pb и энергий налетающих протонов в области нескольких ГэВ. При этом температуры источников практически не зависят от массового числа ядра мишени

и энергии налетающих протонов. Для реакций с ядрами $A_t > 50$ скорости источников также слабо зависят от типа ядра мишени. Для таких ядер в модельном выражении только четыре параметра, амплитуды A_1 – A_4 , являются изменяемыми, возрастая с A_t . Таким образом, МДИ-выражение является удобным инструментом для параметризации и представления двойных дифференциальных сечений образования нейтронов в реакциях в области высоких энергий.

Жесткая и мягкая компоненты энергетических спектров заряженных частиц, связываемые с горячей неравновесной стадией распада и мультифрагментацией расширяющегося высоковозбужденного ядра-остатка, наблюдаются также и в нейтронных спектрах. Это подтверждает имеющееся хорошее согласие значений температур и скоростей источников нейтронов и для заряженных частиц и фрагментов. Оба эти источника S_2 и S_3 определяют выход и характер энергетических спектров нейтронов в области энергий 10–50 МэВ.

Выполненный МДИ-анализ нейтронных данных для реакций, вызванных высокоэнергетическими протонами, показал, что значение температуры $T_3 \approx 5$ МэВ и хорошо согласуется как с результатами недавних оценок величины T_f [22, 24, 26, 30, 31], так и с результатом, полученным ранее из анализа нейтронных данных в реакциях p , ${}^4\text{He}$, $\text{C} + \text{Pb}$ [12, 32].

С увеличением массового числа ядра мишени средняя множественность нейтронов в реакции примерно линейно возрастает. При этом возрастают вклады от всех стадий распада, или источников. В то же время суммарный относительный вклад источников S_2 и S_3 составляет около 41%. Он не зависит от A_t и, как показано на примере реакции $p + \text{Pb}$, от энергии протонов пучка в области выше 1 ГэВ.

Выполненный в данной работе анализ нейтронных данных показывает, что наиболее значимым для будущих экспериментов является надежное выделение нейтронов, испускаемых из горячих ядер, путем регистрации центральных столкновений и определения энергии, теряемой пучковой частицей в ядре мишени. Для изучения природы горячего источника, файерболла, по-видимому, наиболее перспективным является проведение 4π -эксперимента с регистрацией мезонов, нуклонов и фрагментов в широкой области энергий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Cierjacks S. et al. // Phys. Rev. C. 1987. V. 36. P. 1976.
2. Amian W. B. et al. // Nucl. Sci. Eng. 1993. V. 115. P. 1.
3. Stamer S. et al. // Phys. Rev. C. 1993. V. 47. P. 1647.
4. Nakamoto T. et al. // Memorirs of the Faculty of Engineering, Kyushu University. 1995. V. 55. P. 361.

5. *Nakamoto T. et al.* // J. Nucl. Sci. Technol. 1995. V. 32. P. 827.
6. *Ledoux X. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 4412.
7. *Leray S. et al.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 65. P. 044621.
8. *Баяков Ю. Д. и др.* Препринт ИТЭФ №122. М., 1982.
9. *Баяков Ю. Д. и др.* Препринт ИТЭФ №172. М., 1983.
10. *Требуховский Ю. В. и др.* Препринт ИТЭФ №3-03. М., 2003.
11. *Требуховский Ю. В. и др.* // ЯФ. 2005. Т. 68. С. 4.
12. *Юревич В. И., Яковлев Р. М., Ляпин В. Г.* // ЯФ. 2006. Т. 69. С. 1531.
13. *Юревич В. И. и др.* // Письма в ЭЧАЯ. 2006. Т. 3. Т. 49.
14. *Sato H. et al.* // Phys. Rev. C. 2001. V. 64. P. 034607.
15. *Iwata Y. et al.* // Phys. Rev. C. 2001. V. 64. P. 054609.
16. *Heilbronn L. et al.* // Phys. Rev. C. 2006. V. 73. P. 024603.
17. *Ляпин В. Г. и др.* Препринт РИ №217. М.: ЦНИИАтоминформ, 1990.
18. *Кириллов А. Д. и др.* Сообщ. ОИЯИ Р13-90-193. Дубна, 1990.
19. *Цветков И. О., Юревич В. И., Ляпин В. И.* Сообщ. ОИЯИ Р1-94-239. Дубна, 1994.
20. *Westfall G.D. et al.* // Phys. Rev. C. 1978. V. 17. P. 1368.
21. *Porile N.T. et al.* // Phys. Rev. C. 1989. V. 39. P. 1914.
22. *Ledoux X. et al.* // Phys. Rev. C. 1998. V. 57. P. 2375.
23. *Bollini V.* PhD thesis, Wuppertal Univ., 2004.
24. *Hauger J.A. et al.* // Phys. Rev. C. 1998. V. 57. P. 764.
25. *Odeh T. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 4557.
26. *Bracken D.S. et al.* // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. P. 034612.
27. *Bollini V. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 562. P. 733.
28. *Herbach C.-M. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 562. P. 729.
29. *Xi H. et al.* // Z. Phys. A. 1997. V. 359. P. 397.
30. *Andronenko M.N. et al.* nucl-ex/0112014, 2001.
31. *Jakobsson B. et al.* // Phys. Lett. B. 2007. V. 644. P. 228.
32. *Yurevich V.I.* // Proc. of XLVIth Intern. Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, 2008. Univ. Milano, 2008. Suppl. №129. P. 45.
33. *Avdeyev S.P. et al.* nucl-ex/0207001, 2002.

34. *Kowalczyk A.* nucl-th 0801.0700, 2008.
35. *Niita K. et al.* // Nucl. Phys. A. 1989. V. 504. P. 391.
36. *Bertsch G.F., Das Gupta S.* // Phys. Rep. 1988. V. 160. P. 189.
37. *Geiss J. et al.* // Nucl. Phys. A. 1998. V. 644. P. 107.
38. *Pochodzalla J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. P. 1040.
39. *Siwek A. et al.* // Phys. Rev. C. 1998. V. 57. P. 2507.
40. *Natowitz J.B. et al.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 65. P. 034618.
41. *Cugnon J., Volant C., Vuillier S.* // Nucl. Phys. A. 1997. V. 625. P. 729.
42. *Cugnon J.* // Nucl. Phys. A. 1987. V. 462. P. 751.
43. *Letourneau A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. 2000. V. 170. P. 299.
44. *Filges D. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2001. V. 11. P. 467.
45. *Васильков Р. Г., Мызин Н. С., Чиркин Ю. М.* // АЭ. 1995. Т. 79. С. 257.

Получено 9 марта 2010 г.

Редактор *Е. В. Сабаева*

Подписано в печать 25.05.2010.

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

Усл. печ. л. 1,68. Уч.-изд. л. 2,0. Тираж 290 экз. Заказ № 56996.

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

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/