

ОБРАЗОВАНИЕ НЕЙТРОНОВ
В pA - И AA -СТОЛКНОВЕНИЯХ
ПРИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЯХ

В. И. Юревич

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	101
ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТОВ	103
pA -СТОЛКНОВЕНИЯ	107
dA -СТОЛКНОВЕНИЯ	113
AA -СТОЛКНОВЕНИЯ	116
ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ КАРТИНА РЕАКЦИИ	120
АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ В РАМКАХ МОДЕЛИ ДВИЖУЩИХСЯ ИСТОЧНИКОВ	124
Двойные дифференциальные сечения рождения нейтронов.	124
Характеристики источников нейтронов.	126
Множественность нейтронов, испускаемых в процессе распада.	127
ЭМИССИЯ НЕЙТРОНОВ ИЗ ГОРЯЧИХ ЯДЕР И НЕЙТРОННЫЙ ТЕРМОМЕТР	128
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	131
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	133

ОБРАЗОВАНИЕ НЕЙТРОНОВ В pA - И AA -СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЯХ

В. И. Юревич

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Представлен обзор экспериментального исследования образования нейтронов в pA - и AA -столкновениях в области промежуточных энергий. Обсуждаются результаты измерений энергетических спектров, угловых распределений и выходов нейтронов, а также роль нейтронов в энергетическом балансе реакции. Значительное внимание уделено описанию экспериментальных данных и зависимости эмиссии нейтронов от энергии снаряда и типа сталкивающихся ядер. Рассматривается феноменологическая модель движущихся источников для описания двойных дифференциальных сечений образования нейтронов в столкновениях протонов и легких ядер с тяжелыми ядрами мишени. С помощью этой модели удастся выделить нейтроны, испускаемые из горячих ядер, которые формируются в центральных столкновениях, а также оценить freeze-out температуру T_f , соответствующую моменту распада по каналу мультифрагментации.

Review of experimental investigation of neutron production in pA - and AA -collisions in intermediate energy region is given. The results of measurements of energy spectra, angular distributions and yields of the neutrons as well as the role of the neutrons in energy balance of the reactions are discussed. Much attention is given to the description of the experimental data and the dependence of neutron emission characteristics on the projectile energy and type of colliding nuclei. Phenomenological model of moving sources for description of the neutron production double-differential cross sections in collisions of protons and light nuclei with target heavy nuclei is considered. This model helps to extract the neutrons emitted from hot nuclei formed in the central collisions and also to estimate freeze-out temperature T_f corresponding to the moment of multifragmentation decay.

PACS: 25.40.-h; 25.40.Er; 28.20.-V

ВВЕДЕНИЕ

Появление в Беркли и Дубне пучков ядер с энергией до нескольких ГэВ на нуклон положило начало релятивистской ядерной физике, предметом которой является изучение ядро-ядерных взаимодействий в области высоких энергий и свойств горячей и плотной ядерной материи. Эти исследования получили широкое развитие в экспериментах, выполненных в ОИЯИ, ЦЕРН, научных центрах США, Европы и Японии.

В целом можно выделить два основных направления в этой области исследований. Одно из них связано с повышением энергии сталкивающихся ядер

и, тем самым, достижением условий, когда кварк-глюонные степени свободы проявляются особенно сильно в начальный момент столкновения. Согласно предсказанию теории это должно привести к образованию нового состояния ядерной материи — кварк-глюонной плазмы (КГП). В настоящее время поиск сигналов, свидетельствующих в пользу образования КГП, является основной целью экспериментальных исследований на ускорительных комплексах AGS–RHIC в BNL (США) и SPS–LHC в ЦЕРН (Швейцария).

Второе направление, к которому относится настоящий обзор, посвящено изучению ядерных реакций и свойств высоковозбужденных ядер при промежуточных энергиях, т. е. в области от 100 МэВ до 10 ГэВ на нуклон. Здесь основные результаты были получены в экспериментах, выполненных на пучках синхрофазотрона ОИЯИ, синхротрона ИТЭФ и изохронного циклотрона ПИЯФ в России, PS в ЦЕРН, BEVALAC, AGS и K1200 в США, SIS и COSY в Германии, SATURNE и GANIL во Франции, PS KEK и HIMAC в Японии. Эти исследования привели к открытию новой моды распада горячих ядер, мультифрагментации и связанного с этим процессом явления фазового перехода жидкость–газ в тяжелых ядрах при энергии возбуждения несколько МэВ на нуклон.

Реакции расщепления ядер при промежуточных энергиях характеризуются высокой множественностью нейтронов, испускаемых в процессах распада и девозбуждения ядер-остатков. Это обусловлено тем, что: 1) ядра в области средних и больших массовых чисел содержат большое число нейтронов и 2) эмиссия нейтронов сопровождает все основные стадии распада, внося значительный вклад в энергетический баланс реакции. Экспериментальное изучение образования нейтронов имеет большое значение для развития теоретических представлений о механизме реакций в области промежуточных энергий и создания компьютерных кодов для моделирования радиационных полей. В настоящее время высокая потребность в нейтронных данных обусловлена развитием современных ядерных технологий на базе ускорителей (сверхмощные источники нейтронов, атомная энергетика, трансмутация ядерных отходов, радиационная медицина), а также подготовкой длительных пилотируемых космических полетов, где дозиметрическая ситуация в значительной степени определяется взаимодействием ядерной компоненты галактических космических лучей с материалами корабля [1–3].

Недавно ядро-ядерное взаимодействие с образованием нейтронов было включено (или находится на стадии включения) в Монте-Карло коды HETC [4, 5], MARS [6], MCNPX [7], FLUKA [8, 9], GEANT4 [10] и некоторые другие для моделирования адронного транспорта в среде. Тестирование кодов на основе имеющихся экспериментальных нейтронных данных является задачей сегодняшнего дня. Данная статья посвящена экспериментальному изучению эмиссии нейтронов в pA - и AA -столкновениях, и анализ теоретических моделей и кодов выходит за ее рамки.

Измерение энергетических спектров, пространственных распределений и выходов нейтронов представляет собой весьма трудную задачу в силу специфики регистрации нейтронов, не обладающих электрическим зарядом. Последние годы характеризуются значительным прогрессом в этом направлении. Наиболее значимый вклад внесли эксперименты, выполненные на пучках протонов и ядер ускорителей BEVALAC (Беркли) [11–16], LAMPF (LANL) [17–23], синхрофазотрона ОИЯИ [24–29], SATURNE (Сакле) [30–34], PS ЦЕРН [35, 36], PS КЕК и НИМАС [37–43], синхротрона ИТЭФ [44–46], COSY (Юлих) [47, 48] и циклотрона PSI [49]. В этих исследованиях получено большое количество разнообразных данных по образованию нейтронов в высокоэнергетических ядерных реакциях.

Цель предлагаемого обзора — показать современное состояние экспериментального исследования образования нейтронов в реакциях в области промежуточных энергий за последние четверть века. Другой важной целью является анализ экспериментальных результатов с целью изучения закономерностей эмиссии нейтронов в pA - и AA -столкновениях.

1. ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТОВ

За последние четверть века эмиссия нейтронов в реакциях при энергиях выше 100 МэВ на нуклон исследовалась во многих лабораториях на базе ускорителей тяжелых ионов. В этих экспериментах получен большой объем данных по двойным дифференциальным сечениям образования нейтронов, их множественностям и угловым распределениям. Существующая к настоящему времени ситуация с нейтронными данными для различных налетающих ядер A_p , их энергии E_p и ядер-мишеней A_t показана на рис. 1, где результаты измерений на различных ускорителях изображены соответствующими символами. Основное число исследований выполнено на пучках протонов с энергией от 0,1 до 8 ГэВ для широкого набора ядер-мишеней. На ядерных пучках нейтронные данные имеются главным образом в области энергий ниже 1 ГэВ/нуклон, где основной вклад внесли измерения на пучках ускорителей BEVALAC (США) и НИМАС (Япония). Область более высоких энергий изучена значительно хуже; здесь образование нейтронов исследовалось на пучках легких ядер с энергией 1 и 2 ГэВ/нуклон в Беркли и Дубне. В выполненных экспериментах наибольшее число результатов было получено для мишеней легче меди и в области A_t около 207, т. е. для свинца и близких к нему ядер.

Основные измерения энергетических распределений нейтронов были выполнены методом времени пролета. Для этого в качестве нейтронных детекторов использовались органические сцинтилляторы, оптически соединенные с фотокатодом фотоумножителей, обладающих высокими временными и достаточно хорошими амплитудными характеристиками. Краткая информация о

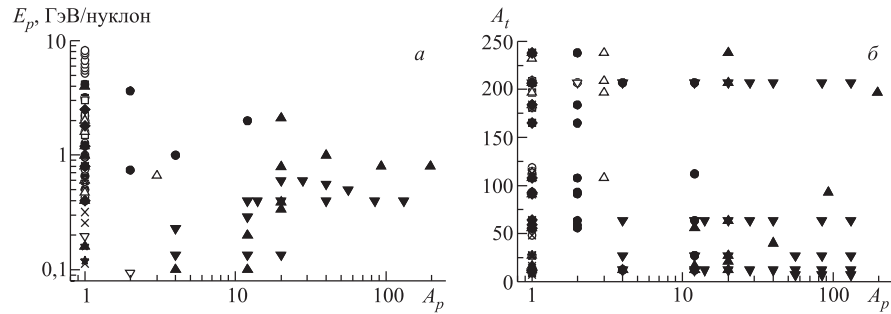


Рис. 1. Эксперименты, в которых исследовалось образование нейтронов на ускорителях протонов и ядер промежуточных энергий: ● — синхрофазотрон ОИЯИ; ○ — синхротрон ИТЭФ; ■ — PS ЦЕРН; □ — PS КЕК; ▲ — BEVALAC; △ — SATURNE; ▼ — HIMAC; ▽ — GANIL; ☆ — циклотрон PSI; ◆ — COSY; × — LAMPF; ★ — IUCF

некоторых времяпролетных спектрометрах на базе выведенных пучков ускоренных тяжелых ионов приведена в табл. 1. В дополнение к методу времени пролета в эксперименте на ускорителе SATURNE [33, 34] был использован магнитный спектрометр протонов отдачи, регистрирующий нейтроны с энергией выше 200 МэВ.

Спецификой метода времени пролета является сильная зависимость энергетического разрешения от энергии нейтронов, которое ухудшается с увеличением энергии, достигая обычно десятков процентов в области сотен МэВ. Улучшение разрешения путем увеличения пролетной базы приводит к существенному снижению статистики набранных событий и, как правило, заметно ухудшает фоновые условия. Поэтому выбор величины пролетного расстояния всегда есть компромиссное решение. В большинстве экспериментов пролетное расстояние составляло от одного до нескольких метров, а временное разрешение, приведенное на единицу его длины, находилось в интервале 0,2–0,3 нс/м. Исключением служат измерения, выполненные на ускорителе протонов LAMPF [17–23], где нейтронные детекторы размещались на расстоянии до 50 м от мишени, облучаемой пучком с интенсивностью $3 \cdot 10^8$ протонов на микроимпульс с шириной около 0,2 нс, что обеспечило рекордное временное и энергетическое разрешение.

Экспериментальное определение эффективности детекторов в исследуемом интервале энергий нейтронов является достаточно трудной задачей. Основным препятствием на пути проведения таких измерений является отсутствие удобных источников высокоэнергетических нейтронов с хорошо известными энергетическим спектром и интенсивностью. Поэтому на практике для этой цели широко применяются расчеты на основе Монте-Карло кодов.

Таблица 1. Времяпрелетные спектрометры нейтронов

Ускоритель	Детекторы, см	E_{\min} , МэВ	Эффективность	L , м	σ , нс	n/γ	Ссылка
Синхро- фазотрон ОИЯИ	Стильбен $\varnothing 4 \times 1$	0,2	Эксперимент	0,5-0,7	0,5	Да	[24, 26, 27]
	Стильбен $\varnothing 5 \times 5$	2	Эксперимент/расчет	0,7-1,2	0,5	Да	
	Пласт. сцинтилл. $\varnothing 12 \times 20$	20	Эксперимент	1,5-2	0,5	Нет	
Синхроотрон ИТЭФ	Пласт. сцинтилл. $\varnothing 20 \times 20$	7,5	Расчет/эксперимент	1,5	$\sim 0,5$	Нет	[50, 51]
Синхроотрон ИТЭФ	Жидкий сцинтилл. $\varnothing 12,7 \times 15,2$	2,5	Расчет	2, 3	0,67	Да	[45, 46]
BEVALAC	NE-102	150	Расчет	8,4-14,3 3,6-8	~ 1	Нет	[16] [14]
	$101,6 \times 25,4 \times 10,2$ $101,6 \times 50,8 \times 10,2$						
LAMPF	BC-418 $\varnothing 5,08 \times 5,08$ $\varnothing 5,08 \times 2,54$	0,4	Эксперимент/расчет	29-50	~ 1	Нет	[18, 19, 21-23]
PS KEK	NE-213	1	Расчет/эксперимент	0,6-0,9 1-1,5	0,5	Да	[38, 39]
	$\varnothing 5,08 \times 5,08$ $\varnothing 12,7 \times 12,7$	3					
	DENSE, NE-213 $\varnothing 12,7 \times 5,1$	2	Эксперимент/расчет	$\sim 8,5$	2	Да	[33, 34]
SATURNE	DEMON, NE-213 $\varnothing 16 \times 20$	4			1,5	Да	
HIMAC	NE-213 $\varnothing 12,7 \times 12,7$	5	Эксперимент/расчет	3-5	1	Да	[40-43]

Однако для повышения достоверности и оценки погрешности определенной таким образом эффективности часто используется комплексный подход, в котором результаты расчетов сравниваются с экспериментом, выполненным при нескольких значениях энергии нейтронов. При этом погрешность найденных значений эффективности обычно находится в пределах 10–15 %.

Существенного улучшения фоновых условий удается добиться путем использования дискриминации прямых и рассеянных гамма-квантов по форме импульса в нейтронных детекторах. Для этой цели наиболее часто применяется жидкий сцинтилятор NE-213, позволяющий создавать нейтронные детекторы различного объема и геометрии.

Время набора статистики непосредственно зависит от толщины используемой мишени. Однако мишень должна быть достаточно тонкой для минимизации вклада вторичных взаимодействий в мишени и изменения энергии падающего иона за счет ионизационных потерь. Поэтому в экспериментах, изучавших эмиссию нейтронов в реакциях, толщина мишеней не превышала нескольких сантиметров для пучка протонов и легких ядер и нескольких миллиметров для более тяжелых ионов.

Систематическая погрешность результатов измерений в основном связана с неопределенностью оценки вклада фоновых событий и погрешностью эффективности нейтронных детекторов. Поэтому вопросам минимизации и измерения фона и определения эффективности нейтронных детекторов в широком диапазоне энергий уделялось большое внимание при проведении исследований.

Полное сечение образования нейтронов и их множественность в реакции, с одной стороны, могут быть вычислены из результатов измерения двойных дифференциальных сечений образования нейтронов путем интегрирования по кинетической энергии нейтронов и телесному углу, а с другой стороны, имеются прямые измерения этих величин в экспериментах, направленных на регистрацию всех испускаемых нейтронов. К последним исследованиям относится выполненный на ускорительном комплексе ОИЯИ эксперимент [25], в котором проводилось измерение среднего числа нейтронов при облучении тяжелых ядер протонами в интервале энергий 0,4–3,17 ГэВ и изучалась зависимость средней множественности нейтронов от атомного номера ядра-мишени на пучке дейтронов с энергией 3,65 ГэВ/нуклон. Нейтроны регистрировались с помощью детекторов, наполненных BF_3 и ^3He и помещенных внутрь замедлителя (блок полиэтилена размером $120 \times 120 \times 132$ см), в центре которого находилась мишень. Средний выход нейтронов в реакции получался относительным методом, т. е. относительно стандартного нейтронного источника, который использовался для определения эффективности регистрирующей системы. Распределения событий по множественности испущенных нейтронов исследовались на пучках ускорителей SATURNE, COSY и в ЦЕРН [31, 32, 35, 36, 47, 48]. В этих экспериментах нейтроны регистриро-

вались 4 π -детекторами на основе жидкого сцинтиллятора, содержащего Gd, с активным объемом 1500 л и 4-м³ путем замедления и последующего радиационного захвата гадолинием. Эффективность регистрации составляла 80–85 % при энергии нейтронов около 2 МэВ.

2. *pA*-СТОЛКНОВЕНИЯ

Наиболее исследованным является процесс рождения нейтронов при взаимодействии высокоэнергетических протонов с ядрами. Краткая информация о выполненных на пучке протонов экспериментах, в которых регистрировались нейтроны с энергией E , приведена в табл. 2.

Таблица 2. Эксперименты на пучке протонов

E_p , ГэВ	Мишени	Данные	Углы, °	E , МэВ	Ссылка
0,113	Be, C, O, Al, Fe, W, Pb, U	$d^2\sigma/dE d\Omega$	7,5–150	0,6 – E_{\max}	[18]
0,12, 0,16	Al, Zr, Pb	$d^2\sigma/dE d\Omega$	0–145	20 – E_{\max}	[52]
0,256	Be, C, O, Al, Fe, Pb, U	$d^2\sigma/dE d\Omega$	7,5–120	0,6 – E_{\max}	[19]
0,256, 0,8	Li, Al, Zr, Pb	$d^2\sigma/dE d\Omega$	7,5–150	20 – E_{\max}	[20]
0,318, 0,8	Be, B, C, N, O, Al, Fe, Cd, W, Pb, U	$d^2\sigma/dE d\Omega$	30–150	0,5 – E_{\max}	[21]
0,475, 2	Ag, Au, Bi, U	dP/dM_n , $d\sigma/dM_n$		< 15	[31, 32]
0,4–2,5	W, Hg, Pb	$d\sigma/dM_n$		< 15	[47]
0,4–3,17	Pb, Bi, U	M_n		< 15	[25]
0,585	C, Al, Fe, Nb, In, Ta, Pb, U	$d^2\sigma/dE d\Omega$	30–150	0,9 – E_{\max}	[49]
0,597	Be, B, C, N, O, Al, Fe, Pb, U	$d^2\sigma/dE d\Omega$	30–150	0,5 – E_{\max}	[22]
0,8	Al, Ti, Cu, W, Pb, U	$d^2\sigma/dE d\Omega$	0	0,12–0,8	[17]
0,8	Be, B, C, N, O, Al, Fe, Cd, W, Pb	$d^2\sigma/dE d\Omega$	30–150	0,3 – E_{\max}	[23]
1,2	C, Al, Fe, Zr, W, Pb, Th	$d^2\sigma/dE d\Omega$	0–160	2 – E_{\max}	[33, 34]
0,8, 1,6	Fe, Pb				
0,8, 1, 1,6	Al, Cu, Zr, W, Pb	$d^2\sigma/dE d\Omega$	15–150	3–300	[45, 46]

Окончание таблицы 2

E_p , ГэВ	Мишени	Данные	Углы, °	E , МэВ	Ссылка
0,8, 1,5, 3	C, Al, Fe, In, Pb	$d^2\sigma/dE d\Omega$	15–150	$1 - E_{\max}$	[38, 39]
1,2	Al, Fe, Ni, Cu, Zr, Nb, Ag, Ho, W, Pb, U	$d\sigma/dM_n, M_n$		< 15	[48]
1,22–4,15	Ag, Ho, Ta, Au, Pb, U	$d\sigma/dM_n$		< 15	[35, 36]
2	Be, Al, Cu, Cd, Pb	$d^2\sigma/dE d\Omega$	30–150	0,5–450	[26–29]
2,2	Cu	$d^2\sigma/dE d\Omega$	60	3,3–200	[37]
0,02–4	C, N, O, Fe	$d\sigma/d\Omega, M_n$	0–150	> 20	[11]
0,43–8,1 6,6	C, Cu, Pb, U Be, C, Al, Ti, Fe, Cu, Nb, Cd, Sn, Ta, Pb, U	$d^2\sigma/dE d\Omega$	119	7,5–190	[44]
6,6	C, Cu, Pb, U		10–160	7,5–190	

Двойные дифференциальные сечения образования нейтронов были измерены методом времени пролета в IUCF при 120 и 160 МэВ [52], в LANL в интервале 113–800 МэВ [18–23], в PSI при 585 МэВ [49], в Сакле при 800, 1200 и 1600 МэВ [33, 34], в ИТЭФ при 800, 1000 и 1600 МэВ [45, 46], в КЕК при 800, 1500 и 3000 МэВ [38, 39] и в ОИЯИ при 2000 МэВ [26–29]. Эмиссия высокоэнергетических нейтронов подробно исследована в широком интервале энергий падающих протонов от 430 до 8100 МэВ и угле 119° , а также для различных углов при 6600 МэВ в эксперименте [44], выполненном в ИТЭФ.

В качестве примера на рис. 2 показаны типичные энергетические спектры нейтронов для угла $\theta = 90^\circ$, измеренные в КЕК для различных ядер-мишеней при энергии падающих протонов 1,5 ГэВ [38, 39]. Выход нейтронов монотонно возрастает с атомным номером ядра мишени. Максимум, наблюдаемый в области низких энергий, соответствует испарению нейтронов из возбужденных ядер-остатков, угловое распределение которых является близким к изотропному. С уменьшением угла интенсивность жесткой части спектров значительно возрастает, так как высокоэнергетические нейтроны испускаются преимущественно вперед.

Систематическое исследование образования нейтронов под углом 0° в реакции перезарядки протонов на ядрах было выполнено в работе [17] при энергии 800 МэВ. На всех мишенях за исключением водорода в спектре нейтронов наблюдается пик квазиупругого зарядовообменного взаимодействия падающего протона с одним из нейтронов ядра. Ниже пика, в частности для C и Al, наблюдается плечо при импульсе, соответствующем возбуждению остаточного ядра около 30 МэВ, что, возможно, связано с возбуждением ги-

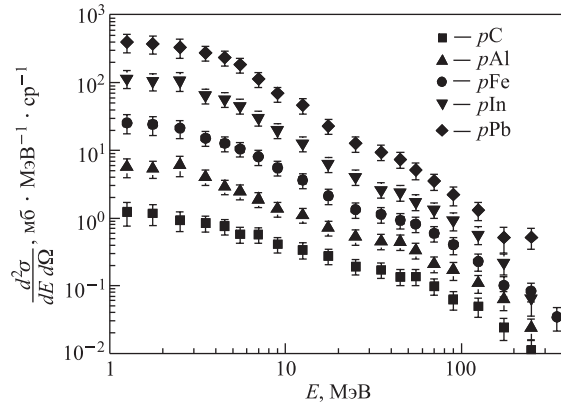


Рис. 2. Энергетические спектры нейтронов, измеренные на пучке протонов с энергией 1,5 ГэВ для ядер C, Al, Fe, In и Pb под углом $\theta = 90^\circ$ [38, 39]

гантского дипольного резонанса. Примерно на 100 МэВ ниже пика имеется провал, за которым следует широкий пик, который связан с квазисвободным рождением пионов в столкновениях налетающих протонов с внутриядерными нуклонами. Для области ядер $A_t \geq 27$ сечение рождения нейтронов в результате квазиупругого зарядовообменного взаимодействия подчиняется зависимости

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 6,5A_t^{2/3}, \quad (1)$$

а в процессе квазисвободного рождения пионов описывается формулой

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 60,3A_t^{1/2}. \quad (2)$$

Зависимость сечений этих процессов от массового числа ядра мишени показана на рис. 3.

Выполненное в [53] моделирование энергетических спектров нейтронов для области малых углов $\theta \leq 5^\circ$ показало, что периферические столкновения вносят наиболее существенный вклад в высокоэнергетическую часть нейтронного спектра за счет квазиупругого и квазинеупругого взаимодействий.

Также авторами этой работы исследовалась зависимость средней множественности нейтронов от массового числа ядра мишени и энергии налетающих протонов вплоть до 2 ГэВ. Они пришли к заключению, что средняя множественность нейтронов почти линейно изменяется с A_t , слабо возрастает с увеличением энергии пучка E_p (ГэВ) и с погрешностью, не превышающей 10%, может быть описана формулой

$$M_n = (0,0803 + 0,0336 \ln E_p)A_t. \quad (3)$$

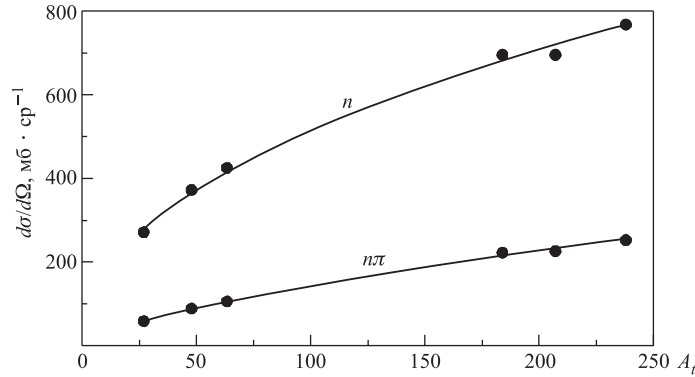


Рис. 3. Измеренные на пучке протонов с энергией 800 МэВ сечения рождения нейтронов под углом 0° как функция атомного числа ядра мишени для квазиупругого зарядовообменного взаимодействия (n) и для процессов с рождением пиона ($n\pi$) [17]: точки — эксперимент; кривые — расчет по формулам (1), (2)

Выход нейтронов разделялся на вклады от каскадного процесса и испарения. В результате была предложена следующая параметризация:

$$M_n = M_n^{\text{casc}} + M_n^{\text{evap}} = (a_1 A_t + a_2) + b_1 A_t^{b_2}, \quad (4)$$

где $a_2 \approx 0,02$, $b_2 \sim 1$, а значения других параметров зависят от энергии протонов.

Сравнение представления (4) с экспериментальными результатами [48], полученными при энергии протонов 1,2 ГэВ, показано на рис. 4. При общем удовлетворительном согласии наблюдается некоторая переоценка экспериментальных данных для большинства ядер. Возможной причиной этого небольшого расхождения, по-видимому, может быть как завышение значений, вычисленных по предлагаемой формуле, так и систематическая погрешность при обработке результатов измерений.

Анализ зависимости средней множественности нейтронов в реакции $p + \text{Pb}$ от энергии налетающих протонов был выполнен в [27,28] для области энергий от 0,1 до 3 ГэВ на основе результатов измерений [18–23, 26–29, 33, 34, 38, 39, 44–47, 54]. Для описания энергетической зависимости полного выхода нейтронов было предложено выражение

$$M_n = 39(1 - \exp(-0,22E_p))^{0,55}, \quad (5)$$

а для выхода нейтронов с энергией выше 20 МэВ дана формула

$$M_{20} = 8(1 - \exp(-0,4E_p)), \quad (6)$$

где энергия налетающих протонов E_p выражена в ГэВ.

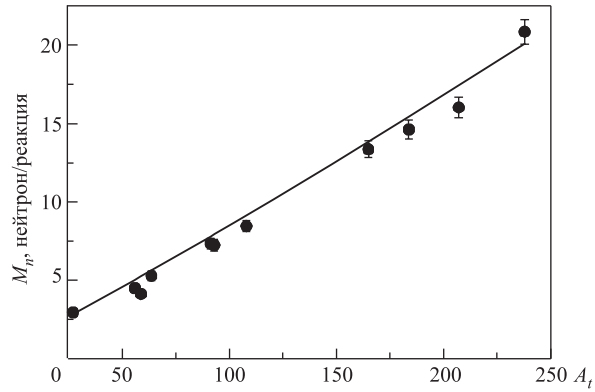


Рис. 4. Зависимость средней множественности нейтронов от массового числа ядра мишени при энергии падающих протонов 1,2 ГэВ: символы — данные [48]; линия — выражение (4) из [53]

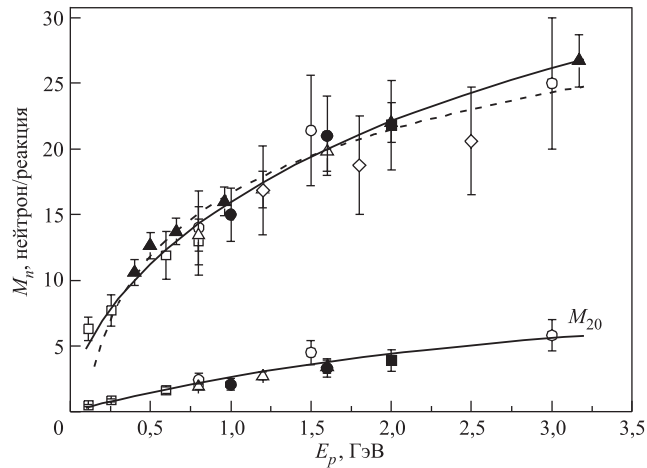


Рис. 5. Средняя множественность всех нейтронов M_n и нейтронов с энергией выше 20 МэВ M_{20} в реакции $Pb(p, nx)$: ■ — [26–29]; □ — [18–23]; ○ — [38, 39]; △ — [33, 34]; ▲ — [25]; ◇ — [47, 54]; ● — [45, 46]; сплошные кривые — результат аппроксимации (5) для M_n и (6) для M_{20} ; штриховая кривая — зависимость (3) из [53]

Экспериментальные данные вместе с предсказанием (3) и оцененными зависимостями (5) и (6) показаны на рис. 5. В пределах погрешностей измерений выражения (3) и (5) хорошо описывают результаты экспериментов в исследуемом интервале энергий протонов. Средняя величина полного выхода

нейтронов имеет тенденцию к насыщению с увеличением энергии протонов. Если в интервале между 1 и 2 ГэВ средняя множественность возрастает на ~ 7 нейтронов, то уже в области от 2 до 3 ГэВ приращение составляет всего ~ 4 нейтрона.

При поиске аппроксимирующей функции для нейтронов с энергией выше 20 МэВ было также использовано значение $(7,0 \pm 1,4)$ нейтрона на неупругое взаимодействие протонов с энергией 6,6 ГэВ, полученное из анализа данных [44]. Доля таких высокоэнергетических нейтронов возрастает от 10 до 22,9 % с увеличением энергии налетающих протонов от 0,25 до 3 ГэВ.

Для изучения выхода испускаемых нейтронов более информативным, чем интегральная величина средней множественности нейтронов, является распределение событий по числу рождаемых нейтронов в pA -столкновениях. Эксперименты [31, 32, 35, 36, 47, 48], выполненные на пучках протонов ускорителей SATURNE, COSY и PS ЦЕРН, показали, что распределения имеют вид широкого пика в области больших величин множественности нейтронов и экспоненциально уменьшающегося вклада при ее малых значениях. Поэтому в [36] была предложена аппроксимация величины $d\sigma/dM_n$ выражением, состоящим из двух членов,

$$\frac{d\sigma}{dM_n} = \frac{S_G}{s\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(M_n - M_n^{\max})^2}{2s^2}\right) + \frac{S_E}{T_n} \exp\left(-\frac{M_n}{T_n}\right), \quad (7)$$

где первый член имеет форму гауссовского распределения и описывает пик при больших значениях выхода нейтронов с положением максимума при M_n^{\max} , а второй член имеет экспоненциальное распределение, вклад которого падает с ростом M_n . Наблюдаемый пик расширяется и сдвигается в сторону большей множественности нейтронов с увеличением как энергии падающих протонов, так и массового числа ядра мишени. В то же время с переходом к более тяжелой мишени относительный вклад второго члена в полный выход нейтронов уменьшается. Следует отметить, что такую же тенденцию имеет вклад от периферических столкновений, в то время как вклад от столкновений с плотной сердцевиной ядра возрастает. Вероятно, двухкомпонентное представление (7) соответствует столкновениям с различными значениями прицельного параметра, т. е. центральным и периферическим.

Нейтроны, образующиеся при взаимодействии высокоэнергетических протонов с тяжелыми ядрами, уносят большую долю энергии налетающих частиц и в значительной степени определяют энергетический баланс реакции. Как показано в [27, 29] на примере реакции $p + \text{Pb}$, средняя энергия нейтронов и полная кинетическая энергия испускаемых нейтронов E_{kin} возрастают с увеличением энергии бомбардирующих протонов. С увеличением энергии пучка величина отношения E_{kin}/E_p сначала слегка понижается в области сотен МэВ и при $E_p > 1000$ МэВ становится практически посто-

янной: $\sim 31\%$. Причем на нейтроны с энергией выше 20 МэВ приходится $\sim 27\%$ во всем исследуемом диапазоне энергий протонов.

Если принять, что энергия отделения нейтрона $S_n \approx 7$ МэВ, то полная энергия W , идущая на образование нейтронов в реакции $Pb(p, nx)$, может быть вычислена как

$$W = E_{\text{kin}} + S_n M_n. \quad (8)$$

С ростом энергии протонов величина отношения W/E_p слабо зависит от E_p в области выше 500 МэВ и составляет около 40%. Энергетический баланс реакции может быть записан как

$$E_p = W + \sum_i E_i + E^* + E_{\text{rec}}, \quad (9)$$

где суммирование ведется по испускаемым частицам (исключая нейтроны), E_i включает в себя кинетическую энергию, энергию отделения и энергию покоя для новых образующихся частиц; E^* — энергия возбуждения ядра остатка после эмиссии нейтронов; E_{rec} — энергия отдачи ядра остатка. Две последние величины E^* и E_{rec} в сумме не превышают 10 МэВ, и ими можно пренебречь. Тогда, учитывая, что $W \approx 0,4 E_p$, получаем долю энергии налетающего протона, идущую на эмиссию заряженных частиц, включая ядерные фрагменты, и образование новых частиц (главным образом π -мезонов):

$$\sum_i E_i \cong 0,6 E_p. \quad (10)$$

При энергии протонов 2 ГэВ в неупругих взаимодействиях с ядрами свинца в среднем около 800 МэВ уходит на образование нейтронов и примерно 1200 МэВ остается на эмиссию заряженных частиц и образование π -мезонов.

3. dA -СТОЛКНОВЕНИЯ

Интерес к образованию нейтронов в dA -взаимодействиях вызван прежде всего тем, что эта реакция является эффективным способом формирования узконаправленных пучков нейтронов высоких энергий. Еще в 1947 г. Serber [55] обсуждал несколько различных процессов образования высокоэнергетических нуклонов в реакциях с дейтронами. Дейтрон, проходя даже на большом расстоянии от ядра, может испытать развал на отдельные нуклоны под действием кулоновского поля ядра [56]. При касании дейтроном края ядра мишени его протон может провзаимодействовать и рассеяться (стриппинг-процесс, или реакция срыва), а нейтрон при этом продолжает свое движение вперед с энергией, равной примерно половине энергии налетающего дейтрона [55, 57].

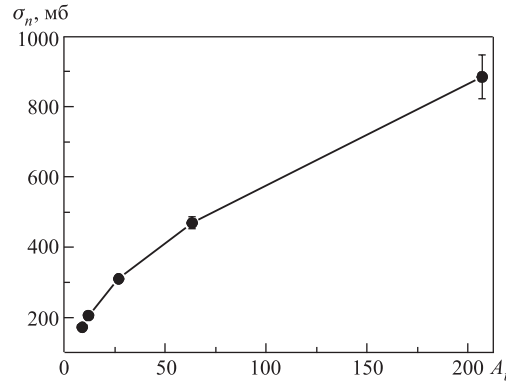


Рис. 6. Сечение развала дейтрона с образованием нейтрона как функция массового числа ядра мишени, измеренное при импульсе дейтрона 2,7 ГэВ/с [30]: символы — результаты измерения (указана только статистическая погрешность, методическая погрешность составляет 20%), линия проведена через экспериментальные точки

Нейтроны высоких энергий могут быть также образованы в случае взаимодействия одного из нуклонов дейтрона с ядром [58]. Важность первых двух процессов связана с фактом, что дейтрон является слабо связанной системой протона и нейтрона.

Измерение сечения стриппинга и диссоциации дейтронов для различных мишеней в интервале A_t от 9 до 207 было выполнено французскими физиками при импульсе 2,7 ГэВ/с [30]. Полученные в эксперименте значения сечения развала дейтрона с образованием высокоэнергетического нейтрона показаны на рис. 6. Важность кулоновской диссоциации дейтронов на тяжелых ядрах для образования нейтронов обсуждается в [59]. Оценка вклада этого процесса составляет до 7% сечения, завися от ядра мишени и энергии падающих дейтронов.

Теоретически эмиссия нейтронов в реакциях, вызванных дейтронами с энергией вплоть до 2 ГэВ/нуклон, изучалась в [53]. Для описания зависимости множественности нейтронов от энергии дейтронов E_d (ГэВ/нуклон) и массового числа ядра мишени A_t авторы предложили следующее выражение:

$$M_n = (0,121 + 0,0469 \ln E_d) A_t, \quad (11)$$

а также формулу для параметризации величины M_n в виде

$$M_n = M_n^{\text{casc}} + M_n^{\text{evap}} = a_1 A_t^{a_2} + b_1 A_t^{b_2}. \quad (12)$$

Двойные дифференциальные сечения образования нейтронов в реакциях $\text{Pb}(p, nx)$ и $\text{Pb}(d, nx)$ были измерены при одной и той же энергии частиц пучка 2 ГэВ в [27] и показаны вместе на рис. 7.

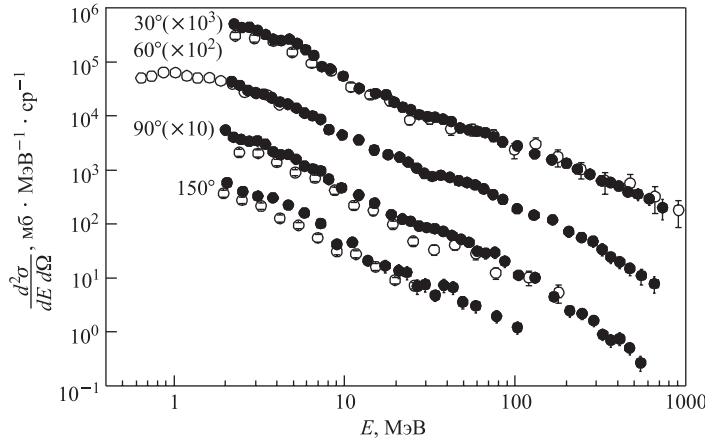


Рис. 7. Двойное дифференциальное сечение образования нейтронов в реакциях $Pb(p, nx)$ (●) и $Pb(d, nx)$ (○) при энергии 2 ГэВ [27]

Энергетические спектры нейтронов в этих реакциях близки по форме и интенсивности. Как видно из рисунка, для падающих дейтронов наблюдается несколько меньший выход нейтронов для углов $\theta \geq 90^\circ$, чем для пучка протонов. Значения средней множественности нейтронов, полученные путем подгонки модельного выражения и последующего интегрирования по энергии и телесному углу, составили $(21,8 \pm 3,4)$ и $(17,1 \pm 3,4)$ нейтрона на взаимодействие для протонов и дейтронов соответственно (процессы с образованием нейтронов в области малых углов не учитывались). Грубая оценка показала, что добавление нейтронов из реакции срыва в $d + Pb$ -взаимодействиях приводит практически к равенству сечений образования нейтронов в неупругих взаимодействиях протонов и дейтронов с ядрами свинца. Такой же вывод о приблизительном равенстве средних чисел образующихся нейтронов при одинаковой полной кинетической энергии протонов и дейтронов был сделан в [53]. Вычисления с помощью выражений (11) и (12) дают несколько больший выход нейтронов, чем определенный из результатов эксперимента [27]. Однако необходимо отметить, что неопределенность последней величины, связанная с систематической погрешностью измерений, превышает это расхождение.

Зависимость среднего числа нейтронов от массового числа ядра мишени была изучена при $E_d = 7,3$ ГэВ и $A_t > 50$ в измерениях методом замедления на пучке синхрофазотрона ОИЯИ [25]. При этом регистрировались нейтроны с энергиями ниже 15 МэВ. Результаты этих измерений представлены на рис. 8. Там же показаны зависимость, учитывающая утечку высокоэнергетических нейтронов, а также предсказание, полученное с помощью формулы

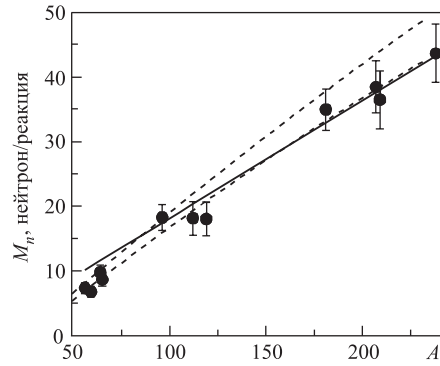


Рис. 8. Зависимость выхода нейтронов от массового числа ядра мишени для dA -взаимодействий с поглощением налетающего дейтрона с энергией 7,3 ГэВ: символы — экспериментальные данные [25], нижняя штриховая кривая — аппроксимация этих данных, верхняя штриховая кривая получена после введения поправки на утечку нейтронов с энергией выше 15 МэВ, сплошная кривая вычислена по формуле (11)

(11). Как видно из рисунка, вычисленные по формуле значения расходятся с результатами измерений не более чем на 15 %, несмотря на то, что энергия дейтронов существенно превышает 4 ГэВ — максимальную энергию интервала, для которого было рекомендовано выражение (11).

В заключение этого раздела следует отметить, что экспериментов, изучавших эмиссию нейтронов в dA -столкновениях при промежуточных энергиях, крайне мало и, несомненно, для улучшения ситуации с нейтронными данными необходимо проведение новых измерений на пучках высокоэнергетических дейтронов.

4. АА-СТОЛКНОВЕНИЯ

Эксперименты, в которых изучалось образование нейтронов на пучках ядер с $Z \geq 2$ и энергией выше 0,1 ГэВ/нуклон, представлены в табл. 3.

На пучке тяжелых ионов ускорителя BEVALAC с энергиями вплоть до 2,1 ГэВ/нуклон для различных комбинаций сталкивающихся ядер были определены выходы и угловые распределения нейтронов с энергией выше 20 МэВ [11]. Измерения показали, что в направлении вперед наблюдается пик в сечении образования нейтронов, а в интервале больших углов 15–150° распределение хорошо описывается простым выражением

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = C \exp(-k\theta), \quad (13)$$

где θ — угол эмиссии в л. с.

Таблица 3. Эксперименты, выполненные на пучках ядер

Пучок	E_p , ГэВ/нуклон	Мишени	Данные	Углы, °	E , МэВ	Ссылка
^3He	0,667	Ag, Au, Bi, U	dP/dM_n , $d\sigma/dM_n$		< 15	[31, 32]
^4He	0,1	C	$d\sigma/d\Omega$, M_n	0–150	> 20	[11]
^4He	0,135	C, Al, Cu, Pb	$d^2\sigma/dE d\Omega$	0–110	10 – E_{\max}	[40]
^4He	0,23	Al, Cu	$d^2\sigma/dE d\Omega$	5–80	5 – E_{\max}	[43]
^4He	1	C, Pb	$d^2\sigma/dE d\Omega$	30–150	0,3–500	[26–29]
C	0,02–0,2	C, O, Fe	$d\sigma/d\Omega$, M_n	0–150	> 20	[11]
C	0,135	C, Al, Cu, Pb	$d^2\sigma/dE d\Omega$	0–110	10 – E_{\max}	[40]
C	0,29, 0,4	C, Cu, Pb	$d^2\sigma/dE d\Omega$	5–80	5 – E_{\max}	[41, 42]
C	2	C, Al, Cu, Cd, Pb	$d^2\sigma/dE d\Omega$	30–150	0,25–350	[26–29]
N	0,4	C, Cu	$d^2\sigma/dE d\Omega$	5–80	5 – E_{\max}	[43]
Ne	0,135	C, Al, Cu, Pb	$d^2\sigma/dE d\Omega$	0–110	10 – E_{\max}	[40]
Ne	0,337	C, Al, Cu, U	$d^2\sigma/dE d\Omega$	30–90		[12]
Ne	0,4, 0,6	C, Cu, Pb	$d^2\sigma/dE d\Omega$	5–80	5 – E_{\max}	[41, 42]
Ne	0,39 0,79	NaF Pb	$d^2\sigma/dE d\Omega$	0 0		[13]
Ne	0,79	Pb	$d^2\sigma/dE d\Omega$	0–160	20 – E_{\max}	[14]
Ne	0,337 0,8 2,1	C, Cu, U NaF, Cu, Pb NaF, Pb	$d\sigma/d\Omega$, M_n	0–150	> 20	[11]
Si	0,6	C, Cu, Pb	$d^2\sigma/dE d\Omega$	5–80	5 – E_{\max}	[43]
Ar	0,4, 0,56	C, Cu, Pb	$d^2\sigma/dE d\Omega$	5–80	5 – E_{\max}	[41, 42]
Ar	1,04	Ca	$d\sigma/d\Omega$, M_n	0–150	> 20	[11]
Fe	0,5	Li, CH ₂ , Al	$d^2\sigma/dE d\Omega$	5–80	10 – E_{\max}	[43]
Kr	0,4	Li, C, CH ₂ , Al, Cu, Pb	$d^2\sigma/dE d\Omega$	5–80	5 – E_{\max}	[43]
Nb	0,8	Nb	$d^2\sigma/dE d\Omega$	0		[15]
Nb	0,8	Nb	$d^2\sigma/dE d\Omega$	0–42		[16]
Xe	0,4	C, Cu, Pb	$d^2\sigma/dE d\Omega$	5–80	5 – E_{\max}	[41, 42]
Xe	0,4	Li, C, CH ₂ , Al, Cu, Pb	$d^2\sigma/dE d\Omega$	5–80	5 – E_{\max}	[43]
Au	0,8	Au	$d^2\sigma/dE d\Omega$	0		[15]
Au	0,8	Au	$d^2\sigma/dE d\Omega$	0–42		[16]

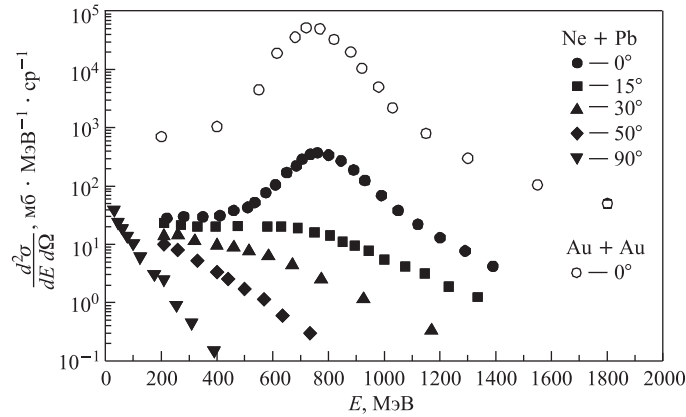


Рис. 9. Энергетические спектры нейтронов, измеренные в реакциях Ne + Pb [14] и Au + Au [15] при энергиях 0,79 и 0,8 ГэВ/нуклон соответственно

Энергетические спектры нейтронов, измеренные для различных углов в реакции Ne + Pb при энергии 0,79 МэВ/нуклон [14], представлены на рис. 9.

С увеличением угла жесткая компонента в энергетическом спектре нейтронов, имеющая вид пика при $\theta = 0^\circ$ или плеча при малых значениях угла, исчезает в области углов $\theta > 30^\circ$. На том же рисунке показана высокоэнергетическая часть спектра нейтронов для реакции Au + Au, измеренная под углом 0° при энергии 0,8 ГэВ/нуклон [15]. Эта область спектра формируется прежде всего в результате развала налетающего ядра. Максимум широкого пика находится вблизи энергии налетающего ядра, пересчитанной на нуклон. Кроме того, в энергетическом спектре нейтронов наблюдается длинный хвост в сторону более высоких энергий.

Недавно на ускорителе НИМАС в Японии была выполнена новая серия измерений в столкновениях Ne с энергией 0,23 ГэВ/нуклон, N, Kr и Xe с энергией 0,4 ГэВ/нуклон и Si с энергией 0,6 ГэВ/нуклон с различными ядрами [40–43].

Исследовались двойные дифференциальные сечения образования нейтронов с энергиями выше ~ 10 МэВ. Для описания угловых распределений таких нейтронов в области как малых, так и больших углов в [43] предложена формула, содержащая два члена и четыре подгоночных параметра a_i :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = a_1 \exp(-a_2\theta) + a_3 \exp(-a_4\theta). \quad (14)$$

В той же работе для параметризации сечения образования высокоэнергетических нейтронов в полный телесный угол было применено выражение

$$\sigma = C(A_p^{1/3} + A_t^{1/3})^2 (f_p N_p + f_t N_t), \quad (15)$$

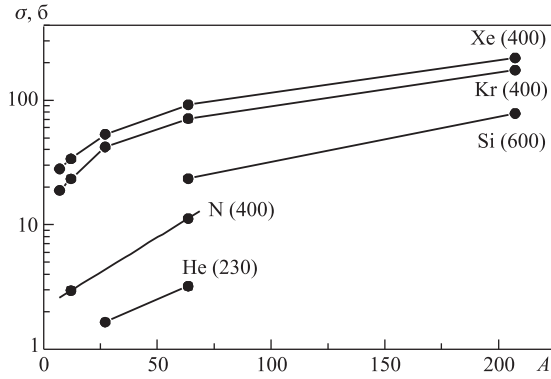


Рис. 10. Значения сечения образования нейтронов с энергией выше 10 МэВ, полученные в измерениях на пучках тяжелых ионов He, N, Kr, Xe, Si ускорителя НИМАС (в скобках дана энергия иона в МэВ/нуклон) [43]

где C — нормировочная константа; A_p и A_t — атомные числа налетающего ядра и ядра мишени соответственно; N_p и N_t — числа нейтронов для этих ядер; f_p и f_t — доли вкладов от нейтронов этих ядер в нейтронный выход. Результаты измерений сечения образования нейтронов с энергиями выше 10 МэВ в различных ядро-ядерных столкновениях показаны на рис. 10.

Пока единственными данными по двойным дифференциальным сечениям образования нейтронов в реакциях, вызванных релятивистскими ядрами с энергией несколько ГэВ на нуклон, являются результаты измерений [26, 29]. Здесь изучалась эмиссия нейтронов под углами больше 30° в широком интервале энергий от сотен кэВ до сотен МэВ в столкновениях ^4He и C с ядрами свинца при энергиях 1 и 2 ГэВ/нуклон соответственно. Полученные в этих работах результаты были использованы для изучения испускания нейтронов в различных модах распада ядерной системы, образующейся в столкновениях. Энергетические спектры нейтронов, измеренные под различными углами в л. с. для реакции $\text{C} + \text{Pb}$, показаны на рис. 11.

Видно, что в случае столкновения легкого ядра с тяжелым ядром-мишенью в области низких энергий нейтронов результаты для различных углов практически совпадают, что подтверждает изотропный характер эмиссии таких нейтронов из ядер-остатков на конечной стадии реакции. Более ранние стадии распада формируют высокоэнергетическую часть спектров. При этом с увеличением энергии нейтронов эмиссия нейтронов становится все более направленной вперед, по направлению падающей частицы.

Следует подчеркнуть, что результаты, полученные для взаимодействий легких ядер с тяжелыми ядрами-мишенями и для обратной комбинации сталкивающихся ядер, должны соответствовать друг другу. Так, двойные диффе-

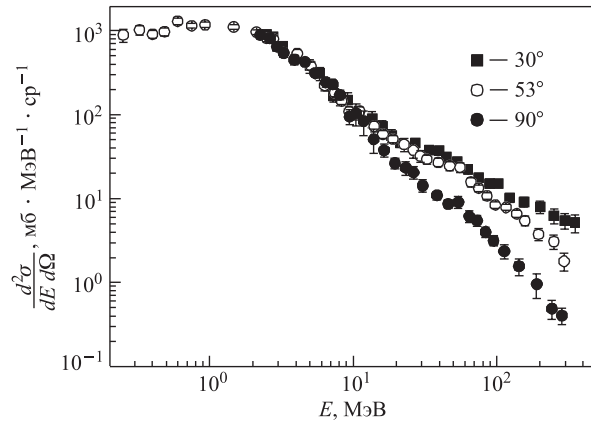


Рис. 11. Двойные дифференциальные сечения образования нейтронов в реакции $C + Pb$ при энергии 2 ГэВ/нуклон, измеренные под тремя различными углами [26, 29]

ренциальные сечения образования нейтронов в последнем случае могут быть получены из измерений на пучке легких ядер путем преобразования данных из л. с. в систему координат налетающего ядра. Столкновения тяжелых релятивистских ядер с легкими ядрами-мишенями дают высокий выход высокоэнергетических нейтронов в узком конусе по направлению пучка. Например, для реакции $Pb + C$ при энергии 2 ГэВ/нуклон образуется около 30 таких нейтронов. Таким образом, тяжелые ядра высоких энергий могут быть использованы для создания интенсивных пучков квазимоноэнергетических нейтронов, энергия которых примерно равна кинетической энергии налетающего ядра, приведенной на один нуклон.

5. ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ КАРТИНА РЕАКЦИИ

Измерение двойных дифференциальных сечений образования частиц и фрагментов в ядро-ядерных столкновениях является одним из основных способов изучения пространственно-временной картины реакции и мод распада образующейся ядерной системы. Изучение энергетических и угловых распределений образующихся частиц показало, что они достаточно хорошо описываются в рамках простой феноменологической модели, которая выделяет три различных источника эмиссии частиц: 1) спектатор налетающего ядра — быстрый источник, движущийся со скоростью ядра-снаряда, 2) участник — горячий источник, движущийся с некоторой скоростью вдоль направления пучка и формируемый нуклонами-участниками в области перекрытия сталкивающихся ядер, и 3) спектатор ядра мишени — медленный источник

в л. с. [60–63]. Эта модель трех движущихся источников была недавно применена в [43] для описания спектров нейтронов, испущенных под различными углами в л. с., где было получено удовлетворительное согласие с экспериментальными данными для широкого набора сталкивающихся ядер. Более сложная модель была предложена в [64, 65] с целью более детального воспроизведения спектров заряженных частиц. В ней в дополнение к описанным выше источникам были введены два новых высоковозбужденных источника, связанных с налетающим ядром и ядром-мишенью.

Касаясь механизма формирования горячих источников частиц и возбуждения ядер-остатков, следует отметить, что в области энергий выше 0,5 ГэВ/нуклон существенную роль в поглощении энергии ядра-снаряда играет неупругое нуклон-нуклонное взаимодействие с возбуждением барионных резонансов и образованием мезонов (в основном пионов). На стадии внутриядерного каскада в области перекрытия ядер часть быстрых нуклонов и мезонов покидает ядерную систему, а энергия остальных идет на возбуждение спектаторов. Однако, несмотря на длительную историю изучения ядро-ядерных столкновений, механизм формирования возбужденной ядерной материи в результате передачи энергии от налетающего адрона или ядра является еще недостаточно изученным.

Особый интерес вызывают центральные столкновения протонов и легких ядер с энергией несколько ГэВ на нуклон с тяжелыми ядрами, которые являются эффективным способом получения горячих ядер с малым возбуждением коллективных степеней свободы. Эксперименты показали, что энергетические спектры легких заряженных частиц имеют сложный характер и состоят из двух компонент. Первая из них определяет жесткую часть спектра и соответствует эмиссии на ранней горячей и неравновесной стадии столкновения. Оценки показывают, что в таких столкновениях энергия возбуждения тяжелого ядра-остатка достигает нескольких МэВ на нуклон. Согласно статистической теории мультифрагментации [66] на следующей стадии под действием тепловой энергии и кулоновских сил происходит расширение горячего ядерного остатка с установлением теплового равновесия, что в итоге приводит к развалу ядерной системы на отдельные нуклоны и фрагменты. Момент распада, называемый freeze-out, характеризуется температурой T_f , значение которой, как было установлено в целом ряде экспериментов, не зависит от типа и энергии сталкивающихся ядер и является постоянным в широком интервале энергии возбуждения [67]. Это явление обычно интерпретируют в терминах фазового перехода жидкость–газ. Испускаемые на этой стадии частицы формируют более мягкую и изотропную компоненту энергетического спектра. На завершающей стадии происходит девозбуждение ядерных фрагментов в основном путем испарения нейтронов и эмиссии гамма-квантов.

Описанная выше пространственно-временная картина реакции наглядно показана на рис. 12, где стрелка слева указывает направление времени. По-

следовательно изображены следующие процессы: начальная каскадная стадия столкновения с испусканием высокоэнергетических адронов, соответствующая первым столкновениям нуклонов ядра-снаряда и ядра-мишени (А); горячая неравновесная стадия, являющаяся источником быстрых нейтронов и

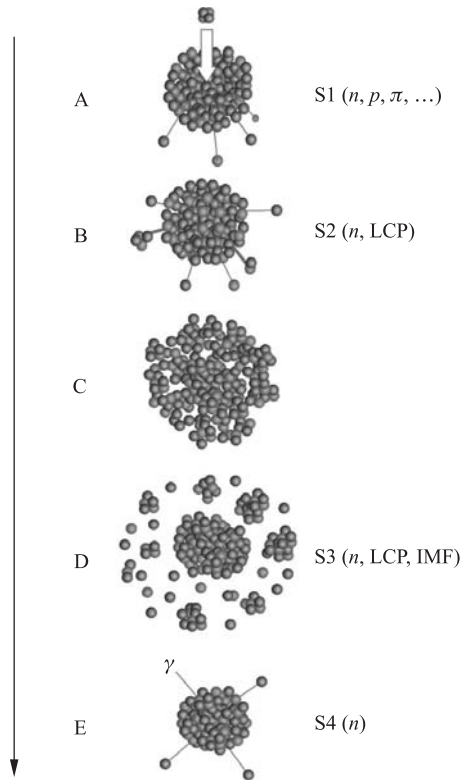


Рис. 12. Пространственно-временная картина центрального столкновения релятивистского легкого ядра с тяжелым ядром-мишенью: А–Е — последовательные стадии эволюции ядерной системы; S1–S4 — соответствующие источники частиц, которые указаны в скобках

и легких заряженных частиц (LCP) с $Z < 3$ (В); фаза расширения и термализации ядерной системы (С); стадия ее распада по каналу мультифрагментации с эмиссией нейтронов, легких заряженных частиц и фрагментов промежуточной массы (IMF) (D); заключительная стадия распада, в которой происходит девозбуждение образовавшихся ядер путем эмиссии нейтронов, а также гамма-квантов (Е).

В периферических столкновениях энергия возбуждения имеет существенно меньшую величину в силу передачи малой части энергии тяжелому ядру мишени от налетающего ядра-снаряда. Поэтому после завершения каскадной стадии девозбуждение ядер-остатков идет путем испарения частиц (в основном нейтронов) и деления (является существенным для тяжелых ядер-остатков с $A > 180$).

Авторами [66] было показано, что при энергии возбуждения 1–2 МэВ/нуклон происходит переход от компаунд-ядра к режиму мультифрагментации, а значение критической энергии возбуждения находится в пределах 2–3 МэВ/нуклон. Вычисления энергии возбуждения ядра-остатка для столкнове-

ний протонов с энергией 2 ГэВ с ядрами свинца [53] показали ее быстрое нарастание с уменьшением прицельного параметра до $b \approx 5$ Фм (радиуса плотной сердцевины ядра свинца), и при меньших значениях b , в области центральных столкновений, ее среднее значение достигает 1,5–2 МэВ/нуклон.

Модельный расчет [68], выполненный для столкновения протонов с энергией 2 ГэВ с ядрами золота, показал, что вероятность достижения столь высокой энергии возбуждения сильно зависит от времени установления теплового равновесия, которое согласно [68, 69], по-видимому, составляет (25 ± 10) Фм/с. Это соответствует сравнительно высокой вероятности возникновения событий с энергией возбуждения, превышающей 2 МэВ/нуклон, которая для взаимодействия $p + Au$ при энергии 2 ГэВ достигает $\approx (20 \pm 10) \%$ [68]. Значение вероятности распада по каналу мультифрагментации, найденное на основе анализа экспериментальных данных по выходу заряженных фрагментов с $Z \geq 3$ для той же реакции, но при энергиях протонов 2,16 ГэВ [70] и 2,55 ГэВ [71], составляет примерно 20%. Другая оценка была получена в [70] на основе модельных расчетов для реакций ${}^4\text{He} + Au$ при 4 и 14,6 ГэВ и ${}^{12}\text{C} + Au$ при 22,4 ГэВ и составила 25–30%.

Таким образом, в зависимости от налетающей частицы и ее энергии в центральных столкновениях в значительной доле случаев распад образующейся ядерной системы идет по каналу мультифрагментации. При этом одновременно с образованием заряженных фрагментов следует ожидать сброса сравнительно большого числа нейтронов.

Традиционное описание механизма образования нейтронов в ядерных реакциях при средних энергиях использует двухкомпонентное представление, соответствующее предравновесной эмиссии и испарению нейтронов. Следующая компонента, воспроизводящая испускание высокоэнергетических нейтронов на стадии внутриядерного каскада, добавляется с переходом в область более высоких энергий (выше 100 МэВ/нуклон). Эта схема процесса испускания нейтронов часто используется для интерпретации экспериментальных данных, и она была положена в основу модели движущихся источников для описания двойных дифференциальных сечений образования нейтронов в pA -столкновениях вплоть до энергии 3 ГэВ [72]. Для описания образования нейтронов больших энергий в области малых углов вводятся один или два дополнительных члена в виде гауссовского распределения.

Однако такой подход к описанию эмиссии нейтронов не является адекватным обсуждавшейся выше пространственно-временной картине реакций в области промежуточных энергий. Для преодоления этой трудности недавно была предложена новая феноменологическая модель [26, 28, 29], отражающая основные моды распада с образованием нейтронов. Она была успешно применена для интерпретации результатов, полученных в столкновениях протонов и легких ядер с энергией выше 500 МэВ/нуклон с тяжелыми ядрами свинца. Для центральных столкновений и области больших углов $\theta \geq 30^\circ$ модель рассматривает следующие четыре источника нейтронов, движущихся с различной скоростью вдоль траектории налетающего ядра:

- 1) внутриядерный каскад,
- 2) эмиссия из горячего ядра-остатка,

- 3) мультифрагментация,
- 4) испарение нейтронов из возбужденных ядер-фрагментов.

В периферических столкновениях формируются только первый и последний из перечисленных источников.

В области малых углов должны быть добавлены новые процессы, описывающие наиболее жесткую часть спектра нейтронов:

- 5) упругое и квазиупругое нуклон-нуклонные взаимодействия,
- 6) фрагментация ядра-снаряда.

6. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ В РАМКАХ МОДЕЛИ ДВИЖУЩИХСЯ ИСТОЧНИКОВ

6.1. Двойные дифференциальные сечения рождения нейтронов. Модель движущихся источников, предложенная в [26, 28, 29] для анализа энергетических спектров нейтронов в столкновениях адронов и легких ядер с тяжелыми ядрами в области промежуточных энергий, основана на использовании распределения Максвелла–Больцмана для описания зависимости сечения образования нейтронов от их энергии и предположения их изотропной эмиссии в системе источника. Модельное релятивистское выражение, используемое для описания экспериментальных данных в области больших углов, имеет вид

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = \sum_{i=1}^4 p A_i \exp \left\{ - \left(\frac{E + m - p\beta_i \cos \theta}{(1 - \beta_i^2)^{1/2}} - m \right) / T_i \right\}, \quad (16)$$

где импульс нейтрона $p = (E^2 + 2Em)^{1/2}$, E — кинетическая энергия нейтрона в л. с. в МэВ; m — масса нейтрона в МэВ; θ — угол вылета нейтрона в л. с. Выражение (16) представляет собой сумму вкладов от четырех источников S1–S4, перечисленных в конце предыдущего раздела. Каждый движущийся источник характеризуется параметрами амплитуды A_i , температуры T_i и скорости β_i , выраженной в единицах скорости света. Всего выражение (16) имеет 12 параметров, которые находятся во время его подгонки к результатам измерений.

Естественно предположить, что температуры и скорости источников будут уменьшаться с увеличением номера источника, т. е. по мере эволюции и распада возбужденной ядерной системы. Другими словами, для параметров T_i и β_i выполняются соотношения $T_1 > T_2 > T_3 > T_4$ и $\beta_1 > \beta_2 > \beta_3 > \beta_4$. Исходя из результатов, полученных в исследованиях эмиссии заряженных фрагментов, можно ожидать, что значения T_2 и T_3 будут находиться в интервалах 15–30 и 4–8 МэВ соответственно, а скорости β_3 и β_4 будут составлять менее

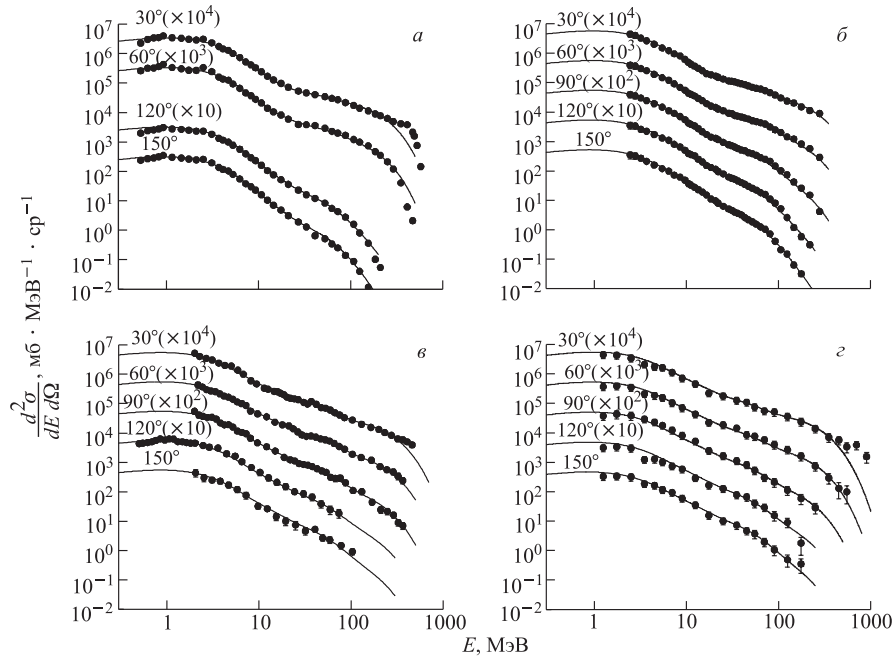


Рис. 13. Описание двойного дифференциального сечения образования нейтронов в реакции $Pb(p, nx)$ формулой (16): *а*) данные LANL при энергии 0,597 ГэВ [22]; *б*) данные ИТЭФ при энергии 1,6 ГэВ [45, 46]; *в*) данные ОИЯИ при энергии 2 ГэВ [26–29]; *г*) данные КЕК при энергии 3 ГэВ [38, 39] (кривые — результат подгонки, точки — экспериментальные данные)

0,01. Поэтому можно предвидеть, что наибольший вклад в нейтронные спектры от процесса тепловой фрагментации ядерного остатка будет наблюдаться в области 5–30 МэВ.

Эта модель была применена в [26, 28, 29] для анализа результатов измерений со свинцовой мишенью в LANL, КЕК, ИТЭФ и ОИЯИ для налетающих протонов в области энергий от 256 МэВ до 6,6 ГэВ и ядер 2H , 4He и ^{12}C с энергиями 2, 4 и 24 ГэВ соответственно. Для всех перечисленных взаимодействий в результате подгонки выражения (16) получено хорошее описание экспериментальных распределений для всех энергий нейтронов и области углов эмиссии больше 30° . В качестве примера на рис. 13 показан результат описания модельным выражением энергетических спектров нейтронов, полученных при четырех различных энергиях протонов.

На рис. 14 приведены примеры описания выражением (16) двойных дифференциальных сечений образования нейтронов, измеренных для свинцовой

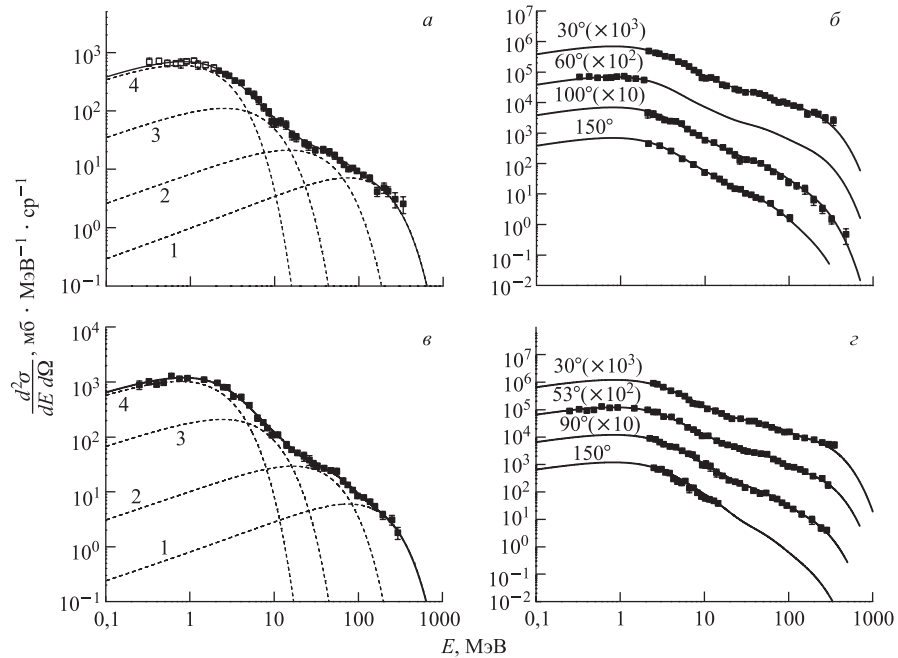


Рис. 14. Двойные дифференциальные сечения образования нейтронов, измеренные для свинцовой мишени на пучках ядер ${}^4\text{He}$ с энергией 4 ГэВ (*a, б*) и ${}^{12}\text{C}$ с энергией 24 ГэВ (*в, г*) [26, 29]. *a, в*) Для ${}^4\text{He}$ (■ — 30° , □ — 60°) и ${}^{12}\text{C}$ (угол 53°) пунктирными кривыми с соответствующими номерами показаны вклады различных компонент-источников, сплошная кривая есть результат их суммирования; *б, г*) описание данных выражением (16) для различных углов с найденными значениями параметров

мишени на пучках ядер ${}^4\text{He}$ с энергией 4 ГэВ и ${}^{12}\text{C}$ с энергией 24 ГэВ [26, 29]. Вклад от горячей неравновесной стадии распада (вторая компонента) доминирует в области от 25 до $\sim 70 - 80$ МэВ. Процесс тепловой фрагментации (третья компонента) дает наибольший вклад в интервале от 6 до 25 МэВ.

6.2. Характеристики источников нейтронов. Полученные значения параметров температуры источников, как это показано на рис. 15, в области энергий выше 0,5 ГэВ не зависят от энергии и типа налетающего иона и носят универсальный характер. Их численные значения приведены в табл. 4.

Средние значения температур второго и третьего источников составляют (21 ± 1) МэВ и $(4,65 \pm 0,15)$ МэВ соответственно. Полученные значения параметра температуры для испарительной стадии T_4 примерно в 1,5–2 раза превышают величины, характерные для реакций при низких энергиях.

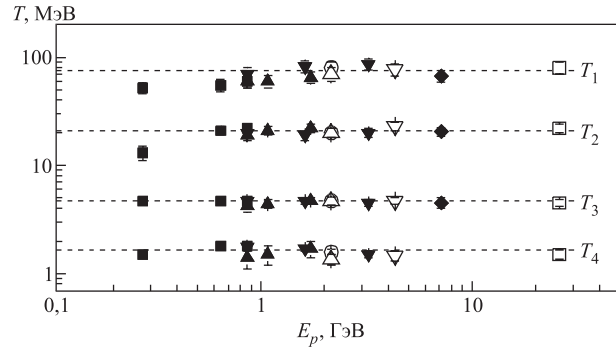


Рис. 15. Зависимость температур источников нейтронов от энергии и типа налетающих на свинцовую мишень ионов: p (\circ), ${}^2\text{H}$ (Δ), ${}^4\text{He}$ (∇) и ${}^{12}\text{C}$ (\square) [26, 29]; p (\blacksquare) [18–23], p (\blacktriangle) [45, 46], p (\blacktriangledown) [38, 39], p (\blacklozenge) [44]

Таблица 4. Значения температуры источников нейтронов, найденные путем подгонки модельного выражения (16) к экспериментальным данным, полученным в различных лабораториях для свинцовой мишени

Лаборатория	T_1 , МэВ	T_2 , МэВ	T_3 , МэВ	T_4 , МэВ
LANL	55–60	21–22	4,7	1,8
КЕК	70–80	20–22	4,7–5	1,6–1,75
ИТЭФ	60–65	19–22	4,2–4,7	1,4–1,7
ОИЯИ	70–80	20–23	4,5–4,7	1,35–1,57

Значения параметра скорости первого источника находятся в пределах 0,2–0,3. Для второго и третьего источников скорости возрастают с увеличением массы налетающего ядра от 0,02 до 0,1 и от 0,0025 до 0,007 соответственно. Скорость последнего, четвертого источника является близкой к нулю.

6.3. Множественность нейтронов, выпускаемых в процессе распада.

Модель движущихся источников позволяет оценить, какой вклад в среднюю множественность нейтронов вносит их эмиссия на различных стадиях распада ядерной системы. Парциальное сечение образования нейтронов в i -м процессе находится путем интегрирования соответствующего члена выражения (16) с найденными параметрами по энергии и телесному углу:

$$\sigma_i = \iint \left(\frac{d^2\sigma_i}{dE d\Omega} \right) dE d\Omega, \quad (17)$$

где $d^2\sigma_i/dE d\Omega$ — вклад i -й компоненты в двойное дифференциальное сечение образования нейтронов в реакции. При этом полное сечение образования

нейтронов является суммой вкладов от четырех различных компонент:

$$\sigma_n = \sum_i \sigma_i, \quad (18)$$

а средняя множественность нейтронов, испущенных на всех стадиях распада ядерной системы, может быть записана как

$$M_n = \sum_i M_i = \frac{1}{\sigma_R} \sum_i \sigma_i, \quad (19)$$

где σ_R — сечение реакции. Найденные таким образом значения M_n и относительные вклады источников S2 и S3 для взаимодействий p , d , ${}^4\text{He}$, C с ядрами Pb при энергии пучка E_p приведены в табл. 5 [29].

Таблица 5. Средние значения множественности нейтронов и относительные вклады источников S2 и S3 для взаимодействий легких ядер с ядрами свинца [29]

Реакция	E_p , ГэВ	M_n , $n/\text{реакц.}$	M_2/M_n , %	M_3/M_n , %
$p + \text{Pb}$	2	$21,8 \pm 3,4$	16	22
$d + \text{Pb}$	2	$17,1 \pm 3,4$	14	20
${}^4\text{He} + \text{Pb}$	4	$22,5 \pm 3,5$	19	23
${}^{12}\text{C} + \text{Pb}$	24	$29,1 \pm 4,5$	16	26

Для рассмотренных реакций суммарный вклад источников S2 и S3 в средний выход нейтронов, испускаемых в процессе эволюции и распада возбужденной ядерной системы, составляет около 40%. Наибольший вклад 43–58% дают испарительные нейтроны. Переход к пучкам ядер гелия и углерода приводит к некоторому увеличению числа нейтронов от первых трех источников по сравнению с результатом, полученным на протонах. При этом вклад от испарительной стадии в множественность нейтронов изменяется мало. В целом величины M_n , M_2/M_n и M_3/M_n слабо зависят от типа налетающего ядра и его энергии.

7. ЭМИССИЯ НЕЙТРОНОВ ИЗ ГОРЯЧИХ ЯДЕР И НЕЙТРОННЫЙ ТЕРМОМЕТР

Анализ двойных дифференциальных сечений образования нейтронов на основе развитой в [26–29] модели позволяет надежно выделить и изучить эмиссию нейтронов из высоковозбужденных ядер, формируемых в центральных столкновениях (источники S2 и S3). Как показано на рис. 16, вклады этих источников в столкновениях $p + \text{Pb}$ становятся заметными, если кинетическая энергия налетающего протона превышает 0,5 ГэВ. При этом сечения

образования нейтронов для обоих источников логарифмически возрастают с увеличением полной кинетической энергии ядра-снаряда.

Для понимания природы этих источников нейтронов полезно сравнить оцененные значения их температуры и скорости с параметрами источников легких заряженных частиц и фрагментов промежуточной массы в похожих реакциях.

Недавно коллаборацией ISiS [73] были оценены значения температуры и скорости горячего источника по спектрам легких фрагментов в столкновениях ${}^3\text{He}$ с энергией 4,8 ГэВ с ядрами Au, которые составили (19 ± 2) МэВ и 0,03–0,045 (для Li) соответственно и хорошо согласуются с характеристиками нейтронного источника S2. Чуть позже эти же параметры были получены в эксперименте PISA [74] для реакции $p + \text{Au}$ при энергии 2,5 ГэВ, где для фрагментов гелия и лития $T_2 \approx 27$ МэВ и $\beta_2 \approx 0,03 - 0,06$ соответственно.

Оцененная из нейтронных данных температура горячего источника T_2 находится между полученными в этих исследованиях значениями, а скорость β_2 в пределах погрешностей измерений согласуется с найденными значениями скорости для источника фрагментов. Интересно отметить, что в реакции $\text{Au} + \text{Au}$ при энергии 1 ГэВ/нуклон [75, 76] температура, найденная из наклона жесткой компоненты энергетического спектра легких заряженных частиц и соответствующая области суммарного заряда фрагментов $20 \leq Z_{\text{bound}} \leq 60$, составила ~ 26 МэВ для протонов и ~ 17 МэВ для более тяжелых частиц. Это также хорошо согласуется с определенным из анализа нейтронных данных значением, если учесть, что для столкновений легких ядер с тяжелыми ядрами наибольшее число событий соответствует большому Z_{bound} и что параметр наклона спектра протонов уменьшается с ростом величины Z_{bound} .

Значительно больше информации получено в исследованиях тепловой мультифрагментации тяжелых ядер-остатков, в основном в измерениях энергетических спектров и выходов заряженных частиц и фрагментов.

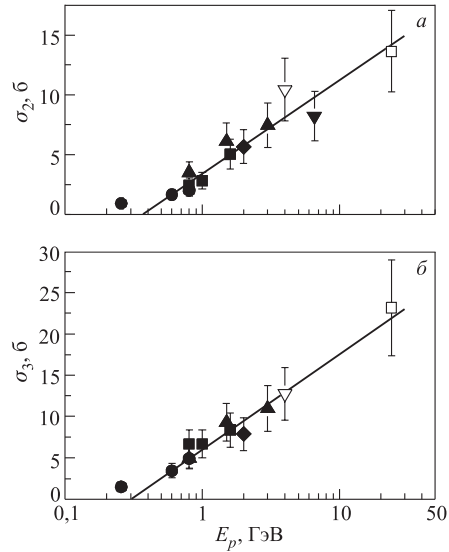


Рис. 16. Сечения образования нейтронов из горячего неравновесного источника S2 (а) и для процесса тепловой фрагментации, источника S3 (б), как функция энергии налетающих протонов (темные символы) [18–23, 26, 29, 38, 39, 45, 46], ${}^4\text{He}$ (∇) и C (\square) [26, 29], кривые получены подгонкой к экспериментальным данным

Скорость этого источника нейтронов находится в хорошем согласии со значением $0,006 \pm 0,001$, приведенным в [77] для теплового равновесного источника фрагментов промежуточной массы, формируемого в реакции $p + \text{Au}$ при энергии 8,1 ГэВ. Близкие значения скорости были определены для источника фрагментов в реакции $p + \text{Xe}$ при энергиях налетающих протонов от 1 до 19 ГэВ [78], а также в экспериментах ISiS [73] и PISA [74].

Для определения температуры T_f было предложено несколько различных подходов: двойные отношения выходов изотопов легких ядер; наклон энергетических спектров заряженных частиц; относительная заселенность возбужденных состояний, а также изоспиновый термометр. Критический анализ различных подходов для определения температуры горячих ядер можно найти, например, в работе [79].

В работе [67], посвященной экспериментальному изучению эмиссии легких заряженных фрагментов в столкновениях различных ядер в широком диапазоне энергий от ~ 10 до 600 МэВ/нуклон, показано, что значение температуры $T_{\text{He-Li}}$, определенной из отношения выходов изотопов He и Li, является практически постоянным и находится в интервале между 4,5 и 5 МэВ при увеличении энергии возбуждения от 3 до 10 МэВ/нуклон. Температура $T_{\text{He-Li}}$ для больших значений Z_{bound} в реакции $\text{Au} + \text{Au}$ [75, 76] равняется ~ 5 МэВ. В то же время сравнительный анализ результатов, полученных в экспериментах INDRA и ALADIN, привел к выводу, что значение температуры T_f лежит в области 4–5 МэВ [79]. В целом различные экспериментальные оценки T_f находятся в интервале между 4 и 8 МэВ. Результат измерений [80], найденный из наклона энергетического спектра тепловых тормозных фотонов, также согласуется с этими оценками. Для примера численные значения T_f , оцененные

Таблица 6. Оценки температуры T_f , выполненные с помощью различных ядерных термометров для столкновений легких ядер с тяжелыми ядрами

Эксперимент/лаборатория	Реакция	E_p , ГэВ/нуклон	Термометр	T_f , МэВ
Эмиссия заряженных фрагментов				
EOS	$\text{Au} + \text{C}$	1	$T_{\text{He-DT}}$	$4,7 \pm 0,4$
Сакле	$p + \text{Au}$	2	$T_{\text{slope}}(Z = 2)$	$4,5 \pm 0,3$
	$^3\text{He} + \text{Au}$	0,67		
ISiS	$^3\text{He} + \text{Au}$	1,6	$T_{\text{He-DT}}$	$5,0 \pm 0,5$
CHICSi	$p + \text{Xe}$	0,2–1,4	$T_{\text{He-Li}}$	$4,9 \pm 0,2$
Эмиссия нейтронов				
LANL, КЕК, ИТЭФ, ОИЯИ	$p + \text{Pb}$	0,26–6,6	Нейтронный термометр	$4,65 \pm 0,15$
ОИЯИ	$^4\text{He} + \text{Pb}$	1		
ОИЯИ	$\text{C} + \text{Pb}$	2		

с помощью нейтронного термометра [26, 29] и других ядерных термометров в экспериментах EOS [81], ISiS [73], CHiCSi [82] и в измерениях в Сакле [32], приведены в табл. 6.

Значение параметра температуры третьего нейтронного источника ($4,65 \pm 0,15$) МэВ согласуется в пределах погрешностей с другими данными, приведенными в табл. 6. Как и в исследованиях эмиссии заряженных фрагментов, анализ спектров нейтронов для различных реакций показал независимость величины температуры от энергии и типа налетающего иона (см. рис. 15).

Хорошее согласие характеристик источников нейтронов и заряженных частиц и фрагментов свидетельствует об одинаковой природе их эмиссии, соответствующей двум последовательным модам распада горячих ядер-остатков.

По сравнению с другими известными ядерными термометрами нейтронный термометр позволяет со сравнительно высокой точностью оценить freeze-out температуру T_f как температуру третьего источника T_3 и является эффективным инструментом для определения температуры высоковозбужденных ядер, формируемых в pA - и AA -столкновениях при промежуточных энергиях.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эксперименты, выполненные в последние десятилетия в различных лабораториях мира на пучках протонов и ядер, позволили значительно расширить базу нейтронных данных в области промежуточных энергий. В то же время следует отметить малое количество данных по эмиссии нейтронов в протон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях в области энергий выше 3 ГэВ и 1 ГэВ/нуклон соответственно. Для восполнения этого пробела нужны новые значительные усилия со стороны экспериментаторов.

Наиболее детально изучена эмиссия нейтронов для взаимодействий протонов с ядрами вплоть до энергии 3 ГэВ. Полученные на пучках протонов экспериментальные результаты в основном хорошо согласуются между собой. В таких взаимодействиях, как это показано на примере реакции $p + Pb$ в [27, 29], на испускание нейтронов уходит до 40 % энергии налетающего протона, что в значительной степени определяет энергетический баланс реакции.

Образование высокоэнергетических нейтронов под малыми углами происходит в квазиупругих зарядовообменных взаимодействиях, нуклон-нуклонных столкновениях с квазисвободным рождением пиона и распаде, фрагментации спектатора ядра-снаряда в результате его взаимодействия с ядром мишени. Эти процессы определяют наиболее жесткую часть спектра нейтронов в области малых углов $\theta < 20^\circ$. Под нулевым углом они проявляются в виде широкого пика в спектре нейтронов вблизи энергии, соответствующей энергии нуклонов налетающего ядра.

Выход нейтронов более низких энергий связан с каскадной стадией столкновения и последующим распадом возбужденного остатка ядра мишени. Эти процессы полностью определяют образование нейтронов под большими углами.

Множественность нейтронов возрастает с увеличением массовых чисел ядер мишени и снаряда, а также энергии налетающей частицы. Как показано авторами [27, 28, 53], зависимость от энергии налетающего ядра является нелинейной и в области энергий выше нескольких ГэВ на нуклон проявляется эффект насыщения величины множественности нейтронов. По-видимому, это обусловлено выходом на режим предельной фрагментации ядер.

Теоретические модели и коды, претендующие на адекватное описание экспериментальных результатов в области промежуточных энергий, находятся на стадии развития и апробации. Поэтому особую значимость приобретает создание простых феноменологических моделей, отражающих пространственно-временную картину столкновений и основные моды распада с образованием частиц и фрагментов. Важность таких моделей заключается в том, что помимо систематизации экспериментальных данных они помогают выявить и изучить основные закономерности процесса распада и эмиссии нейтронов и заряженных частиц. Примером такой модели может служить модель движущихся источников, предложенная в [26, 28, 29], с помощью которой удастся описать двойные дифференциальные сечения образования нейтронов для столкновений легких релятивистских ядер-снарядов с тяжелыми ядрами и оценить вклады в эмиссию нейтронов для различных мод распада. При этом важно отметить, что характеристики нейтронных источников хорошо согласуются с такими же характеристиками для источников заряженных частиц и фрагментов, изучавшихся в других экспериментах. Это подтверждает единую природу источников и является важным свидетельством того, что предложенная модель адекватна реальной картине столкновения.

В области энергий выше 0,5 ГэВ/нуклон значения температур источников нейтронов носят универсальный характер. При этих энергиях в центральных столкновениях в области перекрытия ядер формируется горячий источник, последующий распад которого приводит к образованию тяжелого остатка ядра мишени с энергией возбуждения выше 1 МэВ/нуклон. Расширение и распад последнего по каналу мультифрагментации приводит к появлению другого источника, где нейтроны испускаются вместе с протонами и заряженными фрагментами в момент, соответствующий температуре T_f . Для столкновений легких ядер-снарядов с тяжелыми ядрами при энергии $\sim 1 - 2$ ГэВ/нуклон вместе эти источники дают примерно 40 % всех испускаемых нейтронов.

Предложенный феноменологический подход к анализу нейтронных спектров является также эффективным методом измерения значения T_f , соответствующего стадии freeze-out. Нейтронный термометр дает значение $T_f = (4,65 \pm 0,15)$ МэВ, которое совпадает в пределах погрешностей с результатами

оценок этой величины с помощью других ядерных термометров, использующих данные по выходам заряженных фрагментов.

В заключение автор выражает благодарность Ю. А. Панебратцеву и Е. А. Строковскому за внимание и помощь при написании данного обзора.

Работа выполнена при поддержке целевой программы Министерства науки и образования «Развитие научного потенциала высшей школы», грант РНП.2.1.1.5409.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Proc. of ICRS-10 and RPS 2004. Funchal, 2004; Rad. Protection and Shielding. 2005. V.115&116.
2. Proc. of the 7th Intern. Conf. on Accelerator Applications (AccApp05). Venice, 2005; Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 562.
3. Proc. of the Intern. Conf. on Nucl. Data for Science and Technology (ND-2007). Nice, 2007.
4. Miller T. M., Taunsend L. W. // Nucl. Sci. Engin. 2005. V. 149. P. 65.
5. Townsend L. W. et al. // Rad. Prot. Dosimetry. 2005. V. 116/2. P. 135.
6. Mokhov N. V. Fermilab-FN-628. 1995.
7. Hughes G. et al. // Proc. of the 3rd Workshop on Simulating Accelerator Radiation Environments (SARE 3). Tsukuba, 1997. KEK Proc. 97-5. P. 44.
8. Fassò A. et al. // Ibid. P. 32.
9. Ferrari A., Sala P. R. // Proc. of the Intern. Conf. on Nucl. Data for Science and Technology. Trieste, 1997. P. 247.
10. Agostinelli S. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 506. P. 250.
11. Barbier M. // Proc. of ICANS-VI. 1983. Report ANL-82-80. P. 571.
12. Cecil R. A. et al. // Phys. Rev. C. 1981. V. 24. P. 2013.
13. Madey R. et al. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 1453.
14. Baldwin A. R. et al. // Phys. Rev. C. 1992. V. 46. P. 258.
15. Madey R. et al. // Phys. Rev. C. 1988. V. 38. P. 184.
16. Madey R. et al. // Phys. Rev. C. 1990. V. 42. P. 1068.
17. Bonner B. E. et al. // Phys. Rev. C. 1978. V. 18. P. 1418.
18. Meier M. M. et al. // Nucl. Sci. Eng. 1989. V. 102. P. 310.
19. Meier M. M. et al. // Nucl. Sci. Eng. 1992. V. 110. P. 289.
20. Stamer S. et al. // Phys. Rev. C. 1993. V. 47. P. 1647.
21. Meier M. M. et al. // Proc. of the Intern. Conf. on Nucl. Data for Basic and Applied Science. Santa Fe, 1985.

22. *Amian W. B. et al.* // Nucl. Sci. Eng. 1993. V. 115. P. 1.
23. *Amian W. B. et al.* // Nucl. Sci. Eng. 1992. V. 112. P. 78.
24. *Daniel A. V. et al.* JINR Preprint E1-92-174. Dubna, 1992.
25. *Васильков Р. Г. и др.* // АЭ. 1995. Т. 79. С. 257.
26. *Юревич В. И. и др.* Препринт ОИЯИ Р1-2005-73. Дубна, 2005; ЯФ. 2006. Т. 69. С. 1531.
27. *Юревич В. И. и др.* Препринт ОИЯИ Р1-2005-79. Дубна, 2005; Письма в ЭЧАЯ. 2006. Т. 3, № 3(132). С. 49.
28. *Yurevich V. I. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 562. P. 747.
29. *Yurevich V. I. et al.* // Proc. of the 11th Intern. Conf. on Nucl. Reaction Mechanisms. Varenna, 2006. P. 369.
30. *Bizard G. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1973. V. 111. P. 445.
31. *Pienkowski L. et al.* // Phys. Lett. B. 1994. V. 336. P. 147.
32. *Ledoux X. et al.* // Phys. Rev. C. 1998. V. 57. P. 2375.
33. *Ledoux X. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 4412.
34. *Leray S. et al.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 65. P. 044621.
35. *Pienkowski L. et al.* // Phys. Rev. C. 1997. V. 56. P. 1909.
36. *Hilscher D. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1998. V. 414. P. 100.
37. *Shibata T. A. et al.* // Nucl. Phys. A. 1983. V. 408. P. 525.
38. *Nakamoto T. et al.* // Memoris of the Faculty of Engineering. Kyushu Univ., 1995. V. 55. P. 361.
39. *Nakamoto T. et al.* // J. Nucl. Sci. Technol. 1995. V. 32. P. 827.
40. *Sato H. et al.* // Phys. Rev. C. 2001. V. 64. P. 034607.
41. *Iwata Y. et al.* // Ibid. P. 054609.
42. *Sato H. et al.* // J. Nucl. Sci. Technol. 2002. V. 2. P. 331.
43. *Heilbronn L. et al.* // Phys. Rev. C. 2006. V. 73. P. 024603.
44. *Баюков Ю. Д. и др.* Препринт ИТЭФ-172. М., 1983.
45. *Требуховский Ю. В. и др.* Препринт ИТЭФ 3-03. М., 2003.
46. *Требуховский Ю. В. и др.* // ЯФ. 2005. Т. 68. С. 4.
47. *Letourneau A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. 2000. V. 170. P. 299.
48. *Herbach C.-M. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 562. P. 729.
49. *Cierjacks S. et al.* // Phys. Rev. C. 1987. V. 36. P. 1976.
50. *Баюков Ю. Д. и др.* Препринт ИТЭФ-159. М., 1980.
51. *Баюков Ю. Д. и др.* // ПТЭ. 1982. Т. 3. С. 25.
52. *Scobel W. et al.* // Phys. Rev. C. 1990. V. 41. P. 2010.

53. Cugnon J. et al. // Nucl. Phys. A. 1997. V. 625. P. 729.
54. Filges D. et al. // Eur. Phys. J. A. 2001. V. 11. P. 467.
55. Serber R. // Phys. Rev. 1947. V. 72. P. 1008.
56. Dankoff S. M. // Ibid. P. 1117.
57. Glauber R. J. // Phys. Rev. 1955. V. 99. P. 1515.
58. Serber R. // Phys. Rev. 1947. V. 72. P. 1114.
59. Ridikas D. et al. // Phys. Rev. C. 1999. V. 59. P. 1555.
60. Bowman J. D. et al. Report LBL-2908. 1973.
61. Westfall G. D. et al. // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 37. P. 1202.
62. Hüfner J., Knoll J. // Nucl. Phys. A. 1977. V. 290. P. 460.
63. Nagamiya S. // Nucl. Phys. A. 1980. V. 335. P. 517.
64. Manko V. I., Nagamiya S. // Nucl. Phys. A. 1982. V. 384. P. 475.
65. Adyasevich B. P. et al. // Phys. Lett. B. 1984. V. 142. P. 245.
66. Bondorf J. P. et al. // Phys. Rep. 1995. V. 257. P. 133.
67. Pochodzalla J. et al. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75(6). P. 1040.
68. Ledoux X. et al. // Phys. Rev. C. 1998. V. 57. P. 2375.
69. Карнаухов В. А. и др. // ЯФ. 2003. Т. 66. С. 1282.
70. Avdeyev S. P. et al. nucl-ex/0207001. 2002.
71. Авдейчиков В. В. и др. Сообщение ОИЯИ Р1-87-509. Дубна, 1987.
72. Kitsuki H. et al. // J. Nucl. Sci. Tech. 2001. V. 38(1). P. 1.
73. Bracken D. S. et al. // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. P. 034612.
74. Bollini V. PhD Tesis. Wuppertal Univ., 2004.
75. Xi H. et al. // Z. Phys. A. 1997. V. 359. P. 397.
76. Odeh T. et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 4557.
77. Oeschler H. et al. Multifragmentation // Proc. of the 27th Intern. Workshop on Cross Properties of Nuclei and Nuclear Excitations. Hirschegg, Austria, 1999. P. 116.
78. Porile N. T. et al. // Phys. Rev. C. 1989. V. 39. P. 1914.
79. Siwek A. et al. // Phys. Rev. C. 1998. V. 57. P. 2507.
80. d'Enterria D. G. et al. // Phys. Lett. B. 2002. V. 538. P. 27.
81. Hauger J. A. et al. // Phys. Rev. C. 1998. V. 57. P. 764.
82. Jakobsson B. et al. // Phys. Lett. B. 2007. V. 644. P. 228.