

СПЕКТРОМЕТРИЯ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ НЕЙТРОНОВ

В. И. Юревич

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	711
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ НЕЙТРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ	713
МЕТОДЫ СПЕКТРОМЕТРИИ НЕЙТРОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ	716
МЕТОД ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА	720
Основные соотношения.	720
Постановка эксперимента и спектрометры	722
Дальнейшее развитие метода времени пролета	738
БЫСТРЫЕ ДЕТЕКТОРЫ НЕЙТРОНОВ	739
Детекторы с органическими сцинтилляторами	739
Детекторы на основе тяжелых сцинтилляторов	743
Многослойные детекторы	747
Основные тенденции и перспективы	753
СПЕКТРОМЕТРЫ НА ОСНОВЕ УПРУГОГО $n-p$ -РАССЕЯНИЯ	754
Современные спектрометры	754
Перспективы развития и применения метода	759
КАЛОРИМЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОД	760
Основы метода	760
Примеры калориметров	762
Перспективы создания новых детекторов калориметрического типа	764
ДЕТЕКТОРЫ МНОЖЕСТВЕННОСТИ ВТОРИЧНЫХ НЕЙТРОНОВ	764
Основы метода	764
Примеры реализации метода	766

Перспективы применения метода в нейтронных измерениях	770
РАЗВИТИЕ АМПЛИТУДНОГО МЕТОДА	770
Особенности метода	770
Спектрометр с органическим сцинтиллятором	771
Спектрометр с неорганическим сцинтиллятором	774
Спектрометр с полупроводниковым детектором	778
Перспективы дальнейшего развития метода	778
РАЗВИТИЕ МЕТОДА ПОРОГОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ	779
Особенности метода	779
Активационный метод	780
Метод пороговых детекторов деления	784
Перспективы развития метода пороговых детекторов	787
РАЗВИТИЕ МЕТОДА СФЕР БОННЕРА	788
Расширение метода в область высоких энергий	788
Перспективы использования и развития метода	793
ИЗМЕРЕНИЯ В СМЕШАННЫХ РАДИАЦИОННЫХ ПОЛЯХ	794
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	795
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	796

СПЕКТРОМЕТРИЯ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ НЕЙТРОНОВ

В. И. Юревич

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Обзор посвящен прогрессу, достигнутому за последние четверть века в области спектрометрии нейтронов в широком интервале энергий от ~ 1 МэВ до десятков ГэВ. Рассматриваются спектрометры и детекторы, созданные в различных лабораториях для выполнения нейтронных измерений в многочисленных фундаментальных и прикладных исследованиях. Обсуждаются результаты работ, посвященных развитию экспериментальных методов и разработке новых детекторов. Рассматриваются некоторые перспективные направления для дальнейших исследований.

The review is devoted to the progress made over the past quarter-century in the field of neutron spectrometry in a broad range of energy from ~ 1 MeV up to tens of GeV. The spectrometers and detectors developed in various laboratories for performing neutron measurements in numerous basic and applied researches are considered. The results of studies devoted to developing experimental methods and novel detectors are discussed. Some promising directions for future researches are considered.

PACS: 29.30.Hs

ВВЕДЕНИЕ

Последние четверть века наблюдается все возрастающее число исследований и приложений в области нейтронной физики высоких энергий, которая фактически выделилась в самостоятельную область науки и современных ядерных технологий [1]. Развитие этого важного и многообещающего направления современной науки прежде всего опирается на экспериментальные исследования, где прогресс в спектрометрии нейтронов в широкой области энергий имеет первостепенное значение.

Измерение спектров нейтронов в столь широком интервале энергий является нетривиальной задачей, которая требует существенного развития методов спектрометрии нейтронов, и особенно в области выше 20 МэВ. Опыт, накопленный к 1975 г. по созданию и применению детекторов нейтронов в физике высоких энергий, в том числе и для времяпролетных измерений, изложен в обзоре [2]. В последующие годы были предприняты значительные усилия, направленные на развитие традиционных методов спектрометрии нейтронов и их приложение в более широком диапазоне энергий, а также на разработку новых методов и детекторов.

Целью данной статьи является (i) обзор основных методов и детекторов, применяемых сегодня для спектроскопии высокоэнергетических нейтронов, (ii) анализ результатов, связанных с развитием методов, и (iii) обсуждение направлений новых перспективных исследований в этой области.

Изложению основного материала предшествует краткое описание реакций, посредством которых происходит регистрация нейтронов в детекторах различного типа. Величина и энергетическая зависимость сечений этих реакций, а также характеристики возникающих в реакциях вторичных заряженных частиц определяют чувствительность детектора к нейтронам в исследуемом диапазоне энергий и его отклик. И именно эти ядерные данные лежат в основе разработки новых детекторов высокоэнергетических нейтронов.

После краткого анализа современных методов спектроскопии нейтронов в широкой области энергий первым рассматривается метод времени пролета ввиду его большой важности для прецизионных измерений энергетических спектров нейтронов. Представлены примеры современных сцинтилляционных спектрометров, и обсуждается прогресс в разработке новых быстрых детекторов. Метод времени пролета перекрывает очень широкий диапазон энергий нейтронов и является опорным для развития других методов.

Однако применение метода времени пролета предполагает выполнение условий «хорошей» геометрии и временной привязки к событию рождения нейтронов, которые часто не выполняются в исследованиях, нацеленных на изучение нейтронных полей на ускорителях, в атмосфере и космическом пространстве. Поэтому развитию альтернативных методов спектроскопии в области энергий десятки-сотни МэВ в последнее время придается большое значение. Одним из таких методов является спектроскопия нейтронов по протонам отдачи в реакции упругого $n-p$ -рассеяния, позволяющая получить высокое энергетическое разрешение. Другими методами, рассмотренными в настоящем обзоре, являются амплитудный метод, метод пороговых детекторов и метод сфер Боннера.

В области энергий выше нескольких ГэВ появляется возможность регистрации нейтронов с помощью явления межъядерного каскада вторичных частиц внутри объема детектора, толщина которого составляет несколько длин ядерного взаимодействия. При этом отклик детектора однозначно зависит от энергии налетающего нейтрона. Такие детекторы носят название адронных калориметров, которые обычно используются для измерения энергии адронов в области сверхвысоких энергий. Другой возможностью, которая еще редко реализуется в измерениях, является определение множественности вторичных нейтронов, образуемых в толстой тяжелой мишени первичным нейтроном высокой энергии.

Следует отметить, что рамки обзора не позволяют детально рассмотреть все вопросы, связанные с обсуждаемой проблемой. Основной акцент сделан на результатах, посвященных развитию спектроскопии нейтронов в области

энергий от 10 МэВ до 10 ГэВ. Несомненно, что отбор материала и сделанные в статье выводы носят некоторый субъективный характер, но автор надеется, что это не снижает ценность представленного читателю обзора, охватывающего широкий круг вопросов спектрометрии высокоэнергетических нейтронов.

1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ НЕЙТРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ

Так как нейтроны не обладают электрическим зарядом, то их детектирование возможно только посредством упругого и неупругого взаимодействия с ядрами. При упругом рассеянии нейтронов регистрируются ядра отдачи, а в случае детектирования посредством ядерных реакций регистрируются образующиеся вторичные частицы, ядерные фрагменты и γ -кванты. В результате нейтрон-ядерных взаимодействий возникающие вторичные заряженные частицы вызывают ионизацию вещества в активной зоне детекторов, что, в свою очередь, приводит к образованию свечения в сцинтилляторах, электрического сигнала в газовых и полупроводниковых детекторах, треков в твердотельных детекторах ядер и фотоэмульсиях. С другой стороны, в результате реакций образуются нестабильные ядра-остатки и фрагменты, которые могут быть зарегистрированы по гамма-излучению, возникающему в результате их распада.

Дифференциальное сечение упругого $n-p$ -рассеяния хорошо изучено в широкой области энергий нейтронов. Этот же процесс является основным при регистрации нейтронов органическими сцинтилляторами в области энергий ниже ~ 30 МэВ.

В случае ядерных реакций множественность, состав, энергетические и угловые распределения заряженных частиц, а также выход различных нуклидов зависят как от типа ядра-мишени, так и от энергии налетающего нейтрона.

При низких энергиях нейтронов $E < 20$ МэВ основными реакциями с образованием заряженных частиц являются (n, p) , (n, α) и реакция деления (n, f) для ядер актинидов. Для легких ядер с $8 < Z < 20$ пороговые энергии первых двух реакций обычно находятся в интервале от 3 до 8 МэВ, а максимальные значения сечений составляют от нескольких десятков до нескольких сотен миллибарн. Для тяжелых ядер пороговые энергии находятся в интервале от 10 до 14 МэВ, а максимальные значения сечений являются более низкими — от единиц до десятков миллибарн. Для реакций деления сечение достигает $\sim 1-2$ б, и для таких ядер, как ^{237}Np , ^{238}U и ^{232}Th , пороговые энергии лежат в интервале 0,5–2 МэВ. Другой реакцией, приводящей к образованию радиоактивных ядер, является реакция $(n, 2n)$, максимальное значение сечения которой для средних и тяжелых ядер достигает ~ 2 б, а пороговая энергия находится в интервале 7–13 МэВ.

В области более высоких энергий в nA -взаимодействиях возможен вылет уже нескольких нейтронов и легких заряженных частиц с $Z \leq 2$. Важными реакциями для расширения метода пороговых детекторов до энергии ~ 100 МэВ являются реакции (n, xn) и реакция деления ядер Au, Pb и Bi. Отметим, что реакции деления $^{209}\text{Bi}(n, f)$ и $^{238}\text{U}(n, f)$ в настоящее время рассматриваются как возможные нейтронные стандарты в области высоких энергий нейтронов.

С повышением энергии выше примерно $3A_t$ МэВ, где A_t есть массовое число ядра-мишени, начинает наблюдаться полный развал легких ядер на различные комбинации легких заряженных частиц (ядер изотопов водорода и гелия), фрагментов промежуточной массы и ядер-остатков. Наиболее длиннопробежными являются p , d , t и α , а более тяжелые фрагменты создают большое локальное энерговыделение вблизи точки взаимодействия.

Если для легких ядер процесс полного расщепления на различные комбинации вторичных фрагментов начинается при энергиях нейтронов ниже 100–150 МэВ, то для ядер в области средних массовых чисел и тяжелых ядер для достижения этого режима требуется более высокая энергия. С повышением энергии налетающих нейтронов появляется возможность передачи все большей энергии ядру-мишени. Часть этой энергии уносится несколькими легкими заряженными частицами и нейтронами на первой каскадной стадии взаимодействия. Эти частицы являются наиболее высокоэнергетическими, и их угловое распределение направлено вперед, по направлению падающей частицы. Другая часть переданной энергии идет на возбуждение ядерного остатка. При сравнительно небольших величинах энергии возбуждения мы имеем процесс расщепления с образованием тяжелого конечного ядра-остатка, незначительно отличающегося по массе и заряду от ядра-мишени. С возрастанием энергии возбуждения до $\varepsilon^* \sim 2\text{--}3$ МэВ/нуклон ядерный остаток становится неустойчивым к расширению и развалу на нуклоны и фрагменты, а масса наиболее тяжелого ядерного фрагмента, конечного ядра, уже значительно отличается от массы ядра-мишени. При еще более высокой энергии возбуждения происходит распад с множественным образованием легких частиц и фрагментов промежуточной массы.

Важно подчеркнуть, что при достаточно высоких энергиях характеристики образующихся вторичных частиц слабо зависят от типа налетающего нуклона, и в случае отсутствия необходимых нейтронных данных для получения качественных и даже количественных оценок можно использовать результаты, полученные на пучках протонов (рис. 1).

В области энергий выше 1 ГэВ наблюдается выход на режим предельной фрагментации. Зависимость средней энергии возбуждения на нуклон фрагментирующего ядра-остатка от энергии налетающего нуклона в интервале 1–10 ГэВ изучалась, например, в [3] для различных ядер-мишеней. Ее величина возрастает с энергией и уменьшением массового числа ядра-мишени.

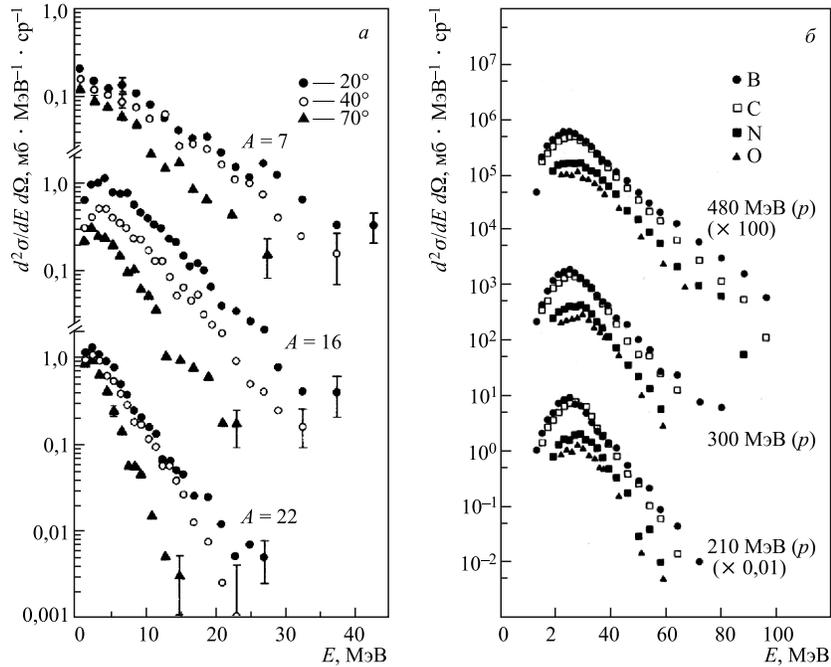


Рис. 1. Энергетические спектры фрагментов с $A = 7, 16$ и 22 , измеренные в столкновениях протонов с энергией 180 МэВ с ядрами ^{27}Al для углов $20, 40$ и 70° [11] (а) и для фрагментов В, С, N и О под углом 90° , измеренные в $p + \text{Ag}$ -взаимодействиях при трех энергиях протонов: $210, 300$ и 480 МэВ [14] (б)

В частности, было показано, что для реакций с легкими ядрами, такими как Al и Si, характеристики ядра-остатка (A_R, Z_R) слабо зависят от энергии налетающего нуклона.

Примером вышесказанного могут служить реакции расщепления и фрагментации ядер, входящих в состав детекторов. При этом рождающиеся медленные заряженные частицы и ядерные фрагменты дают большое локальное выделение энергии в чувствительной области детекторов.

Измерения выходов различных нуклидов в реакциях с ядрами тяжелее железа были выполнены в [4–6] на пучке протонов в широком интервале энергий. Они показали, что наиболее сильно зависит от энергии налетающих частиц выход фрагментов промежуточной массы с $3 \leq Z \leq 15$, который драматически возрастает с повышением энергии до $1\text{--}2$ ГэВ. Это явление показывает принципиальную возможность создания пороговых детекторов со значениями порогов в области сотен МэВ.

Энергетические спектры легких заряженных частиц и фрагментов, а также их зависимость от энергии налетающих нуклонов и массы ядра-мишени изучались во многих экспериментах. Изучению взаимодействий $n + C$ посвящены работы [7–10]. Для реакций на ядрах алюминия результаты были получены при энергии нейтронов 75 МэВ [10] и для протонов с энергией 180 МэВ [11], где были измерены энергетические спектры ядерных фрагментов с $A = 7, 16$ и 22 под тремя различными углами, показанные на рис. 1, а. Спектры протонов при взаимодействии нейтронов с энергией 96 МэВ с различными ядрами от С до U были получены в [12]. Измерения, выполненные при столкновении протонов с энергиями вплоть до 400 ГэВ с ядрами ^{27}Al , показали, что средняя кинетическая энергия фрагментов практически не зависит от энергии частиц пучка [13].

Другой пример энергетических спектров фрагментов промежуточной массы В, С, N и O, измеренных во взаимодействиях протонов с энергиями сотни МэВ с ядрами серебра [14], показан на рис. 1, б. Характеристики фрагментов, образуемых в реакциях в области энергий выше 1 ГэВ, можно найти, например, в работах [15–18].

Важной особенностью взаимодействия нейтронов с энергией сотни МэВ и с более толстыми тяжелыми мишенями является процесс множественного образования вторичных нейтронов [1]. Выход таких нейтронов монотонно возрастает с энергией. Этот факт лежит в основе спектрометрии нейтронов высоких энергий по множественности вторичных нейтронов, образуемых в толстой тяжелой мишени.

2. МЕТОДЫ СПЕКТРОМЕТРИИ НЕЙТРОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Основные методы современной спектрометрии нейтронов в области энергий от единиц до тысяч МэВ перечислены в табл. 1.

Несомненно, что в обсуждаемой области энергий базовым методом является метод времени пролета, с помощью которого выполнено наибольшее число экспериментов, изучавших энергетические распределения нейтронов. Кроме того, этот метод часто используется как опорный для развития других методов спектрометрии. В силу высокой значимости метода времени пролета в нейтронных измерениях ему уделено значительное место в настоящем обзоре, включая подробное рассмотрение быстрых детекторов нейтронов. Наиболее часто в таких измерениях применяют в качестве детекторов нейтронов быстрые органические сцинтилляторы. При этом эффективность регистрации нейтронов обычно составляет от единиц до десятков процентов. Такие спектрометры реализуют условия «хорошей» геометрии и позволяют выполнять измерения с высоким разрешением в очень широком интервале энергий от сотен кэВ до нескольких ГэВ. Примерами являются времяпролетные спектрометры в LANL [19, 20], ОИЯИ [21, 22], КЕК [23], Сакле [24] и ИТЭФ [25, 26].

Таблица 1. Основные методы спектрометрии высокоэнергетических нейтронов

Метод	Энергетическое разрешение	Форма отклика	Примечание
Время пролета	Отличное-хорошее	Пик	Разрешение ухудшается с повышением энергии, $E < 5$ ГэВ
$n-p$ -рассеяние	Отличное	Пик	$E < 1$ ГэВ
Калориметры	Хорошее-отличное	Пик	Разрешение улучшается с повышением энергии, $E > 5$ ГэВ
Множественность вторичных нейтронов	Удовлетворительное	Пик	Разрешение улучшается с повышением энергии, $E > 1$ ГэВ
Амплитудный	Удовлетворительное	Ступенька	Требуется развитие метода
Пороговые детекторы	Удовлетворительное	Ступенька	Требуется развитие метода
Сферы Боннера	Плохое	Сложный непрерывный	Требуется развитие метода

Недостатками метода являются: 1) сильная зависимость энергетического разрешения от энергии нейтронов, которое ухудшается с повышением энергии, 2) необходимость временной привязки к событию рождения нейтронов, 3) требование выполнения условия «хорошей» геометрии и 4) обязательное удаление детектора от источника нейтронов на большое расстояние, пролетную базу, что сильно уменьшает телесный угол регистрации нейтронов, ухудшает фоновые условия и увеличивает время измерений.

Спектрометры, использующие для регистрации высокоэнергетических нейтронов протоны отдачи, образующиеся в реакции упругого $n-p$ -рассеяния в водородосодержащей среде, применяются в диапазоне энергий десятки–сотни МэВ и обладают высоким энергетическим разрешением. Использование этого метода оправдано, если требуется детальное изучение высокоэнергетической части спектра нейтронов. Существенными недостатками таких спектрометров являются низкая эффективность и высокая стоимость установки, которая обладает сравнительно большими размерами, представляя собой систему трековых и сцинтилляционных детекторов и часто с использованием магнитного поля. Примерами таких спектрометров являются установки, созданные в TRIUMF [27], LANL [28, 29], IUCF [30, 31], Сакле [24] и TSL (Уппсала) [32–34].

В области очень высоких энергий (выше ~ 5 ГэВ) основными детекторами для регистрации нейтронов являются адронные калориметры, у которых эффективность регистрации близка к 100%. Амплитуда сигнала калориметра примерно пропорциональна энергии нейтрона, а энергетическое разрешение улучшается с энергией. В области энергий ниже 5 ГэВ количество частиц в ливне и полное энерговыделение еще малы и эти величины имеют большую флуктуацию. Вследствие этого метод дает низкое энергетическое разрешение в указанной области энергий, которое обычно составляет десятки процентов. Примерами применения калориметров для регистрации нейтронов очень высоких энергий являются работы [35–39].

Детекторы, основанные на явлении множественной генерации вторичных нейтронов в тяжелых средах адронами высоких энергий, обсуждаются уже в течение многих лет [40, 41], но пока не нашли широкого применения. Их отклик, как и отклик калориметров, становится близким к распределению Гаусса при повышении энергии первичного нейтрона вследствие возрастания числа вторичных нейтронов, регистрируемых в детекторе.

Амплитудный метод, первоначально известный как метод однокристалльного спектрометра с органическим сцинтиллятором [42], основан на восстановлении нейтронного спектра из измеренного амплитудного распределения, и в последние годы он интенсивно развивается различными группами физиков. Здесь основной задачей является создание высокоэффективного сцинтилляционного детектора с хорошо определенными функциями амплитудного отклика для моноэнергетических нейтронов в интервале десятки–сотни МэВ. При этом желательно, чтобы функции отклика имели простую форму и существенную однозначную зависимость от энергии регистрируемых нейтронов. В настоящее время все большее применение в спектрометрии нейтронов амплитудным методом получают различные неорганические сцинтилляторы. Так как метод находится на этапе развития и апробации, он еще не получил широкого применения в спектрометрии высокоэнергетических нейтронов. Однако представляется несомненным, что в скором времени амплитудный метод станет одним из основных методов исследования нейтронных полей с жестким энергетическим спектром.

Другим развиваемым методом для исследования интенсивных нейтронных полей с жестким энергетическим спектром является метод пороговых реакций. Этот метод первоначально был разработан для оценки энергетических распределений и потоков нейтронов в области энергий ниже 10 МэВ. Основная проблема в применении этого метода в области энергий выше 20 МэВ связана с поиском удобных наборов пороговых детекторов с хорошо определенными значениями эффективности регистрации нейтронов в широком диапазоне энергий. В качестве таких реакций в области низких энергий рассматриваются реакции (n, γ) , (n, p) , (n, α) , (n, f) ; в области средних энергий — реакции $(n, 2n)$, $(n, 3n)$, $(n, 4n)$ и др.; при более высоких энергиях перспек-

тивными являются реакции деления ядер Au, Pb или Bi, а также реакция расщепления ядер с образованием фрагментов или нестабильных нуклидов, выход которых имеет ярко выраженный пороговый характер со значением порогов в области десятков-сотен МэВ. Имеется несколько различных реализаций этого метода, отличающихся способом регистрации событий: активационный метод [42–44], метод трековых детекторов ядер [45, 46] и электронные методы регистрации заряженных частиц и осколков деления.

Метод сфер Боннера (метод шаровых замедлителей) был впервые предложен для спектрометрии нейтронов низких энергий в 1960 г. [47], и впоследствии он получил достаточно широкое применение для исследования нейтронных полей на ускорителях, а также в верхних слоях атмосферы и на борту космических кораблей в силу простоты его реализации. Стандартный подход основан на спектрометрии нейтронов с помощью использования набора шаров-замедлителей различного диаметра, в центре которых располагается компактный детектор с высокой чувствительностью к медленным и тепловым нейтронам. В последнее время этот метод активно развивается для приложений, связанных с исследованием полей высокоэнергетических нейтронов [48–56].

Извлечение информации об энергетическом спектре нейтронов из полученных в эксперименте данных приводит к необходимости решения интегрального уравнения для нахождения истинного энергетического спектра $\varphi(E)$ из аппаратурного распределения $u(z)$, являющегося результатом измерений:

$$\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} K(z, E) \varphi(E) dE = u(z). \quad (1)$$

Ядро уравнения $K(z, E)$ является аппаратурной функцией, или откликом детектора на падающие нейтроны с энергией E . Неопределенность, с которой известны функции $u(z)$ и $K(z, E)$ в реальном эксперименте, приводит к невозможности получения точного решения уравнения ввиду его высокой чувствительности к величинам погрешностей аппаратурного спектра и функции отклика, т. е. задача восстановления энергетического спектра нейтронов является некорректной с точки зрения математики. Применительно к задаче восстановления энергетических спектров частиц в ядерной спектрометрии эта проблема и методы ее решения подробно рассмотрены, например, в [57].

Однозначное соответствие между энергией нейтронов и измеряемым откликом имеют спектрометры по времени пролета, протонам отдачи и калориметрические детекторы, включая детекторы множественности нейтронов, функции отклика которых имеют колоколообразную форму.

Примерами неклассических спектрометров с функциями отклика различной формы, простирающимися над широкой областью энергий, являются

три других вышеописанных метода: амплитудный, пороговых реакций и сфер Боннера. Для этих методов степень близости восстановленного распределения к истинному спектру в большой степени зависит от величин экспериментальных погрешностей, неопределенности функций отклика, метода восстановления и используемой априорной информации. В случае амплитудного метода число функций отклика является произвольным и может быть выбрано достаточно большим, покрывающим весь исследуемый интервал энергий нейтронов. Здесь основной задачей является получение матрицы откликов с требуемой точностью.

3. МЕТОД ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА

3.1. Основные соотношения. Классическим спектрометром с однозначным соответствием между измеряемой величиной и энергией нейтронов является спектрометр по времени пролета. В этом случае функция отклика связана с временным разрешением спектрометра и имеет форму, близкую к распределению Гаусса. Создание новых быстрых детекторов нейтронов и определение эффективности спектрометра в широком диапазоне энергий являются одними из основных задач по дальнейшему развитию метода и его приложению в ядерно-физических исследованиях.

Метод времени пролета позволяет измерять с высоким энергетическим разрешением спектры нейтронов в очень широкой области энергий, простирающейся до ~ 5 ГэВ. Нижнее значение измеряемой энергии обычно зависит от используемого детектора и установленного энергетического порога. Кинетическая энергия нейтрона, имеющего массу покоя $E_0 = 939,553$ МэВ, может быть однозначно определена, если известна скорость нейтрона v , определяемая из измеренного времени пролета t фиксированного расстояния l . Релятивистское соотношение, связывающее эти величины, имеет вид

$$\begin{aligned} E = E_0 \left[\left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{-1/2} - 1 \right] &= E_0 \left[\left(1 - \frac{l^2}{t^2 c^2} \right)^{-1/2} - 1 \right] = \\ &= 939,553 \left[\left(1 - \frac{11,126496 l^2}{t^2} \right)^{-1/2} - 1 \right], \quad (2) \end{aligned}$$

где пролетная база выражена в метрах, время — в наносекундах, а энергия — в МэВ. Отсюда следует, что время прохождения нейтроном расстояния в 1 м связано с его кинетической энергией формулой

$$\frac{t}{l} = \frac{3,3356404}{\left[1 - \left(\frac{939,553}{E+939,553} \right)^2 \right]^{1/2}}, \quad (3)$$

которая в нерелятивистском случае для нейтронов с энергиями ниже нескольких МэВ принимает вид

$$\frac{t}{l} \cong \frac{72,298}{\sqrt{E}}. \quad (4)$$

Спецификой метода времени пролета является сильная зависимость энергетического разрешения от энергии нейтронов, описываемая выражением

$$\frac{\Delta E}{E} = \gamma(\gamma + 1) \left[\left(\frac{\Delta l}{l} \right)^2 + \left(\frac{\Delta t}{t} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (5)$$

где $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$. Для нерелятивистского случая ($\gamma \approx 1$) в предположении $\Delta l/l \ll \Delta t/t$ это приводит к простой формуле

$$\frac{\Delta E}{E} \cong 2 \frac{\Delta t}{t}. \quad (6)$$

Неопределенность пролетной базы Δl определяется с учетом профиля пучка и размеров мишени и детектора. Однако последний вклад зависит от энергии нейтронов и становится малым в области энергий несколько сотен МэВ, когда скорость нейтронов сравнима со скоростью света в скintилляторе. Временное разрешение Δt в большинстве случаев определяется временными характеристиками детекторов, а также величиной случайного шума.

В скintилляционных спектрометрах временное разрешение обычно оценивается по ширине пика γ -квантов на половине его высоты с учетом зависимости положения на временной шкале от амплитуды регистрируемого сигнала.

Как видно из приведенных выше выражений, энергетическое разрешение ухудшается с увеличением энергии, обычно достигая 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 выполненных экспериментов пролетное расстояние составляло от одного до нескольких метров, а временное разрешение, приведенное на единицу его длины, находилось в интервале 0,2–0,5 нс/м. Исключением служат измерения, выполненные на ускорителе протонов LAMPF в LANL, где нейтронные детекторы размещались на расстоянии до 50 м от мишени, а временная привязка осуществлялась к микроимпульсу пучка с шириной около 0,2 нс, что обеспечило рекордное временное и энергетическое разрешение.

Двойное дифференциальное сечение образования нейтронов определяется по формуле

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = - \frac{\Delta N k}{\Delta E \Delta \Omega \varepsilon(E) I n}, \quad (7)$$

где ΔN — число отсчетов в интервале энергий ΔE , соответствующее энергии E , после вычета вклада от фона; I — число частиц пучка, упавших на мишень; $\Delta\Omega$ — телесный угол; $\varepsilon(E)$ — эффективность регистрации; n — число ядер мишени на 1 см^2 . Коэффициент k учитывает все необходимые поправки, такие как примесь других частиц в пучке, рассеяние и поглощение нейтронов, неэффективность тракта n/γ -дискриминации, рождение нейтронов во вторичных взаимодействиях и др. Часть этих поправок является функцией энергии нейтронов. Их величина может быть оценена как расчетным путем, так и в дополнительных измерениях. Например, для оценки роли взаимодействий в мишени могут быть выполнены эксперименты с мишенями различной толщины, а для эффекта «запаздывания» из-за многократного рассеяния в толстой мишени — измерения на различных пролетных базах.

В качестве эффективных быстрых детекторов нейтронов с энергией выше $\sim 100 \text{ кэВ}$ наибольшее применение получили твердые и жидкие органические сцинтилляторы, обладающие рядом выгодных свойств, таких как высокая эффективность регистрации, широкий диапазон энергий регистрируемых нейтронов, сравнительно большой световыход с коротким временем высвечивания (единицы–десятки наносекунд), возможность создания детекторов различной геометрии и большого объема, относительная дешевизна и возможность разделения нейтронов и γ -квантов по форме импульса для некоторых типов сцинтилляторов. Вопросы, связанные с проектированием детекторов на основе органических сцинтилляторов, включая выбор сцинтиллятора, ФЭУ, способа сбора света и проведения временных измерений, подробно изложены, например, в [58].

В последние десятилетия было выполнено большое число методических работ, направленных на создание детекторов высокоэнергетических нейтронов на основе различных органических сцинтилляторов и исследование их характеристик. Другим направлением исследований стала времяпролетная спектрометрия нейтронов с энергиями десятки–сотни МэВ с помощью детекторов с быстрыми неорганическими сцинтилляторами. Исследования, выполненные с кристаллом BaF_2 , показали, что такие детекторы позволяют проводить разделение частиц различного типа по форме импульса, обеспечивают высокое временное разрешение и их эффективность может существенно превышать эффективность детекторов с органическим сцинтиллятором такой же толщины [59–64].

3.2. Постановка эксперимента и спектрометры. Идеальный эксперимент по измерению энергетического распределения нейтронов методом времени пролета представляет собой гипотетический случай, характеризующийся набором таких предельных экспериментальных условий, которые обеспечивают получение максимально точных результатов без необходимости их дальнейшей коррекции. Этот предельный случай, хотя он и недостижим в реальных измерениях, помогает понять основные источники погрешностей и при-

нять меры для их минимизации. Такой идеальный эксперимент может быть сведен к выполнению следующих условий: в случае измерений на ускорителе микробанчи пучка имеют заданную интенсивность и нулевую длительность, временное/энергетическое разрешение есть дельта-функция, детекторы чувствительны только к нейтронам, эффективность регистрации нейтронов равна 100 %, мишень и детекторы имеют нулевую протяженность, измерения проводятся в вакууме в отсутствие каких-либо рассеивающих конструктивных масс и фона со стороны пучкового тракта и ускорителя.

Конечно, в реальных измерениях никакой из этих пунктов не реализуется, и мы можем только в той или иной степени приближаться к этим условиям. Однако очень важно уже на стадии проектирования эксперимента постараться минимизировать различные источники погрешности и найти оптимальный вариант проведения измерений. Эти усилия обычно включают в себя (1) выбор способов мониторинга пучка и временной привязки, (2) триггирование взаимодействия частицы пучка в мишени, (3) создание вакуумного пучкового тракта с хорошей фокусировкой пучка на мишень и малым уровнем фона со стороны ускорителя, (4) проектирование специальной мишенной зоны с малой массой конструктивных материалов, (5) выбор быстрых нейтронных детекторов с достаточно высокой и хорошо известной эффективностью регистрации нейтронов в исследуемом интервале энергий, (6) применение дискриминации γ -квантов и заряженных частиц, (7) проектирование защиты и нейтронных пролетных каналов для улучшения фоновых условий, (8) постановку дополнительных опытов по изучению фоновых условий и оценки фонового вклада в измеряемые спектры нейтронов, а также для уточнения эффективности нейтронных детекторов.

Способ мониторинга пучка зависит от его интенсивности, и если она не превышает $\sim 10^6 \text{ с}^{-1}$, то обычно осуществляют прямой подсчет числа налетающих на мишень частиц пучка с помощью счетчика с быстрым тонким пластическим сцинтиллятором. Этот же счетчик часто служит и детектором сигнала временной привязки по налетающей частице пучка. При использовании пучка более высокой интенсивности может быть применен телескоп вторичных заряженных частиц или детектор дельта-электронов, которые вылетают из фольги, расположенной на пути пучка. Калибровка может быть осуществлена на малой интенсивности пучка с помощью прямого подсчета числа частиц пучка первым методом. Другим способом является использование мониторинговых реакций, например, образования ${}^7\text{Be}$, ${}^{22}\text{Na}$, ${}^{24}\text{Na}$ в алюминии или более тяжелых материалах.

При работе на высокой интенсивности пучка временная привязка может быть осуществлена или по налетающему сгустку (микробанчу) пучка очень малой длительности ($< 1 \text{ нс}$), как это реализовано, например, на установке WNR/LAMPF в LANL, или путем регистрации вторичных релятивистских частиц от взаимодействия в мишени.

Отбор интересующих событий, вызванных частицами пучка в мишени, может быть выполнен как в режиме on-line с помощью организации специального физического триггера взаимодействий, так и на стадии анализа набранных в эксперименте событий. Это, с одной стороны, позволяет значительно улучшить фоновые условия, а с другой — отобрать события, связанные с исследуемым процессом (центральные взаимодействия, мультифрагментация, деление ядер и др.). При сравнительно низкой интенсивности пучка, особенно при наличии вакуумного пучкового тракта, факт взаимодействия в мишени может быть установлен по отсутствию позади мишени налетающей частицы пучка. В зависимости от энергии частиц пучка для этой цели могут быть применены различные быстрые детекторы, например, сцинтилляционные детекторы, черенковские детекторы, кремниевые детекторы и калориметры. Однако, проектируя мишенную зону и триггер взаимодействия, необходимо учитывать, что расположенные близко к мишени детекторы могут стать источником дополнительного фона нейтронов и γ -квантов.

Использование вакуумного пучкового тракта является важным условием для обеспечения хороших фоновых условий. Мишень может быть установлена внутри тонкой вакуумной трубы или внутри вакуумной камеры мишенной зоны.

В случае большой пролетной базы имеет смысл использовать вакуумные пролетные каналы для нейтронов, что также ведет к уменьшению фона от взаимодействий нейтронов и заряженных частиц с ядрами воздуха. Окружающий воздух представляет собой относительно массивную среду, которая является существенным источником фона в результате упругих и неупругих взаимодействий нейтронов и γ -квантов, вылетающих из мишени. Простая оценка показывает, что в измерениях с пролетным расстоянием в несколько метров масса воздушной среды, окружающей систему мишень–детектор, достигает десятков килограммов!

Существуют два различных подхода, направленных на улучшение фоновых условий в измерениях нейтронных спектров методом времени пролета.

Первый способ, использованный, например, в ОИЯИ [21, 22], КЕК [23] и ИТЭФ [25, 26], реализует открытую геометрию с короткими пролетными расстояниями, не превышающими 2 м, при максимальном удалении мишени и детекторов от стен, пола и потолка измерительного зала. Так как фоновые условия ухудшаются примерно пропорционально пролетному расстоянию, то важно стремиться к уменьшению пролетной базы, улучшая временное разрешение спектрометра. Так, например, в случае быстрых сцинтилляционных детекторов с регистрацией света фотоэлектронными умножителями на основе микроканальных пластин временное разрешение может быть значительно улучшено вплоть до $\sigma_t \sim 30\text{--}50$ пс, что позволяет проводить измерения на пролетной базе в несколько десятков сантиметров.

Другой подход связан с размещением детекторов нейтронов позади толстой защиты, как это было реализовано в экспериментах в PSI [65], LANL [19, 20] и Сакле [24]. Нейтронные каналы, позволяющие детекторам просматривать мишень, проходят через эту защиту под различными фиксированными углами к направлению пучка. Каждый из них дополнительно содержит коллиматоры для уменьшения фона от рассеянных нейтронов. Ввиду наличия толстой защиты длина пролетных баз превышает 5 м.

Практически во всех экспериментах в качестве нейтронных детекторов использовались органические сцинтилляторы, оптически соединенные с фотокатодом фотоэлектронных умножителей, обладающих высокими временными и достаточно хорошими амплитудными характеристиками. Типичное временное разрешение спектрометров σ_t составляет от 0,5 до 1,5 нс, а толщина сцинтилляторов обычно находится в пределах от единиц до 20 см. Необходимо отметить, что скорость распространения света в органическом сцинтилляторе примерно равна скорости нейтрона с энергией несколько сотен МэВ. Поэтому с увеличением энергии парциальный вклад в погрешность определения энергии нейтронов, связанный с неопределенностью пролетной базы за счет толщины сцинтиллятора, уменьшается. Эффективность регистрации таких детекторов является функцией энергии нейтронов и зависит от толщины сцинтиллятора и порога по амплитуде импульса.

Для подавления фона заряженных частиц перед нейтронными детекторами располагают вето-детекторы с тонкими пластическими сцинтилляторами. Значительного снижения фона от γ -квантов удается достичь путем применения сцинтилляционных детекторов с разделением нейтронов и γ -квантов по форме импульса. В спектрометрии нейтронов наибольшее распространение получили жидкие органические сцинтилляторы NE213 и BC501 (более детальную информацию можно найти в работах [66–68]) и кристалл стибена. Принцип разделения основан на различии относительной интенсивности быстрой и медленной компонент высвечивания для электронов, образуемых γ -квантами, и протонов и более тяжелых заряженных частиц, образуемых нейтронами в реакциях. Сравнение световых выходов быстрой и медленной компонент позволяет надежно выделить нейтроны с энергиями выше нескольких сотен кэВ. Для дополнительного подавления фона мягких γ -квантов иногда используют слой свинца впереди и вокруг боковой стороны сцинтилляторов нейтронных детекторов.

Интервалу энергий от единиц до сотен МэВ соответствует очень широкий диапазон амплитуд импульсов $\sim 10^3$, что представляет определенную трудность для измерений с одним детектором. Обычно в подобных измерениях используют либо детектор, имеющий два канала с различным усилением, либо несколько различных детекторов, каждый из которых рассчитан на определенный интервал энергий, и таким образом перекрывается вся интересующая область. Для получения временной отметки использование быстрого дис-

криминатора, срабатывающего по переднему фронту импульса нейтронного детектора, приводит к необходимости учитывать амплитудную зависимость величины смещения на временной шкале, которая уменьшается с амплитудой импульса. Подобный эффект имеет место и в случае применения дискриминатора со следящим порогом, однако в этом случае зависимость смещения от амплитуды имеет сложный нелинейный характер. Корректирующую зависимость смещения времени срабатывания детектора от амплитуды сигнала обычно находят из времяамплитудного анализа пика мгновенных γ -квантов, добиваясь симметричной формы пика и минимальной его ширины на временной шкале.

Отметим, что в последние годы с развитием цифровой обработки сигналов все большее распространение получает способ быстрой оцифровки формы импульса детектора. Этот метод позволяет достичь существенно лучших временного разрешения и идентификации частиц по форме импульса по сравнению с вышеописанными подходами.

Краткая информация о некоторых времяпролетных спектрометрах на каналах выведенных пучков тяжелых ионов приведена в табл. 2.

Время набора статистики непосредственно зависит от толщины используемой мишени, которая должна быть достаточно тонкой для минимизации вклада вторичных взаимодействий в мишени и изменения энергии падающего иона за счет ионизационных потерь. Поэтому в исследованиях энергетических спектров нейтронов в реакциях толщина мишеней выбирается до 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 с погрешностью эффективности нейтронных детекторов. Поэтому вопросам минимизации и измерения фона, а также определения эффективности нейтронных детекторов в широком диапазоне энергий обычно уделяется большое внимание при проведении исследований.

Ниже кратко рассмотрены несколько примеров времяпролетных спектрометров нейтронов, созданных в ОИЯИ [21, 22], КЕК [23], ИТЭФ [26], LANL [19, 20, 71–74] и Сакле [24].

Спектрометр на базе синхрофазотрона ОИЯИ. Времяпролетный спектрометр нейтронов был создан группой физиков ОИЯИ и Радиевого института (Санкт-Петербург) на канале выведенного пучка протонов и легких ядер синхрофазотрона ОИЯИ для изучения энергетических характеристик нейтронов при облучении тонких и толстых мишеней [21, 22]. Выведенный пучок проходил систему магнитных линз и фокусировался в точке расположения мишени. Мониторирование пучка и временная привязка по налетающей частице осуществлялись с помощью системы пучковых счетчиков с тонкими пластическими сцинтилляторами. Пучковый счетчик, помещенный за мише-

Таблица 2. Примеры нейтронных спектрометров по времени пролета на базе ускорителей

Ускоритель	Детекторы, см	E_{\min} , МэВ	Эффективность	l , м	σ_t , нс	n/γ	Ссылка
Синхрофазотрон ОИЯИ	Стильбен $\phi 4 \times 1$	0,2	Эксперимент	0,5–0,7	0,5	Да	[21, 22]
	Стильбен $\phi 5 \times 5$	2	Эксперимент/ расчет	0,7–1,2	0,5	Да	
	Пластический сцинтиллятор $\phi 12 \times 20$	20	Эксперимент	1,5–2	0,5	Нет	
Синхротрон ИТЭФ	Пластический сцинтиллятор $\phi 20 \times 20$	7,5	Расчет/ эксперимент	1,5	$\sim 0,5$	Нет	[25]
Синхротрон ИТЭФ	Жидкий сцинтиллятор $\phi 12,7 \times 15,2$ NE110 $20 \times 20 \times 11,5$	2,5	Расчет	2,3	0,67	Да Нет	[26]
BEVALAC	NE102 $101,6 \times 25,4 \times 10,2$ $101,6 \times 50,8 \times 10,2$	150	Расчет	8,4–14,3 3,6–8	~ 1	Нет	[69, 70]
LAMPF	BC418 $\phi 5,08 \times 5,08$ $\phi 5,08 \times 2,54$	0,4	Эксперимент/ расчет	29–50	~ 1	Нет	[20, 71–74]
	BC501 $\phi 25,4 \times 5,1$ $\phi 30,5 \times 20,3$	2,5(10)	Расчет			Да	[19]
	NE213 $\phi 10,2 \times 10,2$	2,5(10)	Расчет			Да	[19]
PS KEK	NE213 $\phi 5,08 \times 5,08$	1	Расчет/ эксперимент	0,6–0,9 1–1,5	0,5	Да	[23]
	$\phi 12,7 \times 12,7$	3					
SATURNE	DENSE, NE213 $\phi 12,7 \times 5,1$	2	Эксперимент/ расчет	$\sim 8,5$	2	Да	[24]
	DEMON, NE213 $\phi 16 \times 20$	4					
HIMAC	NE213 $\phi 12,7 \times 12,7$	5		3–5	1	Да	[75–78]

нию, использовался для выделения взаимодействий в мишени и определения вклада от фоновых частиц. Профиль пучка контролировался с помощью двух многопроволочных пропорциональных камер. Интенсивность пучка в измерениях изменялась от $3 \cdot 10^4$ до $3 \cdot 10^5$ частиц на сброс длительностью 350 мс. Событие регистрировалось в случае возникновения совпадения сигналов от пучкового триггера и хотя бы от одного из нейтронных детекторов.

Регистрация нейтронов осуществлялась в интервале углов $30\text{--}150^\circ$ с помощью трех типов нейтронных детекторов на базе органических сцинтилля-

торов D_1 (стильбен $\varnothing 4 \times 1$ см), D_2 (стильбен $\varnothing 5 \times 5$ см) и D_3 (пластический сцинтилятор $\varnothing 12 \times 20$ см) с порогами регистрации 0,1, 1 и 10 (30) МэВ соответственно. Перед нейтронными детекторами располагались вето-счетчики с тонкими пластическими сцинтилляторами толщиной 3 и 5 мм для дискриминации заряженных частиц.

Для определения эффективности нейтронных детекторов помимо расчетов были выполнены специальные эксперименты. В области ниже 10 МэВ для детекторов на основе кристаллов стильбена D_1 и D_2 были выполнены измерения методом времени пролета с быстрой ионизационной камерой, содержащей тонкий слой ^{252}Cf . В области более высоких энергий для детекторов D_2 и D_3 времяпролетные измерения проводились в нейтронном поле свинцовой мишени относительно эффективности тонкого детектора D_1 с низким порогом, которая находилась расчетным путем. Дополнительно для детектора D_3 при энергиях выше 100 МэВ эффективность определялась путем одновременного измерения под углом 30° спектров нейтронов и протонов в столкновениях легких ядер с $Z = A/2$ ($^6\text{Li} + ^{12}\text{C}$ при энергии 1 ГэВ/нуклон и $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ при 250 МэВ/нуклон). Результаты этих измерений показаны на рис. 2. Погрешности значений эффективности детекторов составляют 4–10% для D_1 , 7–12% для D_2 и 10–20% для D_3 и зависят от энергии нейтронов.

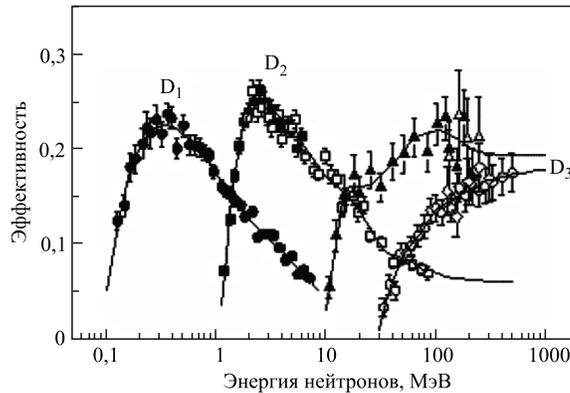


Рис. 2. Эффективности нейтронных детекторов на основе кристаллов стильбена небольшого объема D_1 и D_2 и пластического сцинтиллятора D_3 [21]: точки — эксперимент, кривые проведены через точки на глаз, для D_2 выше 50 МэВ кривая есть результат расчета

Для подавления фона γ -квантов в детекторах с кристаллами стильбена D_1 и D_2 использовался метод разделения нейтронов и γ -квантов по форме импульса с анализом полного заряда и заряда быстрой компоненты импульса с ФЭУ. Типичное разделение событий, вызванных нейтронами и γ -квантами

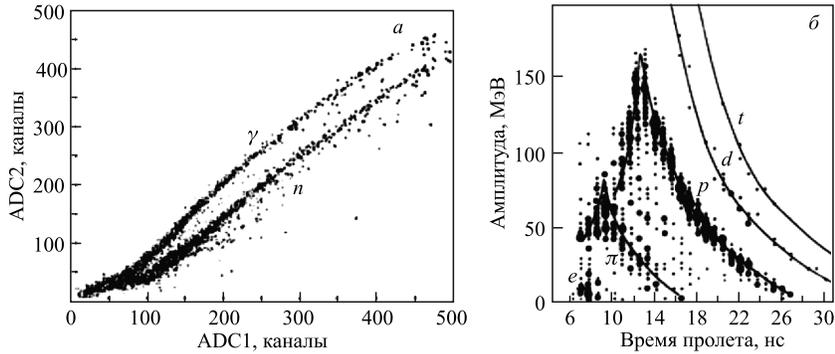


Рис. 3. *a*) n/γ -разделение по форме импульса в детекторе с кристаллом стильбена в области энергий ниже 5 МэВ. *б*) Типичное времяамплитудное распределение событий для заряженных частиц в детекторе D_3 , измеренное под углом 90° на пучке ${}^6\text{Li}$ с энергией 1 ГэВ/нуклон и свинцовой мишенью

в низкоэнергетической области, показано на рис. 3, *a*. Этот метод позволил значительно подавить случайный фон и фон от рассеянного и прямого гамма-излучения.

Детекторами D_3 одновременно с нейтронами регистрировались и заряженные частицы. В последнем случае сигналы с вето-счетчиков использовались как признак заряда. Идентификация однозарядных частиц (π , p , d , t и e) осуществлялась с помощью одновременного анализа времени пролета и амплитуды сигнала. В качестве примера идентификации заряженных частиц на рис. 3, *б* показано времяамплитудное распределение событий, полученное в измерениях на пучке ${}^6\text{Li}$ с энергией 1 ГэВ/нуклон и свинцовой мишенью.

Ввиду практической независимости экспериментальных данных от угла измерения в области низких энергий в измерениях использовался только один детектор D_1 . Типичные значения пролетных баз составляли 70 (120), 120 (150) и 150 (200) см для детекторов D_1 , D_2 и D_3 соответственно (в скобках указаны значения для измерений с толстыми мишенями). Временное разрешение, найденное по ширине пика мгновенных γ -квантов на половине его высоты, равнялось ~ 1 нс для детекторов всех типов. При этом энергетическое разрешение спектрометра составляло 10–13% при энергии нейтронов 250 МэВ.

Для изучения фоновых условий была проведена серия опытов с мишенью и без мишени, а также с теньвым конусом, экранирующим детектор от прямых нейтронов из мишени. Примеры результатов таких измерений показаны на рис. 4, *a* для детектора D_2 с n/γ -разделением для случая, когда пучок ядер ${}^6\text{Li}$ с энергией 1 ГэВ/нуклон облучал свинцовую мишень, и на рис. 4, *б* для

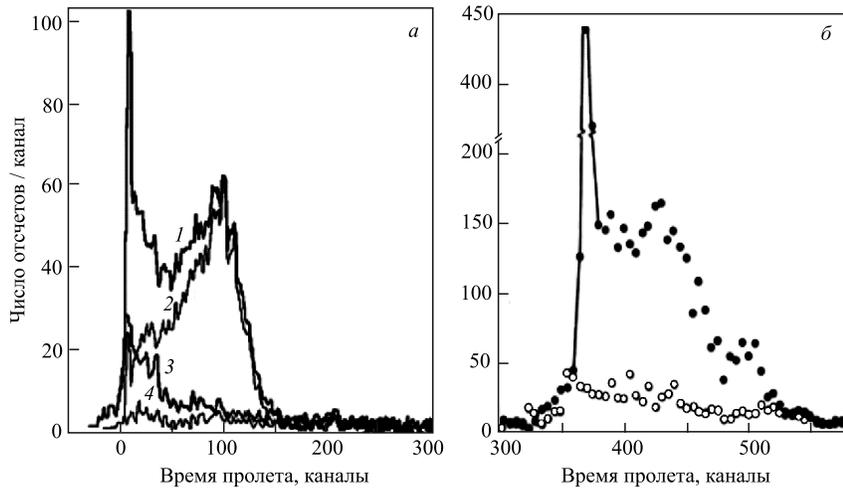


Рис. 4. Примеры измеренных распределений по времени пролета под углом 90° со свинцовой мишенью $8 \times 8 \times 8$ см: *a*) с детектором D_2 (порог 1 МэВ) на пучке ${}^6\text{Li}$ с энергией 1 ГэВ/нуклон (1 — без n/γ -разделения по форме импульса, 2 — с n/γ -разделением, 3 — с теньвым конусом и без n/γ -разделения, 4 — с теньвым конусом и с n/γ -разделением); *б*) с детектором D_3 (порог 10 МэВ) на пучке протонов с энергией 2,55 ГэВ (темные кружки — суммарный спектр, светлые кружки — фон, измеренный с теньвым конусом)

детектора D_3 при облучении протонами с энергией 2,55 ГэВ этой же мишени. Узкий пик справа соответствует γ -квантам, приходящим из мишени. Рис. 4, *a* наглядно демонстрирует преимущество детекторов с дискриминацией γ -квантов по форме импульса. При этом пик мгновенных γ -квантов подавляется более чем в 400 раз.

Для минимизации фона измерения выполнялись в экспериментальном зале с удалением от пола на $\sim 2,5$ м, а от стен и потолка — более 10 м. Кроме того, для уменьшения фона от низкоэнергетических γ -квантов нейтронные детекторы были окружены слоем свинца толщиной 3 мм.

Спектрометр на базе линейного ускорителя протонов в LANL. Спектрометр нейтронов по времени пролета был создан на базе установки WNR/LAMPF в LANL для измерений энергетических распределений нейтронов в широком интервале от сотен кэВ вплоть до энергии пучка протонов с высоким энергетическим разрешением.

В эксперименте [19] для изучения энергетических спектров нейтронов во взаимодействиях протонов с энергиями 256 и 800 МэВ с различными ядрами была использована временная структура пучка протонов, состоящая из микроимпульсов длительностью $\sim 0,2$ нс, разделенных промежутками 5,7 мкс,

которые, в свою очередь, сгруппированы в макроимпульсы длительностью 700 мкс с частотой повторения 12 или 40 Гц для 256- и 800-МэВ протонов соответственно. Микроимпульсы содержали $\sim 2,5 \cdot 10^8$ протонов каждый. Размещение мишени и детекторов показано на рис. 5.

Мишень располагалась в зоне, в которой отсутствовали какие-либо массивные материалы в радиусе более 5 м. Мишени были выполнены в виде фольг толщиной 70–150 мг/см² и диаметром 25,4 мм и размещались в тонкостеночной камере рассеяния. Монитор пучка по вторичным электронам (SEM) использовался для определения числа протонов в макроимпульсе пучка. Наведенный сигнал обеспечивал временную отметку для времяпролетных измерений на каждый микроимпульс.

Установка имела пять времяпролетных каналов под углами 7,5, 30, 60, 120 и 150° к направлению пучка, которые были выполнены в виде цилиндрических труб диаметром 75 см, частично проходящих ниже уровня земли. Все пять каналов имели по два коллиматора для подавления рассеянных в них нейтронов. Их геометрия была такова, что все нейтроны, идущие от мишени, могли быть видимы нейтронными детекторами.

Нейтронные детекторы имели цилиндрическую форму и были выполнены на основе жидких органических сцинтилляторов: D₁ (7,5°) — BC501 ($\varnothing 25,4 \times 5,1$ см), D₂ (30°) — NE213 ($\varnothing 10,2 \times 10,2$ см), D₃ (60°) — BC501 ($\varnothing 30,5 \times 20,3$ см), D₄ (120°) — BC501 ($\varnothing 25,4 \times 5,1$ см), D₅ (150°) — BC501 ($\varnothing 30,5 \times 20,3$ см). Пролетные расстояния равнялись 50, 30, 59, 23 и 31 м соответственно. Перед нейтронными детекторами располагались вето-счетчики с пластиковыми сцинтилляторами толщиной 6 мм для дискриминации заряженных частиц. Усиление фотоэлектронных умножителей контролировалось в течение эксперимента в промежутках между макроимпульсами с помощью слабых радиоактивных источников (²⁰⁸Tl, $E_\gamma = 2,6$ МэВ). При обработке результатов измерений для каждого детектора использовались три различных порога регистрации, которые по величине эквивалентной энергии протонов составляли 2,3–2,8, 9,4–11,5 и 21–24 МэВ.

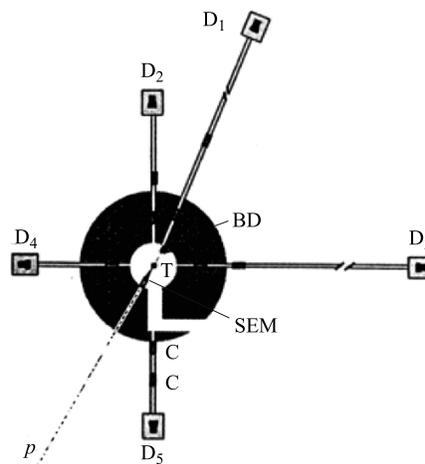


Рис. 5. Схематический вид экспериментальной зоны WNR/LAMPF: p — пучок протонов; T — мишень; D₁–D₅ — нейтронные детекторы; BD — заглушка пучка; C — коллиматоры; SEM — монитор пучка по вторичным электронам и сигнал временной привязки

Эффективность детекторов нейтронов для различных порогов рассчитывалась с помощью кода KSU [79] для области энергий ниже 300 МэВ с последующей нормировкой для учета завышения кодом величины эффективности. При более высоких энергиях нейтронов эффективность считалась постоянной. Погрешность величины эффективности давала наибольший вклад в систематическую погрешность измерений и оценивалась как 10,6 и 20 % для энергий ниже и выше 300 МэВ соответственно.

Ввиду высоких значений основных порогов регистрации нейтронов в использовании n/γ -разделения по форме импульса не было необходимости. Тем не менее для детекторов D₁ и D₅ была применена дополнительная защита из свинца толщиной 3,3 см перед детекторами для подавления фона γ -квантов в некоторых измерениях при энергии протонов пучка 800 МэВ.

Измеренные потоки нейтронов корректировались на ослабление из-за поглощения конструкционными материалами, воздухом в пролетных каналах и свинцом.

Каждое измерение дополнялось измерением фона со стальными цилиндрами диаметром 10 см и длиной 45 см, которые экранировали детекторы от попадания прямых нейтронов и γ -квантов и вставлялись в пролетные каналы на расстоянии 2–3 м от мишени. Измеренный фон был более чем на два порядка ниже интенсивности нейтронного спектра.

В экспериментах в LANL был получен большой набор данных по двойным дифференциальным сечениям образования нейтронов для различных ядер-мишеней и двойным дифференциальным выходам нейтронов из толстых мишеней в широком диапазоне энергий от 0,5 МэВ и до энергии пучка. Измерения были выполнены при нескольких энергиях пучка протонов в интервале 113–800 МэВ с нейтронными детекторами на основе пластического сцинтиллятора BC418 с размерами $\phi 5,08 \times 5,08$ см и $\phi 5,08 \times 2,54$ см [20, 71–74]. Эффективность для обоих детекторов была определена для нескольких порогов с использованием реакций с легкими ионами как источников нейтронов с известной интенсивностью в области энергий ниже 35 МэВ. Для более толстого детектора были выполнены измерения эффективности на ускорителе протонов в IUCF при нескольких значениях энергии нейтронов в интервале 30–200 МэВ с использованием квазимоноэнергетических нейтронов из реакции ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$. Данные были получены для трех различных порогов, определенных по максимальной энергии комптоновских электронов радиоактивных источников ${}^{241}\text{Am}$, ${}^{137}\text{Cs}$, $2 \times {}^{22}\text{Na}$. Помимо измерений эффективности были выполнены расчеты по программе STANTON [80].

Времяпролетный спектр, измеренный под углом 30° на пролетной базе 29 м с толстой урановой мишенью при энергии падающих протонов 256 МэВ, показан в качестве примера на рис. 6. Узкий пик γ -квантов хорошо отделяется от нейтронов; пик высокоэнергетических нейтронов, имеющих несколько большее время пролета, является характерной чертой спектров, из-

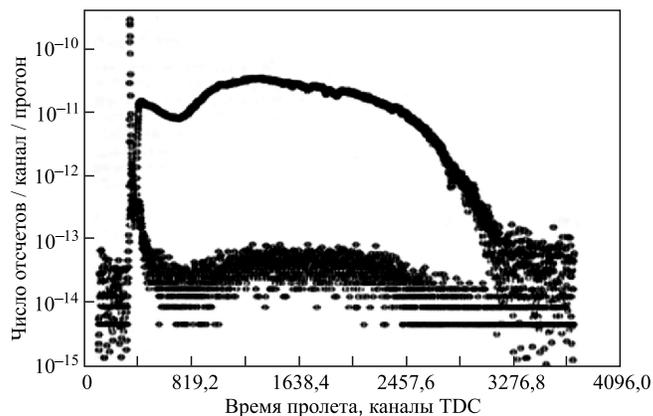


Рис. 6. Времяпролетный спектр для урановой мишени и фон, измеренные на пучке протонов с энергией 256 МэВ под углом 30° для порога регистрации, определенного по ^{241}Am [20]. Цена канала составляет 1,25 нс

меренных под малыми углами; широкий горб при больших временах соответствует испарительным нейтронам, где наблюдаемая структура вызвана энергетической зависимостью ослабления нейтронного потока из-за взаимодействия с воздухом в пролетном канале. Дополнительно приведен измеренный вклад фоновых событий.

Спектрометр на базе протонного синхротрона КЕК. Спектрометр [23] был создан на канале выведенного пучка протонного синхротрона КЕК для проведения измерений двойных дифференциальных сечений образования нейтронов в реакциях, вызванных протонами и заряженными пионами, а также энергетических спектров нейтронов, выходящих из толстых мишеней. Схема размещения детекторов спектрометра на канале выведенного пучка показана на рис. 7.

Нейтронные детекторы располагались под различными углами к направлению пучка в интервале от 15° до 150° . Высокоэнергетические нейтроны регистрировались детекторами на основе сцинтилляторов NE213 $\phi 12,7 \times 12,7$ см на пролетных базах 1,0 и 1,5 м, а в области низких энергий использовались детекторы со сцинтилляторами NE213 небольшого объема $\phi 5,08 \times 5,08$ см, расположенными на расстояниях 0,6 и 0,9 м от мишени. Перед нейтронными детекторами размещались сцинтилляционные вето-счетчики на основе NE102A для дискриминации заряженных частиц.

Спектры нейтронов измерялись в интервале от 1 МэВ до энергии пучка при сравнительно низкой интенсивности пучка $\sim 10^5$ частиц за сброс длительностью 2,5 с. С помощью сцинтилляционных пучковых счетчиков временная привязка осуществлялась к каждой налетающей частице пучка. Энер-

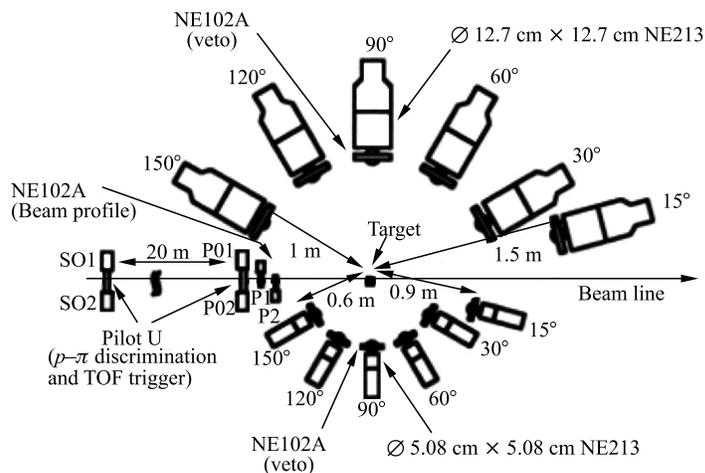


Рис. 7. Схема нейтронного спектрометра по времени пролета на канале синхротрона КЕК

гетическое разрешение (σ_E) составляло 5,7 и 14 % при энергиях нейтронов 10 и 300 МэВ соответственно.

Эффективность детекторов нейтронов рассчитывалась с помощью кодов SCINFUL [81], а позднее SCINFUL-R [82] до энергии 80 МэВ и CECIL (KSU) [79] для более высоких энергий с последующей нормировкой к результату вычислений по первому коду при энергии шивки. Результаты расчета для детектора со сцинтиллятором большого объема хорошо согласуются со значениями, полученными в экспериментах, как это показано на рис. 8.

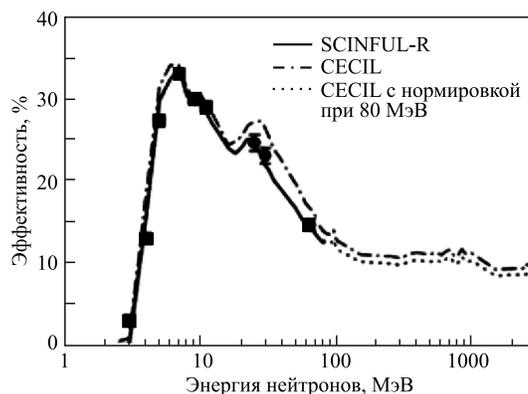


Рис. 8. Эффективность детектора нейтронов NE213 $\varnothing 12,7 \times 12,7$ см: точки — эксперимент; линии — расчет

Для дискриминации γ -квантов использовался метод сравнения зарядов быстрой компоненты импульса с детектора внутри 30-нс ворот и хвостовой его части, измеренной за время 500 нс с задержкой 130 нс.

Ввиду удаленности от стен и пола и малой пролетной базы вклад рассеянных нейтронов становился существенным только при энергиях нейтронов ниже 1 МэВ.

Толщины мишеней были от 10 до 23 г/см². Так как мишени не были достаточно тонкими, то для оценки эффекта множественного рассеяния в мишенях было выполнено моделирование с использованием кода HETS [83]. Было найдено, что искажение спектра, вызванное этим эффектом, не превышает 10 %, за исключением свинцовой мишени (пластинка толщиной 1,2 см), где относительный вклад доходил до 50 % в области энергий ниже нескольких МэВ.

Спектрометр на базе протонного синхротрона в Сакле. На выведенном пучке протонов ускорителя SATURNE в Сакле была создана специальная экспериментальная установка для измерения энергетических спектров нейтронов в широком диапазоне энергий при облучении мишеней протонами релятивистских энергий, показанная на рис. 9 и 10 [24]. Для времяпролетных измерений привязка к налетающему протону осуществлялась с помощью сцинтилляционного пучкового счетчика, расположенного перед мишенью. За мишенью пучок протонов отклонялся дипольным магнитом в ловушку. Измерения проводились при интенсивности пучка протонов до 10^6 с⁻¹ при равномерном выводе пучка в течение ~ 500 мс каждые 1,5 с.

Спектры нейтронов измерялись в широком интервале углов, под 0° и от 10° до 160° с шагом 15° . Для подавления фона мишенная зона была окру-

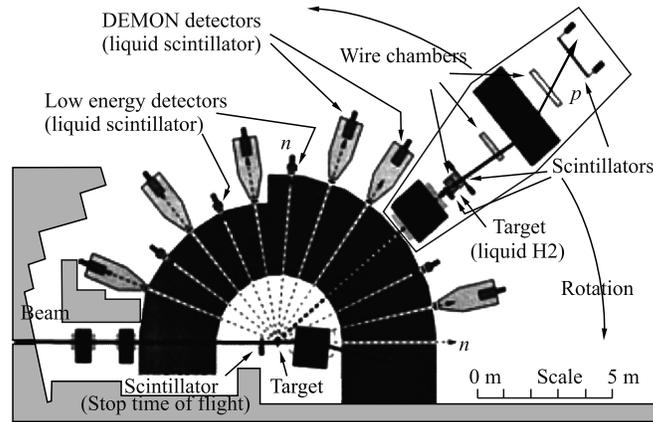


Рис. 9. Экспериментальная зона с времяпролетными каналами и спектрометром n - p -рассеяния на выведенном пучке протонов ускорителя SATURNE в Сакле

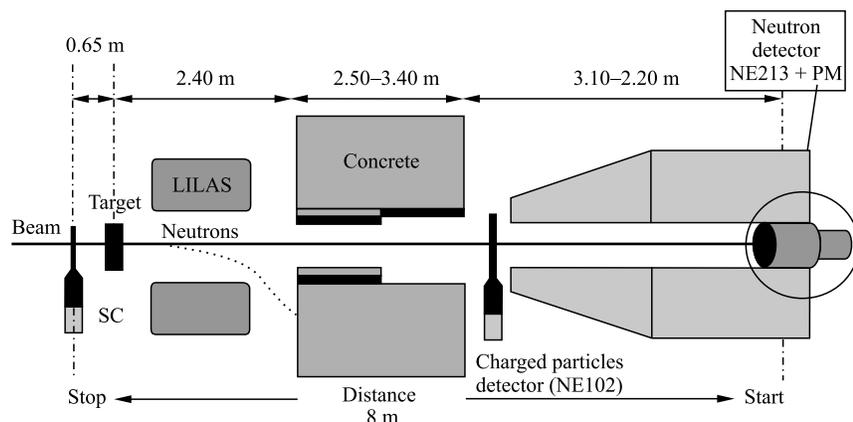


Рис. 10. Схема измерений методом времени пролета под углом 0° , LILAS — отклоняющий дипольный магнит

жена толстой бетонной защитой толщиной от 2,5 м (под задними углами) до 3,5 м (для углов меньше 90°). Для пролетных каналов в защите были сделаны круглые отверстия, и телесный угол определялся размером нейтронных детекторов.

В качестве нейтронных детекторов были применены детекторы DEMON и DENSE на основе жидкого сцинтиллятора NE213 диаметром 16 и 12,5 см и толщиной 20 и 5,1 см соответственно. Первые использовались для измерения высокоэнергетической части спектров выше 4 МэВ, вторые — для измерений в интервале от 2 до 14 МэВ. Расстояния между мишенью и детекторами равнялись $\sim 8,5$ м. Всего в измерениях использовалось шесть детекторов DEMON и четыре детектора DENSE, как это показано на рис. 9. Эффективности детекторов определялись в измерениях и с помощью расчетов по кодам O5S [84] и KSU [79].

Так как детекторы чувствительны к нейтронам, заряженным частицам и γ -квантам, для дискриминации заряженных частиц были использованы вето-счетчики с 3-мм пластическими сцинтилляторами NE102, а подавление фона гамма-квантов осуществлялось методом анализа формы импульса путем сравнения зарядов импульса за первые 125 нс и в интервале 185 нс с задержкой 65 нс.

Временное разрешение (σ_t) составляло 1,5 и 2,0 нс для детекторов DEMON и DENSE соответственно и оценивалось по ширине гамма-пика на половине высоты во времяпролетном спектре. Неопределенность пролетной базы была связана с конечными размерами мишени и чувствительной области детектора. Зависимость энергетического разрешения спектрометра с детекторами DEMON от энергии нейтронов и вклады временной и геометрической

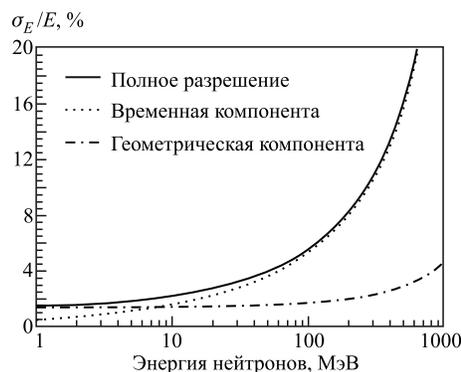


Рис. 11. Зависимость энергетического разрешения спектрометра с детекторами DEMON и вклады временной и геометрической компонент как функции энергии нейтронов

компонент показаны на рис. 11. В области выше 100 МэВ энергетическое разрешение быстро ухудшается с энергией, достигая 12 % при 400 МэВ.

Спектрометр на базе протонного синхротрона ИТЭФ. Созданный в ИТЭФ спектрометр нейтронов по времени пролета располагался на канале выведенного пучка протонов синхротрона У-10 и предназначался для измерения двойных дифференциальных сечений образования нейтронов из различных ядер в реакциях, вызываемых протонами высоких энергий [26].

Для вывода протонов из ускорителя использовалось рассеяние на бериллиевой фольге и тракт настраивался на квазиупругий пик протонов. Налетающие протоны регистрировались системой из трех пучковых сцинтилляционных счетчиков на основе органического сцинтиллятора NE102A. Выделение протонов на фоне других частиц в пучковом тракте осуществлялось по времени пролета расстояния 34 м между первым и последним пучковыми счетчиками. Пучок протонов фокусировался на мишень и имел интенсивность до 10^5 протонов за сброс при его длительности около 300 мс.

Спектры нейтронов измерялись под углами от 15 до 150° к направлению пучка в интервале энергий 2,5–300 МэВ с помощью трех детекторов на основе жидкого сцинтиллятора и одного детектора на основе органического сцинтиллятора NE110. Вето-детекторами для заряженных частиц служили счетчики с NE110 толщиной 1 см, располагавшиеся на расстоянии 2 см перед нейтронными детекторами. Пролетная база равнялась 2 м (в ряде измерений — 3 м), при этом энергетическое разрешение при максимальной энергии 300 МэВ составляло 25 %.

Эффективности регистрации нейтронов были определены путем расчетов по программам SCINFUL [81] для области энергий ниже 80 МэВ и KSU [79]

для более высоких энергий с нормировкой при 80 МэВ к значениям, полученным с помощью первой программы.

Детекторы установки были удалены от стен и потолка на расстояние более 5 м и от пола — на 2,5 м, что обеспечило сравнительно низкий уровень фона. Для подавления фона γ -квантов использовались метод сравнения полного заряда импульса с зарядом его хвостовой части в области малых амплитуд (энергия протонов отдачи ниже ~ 10 МэВ) и метод измерения полного заряда и длительности импульса выше порога регистрации для области более высоких амплитуд.

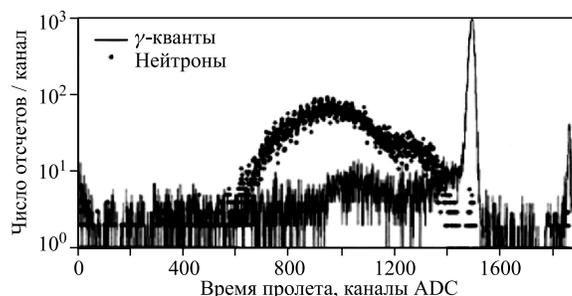


Рис. 12. Пример времяпролетного спектра нейтронов и γ -квантов (вольфрамовая мишень, энергия протонов 1 ГэВ, угол 120°)

Полученные в этих измерениях времяпролетный спектр нейтронов и фон γ -квантов показаны на рис. 12. Фон γ -квантов не являлся однородным и состоял из вкладов от рассеяния первичных γ -квантов и вторичного γ -излучения от неупругого рассеяния нейтронов и реакций, вызванных в среде нейтронами и заряженными частицами, испущенными из мишени.

3.3. Дальнейшее развитие метода времени пролета. Перспективы развития метода времени пролета связаны с дальнейшим улучшением характеристик нейтронных спектрометров. В первую очередь это относится к таким характеристикам, как временное разрешение, эффективность регистрации нейтронов и идентификация нейтронов на фоне других частиц. Появление многодетекторных многоканальных установок с быстрым съемом информации является одной из современных тенденций, опирающейся на быстрый прогресс в детекторной электронике и системе сбора данных. Появившаяся недавно возможность анализировать форму импульса детектора путем его быстрой оцифровки представляет собой новый перспективный метод получения высокого временного разрешения на основе анализа переднего фронта импульса.

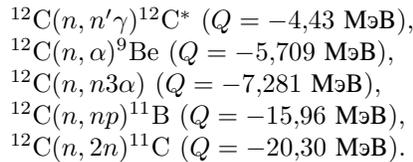
Важным направлением для развития метода является разработка новых быстрых и эффективных детекторов высокоэнергетических нейтронов. Этой теме посвящен следующий раздел обзора.

Использование во времяпролетных измерениях микроканальных пластин (МСП), фотоумножителей на их основе (МСП-РМТ) и RPC (Resistive Plate Chamber) позволяет достичь временного разрешения в диапазоне 10–100 пс, что значительно превосходит временные характеристики нейтронных спектрометров, где используются типичные быстрые фотоумножители. Создание новых стартовых и нейтронных детекторов на базе вышеперечисленных приборов, во-первых, позволило бы существенно улучшить энергетическое разрешение нейтронных спектрометров и, во-вторых, сохраняя прежнее энергетическое разрешение, выполнять измерения на значительно более коротких пролетных расстояниях. В результате уменьшатся размеры спектрометров, сократится время измерений, и, вероятнее всего, это приведет к существенному улучшению соотношения сигнал/фон.

Простая оценка показывает, что при временном разрешении спектрометра $\sigma_t = 100$ пс и пролетном расстоянии 10 м при энергии нейтронов 5 ГэВ достигается энергетическое разрешение $\sim 15\%$, т.е. сравнимое с разрешением лучших адронных калориметров при этой энергии.

4. БЫСТРЫЕ ДЕТЕКТОРЫ НЕЙТРОНОВ

4.1. Детекторы с органическими сцинтилляторами. Основным механизмом детектирования нейтронов в органическом сцинтилляторе в области энергий 0,1–20 МэВ является регистрация протона отдачи в реакции упругого $n-p$ -рассеяния. С возрастанием энергии роль этого процесса в регистрации нейтронов уменьшается из-за падения сечения этой реакции и открытия каналов неупругого взаимодействия с ядрами углерода, вклад которых возрастает с энергией и становится доминирующим в области $E > 30$ МэВ. Наиболее низкие пороговые энергии имеют реакции



При энергиях нейтронов десятки МэВ и выше открывается большое число новых каналов развала ядер углерода. При этом величина сечения неупругого взаимодействия слабо зависит от энергии налетающего нейтрона выше 50 МэВ. Вследствие этого наблюдается слабая зависимость эффективности регистрации нейтронов детекторами на основе органических сцинтилляторов от энергии нейтронов в области $E > 50-100$ МэВ [24, 79, 80, 85]. Следует отметить, что развал ядер углерода под действием нейтронов характеризуется рождением медленных однозарядных частиц, α -частиц и более тяжелых фрагментов, производящих высокую локальную ионизацию и, следовательно,

дающих сравнительно небольшой световой выход ввиду сильной его зависимости от плотности ионизации. Наибольший же вклад в амплитуду выходного импульса дают быстрые каскадные однозарядные частицы. Для грубой (погрешность $\sim 20\%$) оценки эффективности в этом диапазоне энергий при сравнительно небольшом пороге регистрации ($E_{th} < 10$ МэВ) можно считать, что она составляет $\varepsilon \sim 1\%$ на толщину сцинтиллятора 1 г/см^2 .

Определение эффективности детекторов со сравнительно небольшой погрешностью в широком интервале энергий нейтронов является достаточно трудной задачей, от решения которой напрямую зависит точность результатов измерений. Основным препятствием на пути экспериментального определения эффективности часто является отсутствие удобных источников высокоэнергетических нейтронов с хорошо известными энергетическим спектром и интенсивностью. Поэтому на практике для этой цели широко применяются расчеты на основе кодов Монте-Карло.

Сильная зависимость световых выхода от плотности ионизации в органических сцинтилляторах вместе с большим числом каналов развала ядер углерода при отсутствии экспериментальных данных по сечениям парциальных реакций, энергетическим и угловым характеристикам испускаемых частиц значительно затрудняют моделирование функций отклика детекторов. Это подчеркивает большое значение экспериментального исследования эффективности регистрации высокоэнергетических нейтронов для дальнейшего развития кодов.

Наибольшее распространение получили коды O5S [84] для расчета эффективности детекторов в области энергий ниже 30 МэВ; STANTON [80] и KSU [79], являющийся улучшенной версией первого, в широкой области энергий; а также SCINFUL [81] и его модификация SCINFUL-R [82] с областью применимости до 80 МэВ. Для повышения достоверности и оценки погрешности определенной таким образом эффективности часто используется комплексный подход, в котором результаты расчетов сравниваются с экспериментом, выполненным при нескольких энергиях нейтронов. В настоящее время типичное расхождение между экспериментальными и расчетными данными составляет 10–30 %.

Сравнение результатов моделирования и измерений показало, что широко используемый код KSU и его версии переоценивают эффективность на 10–20 % [24, 85–87]. Обычно эта трудность обходится путем нормировки результатов расчета к величинам, полученным в измерениях или, например, полученным с помощью кода SCINFUL-R в области ниже 80 МэВ, дающего хорошее воспроизведение результатов измерений. При энергиях выше 300 МэВ код KSU дает слабую зависимость эффективности от энергии нейтронов. Эксперименты, выполненные в LANL, показали заметный рост величины эффективности с повышением энергии нейтронов. Однако более поздние измерения в Сакле [24] с детектором большего размера DEMON (NE213

диаметром 16 см и толщиной 20 см) продемонстрировали более слабую зависимость, удовлетворительно согласующуюся с предсказаниями модифицированного кода KSU, которые систематически несколько превышают экспериментальные значения. В то же время в недавних исследованиях [88–90] был сделан противоположный вывод о недооценке этим кодом эффективности нейтронного детектора на основе NE213 диаметром и толщиной 12,7 см. Измерения были проведены с использованием источника нейтронов с белым энергетическим спектром, а также на пучке квазимоноэнергетических нейтронов. Было показано, что в области энергий нейтронов сотни МэВ имеются значительные расхождения между расчетными функциями отклика, полученными с помощью модифицированного кода KSU, и измеренными распределениями. Особенно сильное расхождение наблюдается в области больших амплитуд, где экспериментальные значения во много раз превосходят результат расчета, что и приводит к занижению вычисленной эффективности регистрации нейтронов в области энергий выше 50 МэВ [88].

В табл. 3 приведены некоторые работы, в которых изучалась эффективность детекторов на основе органических сцинтилляторов в широкой области энергий нейтронов.

Таблица 3. Некоторые работы, в которых изучалась эффективность различных органических сцинтилляторов для детектирования высокоэнергетических нейтронов

Сцинтиллятор	Размер, см	E_{\max} , МэВ	Метод	Ссылка
NE213	$\phi 12,7 \times 12,7$	200	Эксперимент/расчет	[85]
	$\phi 12,7 \times 12,7$	800	Эксперимент/расчет	[88–90]
	$\phi 12,7 \times 12,7$	3000	Эксперимент/расчет	[23, 91]
	$\phi 16 \times 20$	1000	Эксперимент/расчет	[24]
	$\phi 5,1 \times 2,5$	1000	Эксперимент/расчет	[86]
BC418	$\phi 5,08 \times 5,08$	300	Эксперимент/расчет	[92]
BC501	$\phi 30,5 \times 20,3$	200	Эксперимент/расчет	[85]
NE102 (A)	$\phi 30 \times 28,6$	200	Эксперимент/расчет	[79, 93–95]
	$\phi 12,7 \times 30,5$	200	Эксперимент/расчет	[79, 94, 96]
	$2,54-50,8 \times 10,16 \times 101,6$	1100	Расчет	[97]
	$\phi 12,7 \times 10,2, \phi 22,9 \times 20,3$	140	Расчет	[98]
	$\phi 100 \times 90$ (30 дисков, $h = 3$)	> 1000	Расчет	[99, 100]
NE110	$15,3 \times 15,3 \times 27$ (9 ед.)	120	Эксперимент/расчет	[101]
	$\phi 15,3 \times 27$	135	Эксперимент/расчет	[79]
NE224	$\phi 7 \times 45$ (32 ед.)	400	Эксперимент/расчет	[79, 94, 102]
PILOT	$50,8 \times 15,2 \times 15,2$	300	Эксперимент/расчет	[103]
	$\phi 15,24 \times 15,24$	200	Эксперимент/расчет	[92]
Пластический сцинтиллятор (полистирол)	$15,3 \times 15,3 \times 27$ (145 ед.)	500	Эксперимент	[103]
	$10 \times 1,8 \times 1,8$ (12 ед.)	250	Эксперимент/расчет	[93]
	$\phi 60 \times 15$	90	Эксперимент/расчет	[79, 93]
	$\phi 20 \times 20$	300	Эксперимент/расчет	[25]
	$\phi 12 \times 20$	500	Эксперимент	[21]
Стильбен	$\phi 5 \times 5$	500	Эксперимент/расчет	[21]

Недавно была предпринята новая попытка улучшения теоретического описания эффективности нейтронных детекторов на базе органических сцинтилляторов в области до 3 ГэВ [104]. Для этой цели в код SCINFUL были введены модели квантовой молекулярной динамики и статистического распада. Код получил название SCINFUL-QMD, и сравнение с экспериментом показало, что расчет удовлетворительно воспроизводит некоторый рост измеренной эффективности выше 300 МэВ. Это увеличение было получено путем учета образования заряженных пионов.

По-видимому, в настоящее время неопределенность вычисленной с помощью кодов эффективности детекторов для регистрации нейтронов с энергией выше 30 МэВ составляет примерно 15–20 %.

В качестве примера кратко опишем систему детекторов DEMON, которая была специально разработана для экспериментов, направленных на изучение нейтронной эмиссии в реакциях. Она состоит из 100 индивидуальных ячеек с жидким сцинтиллятором NE213 большого объема, конструкция которых показана на рис. 13 [105]. Эффективность и некоторые другие характеристики детектора описаны в [24, 106].

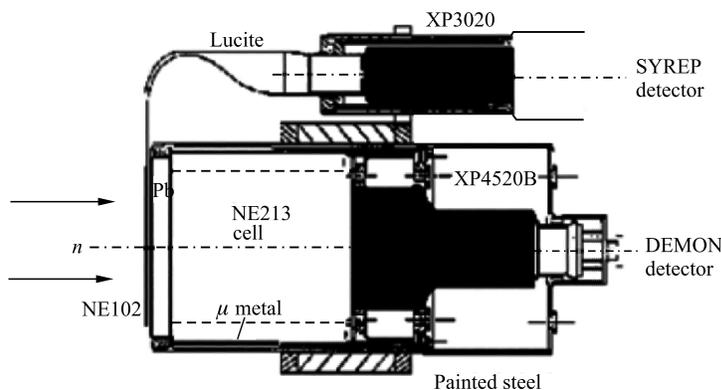


Рис. 13. Схема ячейки DEMON с вето-детектором

Хотя детекторы DEMON были разработаны для экспериментов в области средних энергий, они с успехом были использованы для измерения двойных дифференциальных сечений образования нейтронов на пучке протонов с энергией до 1,6 ГэВ ускорителя SATURNE.

Для изучения энергетической зависимости эффективности регистрации нейтронов в широком интервале энергий от 2 до 1000 МэВ были проведены специальные эксперименты. В интервале 2–17 МэВ эффективность измерялась относительно стандартного детектора с использованием реакций ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$, ${}^3\text{H}(p, n){}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$ и ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$. В области более высо-

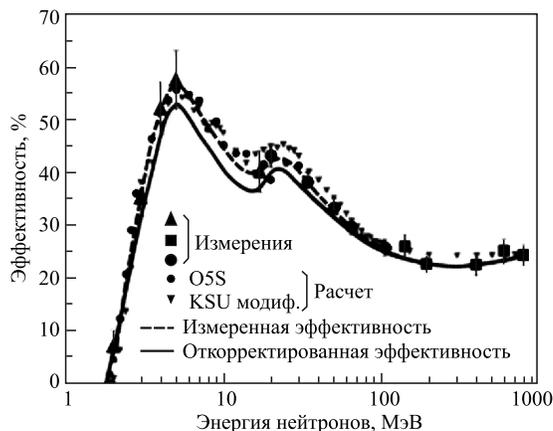


Рис. 14. Результаты измерений и расчетов энергетической зависимости эффективности регистрации нейтронов детектором DEMON

ких энергий 30–100 МэВ измерения были выполнены на установке в Уппсале с использованием реакции ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$. Для энергий от 150 до 800 МэВ была использована реакция расщепления дейтрона на бериллиевой мишени в измерениях на ускорителе SATURNE. Результаты измерений и расчетов по кодам O5S и KSU эффективности детекторов DEMON показаны на рис. 14.

4.2. Детекторы на основе тяжелых сцинтилляторов. *Характеристики быстрых тяжелых сцинтилляторов.* Как было отмечено ранее, высокоэнергетические нейтроны с высокой вероятностью вызывают ядерные реакции и расщепление ядер. Величина пороговой энергии, выше которой реакция расщепления начинает играть существенную роль в регистрации нейтронов, зависит от атомарного состава сцинтиллятора и повышается с ростом массового числа ядер. В таких реакциях, соответствующих центральным столкновениям нейтронов с ядрами, передается значительная энергия ядру-мишени с последующим множественным образованием легких заряженных частиц, ядерных фрагментов, нейтронов и γ -квантов.

Наиболее известные тяжелые сцинтилляторы, обладающие малым временем высвечивания и поэтому подходящие для применения в спектрометрах по времени пролета, приведены в табл. 4. Более полная информация дана в [58, 107].

Также в работе [108] сообщено о производстве и исследовании кристаллов $\text{Bi}_4\text{Si}_3\text{O}_{12}$, которые имеют световой выход 25 % от BGO и высокую прозрачность на длине волны 400 нм. Свечение имеет три временных компоненты: 2,1 нс (6 % интенсивности), 40 нс (13 % интенсивности) и 112 нс (81 % интенсивности).

Таблица 4. Характеристики наиболее распространенных быстрых тяжелых сцинтилляторов (длина волны максимальной эмиссии λ_{\max} , время распада τ и световой выход N приведены для быстрой компоненты)

Характеристика	CsI	BaF ₂	CeF ₃	PWO	GSO
ρ , г/см ³	4,51	4,89	6,16	8,28	6,71
λ_{\max} , нм	305	220	330	420	440
τ , нс	2,20	0,6	5,27	5,40	56
N , фотон/МэВ	2000	1400	4400	380	9000
n	1,80	1,56	1,68	2,29	1,85

Примечание. ρ — плотность; n — коэффициент преломления при λ_{\max} .

Таблица 5. Характеристики некоторых малогабаритных быстрых тяжелых сцинтилляторов, активированных Се

Характеристика	YAP (YAlO ₃)	LuAP (LuAlO ₃)	YAG (Y ₃ Al ₅ O ₁₂)	LSO (Lu ₂ SiO ₅)	LuPO ₄
ρ , г/см ³	5,3	8,34	4,55	7,4	6,2
λ_{\max} , нм	370	365	550	420	360
τ , нс	27	17	65	47	24
N , фотон/МэВ	18000	17000	17000	25000	13000
n	1,95	1,94	1,82	1,82	—

Вышеприведенные кристаллы удобны для создания детекторов большого объема. В то же время существует целый ряд малогабаритных тяжелых сцинтилляторов, обладающих малым временем высвечивания и большим световым выходом. Последнее свойство позволяет для регистрации излучаемых фотонов использовать полупроводниковые фотоприемники вместо ФЭУ. Это существенно уменьшает размеры и массу детектора, который не требует высоковольтного питания и способен работать в сильных магнитных полях. Характеристики некоторых сцинтилляторов приведены в табл. 5.

Детекторы на основе таких сцинтилляторов имеют очень хорошее энергетическое разрешение и высокую чувствительность к γ -квантам. Поэтому, несомненно, они получают широкое применение, прежде всего в спектрометрии электромагнитного излучения в широком диапазоне энергий, начиная с десятков кэВ. Следует также отметить, что кристаллы негигроскопичны. Испытания некоторых из них показали высокую линейность светового выхода от поглощенной энергии, а также высокую радиационную стойкость [58].

Нейтронные детекторы с кристаллом BaF₂. В настоящее время наиболее изученным с точки зрения регистрации нейтронов является сцинтиллятор BaF₂ [59–64]. В некоторых работах одновременно с BaF₂ исследовались

Таблица 6. Измерения эффективности регистрации высокоэнергетических нейтронов детекторами на основе ВаF₂

Характеристика	[59]	[60]	[61]	[62]	[64]	[63]
Диаметр, см	5,2*	2,5	5,9*	5,9*	5,9*	8,75*
Толщина, см	20	5,1	25	25	25	14
Порог регистрации, МэВ	1 (<i>ee</i>)	10 (<i>pe</i>)	7 (<i>ee</i>)	10 (<i>pe</i>)	5–15 (<i>pe</i>)	10 (<i>pe</i>)
Энергия, МэВ	2–22	15–45	15–150	100–1300	35–240	45–198

* Поперечное сечение кристалла имеет гексагональную форму.
Примечание. *ee* — эквивалентная энергия электронов, *pe* — эквивалентная энергия протонов.

детекторы с CsI(Tl) [59] и BGO [60], которые также показали высокую чувствительность к нейтронам. Краткая информация о выполненных исследованиях с детекторами на основе ВаF₂ по регистрации высокоэнергетических нейтронов дана в табл. 6.

Следует отметить, что этот сцинтиллятор широко используется для детектирования фотонов в широкой области энергий и имеет две компоненты сцинтилляционного излучения с различными временами высвечивания ($\tau_1 \approx 600$ пс и $\tau_2 \approx 620$ нс), отношение интенсивностей которых зависит от типа падающих частиц [109]. Это свойство позволяет использовать метод разделения по форме импульса для событий, вызванных нейтронами и фотонами в кристалле. Детектирование нейтронов возможно проводить, начиная с энергии ~ 1 МэВ, за счет регистрации гамма-квантов от неупругого рассеяния нейтронов и легких заряженных частиц от реакций, вызванных нейтронами на ядрах фтора и бария, однако для эффективного разделения нейтронов и γ -квантов необходимо использовать порог регистрации выше ~ 10 МэВ (*pe*). Дискриминация заряженных частиц выполняется с помощью тонкого сцинтилляционного счетчика, расположенного перед кристаллом ВаF₂.

Благодаря наличию быстрой компоненты детекторы на основе этого сцинтиллятора обладают высоким временным разрешением с $\sigma_t < 0,3$ нс и являются перспективными для их использования в измерениях методом времени пролета. Типичный времяпролетный спектр, измеренный под углом 0° при облучении мишени из лития протонами, показан на рис. 15 [63]. Нейтронный спектр характеризуется резким пиком, соответствующим энергии 147 МэВ, и хвостом от нейтронов более низких энергий. Временное разрешение определялось по пику мгновенных γ -квантов.

Выполненные исследования показали, что при пороге 10 МэВ (*pe*) эффективность регистрации нейтронов сначала быстро возрастает с энергией, а при энергиях выше 75–100 МэВ она начинает слабо зависеть от энергии нейтронов. Значение эффективности детектора с ВаF₂ сравнивается с эффективностью детектора на основе NE213 того же размера при энергии около

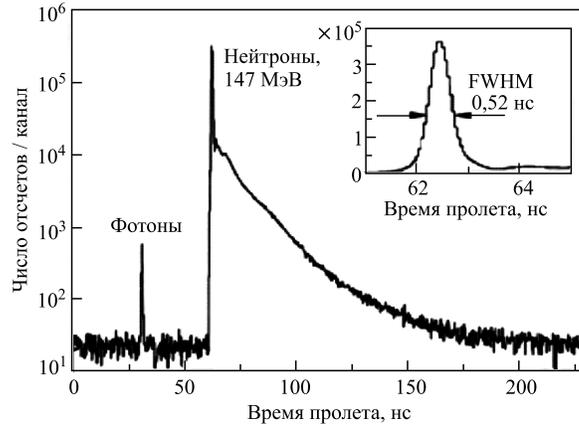


Рис. 15. Времяпролетный спектр, измеренный с детектором BaF_2 на пучке квазиодноэнергетических нейтронов с энергией 147 МэВ, производимых в реакции ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ [63]

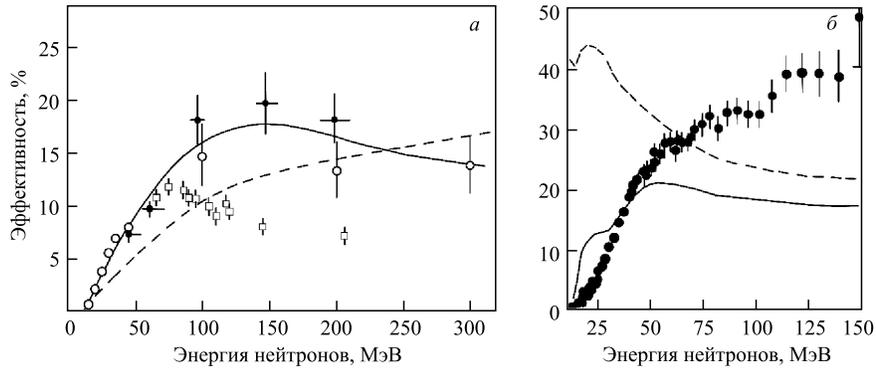


Рис. 16. Абсолютные значения эффективности регистрации нейтронов для детекторов с BaF_2 . а) Результаты для кристалла толщиной 14 см [63]: светлые и темные кружки — экспериментальные данные, сплошная кривая показана для порога регистрации 10 МэВ (pe), штриховая кривая соответствует расчету по коду FLUKA [110]. б) Экспериментальные точки — результаты измерений для кристалла толщиной 25 см [61]. Для сравнения на обоих рисунках показаны эффективности детекторов на основе NE213 такой же толщины (рис. а: \square — результаты измерений; рис. б: кривые — результаты расчета при значениях порога 0,5 и 7 МэВ (ee))

50 МэВ и вдвое превышает ее в области 150–200 МэВ, как это показано на рис. 16 [61, 63]. При энергии 100 МэВ измеренные значения эффективности составляют 17 и $\sim 32\%$ для детекторов толщиной 14 и 25 см соответственно.

С повышением величины пороговой энергии эффективность уменьшается тем сильнее, чем меньше энергия нейтронов.

Примером детектора, используемого для регистрации высокоэнергетических нейтронов, является детектор коллаборации TAPS [64, 111]. Он состоит из 384 ячеек гексагональной формы диаметром 5,9 см и толщиной 25 см. Каждая ячейка представляет собой сцинтилляционный телескоп, состоящий из пластического сцинтиллятора NE102A толщиной 5 мм, оптически состыкованного с кристаллом BaF_2 , и просматривается одним ФЭУ. Установка TAPS позволяет детектировать фотоны с энергией до 15 ГэВ, нейтроны и заряженные частицы.

Временное разрешение спектрометра составляет $\sigma_t < 200$ пс, что позволяет определять энергию нейтронов по времени пролета с достаточно высоким разрешением. Идентификация падающих частиц производится с помощью анализа формы импульса, путем сравнения заряда быстрой компоненты в интервале 30 нс и полного заряда импульса в интервале 2 мкс. Вето-детектор, время пролета и разделение по форме импульса позволяют надежно выделить нейтроны на фоне других частиц.

Таким образом, спектрометр TAPS предоставляет уникальную возможность — выполнение одновременных измерений спектров фотонов, нейтронов и заряженных частиц в широком диапазоне энергий.

4.3. Многослойные детекторы. *Детектор MUFFINS.* Детектор MUFFINS [99, 100], общий вид которого показан на рис. 17, состоит из 30 коаксиальных дисков из сцинтиллятора NE102A толщиной 3 см и диаметром

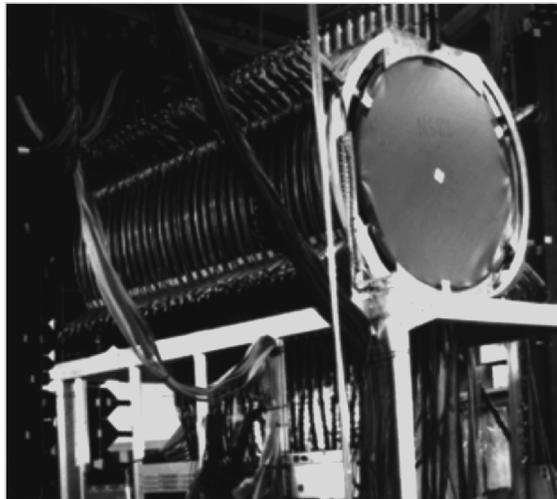


Рис. 17. Общий вид детектора MUFFINS

100 см с расстоянием между дисками 6,5 (5,5) см. Сегментация делает детектор способным измерять большие множественности нейтронов. Каждый диск просматривается шестью ФЭУ Hamamatsu R1398, расположенными симметрично по краю диска сцинтиллятора. Один из сигналов каждого ФЭУ поступает на ADC LRS 1881, а второй сигнал приходит на дискриминатор и далее поступает на TDC LRS 1872. Данные об амплитуде сигналов используются также для коррекции данных с TDC на эффект временного смещения в дискриминаторе по переднему фронту.

В первых экспериментах в LBNL (Беркли) детектор MUFFINS использовался в измерениях фрагментации ядра-снаряда. Полученное временное разрешение составило $\sigma_t = 55$ пс. Эта величина много меньше времени, необходимого γ -квантам для преодоления расстояния между дисками. Пространственное разрешение равнялось $\sigma_x = \sigma_y = 1,3$ см, что эквивалентно угловому разрешению $\Delta\vartheta < 0,2^\circ$ на расстоянии 5 м от мишени. Собственная эффективность каждого диска составляет 3,2 %, что соответствует полной эффективности детектора 60 % для нейтронов с кинетической энергией в интервале от 300 до 1000 МэВ.

В экспериментах BNL-AGS E896 детектор MUFFINS использовался для регистрации нейтронов, летящих по направлению пучка во взаимодействиях Au + Au при импульсе 11,7 ГэВ/с на нуклон. Другим примером является эксперимент, выполненный коллаборацией TRANSPORT на установке HISS в LBNL, где изучалась эмиссия нейтронов вперед внутри конуса $\vartheta < 3,2^\circ$ для взаимодействий $^{40}\text{Ca} + \text{H}$ при энергиях 357 и 565 МэВ/нуклон [112, 113].

Детектор LAND. Нейтронный детектор большой площади LAND, схематический вид которого показан на рис. 18, был создан для изучения нейтронов, образуемых в столкновениях тяжелых ионов в области промежуточных энергий на ускорителе SIS в GSI (Дармштадт) [114]. Планировалось, что детектор будет в основном использоваться для изучения потока нейтронов в центральных столкновениях и в исследовании коллективных мод, возбуждаемых в сильно периферических столкновениях как стабильных, так и радиоактивных ядер. Так как детектор ориентирован прежде всего на регистрацию нейтронов в области сотен МэВ, он активно использовался в экспериментах для исследования эмиссии нейтронов из возбужденных ядер-снарядов, т. е. под малыми углами к направлению пучка. Основные требования, которым должен был удовлетворять детектор, были хорошее пространственное и импульсное разрешение, а также разделение откликов в случае попадания нескольких частиц. Он должен был обладать достаточно большой гранулярностью и очень высокой эффективностью регистрации нейтронов.

Длина ядерного взаимодействия в органическом сцинтилляторе составляет около 80 см, что делает трудно реализуемой задачу создания детектора полного поглощения высокоэнергетических нейтронов. Однако, как было показано еще в работе [115], такой детектор может быть создан на основе

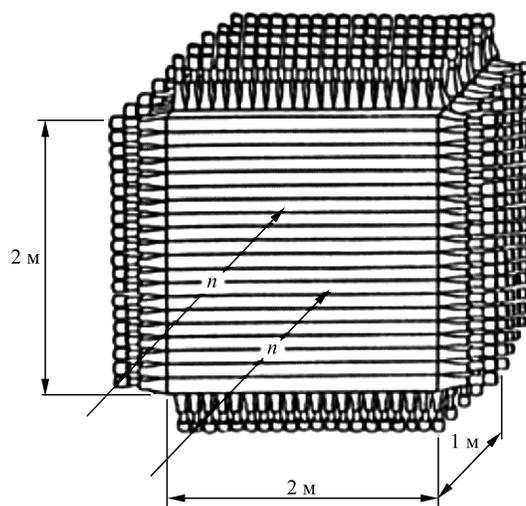


Рис. 18. Схематический вид нейтронного детектора LAND (без вето-детектора) [114]

чередующихся слоев сцинтиллятора и более плотного материала, например, железа или меди, с длиной ядерного взаимодействия ~ 17 см.

Передняя поверхность детектора LAND имеет площадь 2×2 м, а толщина его составляет 1 м. В его состав входят 200 независимых модулей и 40-элементный вето-детектор заряженных частиц. Каждый модуль имеет размеры $200 \times 10 \times 10$ см и состоит из 11 слоев железа и 10 слоев 5-мм пластического сцинтиллятора BC408. Применение слоев железа позволяет повысить эффективность регистрации высокоэнергетических нейтронов. Один слой детектора содержит 20 таких модулей. Для получения информации о координате взаимодействия модули соседних слоев располагаются перпендикулярно друг другу. Рождаемый в сцинтилляторах модуля свет собирается с обоих концов с помощью световодов и смесителей на фотоэлектронные умножители XP2262.

Передний вето-детектор состоит из двух перекрестных слоев с 20 сцинтилляционными полосами $200 \times 10 \times 5$ см в каждом. Свет регистрируется с обоих концов полос для получения информации о координате и хорошего временного разрешения.

На рис. 19 приведены результаты расчета эффективности детектора толщиной 20 см со слоистой структурой железо–сцинтиллятор в зависимости от толщины слоев (при условии, что слои железа и сцинтиллятора имеют равную толщину). Там же показана эффективность чисто сцинтилляционного детектора толщиной 20 см. Как видно из рисунка, детектор со слоистой структурой

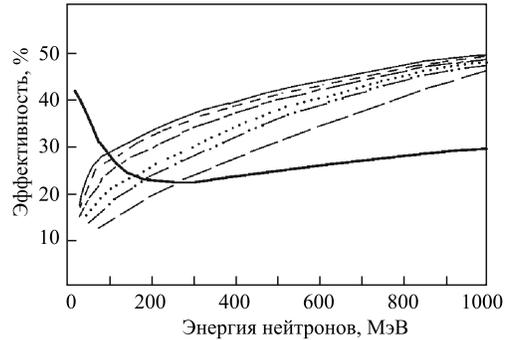


Рис. 19. Вычисленные эффективности для структуры железо–сцинтиллятор толщиной 20 см как функция кинетической энергии нейтронов для различных толщин слоев $d = 0,5, 1, 2, 5, 10$ и 25 мм (толщина железа равна толщине сцинтиллятора, эффективность понижается с увеличением d). Толстой сплошной кривой показан расчет для чистого сцинтиллятора [114]

имеет существенно большую эффективность по сравнению с чисто сцинтилляционным в области выше примерно 150 МэВ, и с повышением энергии толщина слоев играет все меньшую роль. Согласно результатам моделирования детектор LAND толщиной 1 м регистрирует нейтроны с энергиями выше 550 МэВ с эффективностью выше 90 %.

Исследования показали, что $2 \times 2 \times 1$ -м детектор со слоями из железа и пластического сцинтиллятора обеспечивает временное разрешение $\sigma_t < 0,25$ нс и пространственное разрешение $\sigma_{x,y,z} \approx 3$ см. Времяпролетные измерения с детектором LAND на базе 15 м для нейтронов с кинетической энергией 1 ГэВ дают импульсное и энергетическое разрешение 3,6 и 5,3 % соответственно.

Недавно был представлен проект нового нейтронного детектора большой площади под названием NeuLAND, который будет иметь существенно лучшие характеристики [116]. Целью нового детектора является одновременная регистрация большого числа нейтронов в интервале энергий 200–1000 МэВ с высоким энергетическим разрешением в готовящемся эксперименте R3В на ускорительном комплексе FAIR в GSI. Основная концепция этого детектора направлена на создание сборки размером $2 \times 2 \times 0,8$ м из ~ 35 слоев Fe/RPC (Resistive Plate Chamber). Ожидаемое временное разрешение составляет $\sigma_t < 100$ пс при пространственном разрешении $\sigma_{x,y,z} \approx 1$ см. В такой сборке нейтроны детектируются путем регистрации в RPC производимых в ядерных взаимодействиях вторичных заряженных частиц. При этом ожидается, что эффективность регистрации нейтронов будет не менее 90 %. Полное число каналов считывания информации с детектора составляет около 10000.

Другой рассматриваемый вариант детектора NeuLAND представляет собой куб размером $2 \times 2 \times 2$ м, состоящий из 1600 модулей пластического сцинтиллятора размером $5 \times 5 \times 200$ см, просматриваемых с двух сторон фотоумножителями. Эффективность такого детектора нейтронов составляет $\approx 95\%$.

В настоящее время ведутся исследования прототипов детектора. Создание полномасштабного детектора намечено на 2014–2016 гг.

Детектор MoNA. Модульный нейтронный детектор большой площади MoNA разработан для экспериментов в MSU, в которых регистрируются высокоэнергетические нейтроны, образующиеся в результате развала ускоренных ядер во взаимодействиях в мишени [117, 118]. Детектор размещается позади мишени, перекрывая область малых углов, и измеряет как скорость, так и направление нейтронов. Мощный дипольный магнит, расположенный между мишенью и детектором, отклоняет в сторону заряженные частицы, оставляя в области углов, перекрываемой детектором, только нейтральные частицы. Общий вид детектора показан на рис. 20.

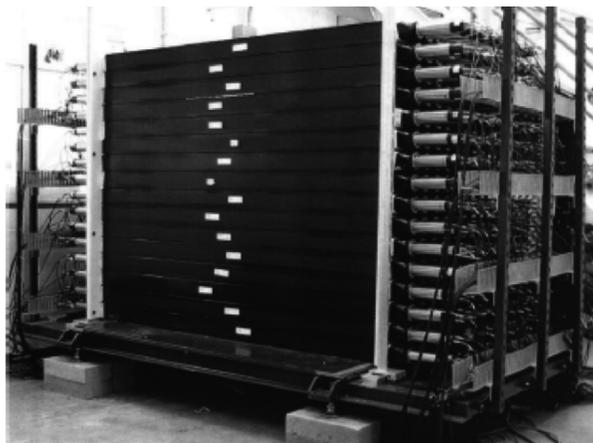


Рис. 20. Вид модульного детектора нейтронов MoNA (взято из [119])

В измерениях детектор используется как времяпролетная стенка. Детектор MoNA состоит из 144 блоков пластического сцинтиллятора BC408 размером $200 \times 10 \times 10$ см, просматриваемых с двух сторон ФЭУ X2262В. Стандартная конфигурация детектора состоит из девяти слоев по 16 модулей в каждом. Вертикальное положение детектируемого нейтрона задается гранулярностью детектора с неопределенностью, равной высоте индивидуального блока. Горизонтальное положение получается из анализа времен появления сигналов с двух ФЭУ, регистрирующих сцинтилляционный свет с обоих концов модуля, и его погрешность равняется 8 см (полная ширина на половине

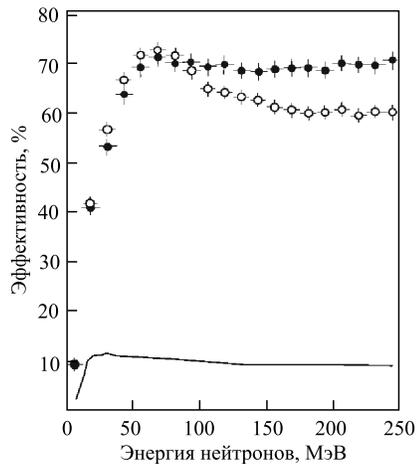


Рис. 21. Вычисленные значения эффективности детектора MoNA с пассивными железными конвертерами (●) и без них (○). Сплошная линия показывает эффективность первоначального более тонкого детектора нейтронов в NSCL/MSU [117]

высоты). Достижимое энергетическое разрешение зависит от неопределенности длины пролетного расстояния и составляет 2% для 100-МэВ нейтронов. Из времени пролета, определяемого с погрешностью ~ 250 пс, вычисляется скорость нейтронов.

В интервале энергии 50–250 МэВ эффективность регистрации нейтронов составляет около 70%. Для повышения эффективности регистрации нейтронов с энергиями выше 100 МэВ пассивные слои из железа толщиной 1 и 2 см добавлены перед последними шестью сцинтиляционными плоскостями. Зависимость эффективности регистрации от толщины пассивных слоев исследовалась экспериментально и с помощью моделирования [120]. На рис. 21 представлена энергетическая зависимость эффективности детектора MoNA с пассивными слоями из железа и без них.

Детектор KLOE. Недавно был предложен новый детектор высокоэнергетических нейтронов калориметрического типа, представляющий собой многослойную сборку из 0,5-мм слоев Pb и вклеенных в них тонких сцинтиляционных волокон (файберов) диаметром 1 мм [121]. Первоначально такой калориметр под названием KLOE предназначался для регистрации фотонов. Однако выполненные опыты показали его высокую чувствительность к нейтронам с энергиями десятки-сотни МэВ. Отношение объемов, занимаемых файберами, свинцом и клеем в детекторе, составляет 48 : 42 : 10 с результирующей плотностью ~ 5 г/см³.

В исследованном прототипе число слоев составляло ~ 200 при полной толщине детектора 24 см. Считывание осуществлялось с обоих концов файберов для реконструкции координаты вдоль их длины по разнице времени прихода сигналов. Свет с файберов поступал через световоды на фотоэлектронные умножители.

Эффективность регистрации нейтронов исследовалась с помощью кода FLUKA [110] и экспериментально на пучке нейтронов TSL (Уппсала) в интервале энергий 5–175 МэВ. Моделирование показало, что для нейтронов с энергией 175 МэВ вероятность неупругого взаимодействия в свинце, файберах и клее составляет 31,4, 7,0 и 2,2% соответственно. При этом образуется

в среднем 5,4 вторичных частицы на событие, среди которых 62 % составляют нейтроны, 27 % — фотоны, 7 % — протоны и оставшиеся 4 % — ядерные фрагменты. Последующие взаимодействия, прежде всего нейтронов, приводят к увеличению числа вторичных частиц, которые дают существенный вклад в отклик детектора.

Важной особенностью конструкции такого детектора является использование большого числа тонких слоев свинцового конвертера и сцинтилляционных волокон, занимающих значительный объем. Вследствие этого детектор можно использовать для регистрации нейтронов в широкой области энергий выше 5 МэВ с эффективностью регистрации $\sim 40\text{--}50\%$.

4.4. Основные тенденции и перспективы. На основе анализа опыта создания быстрых детекторов высокоэнергетических нейтронов можно сделать ряд выводов, полезных для проектирования новых экспериментальных установок.

Для времяпролетной спектрометрии с регистрацией одиночных нейтронов в широком диапазоне энергий от нескольких сотен кэВ до единиц ГэВ наиболее подходящим и распространенным решением является использование твердых и жидких органических сцинтилляторов. Такие детекторы имеют высокое временное разрешение, при этом эффективность регистрации нейтронов высоких энергий составляет от единиц до $\sim 20\%$, и, кроме того, для некоторых типов сцинтилляторов (NE213, BC501A, стильбен) имеется возможность $n\text{--}\gamma$ -разделения по форме импульса. В области энергий выше нескольких десятков МэВ еще лучшее временное разрешение и большую эффективность регистрации при той же толщине детектора можно получить путем использования вместо органического сцинтиллятора кристалла BaF_2 . Однако это решение является и более дорогим.

Проблема экспериментального и расчетного определения эффективности нейтронных детекторов в широком интервале энергий по-прежнему является актуальной. Здесь еще требуются значительные усилия на пути совершенствования компьютерных кодов и их тестирования путем сравнения с результатами измерений. Основной трудностью на пути экспериментального определения эффективности является практическое отсутствие источников моноэнергетических нейтронов с перестраиваемой энергией в широком диапазоне. Альтернативным подходом является использование эталонного сплошного спектра нейтронов от источника расщепления (spallation source) с наносекундной временной привязкой. Однако такого опорного источника нейтронов, спектр которого известен с погрешностью не хуже 3–5 % во всем диапазоне энергий, пока не создано. Здесь мы касаемся общей для развития нейтронной физики высоких энергий проблемы — проблемы создания системы эталонных ядерных данных и нейтронных полей.

Особую группу составляют многослойные модульные детекторы, предназначенные для одновременной регистрации большого числа нейтронов с энер-

гией выше нескольких десятков или сотен МэВ. Введение пассивных слоев из тяжелого металла позволяет повысить эффективность регистрации нейтронов высоких энергий, которая может быть близкой к 100 % для толстых детекторов калориметрического типа. Высокая гранулярность таких детекторов позволяет определить с хорошей точностью время и место взаимодействия для каждого первичного нейтрона. Примерами являются детектор MUFFINS [99, 100], детектор LAND и его модернизация [114, 116] и детектор MoNA [117, 118]. По-видимому, одним из наиболее перспективных направлений создания новых быстрых и высокоэффективных детекторов нейтронов является применение многослойныхборок из тонких слоев металла и сцинтилляционных волокон по примеру прототипа калориметра KLOE [121].

5. СПЕКТРОМЕТРЫ НА ОСНОВЕ УПРУГОГО $n-p$ -РАССЕЯНИЯ

5.1. Современные спектрометры. Спектрометрия нейтронов, использующая упругое $n-p$ -рассеяние, базируется на простой однозначной зависимости энергии протона отдачи E_p от энергии падающего нейтрона E_n при упругом рассеянии на ядре водорода под углом θ_{np} . В нерелятивистском случае это соотношение имеет вид

$$E_n = \frac{E_p}{\cos^2 \theta_{np}}. \quad (8)$$

При этом достигается высокое энергетическое разрешение, составляющее доли процента.

Спектрометры, использующие $n-p$ -рассеяние в водородосодержащем конвертере (жидководородная мишень, пластический сцинтиллятор, полиэтилен), можно условно разделить на две группы, отличающиеся наличием или отсутствием магнитного поля в тракте спектрометра. Примерами магнитных спектрометров являются установки, созданные в TRIUMF [27], LANL [28, 29], Сакле [24], и спектрометр LISA в TSL (Уппсала) [32, 33], а примерами безмагнитных установок могут служить спектрометры, созданные в IUCF [30, 31], TSL (Уппсала) [34] и в работе [122]. В измерениях на этих установках энергия нейтронов в области выше 50 МэВ определяется на основе хорошо изученного сечения упругого $n-p$ -рассеяния. Краткая информация для некоторых спектрометров приведена в табл. 7.

Магнитный спектрометр LANL использовался в измерениях спектров нейтронов под углом 0° на WNR/LAMPF с энергией первичных протонов до 800 МэВ. Рассеянные протоны регистрировались в угловом интервале $0-10^\circ$. Установка состояла из сегментированной мишени и системы многоволоочных камер для определения координат точки, где произошло рассеяние, четырех дрейфовых камер, сцинтилляционной стенки из детекторов

Таблица 7. Спектрометры нейтронов, использующие $n-p$ -рассеяние

Лаборатория, спектрометр	Мишень-конвертер	Магнитное поле	Старт	Трековая система	Детектор протонов	Ссылка
LANL	CH ₂ (сегментированная)	Да	ΔE -сцинтиллятор	4 DC	CsI-гodosкоп	[28, 29]
IUCF	H ₂ (жидкая)	Нет	ΔE -сцинтиллятор	9 MWPC	Сцинтилляционный гodosкоп	[30, 31]
TSL (Уппсала)						
LISA	CH ₂ (сегментированная)	Да	ΔE -сцинтиллятор	4 DC	Сцинтилляционный гodosкоп	[32, 33]
SCANDAL	CH ₂ (сегментированная)	Нет	2 ΔE -сцинтиллятора	2 DC	CsI-гodosкоп	[34, 123]
Сакле	H ₂ (жидкая)	Да	ΔE -сцинтиллятор	3 MWPC	NE102-гodosкоп	[24]
Kyushu University	CH ₂	Нет	ΔE -сцинтиллятор	Нет	ΔE - E (NaI)- ΔE (вето)	[122]

Примечание. MWPC — многопроволочная пропорциональная камера, DC — дрейфовая камера.

CsI(Tl) и ΔE -сцинтиллятора. Размер пучка составлял 10×10 см. Приходящие со стороны пучка фоновые заряженные частицы помечались двумя проволочными камерами, расположенными впереди первой мишени. Примером использованного конвертера является мишень CH₂ толщиной 76 мг/см^2 . Протоны, испускаемые под углами, близкими к 0° , изменяли свою траекторию, проходя магнитное поле 0,5 Тл, и направлялись на сцинтилляционную стенку размером $27,9 \times 50,0$ см, состоящую из 15 CsI(Tl)-детекторов с размерами $8,9 \times 8,9 \times 15,2$ см. Эти детекторы измеряли энергию падающих заряженных частиц, которая потом корректировалась для учета энергетических потерь в проходимых частицах материалах. Энергетическое разрешение для протонов изменялось от 1,5 МэВ при низких энергиях до 2,4 МэВ при ~ 250 МэВ. Пластический сцинтиллятор большого размера и толщиной 5 мм помещался перед сборкой из CsI(Tl)-детекторов для определения энергии по времени пролета и также использовался как ΔE -детектор.

Близкое энергетическое разрешение было получено и на магнитном спектрометре LISA в TSL (Уппсала). В недавно созданном в лаборатории двухплечевом безмагнитном спектрометре SCANDAL [34] перекрываются области углов $10\text{--}50^\circ$ и $30\text{--}70^\circ$, что соответствует диапазону $20\text{--}140^\circ$ в с.ц.м. Энергия протонов определяется с помощью сборки детекторов CsI(Tl). Тре-

ковая часть состоит из двух дрейфовых камер, а два пластических сцинтиллятора используются для триггирования и идентификации заряженных частиц по энергетическим потерям. Впереди размещается вето-сцинтиллятор для дискриминации заряженных частиц. Новая мишенная зона взаимодействия CLODIA [123] представляет собой трековый детектор с расположенными внутри мишенями.

Спектрометр IUCF был создан для экспериментов с мечеными нейтронами, образуемыми в реакции $p + d \rightarrow n + 2p$, на циркулирующем пучке протонов с энергией 200 МэВ, проходящем струйную газовую дейтериевую мишень. Спектрометр регистрировал нейтроны под углом 14° к направлению падающего пучка протонов. Нейтроны, проходя вето-детектор, падали на жидководородную мишень толщиной 4 см, расположенную на расстоянии около 1 м от производящей нейтроны мишени. Детектирование нейтронов осуществлялось посредством регистрации рассеянных вперед протонов детекторной установкой с большим акцептансом, которая состояла из девяти плоскостей многопроволочных камер для определения трека протона, ΔE -сцинтиллятора большой площади, который являлся одновременно и стартовым детектором, и 20-элементного сцинтилляционного годоскопа для триггирования и измерения энергии. Угловое разрешение рассеянных протонов составляло около $0,5^\circ$.

В работе [122] описан сцинтилляционный спектрометр протонов отдачи, предназначенный для исследования спектров нейтронов в интервале 50–400 МэВ в реакциях, вызванных нейтронами. Радиатор CH_2 , расположенный позади сцинтиллятора вето-детектора, конвертирует нейтроны в протоны отдачи, которые регистрируются системой из пластического сцинтиллятора ΔE -детектора и кристалла NaI(Tl) толщиной 38 см. Позади кристалла располагался дополнительный пластический сцинтиллятор для определения событий с прохождением протонов насквозь или вылетом продуктов реакции за пределы детектора заряженных частиц. Энергия протона определяется по энерговыделению в детекторе NaI(Tl) .

В качестве примера остановимся более подробно на магнитном спектрометре, использовавшемся в Сакле для регистрации нейтронов с энергиями $E > 200$ МэВ с высоким энергетическим разрешением [24]. В результате применения двух различных методов, $n-p$ -рассеяния и времени пролета, были получены надежные данные по энергетическим спектрам нейтронов в области сотен МэВ. Схема спектрометра показана на рис. 22 для случая измерений под углом 0° .

Нейтроны высоких энергий рассеивались на протонах жидководородной мишени. Быстрые протоны отдачи регистрировались магнитным спектрометром, в состав которого входили дипольный магнит VENUS с полем 0,4 Тл и три многопроволочные пропорциональные камеры C1–C3, имеющие размеры 20×20 , 80×40 и 100×80 см соответственно и позволяющие определять координаты в плоскости $X-Y$. Триггером служило совпадение сигналов от

стями мониторинга пучка, определения функций отклика спектрометра и процедуры восстановления.

В качестве примера безмагнитного спектрометра рассмотрим N2P-проект нейтронного детектора, представляющего собой телескоп протонов отдачи PRT [124]. Вид детектора схематически показан на рис. 23.

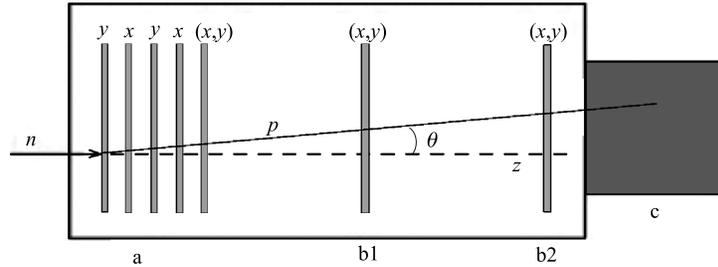


Рис. 23. Схематический вид PRT-детектора: n — падающий нейтрон; p — протон отдачи; θ — угол рассеяния; a — многослойный активный конвертер; $b1$ и $b2$ — кремниевые стриповые детекторы; c — толстый сцинтиллятор CsI(Tl)

PRT является позиционно-чувствительным детектором, в состав которого входят пять активных n - p -конвертеров (пластические сцинтилляторы), два кремниевых стриповых детектора для измерения энергии и положения протона и толстый сцинтиллятор CsI(Tl) для измерения энергии протона отдачи. Пластические сцинтилляторы выполнены в виде стрипов $50 \times 12 \times 0,4$ мм и просматриваются фотоумножителями. Кремниевые детекторы имеют толщину 300 мкм и площадь 5×5 см, разделенную на 16 стрипов (в горизонтальном и вертикальном направлениях). Цилиндрический сцинтиллятор CsI(Tl) имеет размеры $7,6 \times 7,6$ см и оптически соединен с фотоумножителем.

Телескоп перекрывает интервал энергий от единиц до сотен МэВ. Оценка эффективности регистрации составляет 0,9% (0,3%) для нейтронов с энергией 10 (30) МэВ. Энергетическое разрешение в области энергий выше 20 МэВ составляет $\sigma_E < 2\%$.

Другим интересным примером служит детектор SONTRAC, предложенный для изучения солнечных нейтронов и протонов в диапазоне энергий 20–250 МэВ [125]. Детектор представляет собой трековую систему из сцинтилляционных волокон и обеспечивает анализ изображений треков, вызванных нейтронами и протонами в каждом событии.

Имеются две версии детектора: с активным объемом $5 \times 5 \times 5$ см и $10 \times 10 \times 10$ см. Волокна имеют поперечный размер 300 мкм (250 мкм — активная область) и располагаются последовательно слоями, в каждом из которых волокна направлены ортогонально друг другу. Полностью сборка детектора показана на рис. 24. Съем изображения в направлениях x и y

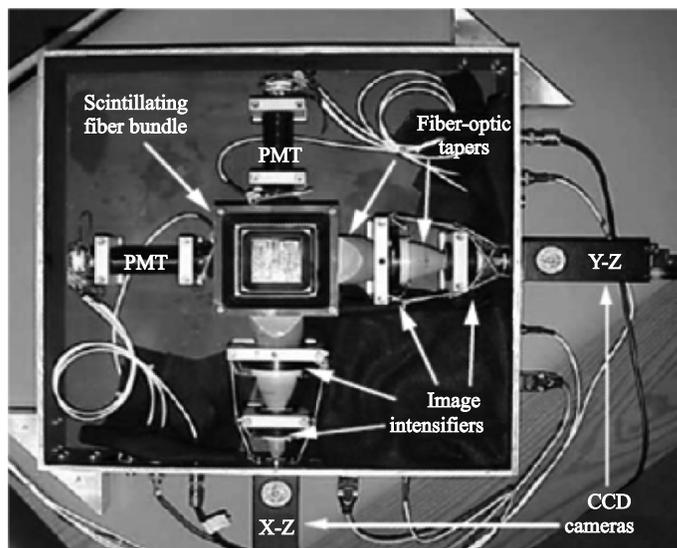


Рис. 24. Сборка детектора SONTRAC

осуществляется с помощью двух CCD-камер, триггируемых сигналами фотомножителей, просматривающих фиберы с противоположной стороны.

Энергетическое разрешение, полученное в ходе испытаний, составило 4,8 % (2,1 %) при угловом разрешении 4,6° (2,3°) для энергий 35 МэВ (67,5 МэВ).

5.2. Перспективы развития и применения метода. Наиболее перспективными приложениями метода упругого $n-p$ -рассеяния являются задачи спектрометрии в диапазоне энергий нейтронов до нескольких сотен МэВ, где требуется получение высокого энергетического разрешения и в то же время не представляется возможным реализовать метод времени пролета.

Несомненно, что перспективы развития и применения метода в значительной степени связаны с прогрессом в создании новых компактных установок, обладающих сравнительно высокой эффективностью регистрации нейтронов. В последнее время значительные успехи были достигнуты на пути создания безмагнитных спектрометров с использованием новых достижений в создании активных мишеней и трековых систем. Особенно следует отметить опыт, полученный при создании детектора SONTRAC [125], так как он открывает новое интересное направление — создание спектрометров с 2D- и 3D-изображением треков, возникающих в индуцируемых нейтронами событиях.

6. КАЛОРИМЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОД

6.1. Основы метода. Калориметрический метод широко используется в физике высоких энергий и основан на однозначной зависимости отклика детектора от энергии налетающего адрона, например, нейтрона. Накопленный опыт создания и применения адронных калориметров отражен, например, в недавних обзорах [126, 127].

Два основных класса взаимодействий определяют развитие ливневого процесса образования и поглощения частиц с выделением энергии внутри калориметра: а) события, инициируемые сильновзаимодействующими частицами, которые являются результатом адронных ливней, и б) события, относящиеся к электромагнитной составляющей ливня, связанной с образованием и распространением электронов, позитронов и фотонов. В ливне, порождаемом адронами высоких энергий, определенную долю производимых вторичных частиц составляют нейтральные π -мезоны, множественность которых приблизительно равна одной третьей от полного числа всех π -мезонов. Эти частицы быстро распадаются на фотоны, повышая вклад электромагнитной составляющей адронного ливня.

По сравнению с электромагнитной составляющей адронная часть ливня имеет более сложную структуру, которая связана с расщеплением ядер и включает потерю энергии на энергию связи нуклонов в ядре, образование нейтронов, ионизацию заряженными частицами, ядра отдачи и возбуждение вторичных ядер. Масштаб адронных взаимодействий характеризуется длиной ядерного взаимодействия, выраженной в г/см^2 ,

$$\lambda = 37,8A^{0,312}, \quad (9)$$

где A — массовое число ядер.

Так как отклик таких детекторов формируется вторичными частицами путем ионизации или генерации света в активных элементах калориметра, то длина и поперечное сечение калориметра должны быть больше размеров области, где выделяется основная энергия ливня. Обычно выбираемая длина калориметра превышает четыре длины ядерного взаимодействия.

Типичной для применения адронных калориметров является область энергий выше ~ 5 ГэВ. При этом эффективность регистрации адронов близка к 100%, а среднее число вторичных частиц в ливне и, соответственно, средняя амплитуда сигнала возрастают по мере увеличения энергии нейтрона. В результате энергетическое разрешение улучшается с энергией E , выраженной в ГэВ, как

$$\frac{\sigma_E}{E} (\%) \cong \frac{a}{\sqrt{E}} + b. \quad (10)$$

Важно отметить, что энергетическое разрешение существенно зависит от выбранной конструкции адронного калориметра, что и определяет величину

параметров в этой формуле. Обычно у компенсированных калориметров, обладающих равенством откликов электромагнитного и адронного ливней, энергетическое разрешение существенно лучше, чем у некомпенсированных.

Наиболее часто используют конструкции «сэндвич» и «спагетти» для адронных калориметров. В калориметрах первого типа чередуются пассивные и активные слои. Обычно для пассивных слоев-конвертеров выбирают Fe, Cu, Pb, U, а в качестве активных элементов используют пластические сцинтилляторы. В спагетти-калориметрах активными элементами являются фибры из пластического сцинтиллятора со специальным покрытием и малым поглощением на единицу длины, которые пронизывают толстый поглотитель-конвертер. Отметим, что в калориметрах, активную зону которых составляют газовые детекторы, наблюдается эффект горячих пятен, где отклики ячеек значительно превышают отклики в соседних областях из-за большого локального энерговыделения, вызванного заряженными частицами низкой энергии. Такие частицы могут рождаться сравнительно далеко от области развития адронного ливня в результате ядерных реакций под действием нейтронов сравнительно небольших энергий. Этот эффект проявляется в наибольшей степени у калориметров со слоями урана [128].

Потеря энергии в реакциях расщепления на энергию связи в ядрах называется «невидимой», так как не дает вклада в отклик детектора. В значительной степени это относится и к энергии, уносимой вторичными нейтронами, если конструкция калориметра является неэффективной для их регистрации. Это приводит к большим флуктуациям выделяемой в калориметре энергии и, как следствие, увеличивает погрешность определения энергии налетающего адрона. Обычно полагают, что вклад этих флуктуаций входит в постоянный член формулы, описывающей энергетическую зависимость (10). Необходимо отметить, что высокая множественность вторичных нейтронов приводит к их значительному влиянию на процесс формирования отклика калориметров.

В работе [128] обсуждается способ минимизации этого негативного эффекта существующей корреляции между невидимой частью теряемой энергии и полной кинетической энергией высвобождаемых нуклонов. Причем нейтроны в реакциях захвата могут «возвратить» часть энергии, затраченной на преодоление энергии связи, путем регистрации γ -квантов из образуемых возбужденных ядер. Сигнал, производимый мягкими нейтронами в калориметрических детекторах, сильно зависит от типа реакции, испытываемой нейтронами, и от механизма генерации сигнала для данного типа калориметра. Вклад таких нейтронов в общий сигнал калориметра зависит от того, когда и где нейтронные взаимодействия имели место. Так, например, для реакций захвата типичный масштаб времени составляет 1 мкс, что может быть слишком долго для реальных задач детектирования частиц калориметром. Совсем другой временной масштаб для нейтронного вклада в сигнал калориметра имеют реакции упругого рассеяния на ядрах водорода, входящих в состав сцинтилля-

тора активных элементов детектора. Мягкие нейтроны теряют в среднем 50 % их кинетической энергии в столкновениях с протонами, а типичное время между упругими $n-p$ -столкновениями составляет около 15 нс [128]. Поскольку характер взаимодействия нейтронов с ядрами отличается от взаимодействий быстрых заряженных частиц ливня, то и соответствующий профиль выделенной энергии для нейтронов может сильно отличаться от профиля адронного ливня.

6.2. Примеры калориметров. Рассмотрим несколько примеров использования калориметров для регистрации нейтронов высоких энергий.

Конструкция компенсированного калориметра SPACAL [129, 130] включает в себя большое число слоев из свинца и пластического сцинтиллятора с содержанием около 20 % полистирола. Энергетическое разрешение калориметра улучшается с возрастанием энергии адрона согласно зависимости (10) с параметрами $a = 0,306 \text{ ГэВ}^{1/2}$ и $b = 0,01$. Отметим, что при изучении характеристик калориметра SPACAL было найдено, что 10 % энергии выделяется на радиальном расстоянии от оси ливня, превышающем 20 см.

В эксперименте E864/AGS [131] высокоэнергетические нейтроны образовывались в столкновениях Au + Pb при энергии 11,5 ГэВ/нуклон. Для их регистрации был использован спагетти-калориметр со свинцовым поглотителем толщиной 117 см. Полученное энергетическое разрешение описывалось вышеприведенной формулой (10) с параметрами $a = 0,34 \text{ ГэВ}^{1/2}$ и $b = 0,035$.

В эксперименте E814/AGS [35, 36] для регистрации нейтронов, летящих вперед по направлению пучка в столкновениях ^{28}Si с ядрами Al, Cu, Pb при энергии 14,6 ГэВ/нуклон, был применен калориметр со слоями U–Cu–сцинтиллятор общей толщиной 4,2 длины ядерного взаимодействия. Заряженные частицы дискриминировались с помощью сцинтилляционного вето-детектора, расположенного перед калориметром. Выражение для энергетического разрешения имело параметры $a = 0,37 \text{ ГэВ}^{1/2}$ и $b \approx 0$.

Анализ характеристик калориметров со свинцовым поглотителем для области энергий выше 3 ГэВ был выполнен в [37] для различных толщин сцинтилляторов от 1 до 5 мм и свинцовых пластин от 1 до 25 мм.

Проект переднего калориметра для эксперимента CBM в GSI представляет собой модули со слоями свинец–сцинтиллятор с отношением толщин (16 мм)/(4 мм) [132]. Целью детектора является регистрация нейтронов, протонов и фрагментов, возникающих при фрагментации налетающего ядра с энергией от 15 до 40 ГэВ/нуклон в мишени. Величина выделяющейся в калориметре энергии зависит от прицельного параметра ядро-ядерного столкновения, поэтому селекция событий по амплитуде сигнала калориметра используется для отбора событий по центральности столкновений. В то же время калориметр способен регистрировать отдельные нейтроны, испускаемые возбужденным ядром-снарядом в сильно периферических столкновениях. Полное число слоев свинец–сцинтиллятор равно 60, что соответствует толщине

калориметра 120 см, или около 6 длин ядерного взаимодействия. Так как 90 % вторичных частиц ливня находится внутри цилиндра радиусом 10 см, то поперечный размер модуля выбран 10×10 см. При этом ливень регистрируется ячейкой 3×3 модуля. Для покрытия области спектаторов ядра-снаряда предполагается использовать 120–150 модулей. Предполагается, что величина параметра a в формуле для энергетического разрешения будет менее 0,5.

В экспериментах на ядерных коллайдерах сверхвысоких энергий RHIC в BNL [133] и ALICE/LHC в ЦЕРН [134] нейтроны-спектаторы обоих сталкивающихся ядер продолжают лететь вдоль оси сталкивающихся пучков внутри очень узкого конуса, что определяет сравнительно малые поперечные размеры калориметров под углом 0° — ZDCs (Zero Degree Calorimeters). Целью нейтронных калориметров является измерение суммарной энергии этих нейтронов.

Конструкция ZDC на RHIC [38] представляет собой пластины вольфрама толщиной 5 мм, расположенные под углом 45° к оси пучка, с помещенными между ними активными слоями из оптических волокон толщиной около 5 мм. Калориметр состоит из четырех последовательных модулей с поперечным размером $10 \times 13,6$ см и толщиной 23,2 см. В каждом модуле используется один ФЭУ, к которому подведены концы всех волокон модуля. Полная толщина калориметра составляет около 8 длин ядерного взаимодействия. При энергии нейтрона 100 ГэВ энергетическое разрешение составляет около 18 %.

В эксперименте ALICE/LHC нейтроны имеют еще более высокую энергию. ZDC имеет структуру спагетти с поглотителем из вольфрамового сплава, сквозь который проходят 1936 кварцевых волокон диаметром 0,37 мм, являющихся активными элементами [135]. В волокнах индуцируется черенковское излучение быстрыми заряженными частицами ливня, которое регистрируется пятью ФЭУ. Калориметр имеет размеры $7,2 \times 7,2 \times 100$ см. Энергетическое разрешение равняется 28 % при энергии нейтронов 100 ГэВ. Ожидается, что при энергии сталкивающихся ядер свинца 2,7 ТэВ/нуклон энергетическое разрешение будет составлять 11,4 % для нейтронов-спектаторов.

В заключение проведем сравнение энергетического разрешения калориметров SPACAL [129, 130], E814 [35, 36] и E864 [131] в области энергий ниже 10 ГэВ с результатом, получаемым в случае применения метода времени пролета с временным разрешением $\sigma_t = 100$ пс и пролетными расстояниями 2,5, 5 и 10 м. Оцененные значения энергетического разрешения для этих случаев приведены в табл. 8.

Приведенные в таблице оценки показывают, что с увеличением энергии нейтрона от 1 до 10 ГэВ относительное энергетическое разрешение лучших калориметров улучшается более чем в три раза, изменяясь от ~ 37 до ~ 11 %. В то же время метод времени пролета для всех рассматриваемых пролетных расстояний обеспечивает значительно более высокое разрешение по сравне-

Таблица 8. Энергетическое разрешение σ_E/E (%) адронных калориметров SPACAL и использовавшихся в экспериментах E814 и E864 в сравнении с разрешением времяпролетного спектрометра с $\sigma_t = 100$ пс и пролетной базой l в области энергий 1–10 ГэВ

Детектор	$E = 1$ ГэВ	$E = 5$ ГэВ	$E = 10$ ГэВ
Калориметры			
SPACAL	36,1	14,7	10,7
E814	37	16,5	11,7
E864	37,5	18,7	14,2
Времяпролетный спектрометр			
$l = 2,5$ м	7,9	58	
$l = 5$ м	4	30	
$l = 10$ м	2	15	

нию с калориметрическим методом при энергии 1 ГэВ. Однако с повышением энергии ситуация резко меняется на противоположную. При энергии нейтронов 5 ГэВ только измерения на максимальном пролетном расстоянии 10 м дают энергетическое разрешение, сравнимое с получаемым при использовании калориметров. При более высоких энергиях имеется несомненное преимущество калориметрического метода.

6.3. Перспективы создания новых детекторов калориметрического типа. По-видимому, наиболее перспективное направление дальнейшего развития детекторов калориметрического типа для регистрации высокоэнергетических нейтронов связано с разработкой многослойных модульных детекторов на основе опыта, накопленного при создании адронных калориметров и многослойных нейтронных детекторов с высоким временным разрешением (см. п. 4.3). В таких детекторах одновременно реализуются преимущества калориметров и метода времени пролета. При вполне достижимом временном разрешении ~ 50 – 100 пс и пролетном расстоянии 5–10 м такой детектор позволил бы проводить измерения энергетических распределений нейтронов с эффективностью $\sim 100\%$ и относительным энергетическим разрешением не хуже 10–15 % в области энергий от десятков или сотен МэВ до сверхвысоких энергий. При этом в области ниже 5 ГэВ основным методом будет являться метод времени пролета, а при более высоких энергиях — калориметрический метод.

7. ДЕТЕКТОРЫ МНОЖЕСТВЕННОСТИ ВТОРИЧНЫХ НЕЙТРОНОВ

7.1. Основы метода. Явление множественного образования нейтронов адронами высоких энергий в толстых тяжелых мишенях изучалось многими исследователями в течение уже нескольких десятков лет, и эксперименталь-

ные результаты, полученные за последние четверть века, отражены в обзоре [1]. Такие мишени — источники нейтронов расщепления являются основой современных электроядерных установок (Accelerator-Driven Systems) и сверхинтенсивных источников нейтронов на базе мощных ускорителей протонов. Но это же явление может быть использовано и для определения энергии нейтронов высоких энергий.

Наиболее изучен процесс образования нейтронов в свинцовых мишенях в силу уникальных ядерно-физических свойств свинца, являющегося одним из лучших материалов для источников нейтронов расщепления.

Тяжелые мишени, облучаемые протонами высоких энергий, являются, прежде всего, источниками вторичных нейтронов, средняя энергия которых может существенно превышать 10 МэВ [1]. По мере увеличения энергии налетающего протона возрастает и вклад вторичных взаимодействий в полный выход нейтронов, который становится основным механизмом образования нейтронов уже при энергиях выше $\sim 1,5$ ГэВ.

Для протяженной свинцовой мишени диаметром 20 см и толщиной 60 см (3,5 длины ядерного взаимодействия) было найдено, что среднее число нейтронов, выходящих из мишени, составляет 24, 102 и 174 при энергиях протонов 1, 5 и 10 ГэВ соответственно. При этом доля энергии частицы пучка, идущая на кинетическую энергию нейтронов, в среднем превышает 25% при $E_p > 2$ ГэВ. Как показали выполненные эксперименты и расчеты, величина нейтронного выхода продолжает возрастать при дальнейшем повышении энергии, составляя сотни и тысячи нейтронов в области десятков и сотен ГэВ. Так, в [136] для протонов с энергией 70 ГэВ, падающих на свинцовую мишень $20 \times 20 \times 60$ см, было найдено, что средний выход нейтронов равен ≈ 624 нейтрона на протон пучка. Отметим, что замена налетающих протонов на нейтроны даст несколько больший нейтронный выход в силу того, что последние не тратят энергию на ионизацию при прохождении внутри мишени до точки, где происходит первичное ядерное взаимодействие.

Информация, имеющаяся в литературе по детекторам, разработанным для определения множественности нейтронов в реакциях, может быть использована для создания новых детекторов высокоэнергетических нейтронов. Основными элементами таких детекторов являются тяжелая нейтронопроизводящая мишень и детектирующая система, отклик которой пропорционален числу зарегистрированных вторичных нейтронов. Для регистрации нейтронов, выходящих из мишени, применяют как органические сцинтилляторы большого объема с содержанием Gd, так и водородосодержащую среду-замедлитель с размещенными в ней газовыми счетчиками с содержанием ^{10}B или ^3He .

Во временной шкале процесс, порождаемый нейтронами высоких энергий в таком детекторе, выглядит следующим образом. В течение первых

~ 10 нс мишень покидают наиболее высокоэнергетические, каскадные нейтроны и заряженные частицы, образованные в реакциях расщепления ядер мишени. Такие частицы формируют наиболее быструю компоненту отклика детектора с органическим сцинтиллятором. Последующие несколько десятков наносекунд занимает процесс упругого рассеяния испарительных нейтронов на ядрах водорода сцинтиллятора или пассивного замедлителя. Это основная компонента испускаемых мишенью нейтронов, большинство которых имеет энергию в интервале 0,1–5 МэВ. Это позволяет им эффективно взаимодействовать путем упругого рассеяния с ядрами водорода, передавая им значительную часть энергии. Если такой процесс происходит внутри органического сцинтиллятора, то он вносит свой вклад в формирование быстрой компоненты световой вспышки, регистрируемой фотоэлектронными умножителями. Регистрация же тепловых нейтронов в реакциях захвата занимает промежуток в несколько десятков микросекунд и более.

7.2. Примеры реализации метода. Остановимся кратко на нескольких примерах, которые в некотором приближении можно рассматривать в качестве прототипов таких детекторов высокоэнергетических нейтронов по множественности регистрируемых вторичных нейтронов.

В экспериментальных исследованиях на пучках ускорителя У-70 ИФВЭ изучался отклик детектора, состоявшего из шести рядов свинца толщиной 10 см, прослоенных пластинами полиэтилена толщиной 6 см [136]. Полные размеры свинцовой мишени составляли $20 \times 20 \times 60$ см. В качестве нейтронных детекторов применялись счетчики СНМ-18 с ^3He длиной 30 см и диаметром 3 см, которые помещались в каналы, сделанные в полиэтиленовых пластинах. В каждой пластине находилось по три счетчика, а полное число счетчиков составляло 18 на весь детектор. С целью увеличения эффективности регистрации вторичных нейтронов вся сборка была закрыта со всех сторон полиэтиленовым отражателем-замедлителем толщиной около 10 см. Среднее значение эффективности регистрации вторичных нейтронов было оценено как 7,4 %.

Измеренные распределения числа зарегистрированных нейтронов на пучке пионов с энергией 4 ГэВ и протонов с энергией 70 ГэВ показаны на рис. 25. Как видно из приведенных результатов, с повышением энергии адрона возрастает и среднее число зарегистрированных нейтронов.

Интересный опыт накоплен в экспериментах с 4π -детекторами на основе жидкого сцинтиллятора большого объема, содержащего гадолиний для регистрации нейтронов посредством реакции захвата. Например, представителями таких детекторов являются детектор SuperBall объемом 16 м^3 , созданный в MSU NSCL [137], детектор ORION объемом 4 м^3 [138] и детектор BNB объемом $1,5 \text{ м}^3$ [139, 140]. Все эти детекторы имеют высокую эффективность регистрации вторичных нейтронов (80–90 %) в области энергий несколько МэВ и первоначально были созданы для изучения множественного

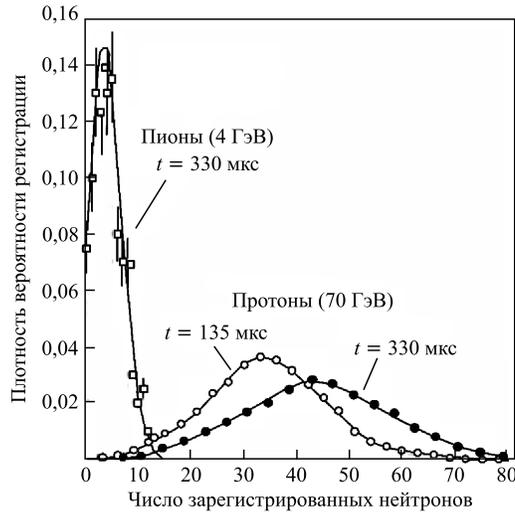


Рис. 25. Распределение числа зарегистрированных вторичных нейтронов для пионов с энергией 4 ГэВ и протонов с энергией 70 ГэВ внутри интервалов длительностью 135 и 330 мкс

рождения нейтронов в ядро-ядерных столкновениях при промежуточных энергиях.

Рассмотрим несколько подробнее характеристики детектора BNB, имеющего сферическую форму. Нейтроны детектируются в жидком сцинтиляторе NE343 с весовым содержанием Gd 0,4 %. Как показано на рис. 26, мишень помещается в центральную часть сферического объема, а сцинтиляционный свет, возникающий при упругом $n-p$ -рассеянии (мгновенное свечение) и реакциях захвата (задержанное свечение), регистрируется системой быстрых ФЭУ, просматривающих с разных сторон сцинтилятор.

Порог регистрации составляет 2,5 МэВ (ee). Эффективность регистрации нейтронов является максимальной ($\sim 85\%$) в области энергий ~ 2 МэВ и уменьшается с ростом энергии до $\sim 15\%$ при 90–100 МэВ.

Быстрые каскадные частицы и γ -кванты, вылетающие из мишени и попадающие в сцинтилятор, вносят доминирующий вклад в мгновенный отклик. Поэтому не наблюдается хорошей корреляции между амплитудой этого отклика и множественностью нейтронов. Но этот сигнал может быть использован как триггер реакции в мишени для запуска подсчета числа нейтронов по задержанным импульсам от реакций захвата. Распределение вероятности реакций захвата в зависимости от времени, показанное на рис. 27, имеет максимум при $t \approx 7$ мкс и затем экспоненциально спадает. В течение 45 мкс почти все нейтроны ($\geq 99\%$) поглощаются ядрами гадолиния.

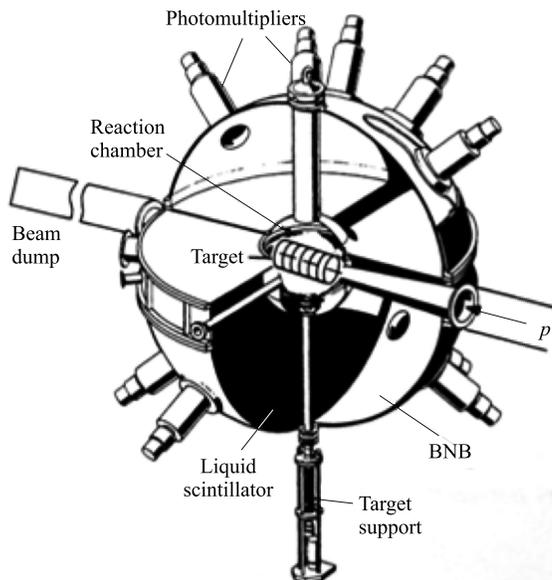


Рис. 26. Конструкция детектора множественности нейтронов BNB

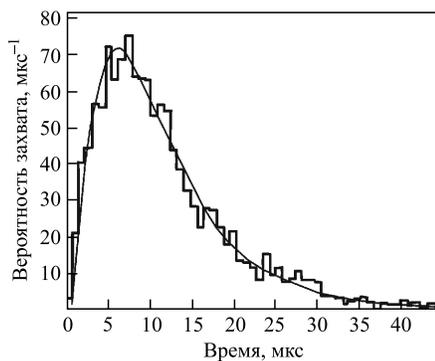


Рис. 27. Измеренное (гистограмма) и вычисленное (кривая) распределение вероятности реакций захвата в детекторе BNB в зависимости от времени с момента реакции в мишени

Пример измеренных распределений по множественности зарегистрированных нейтронов для энергий падающих протонов 1,2, 1,8 и 2,5 ГэВ и трех различных толщин свинцовой мишени диаметром 15 см приведен на рис.28. Хорошо видно, что с увеличением энергии и толщины свинцовой мишени величина средней множественности нейтронов возрастает и отклик постепенно принимает форму распределения Гаусса. Отметим, что в области выше 1 ГэВ можно полагать, что отклик детектора для высокоэнергетического нейтрона будет мало отличаться от отклика для протона такой же энергии.

Относительно большое время, необходимое для замедления нейтронов и их захвата, делает описанный детектор, как и другие детекторы, основанные на этом принципе, достаточно медленным. Это ограничивает применимость

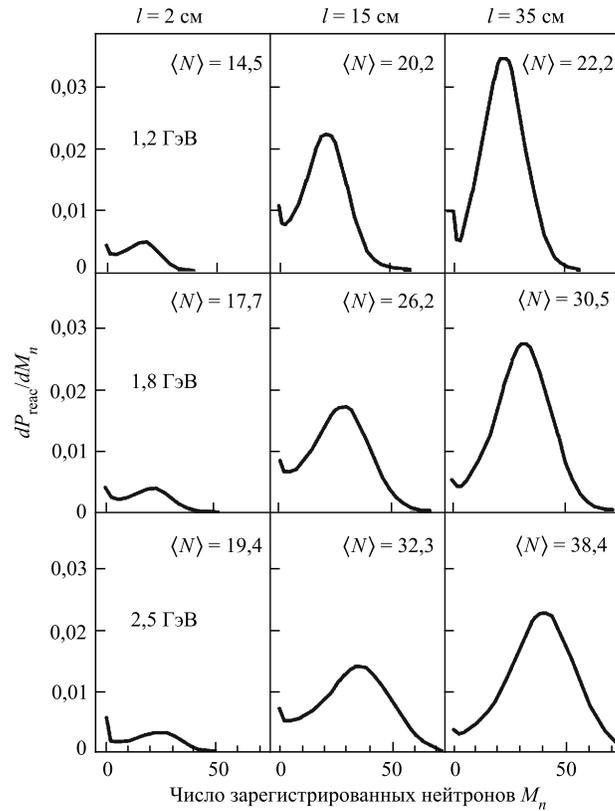


Рис. 28. Распределения по множественности зарегистрированных нейтронов, измеренные с детектором BNB для трех энергий падающих протонов (1,2, 1,8 и 2,5 ГэВ) и трех различных толщин ($l = 2, 15$ и 35 см) свинцовой мишени диаметром 15 см

таких детекторов только приложениями, где интенсивность пучка или скорость реакций являются достаточно небольшими и не превышают $\sim 1000 \text{ с}^{-1}$.

Использование урановой мишени вместо свинца позволяет существенно увеличить число образующихся нейтронов, вызванных взаимодействием в мишени. Как показали измерения, во взаимодействии $n + {}^{238}\text{U}$ множественность испускаемых нейтронов монотонно возрастает с энергией и уже при 25 и 100 МэВ она равняется ~ 5 и ~ 10 нейтрон/взаимодействие соответственно, при этом средняя кинетическая энергия нейтронов составляет $2,1\text{--}2,2$ МэВ [141]. Отрицательным моментом использования урана является более высокая чувствительность детектора к фону низкоэнергетических нейтронов.

7.3. Перспективы применения метода в нейтронных измерениях.

Оценки показывают, что метод множественности вторичных нейтронов может быть использован для спектрометрии нейтронов в области энергий выше нескольких сотен МэВ и обеспечивает сравнительно высокое энергетическое разрешение при энергиях первичных нейтронов выше нескольких десятков ГэВ.

Сравнительная простота детекторов, реализующих этот метод, позволяет использовать их вместе с методом сфер Боннера, обсуждаемым в разд. 10, для изучения высокоэнергетической компоненты нейтронных полей.

8. РАЗВИТИЕ АМПЛИТУДНОГО МЕТОДА

8.1. Особенности метода. Усилия, направленные на развитие амплитудного метода, продиктованы появлением многочисленных приложений, где данный метод составляет серьезную конкуренцию другим методам спектрометрии и находит все большее применение, например, в нейтронных исследованиях в космическом пространстве и верхних слоях атмосферы.

Метод амплитудных измерений основан на восстановлении энергетического спектра нейтронов из измеренного распределения амплитуд импульсов детектора. Отклик детектора зависит как от энергии падающих нейтронов, так и от типа детектора: его ядерного состава, размера и физических процессов формирования сигнала. Эта зависимость имеет сложный характер и сильно отличается для детекторов различного типа. Существует большое число методов и различных материалов, которые могут быть использованы для регистрации вторичных ионизирующих частиц от нейтронных взаимодействий, например, органические и неорганические сцинтилляторы, твердотельные детекторы, полупроводниковые детекторы, ионизационные камеры и другие газовые детекторы, трековые детекторы и комбинированные детекторы с использованием пассивных слоев-конвертеров для области высоких энергий.

Традиционным является конструирование спектрометров на базе органических сцинтилляторов. Однако для получения высокой эффективности взаимодействия нейтронов и большого выделения энергии в детекторе сравнительно небольшого размера желательно использовать материалы, обладающие большими зарядом Z и плотностью, такие как NaI, CsI, BaF₂ и BGO. Полупроводниковые детекторы на основе кремния и германия также хороши для детектирования нейтронов по энергывыделению от вторичных заряженных частиц, образуемых в реакциях. Однако размеры таких детекторов не велики, и они обладают сравнительно низкой эффективностью.

Важной проблемой практического применения детекторов в спектрометрии нейтронов амплитудным методом является дискриминация фона

γ -квантов, заряженных частиц и нейтронов. Обычно детекторы большого объема, обладая высокой эффективностью регистрации нейтронов, имеют также большую чувствительность к фоновым частицам. Поэтому для подавления фона и выделения событий, вызванных исследуемыми нейтронами, необходимо применять специальные методы (активную и пассивную защиту, анализ формы импульса, многослойную конструкцию, внешний триггер с привязкой к изучаемому событию и др.).

Принципиальным для распространения метода на область более высоких энергий является вопрос о наличии существенной зависимости интервала, перекрываемого откликом детектора, от энергии падающих нейтронов.

Процедура восстановления нейтронного спектра из измеренного амплитудного распределения использует матрицу измеренных или рассчитанных откликов детектора для моноэнергетических нейтронов. Однако сложная зависимость отклика от многих факторов является существенным препятствием для их нахождения путем моделирования. Поэтому экспериментальные исследования, направленные на изучение откликов детекторов, а также развитие и тестирование кодов играют здесь большую роль.

Проведение прямых измерений на пучке моноэнергетических нейтронов в широком диапазоне энергий является достаточно сложной и не всегда реализуемой задачей. Поэтому хорошим альтернативным способом экспериментального определения матрицы отклика детектора является метод измерения для каждого события времени пролета и амплитуды импульса в непрерывном спектре нейтронов, формируемом, например, пучком протонов высоких энергий, бомбардирующим сравнительно толстую, но компактную мишень. В этом случае измерения выполняются одновременно во всем диапазоне энергий нейтронов, перекрываемом спектром такого источника. Последующий анализ результатов измерений позволяет сформировать матрицу откликов с разрешением, которое определяется выбранной шириной временного окна и временным разрешением.

8.2. Спектрометр с органическим сцинтиллятором. Исторически амплитудный метод получил широкое развитие и применение в ядерной физике низких энергий под названием спектрометр с одним водородосодержащим датчиком, или однокристалльный спектрометр на основе органического сцинтиллятора [42], где регистрация нейтронов в диапазоне $\sim 1-10$ МэВ происходит за счет упругого $n-p$ -рассеяния по протонам отдачи.

В области энергий десятки-сотни МэВ с высокой вероятностью происходит расщепление легких ядер с образованием заряженных частиц и фрагментов. В случае органического сцинтиллятора реакции на ядрах углерода вносят существенный вклад в эффективность регистрации нейтронов в области выше 20 МэВ и с повышением энергии начинают играть определяющую роль. При этом отклик в области больших амплитуд формируется быстрыми длиннопробежными однозарядными частицами, протонами, дейтронами и π -мезонами,

возникающими при $n-p$ -рассеянии в реакции перезарядки и вылетающими из ядер в процессе внутриядерного каскада в $n + C$ неупругом взаимодействии. Органические сцинтилляторы характеризуются сильной нелинейной зависимостью светового выхода от плотности ионизации вдоль трека частицы, определяемой законом Биркса [142]. Вследствие этого световой выход от многозарядных медленных фрагментов, возникающих в реакции расщепления ядер углерода, сильно подавлен и, как результат, дает сравнительно небольшой вклад в амплитуду отклика детектора.

Сравнение результатов измерений [88] и расчетов с помощью кода KSU [79] функций отклика для высокоэнергетических нейтронов показало наличие значительных расхождений из-за неточности воспроизведения кодами светового выхода органического сцинтиллятора для реакций на ядрах углерода. Результаты эксперимента особенно сильно отличаются от полученных путем моделирования в области больших значений светового выхода.

Для преодоления этого расхождения и развития метода были предприняты исследования, направленные на совершенствование метода расчета [82, 104] и проведение детальных измерений функций отклика для различных энергий нейтронов [88, 143].

В настоящее время наиболее полно изучены функции отклика для детектора NE213 с диаметром и толщиной 12,7 см. Как показано в работе [144], в области энергий до 100 МэВ форма измеренных функций отклика [143] хорошо воспроизводится кодом SCINFUL-R [82]. Дальнейшее развитие этого кода под названием SCINFUL-QMD [104] было направлено на его применение вплоть до энергии 3 ГэВ. Этот детектор был использован для измерения спектров нейтронов за защитой на установке CERF в ЦЕРН, использующей пучок адронов с импульсом 120 ГэВ/с [145]. Матрица откликов была получена из результатов измерений [88] для 18 энергетических групп нейтронов от 12 до 380 МэВ. Неопределенность функций отклика составляет 15%. Для восстановления энергетических спектров нейтронов в работах [144] и [145] были использованы программы FERDO [146] и FORIST [147] соответственно.

Функции отклика этого детектора подробно исследовались также в [89] путем измерений на пучке нейтронов с энергиями в интервале 66–206 МэВ с идентификацией типа реакции по форме импульса, а также путем расчета вкладов от различных реакций в суммарный отклик с помощью кодов KSU и SCINFUL. В качестве примера на рис. 29 показаны функции отклика для нейтронов с энергиями 29,5, 76, 133 и 207 МэВ.

Приведем еще несколько примеров детекторов, развиваемых в различных лабораториях.

Недавно был предложен компактный спектрометр нейтронов CLONS на основе жидкого органического сцинтиллятора NE213 диаметром и толщиной 5 см, предназначенный для измерений спектров нейтронов в области энергий 2–200 МэВ [148]. Нейтронный спектр определяется из двухпараметрического

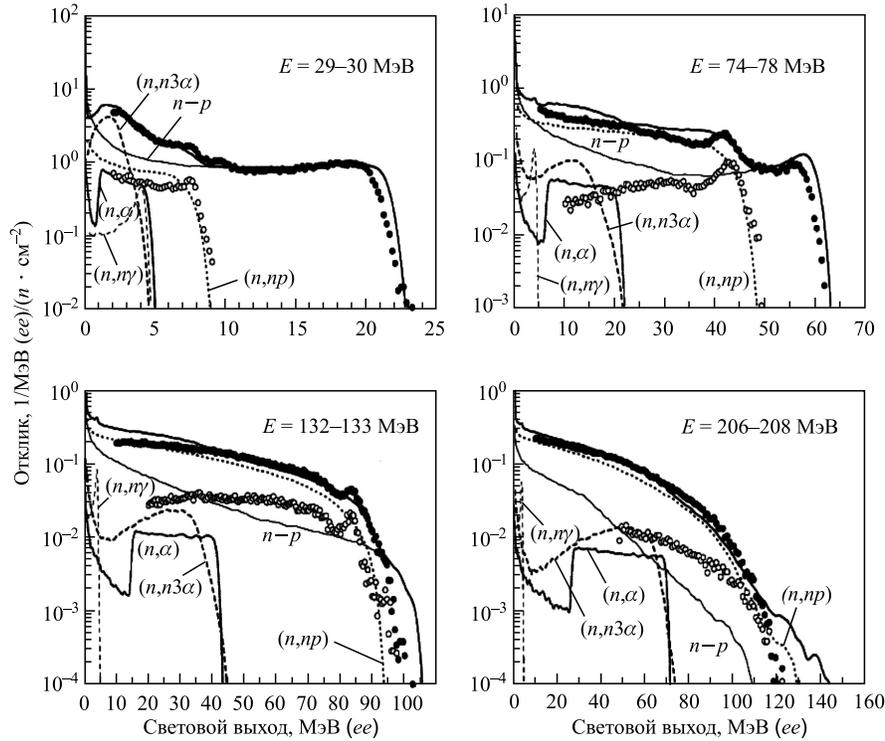


Рис. 29. Суммарные и парциальные распределения светового выхода от частиц из различных реакций в сцинтиляторе, определенные для четырех энергий нейтронов E : точки — эксперимент (темные кружки — полный отклик; светлые кружки — дейтронная компонента), кривые — результаты расчета по коду KSU

распределения по амплитуде и форме импульса с помощью байесовской процедуры восстановления, реализованной в коде MAXED.

Другой пример детектора на базе органических сцинтилляторов для регистрации нейтронов от нескольких до 150 МэВ предложен в [149] для проведения нейтронных измерений в верхних слоях атмосферы и космосе. Для подавления фона от γ -квантов и заряженных частиц нейтронный детектор на основе жидкого сцинтиллятора EJ-399-06 размером $\phi 12,2 \times 12,2$ см помещен внутрь активной защиты из пластического сцинтиллятора EJ-299-15 толщиной 15 мм. Оба сцинтиллятора специально разработаны для использования в космических исследованиях. Световые фотоны, возникающие в этих сцинтилляторах, регистрируются с помощью ФЭУ XD-1374. Жидкий сцинтиллятор имеет длительность короткой компоненты 3,5 нс, в то время как константа времени распада для пластического сцинтиллятора составляет

285 нс. Таким образом, сигналы, порождаемые протонами одновременно в обоих сцинтилляторах, отличаются от сигналов, вызванных нейтронами в жидком сцинтилляторе. Возникающая при этом разница в форме импульса используется для выделения нейтральных частиц. Дискриминация γ -квантов в сцинтилляторе EJ-399-06 осуществляется по форме импульса, так же как и в случае жидкого сцинтиллятора NE213.

В работе [150] описан монитор нейтронного поля DARWIN на основе жидкого органического сцинтиллятора с областью применения вплоть до энергии 1 ГэВ, для которого функции отклика рассчитывались с помощью кода SCINFUL-QMD.

8.3. Спектрометр с неорганическим сцинтиллятором. В неорганических сцинтилляторах порождаемые нейтронами сигналы возникают при энергиях нейтронов выше нескольких МэВ вследствие реакций (n, p) и (n, α) , которые на легких ядрах имеют сравнительно большие сечения. С повышением энергии до десятков МэВ существенный вклад в отклик детекторов начинает вносить процесс расщепления этих ядер. В табл. 9 представлены пороговые энергии E_{th} образования заряженных частиц в реакциях (n, p) и (n, α) на ядрах легких элементов, входящих в состав различных неорганических сцинтилляторов, а также приведена оценка энергии E_{fr} , выше которой значительный вклад в формирование отклика будет вносить реакция расщепления легких ядер. Процесс расщепления более тяжелых ядер, входящих в состав этих детекторов, становится заметным при энергиях нейтронов выше нескольких сотен МэВ. Сечения же реакций (n, p) и (n, α) для таких ядер имеют значительно меньшую величину по сравнению с реакциями на легких ядрах.

Таблица 9. Оценка величин пороговых энергий E_{th} и E_{fr} образования заряженных частиц в реакциях (n, p) и (n, α) и фрагментации для легких ядер, входящих в состав различных неорганических сцинтилляторов

Легкое ядро	Сцинтиллятор	E_{th} , МэВ	E_{fr} , МэВ
^{16}O	BGO, PWO, GSO, YAG, YAP, LSO, LuAP	4	~ 50
^{19}F	BaF ₂ , CeF ₃	3	~ 60
^{23}Na	NaI	5	~ 70
^{27}Al	YAG, YAP, LuAP	3	~ 80
^{28}Si	GSO, LSO	5	~ 85
$^{35,37}\text{Cl}$	LaCl ₃ , K ₂ LaCl ₅	3	~ 105

Все вышесказанное можно отнести и к взаимодействию нейтронов с ядрами кремния в полупроводниковых детекторах, а также с ядрами, входящими в состав газовых детекторов и фотоэмульсий.

В качестве примера на рис. 30 показаны результаты измерений откликов различных сцинтилляторов в области сравнительно невысоких

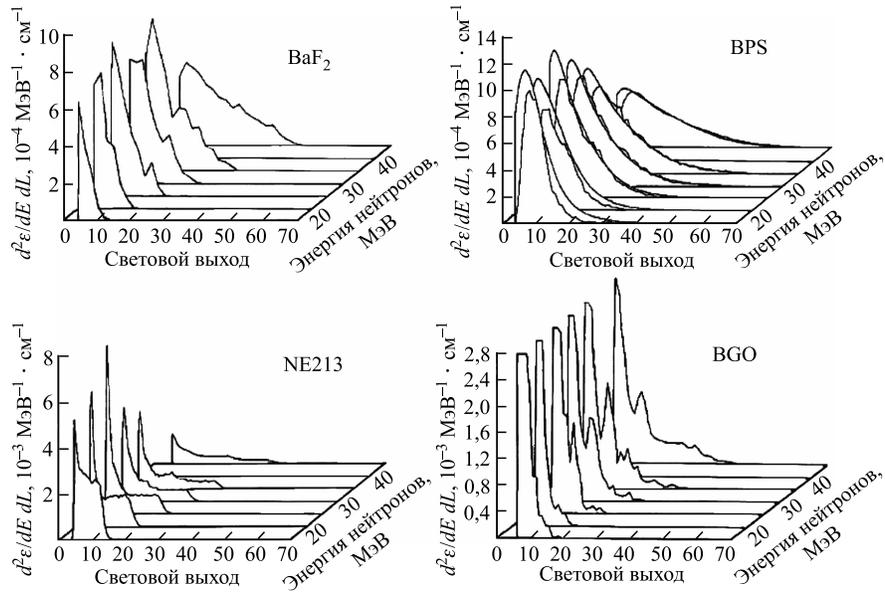


Рис. 30. Нейтронные функции отклика для различных сцинтилляторов: BaF_2 , BPS, NE213 и BGO. Эффективности приведены к толщине сцинтилляторов 1 см, а световой выход нормирован к величине, соответствующей 1 МэВ (ee)

энергий нейтронов 15–45 МэВ. Эксперименты были выполнены с детекторами BaF_2 ($\varnothing 2,5 \times 5,1$ см), BGO ($\varnothing 7,6 \times 7,6$ см), BPS ($\varnothing 5,0 \times 5,0$ см), в состав которого входят BaF_2 и метилметакрилат с весовым содержанием 86 и 14% соответственно, а также для сравнения — с жидким органическим сцинтиллятором NE213 [60]. Полученные зависимости эффективностей этих детекторов (приведены к толщине сцинтилляторов 1 см) от энергии нейтронов при пороге регистрации, соответствующем энергии протонов 10 МэВ, показаны на рис. 31.

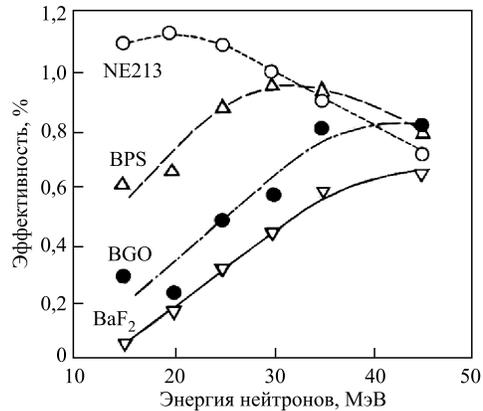


Рис. 31. Эффективности детектирования нейтронов для сцинтилляторов BaF_2 , BPS, NE213 и BGO, приведенные к толщине 1 см и измеренные при величине порога 10 МэВ (pe)

Для всех исследованных детекторов с увеличением энергии нейтронов амплитудные распределения становятся более широкими из-за появления событий с более высоким световым выходом. При этом эффективность регистрации нейтронов монотонно возрастает с повышением энергии для детекторов BaF_2 и BGO , в то время как для детектора NE213 она уменьшается. При энергии нейтронов 40 МэВ эффективность этих детекторов имеет приблизительно одинаковую величину 0,6–0,8 % на 1 см толщины сцинтиллятора.

В статье [151] обсуждается модульный нейтронный детектор на основе кристаллов NaI(Tl) и CsI(Na) с размещенными спереди и сзади сборки пластическими сцинтилляторами. Первоначально детектор предназначался для исследования солнечного гамма-излучения в эксперименте SMM GRS. Впоследствии с его помощью были выполнены первые измерения солнечных нейтронов. Отметим, что выработка вето-сигнала детекторами активной защиты уменьшала эффективность детектирования нейтронов до $\sim 10\%$ при энергии 200 МэВ.

Прототип нейтронного детектора, в состав которого входили три последовательно расположенных модуля с кристаллами NaI(Tl) толщиной 10 см, исследовался на нейтронном пучке в LANL при десяти значениях энергии в интервале от 38 до 720 МэВ. Было найдено, что при пороге 10 МэВ эффективность детектора плавно возрастает с энергией, достигая 30 % при ≈ 100 МэВ, а при более высоких энергиях доходит до 50 %. Измеренные амплитудные распределения для событий, вызванных нейтронами с энергиями 118, 447 и 600 МэВ в NaI(Tl) толщиной 30 см, представлены на рис. 32 [151]. Хорошо видно, что с ростом энергии нейтронов возрастает и максимальное значение амплитуды откликов.

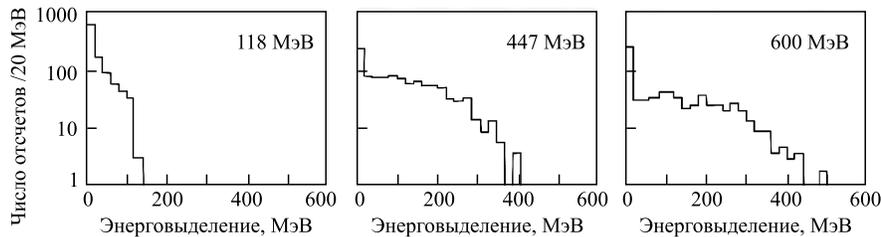


Рис. 32. Измеренные спектры потерь энергии нейтронами с энергиями 118, 447 и 600 МэВ в сцинтилляторе NaI(Tl) толщиной 30 см [151]

Применение BGO -сцинтилляторов электромагнитного калориметра для детектирования нейтронов с энергиями в интервале от 80 до 650 МэВ изучалось в [152]. Отклики детектора и эффективность регистрации нейтронов исследовались экспериментально и с помощью моделирования на основе пакета GEANT3 с использованием кода FLUKA [153]. Отметим, что имеется суще-

ственное расхождение между измеренными и рассчитанными амплитудными откликами ВГО-детектора. Это свидетельствует о неудовлетворительном воспроизведении путем моделирования светового выхода, порождаемого вторичными частицами и фрагментами при расщеплении ядер кристалла высокоэнергетическими нейтронами. На рис. 33 показана эффективность регистрации нейтронов при значениях порога 2 и 20 МэВ. По сравнению с данными, полученными для верхнего значения порога, для нижнего порога наблюдается значительно лучшее согласие расчета с экспериментом. Это объясняется тем, что эффективность находится путем интегрирования функции отклика и для порога 2 МэВ число отбрасываемых нейтронных событий мало.

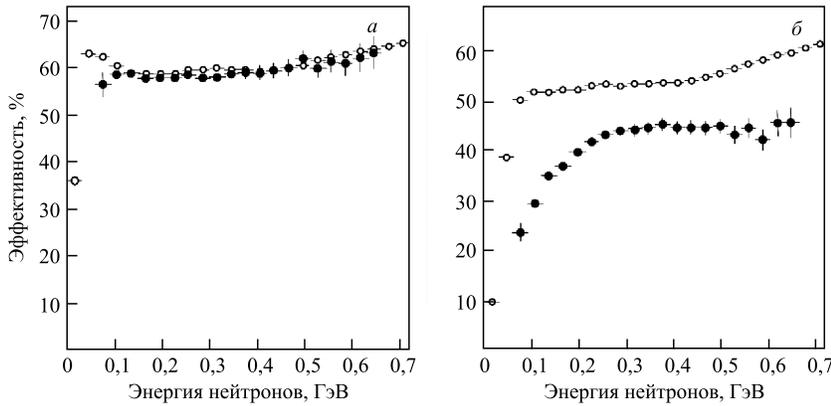


Рис. 33. Эффективность детектирования нейтронов кристаллом ВГО толщиной 24 см как функция энергии нейтронов для двух значений порога: 2 МэВ (а) и 20 МэВ (б). Темные кружки — эксперимент; светлые кружки — расчет

Недавно сотрудниками LANL был разработан портативный нейтронный спектрометр CHELSI на базе кристалла CsI(Tl) размером $2,5 \times 2,5$ см для области энергий 20–800 МэВ [154]. В спектрометре используется идентификация по форме импульса для выделения событий, связанных с расщеплением ядер высокоэнергетическими нейтронами. Функции отклика получены с помощью времяпролетных измерений в TSL (Уппсала) и LANSCE (LANL). По сравнению с BaF_2 кристалл CsI(Tl) имеет значительно большее время высвечивания, однако его спектр эмиссии находится в видимом диапазоне и он производит значительно больше фотонов на 1 МэВ выделенной энергии. Эти преимущества позволяют применить для регистрации световой вспышки фотодиод вместо ФЭУ, что делает прибор более компактным.

Использование дискриминации заряженных частиц и γ -квантов путем применения сцинтилляционных вето-счетчиков и анализа формы импульса детектора позволяет выполнять нейтронные измерения в комплексном радиационном поле.

8.4. Спектрометр с полупроводниковым детектором. Возможность расширения энергетического диапазона до 500 МэВ для спектрометрии нейтронов с помощью кремниевых детекторов небольшого размера с целью проведения исследований радиационного поля во время космических полетов обсуждается в [155]. Зависимость функции отклика детектора от энергии налетающего нейтрона представлена на рис. 34. С повышением энергии нейтронов монотонно возрастает максимальное значение выделяемой в кремниевом детекторе энергии, которая превышает 100 МэВ при энергиях нейтронов выше 300 МэВ. При этом высокоэнергетические каскадные протоны вылетают из объема детектора, оставляя в нем небольшую долю своей энергии, и выделенная в детекторе энергия в основном связана с ионизацией, произведенной многозарядными фрагментами в реакциях расщепления ядер кремния.

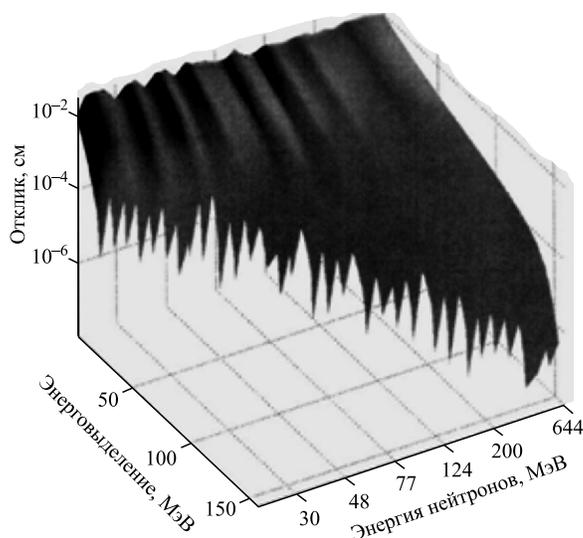


Рис. 34. Матрица отклика как функция энергии падающего нейтрона для кремниевого детектора [155]

Следует отметить, что ядро кремния состоит из сравнительно небольшого числа нуклонов и полное расщепление ядра на различные комбинации фрагментов возможно уже при энергиях ~ 80 МэВ. При энергиях выше нескольких сотен МэВ зависимость характеристик образующихся фрагментов от энергии нейтронов ослабевает. В результате зависимость отклика от энергии нейтронов должна также становиться более слабой.

8.5. Перспективы дальнейшего развития метода. Очевидный недостаток спектрометров нейтронов на базе органических сцинтилляторов связан со слабым откликом для многозарядных медленных фрагментов, возникающих

при расщеплении ядер углерода нейтронами высоких энергий, в связи с большой нелинейной зависимостью светового выхода от плотности ионизации. Отметим, что суммарная энергия таких фрагментов составляет значительную долю от выделяемой в реакции энергии. Альтернативой является использование неорганических сцинтилляторов. Измерения с кристаллами BaF_2 , NaI , CsI и BGO показали, что в области энергий нейтронов десятки-сотни МэВ величина максимального энерговыделения в таких детекторах увеличивается с ростом энергии нейтрона. Применение новых неорганических сцинтилляторов, обладающих сравнительно большим световым выходом и слабой его зависимостью от плотности ионизации, является одним из наиболее перспективных направлений развития амплитудного метода и создания компактных спектрометров небольшого объема с верхней граничной энергией в сотни МэВ.

Перспективным представляется создание детекторов на основе быстрых тяжелых сцинтилляторов, например, $LuAP$, имеющих значительно больший выход световых фотонов на единицу выделенной энергии по сравнению с традиционно применяемыми сцинтилляторами. Это позволяет использовать вместо обычных ФЭУ твердотельные фотоумножители $SiPM$ (silicon photomultiplier), или $SSPM$ (solid-state photomultiplier), или $MPPC$ (multi-pixel photon counter), основанные на двухмерной сборке из микроструктур, представляющих собой APD (avalanche photo-diode).

Другим подходом является развитие ионизационной спектрометрии, связанной с измерением заряда, образуемого в активном объеме детектора вторичными заряженными частицами и фрагментами, возникающими в реакциях. Примером является использование толстых кремниевых детекторов для регистрации высокоэнергетических нейтронов. Как показали исследования, с возрастанием энергии налетающих нейтронов увеличивается и интервал, перекрываемый функцией отклика.

Получение функций отклика в широком диапазоне энергий представляет собой сложную экспериментальную задачу. К сожалению, существующие теоретические коды еще плохо воспроизводят результаты измерений и требуют дальнейшего развития.

9. РАЗВИТИЕ МЕТОДА ПОРОГОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ

9.1. Особенности метода. Пороговые реакции невозможны, пока определенная энергия, называемая энергетическим порогом E_{th} , не будет превышена, так как для таких реакций требуется сообщить ядерной системе некоторую минимальную энергию. При использовании метода пороговых детекторов большое значение имеет выбор числа и типа детекторов с различной величиной энергетического порога. При этом желательно обеспечить сравнительно равномерное распределение величин порогов таких реакций в исследуемом

энергетическом диапазоне. Однако эта задача является трудновыполнимой в силу как ограниченного набора реакций, так и плохо изученных функций возбуждения для многих из этих реакций.

Основными традиционными методами, отличающимися набором реакций и способом их регистрации, являются активационный метод и метод пороговых детекторов деления с использованием твердотельных трековых детекторов ядер. В первом случае измеряется γ -излучение от распада нестабильных ядер, образующихся в реакциях, вызванных нейтронами (наведенная активность). Во втором случае определяется число событий деления путем регистрации осколков деления. По сравнению с пороговыми детекторами деления, для применения активационного метода имеется сравнительно большое число реакций с величиной пороговой энергии вплоть до ~ 90 МэВ.

Метод пороговых детекторов из-за необходимости обеспечения большого флюенса нейтронов в измерениях получил наиболее широкое применение в исследованиях интенсивных нейтронных полей.

9.2. Активационный метод. Активационный метод [42–44] основан на измерении наведенной радиоактивности в образцах-мишенях, соответствующих различным пороговым реакциям, после их экспозиции в исследуемом нейтронном поле. Обычно в нейтронных измерениях используют пороговые реакции с образованием нестабильных ядер, распадающихся с испусканием γ -квантов. При этом распад различных нуклидов характеризуется своим, отличным от других набором энергий испускаемых γ -квантов, гамма-линий.

Число образованных ядер радиоактивного изотопа N при облучении 1 г материала мишени в единицу времени является функцией нейтронного потока ϕ ($\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$), числа атомов в 1 г материала мишени N_0 и сечения $\sigma(E)$ данной ядерной реакции. Наведенная активность может быть записана как

$$A = \frac{dN}{dt_e} = a(1 - e^{-t_r/\tau}) e^{-t_e/\tau}, \quad (11)$$

где $a = \phi N_0 \sigma$ — отклик детектора, или активность насыщения радиоактивного индикатора; t_r — время облучения; t_e — время, прошедшее между концом облучения и началом измерения наведенной активности; $\tau = 1/\lambda$ — среднее время жизни радиоактивного нуклида, а λ — соответствующая константа распада. Измеренная активность образца на гамма-спектрометре определяется по формуле

$$A = \frac{C}{t_c \eta \varepsilon}, \quad (12)$$

где C — число зарегистрированных событий; t_c — время измерений; η — вероятность эмиссии γ -кванта; ε — эффективность детектора γ -квантов. При этом необходимо ввести поправку на поглощение γ -квантов в мишени.

Отклик детектора находится по формуле

$$a = \frac{A\lambda t_c e^{\lambda t_e}}{(1 - e^{-\lambda t_e})(1 - e^{-\lambda t_r})}. \quad (13)$$

Основные источники погрешности в активационном методе: неточность в определении массы облучаемого изотопа в мишени ($\leq 1\%$), эффекты самоэкранировки и поглощение γ -квантов в мишенях ($\leq 1-2\%$), ошибки в измерениях гамма-спектра и анализе ($\sim 5\%$), ошибки в данных по сечению реакции ($\sim 5-20\%$), ошибки при восстановлении спектра нейтронов (зависит от априорной информации о форме спектра нейтронов) и поправка на вклад в образование нуклида в реакциях, вызванных заряженными адронами, если измерения производятся в смешанном радиационном поле (величина поправки и вносимой неопределенности зависит от относительной величины компоненты заряженных адронов и точности оценки их энергетического спектра).

Получение спектра нейтронов $\varphi(E)$ по результатам определения наведенных активностей для n индикаторов сводится к решению системы интегральных уравнений

$$a_i = \int_0^{\infty} \varphi(E) \sigma_i(E) dE, \quad (14)$$

где a_i — отклик, или наведенная активность i -го индикатора; $\sigma_i(E)$ — энергетическая зависимость сечения реакции i -го индикатора. Ввиду ограниченности набора активационных детекторов для получения надежной оценки энергетического спектра нейтронов по результатам измерений необходимо задать хорошее начальное приближение спектра и контролировать ход итерационного процесса в процедуре восстановления. В качестве исходного распределения могут быть использованы результаты моделирования и измерений в подобных экспериментах, или эмпирические зависимости, полученные из анализа экспериментальных данных. При этом число требуемых итераций должно быть невелико при условии, что измеренные выходы нуклидов и их погрешности были определены правильно. Существует большое число методов и компьютерных кодов решения этого уравнения, например, SAND-II [156], STAY'SL [157], LOUHI [158] и др., анализу которых посвящены статьи [159, 160].

Надежность получаемых данных по энергетическому распределению нейтронов, как это следует из соотношения (5), в первую очередь определяется набором пороговых реакций, используемых в измерениях, сечения которых определяют функции чувствительности нейтронного спектрометра $\varphi(E) \sigma_i(E)$. Поэтому задача развития метода прежде всего состоит в подборе удобных реакций с хорошо определенными сечениями и характеристиками

γ -эмиссии, пороги которых перекрывали бы исследуемый интервал энергий нейтронов.

Рассмотрим результаты, связанные с расширением метода в область энергий нейтронов выше 20 МэВ.

Наиболее перспективными в области энергий до 100 МэВ являются реакции (n, xn) , где $x = 2-12$, а также реакции расщепления ядер с образованием радиоактивного нуклида, удобного для регистрации. В последнем случае эффективная пороговая энергия может достигать нескольких сотен МэВ. В последние годы был достигнут существенный прогресс в измерении сечений многих таких реакций, в развитии кодов для расчета сечений реакций и в формировании библиотек оцененных данных [161–164]. На рис. 35 и 36 в качестве примера показаны функции возбуждения реакций $^{209}\text{Bi}(n, 3n)$, $^{209}\text{Bi}(n, 4n)$ и $^{209}\text{Bi}(n, 5n)$ [163] и $^{209}\text{Bi}(n, xn)$ при $x = 4-10$ [165] соответственно.

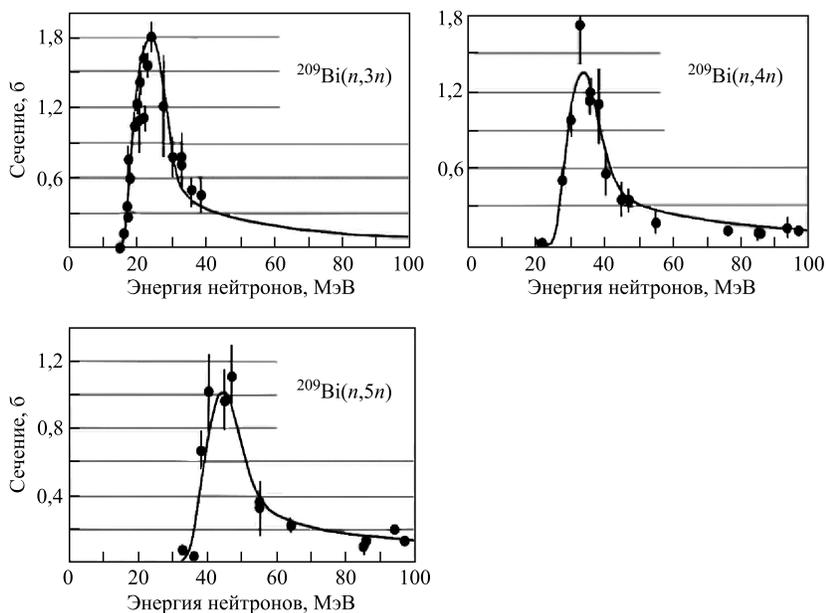


Рис. 35. Функции возбуждения реакций $^{209}\text{Bi}(n, 3n)$, $^{209}\text{Bi}(n, 4n)$ и $^{209}\text{Bi}(n, 5n)$ [163]

Приведем несколько примеров измерений в нейтронных полях с жестким энергетическим спектром.

Набор пороговых реакций $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$, $^{59}\text{Co}(n, \gamma)$, $^{59}\text{Co}(n, p)$, $^{59}\text{Co}(n, \alpha)$, $^{59}\text{Co}(n, 2n)$, $^{59}\text{Co}(n, 3n)$, $^{93}\text{Nb}(n, 2n)$, $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$, $^{197}\text{Au}(n, 2n)$, $^{197}\text{Au}(n, 4n)$ был использован в [166] для измерения спектра нейтронов до энергии 44 МэВ

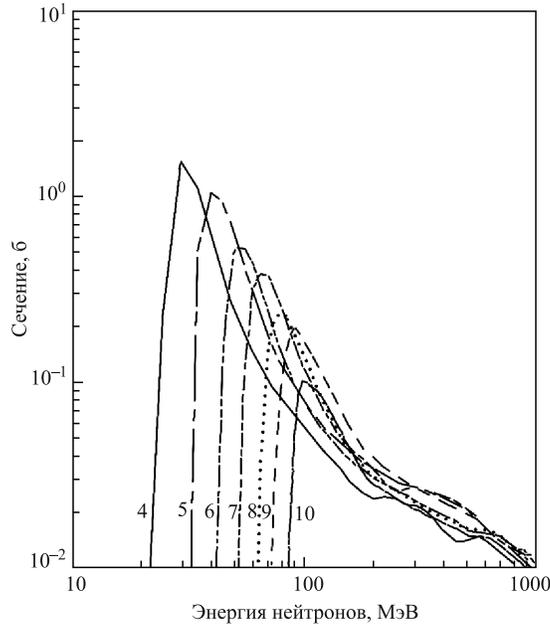


Рис. 36. Сечения активационных реакций (n, xn) для ^{209}Bi для $x = 4-10$ (цифры у кривых соответствуют значению x) [165]

на поверхности толстой свинцовой мишени, облучаемой протонами с энергией 1 ГэВ.

В работе [167] активационный метод был применен для исследования спектров нейтронов при бомбардировке дейтронами и ядрами аргона с энергией около 100 МэВ/нуклон мишеней из бериллия, углерода и урана. Основу набора пороговых детекторов составили реакции на ядрах Bi от $(n, 2n)$ до $(n, 10n)$, сечения которых были измерены в [168] и хорошо согласуются с оцененными значениями из [161]. Пороговые энергии использованных реакций перекрывали интервал 6–71 МэВ.

В проводившемся в ОИЯИ эксперименте по исследованию пространственно-энергетического распределения нейтронов в U/Pb-сборке, облучаемой дейтронами с энергией 1,6 ГэВ [169, 170], использовались фольги из ^{27}Al , ^{59}Co , ^{209}Bi и ^{197}Au . Набор детекторов включал в себя 18 реакций, пороговые энергии которых находились в интервале 5,5–88 МэВ.

В табл. 10 приведен список реакций, наиболее подходящих для измерений высокоэнергетической компоненты спектров нейтронов.

В области энергий выше 90 МэВ, по-видимому, наилучшим выбором являются реакции расщепления ядер с массовым числом $A > 50$ с обра-

Таблица 10. Реакции, наиболее подходящие для измерений высокоэнергетической компоненты спектров нейтронов активационным методом

Мишень	Реакция	E_{th} , МэВ	$T_{1/2}$	Мишень	Реакция	E_{th} , МэВ	$T_{1/2}$
^{27}Al	(n, α)	5,5	14,96 ч	^{59}Co	$(n, 3n)$	20,0	271,8 сут
^{115}In	$(n, 2n)$	8,0	49,51 сут	^{12}C	$(n, 2n)$	20,0	20,3 мин
^{197}Au	$(n, 2n)$	8,1	6,183 сут	^{209}Bi	$(n, 4n)$	22,6	6,243 сут
^{203}Tl	$(n, 2n)$	8,5	12,23 сут	^{197}Au	$(n, 4n)$	23,2	1,584 сут
^{93}Nb	$(n, 2n)$	9,0	10,2 сут	^{27}Al	$(n, spall)^{22}\text{Na}$	25,0	2,62 года
^{121}Sb	$(n, 2n)$	9,0	15,89 мин	^{209}Bi	$(n, 5n)$	29,6	15,31 сут
^{127}I	$(n, 2n)$	9,3	13,2 сут	^{12}C	$(n, spall)^7\text{Be}$	30,0	53,6 сут
^{45}Sc	$(n, 2n)$	10,0	2,4 сут	^{197}Au	$(n, 5n)$	30,2	17,65 ч
^{59}Co	$(n, 2n)$	10,6	70,8 сут	^{209}Bi	$(n, 6n)$	38,1	11,22 ч
^{63}Cu	$(n, 2n)$	11,0	9,76 мин	^{197}Au	$(n, 6n)$	38,9	4,94 ч
^{51}V	(n, α)	11,5	44,0 ч	^{209}Bi	$(n, 7n)$	45,2	11,76 ч
^{55}Mn	$(n, 2n)$	11,6	303 сут	^{197}Au	$(n, 7n)$	45,7	3,18 ч
^{64}Zn	$(n, 2n)$	12,0	38,1 мин	^{209}Bi	$(n, 8n)$	54,0	1,72 ч
^{90}Zr	$(n, 2n)$	12,0	78,0 ч	^{197}Au	$(n, 8n)$	54,5	42,8 мин
^{52}Cr	$(n, 2n)$	12,4	27,7 сут	^{209}Bi	$(n, 9n)$	61,4	1,8 ч
^{58}Ni	$(n, 2n)$	12,6	36,0 ч	^{197}Au	$(n, 9n)$	61,4	28,7 мин
^{92}Mo	$(n, 2n)$	13,0	15,9 мин	^{209}Bi	$(n, 10n)$	70,8	36,4 мин
^{23}Na	$(n, 2n)$	13,0	2,62 года	^{197}Au	$(n, 10n)$	70,9	8,84 мин
^{19}F	$(n, 2n)$	13,1	109,8 мин	^{197}Au	$(n, 11n)$	77,0	8,4 мин
^{50}Cr	$(n, 2n)$	13,5	41,9 мин	^{209}Bi	$(n, 11n)$	78,4	27 мин
^{209}Bi	$(n, 3n)$	14,0	31,55 года	^{197}Au	$(n, 12n)$	84,7	10,7 мин
^{197}Au	$(n, 3n)$	14,8	186,1 сут	^{209}Bi	$(n, 12n)$	87,9	10,3 мин

зованием нестабильного нуклида с удобной для измерения схемой распада. Так, реакция $^{197}\text{Au}(n, spall)^{149}\text{Tb}$ с пороговой энергией $E_{th} \sim 600$ МэВ и $T_{1/2} = 4,1$ ч была предложена в [44] для спектрометрии нейтронов активационным методом в области энергий выше нескольких сотен МэВ.

9.3. Метод пороговых детекторов деления. Метод пороговых детекторов деления давно используется для изучения пространственно-энергетических распределений нейтронов в области энергий ниже ~ 5 МэВ [45, 46]. Детекторы нейтронов представляют собой набор тонких слоев актинидов ^{235}U (с и без кадмиевого и борного фильтров), ^{237}Np , ^{238}U и ^{232}Th с различными пороговыми энергиями деления. Делящиеся слои непосредственно состыкованы с детекторами осколков деления. Для регистрации осколков деления могут быть использованы как твердотельные трековые детекторы ядер (SSNTD), так и другие детекторы, в том числе с электронной регистрацией событий в реальном времени. Отметим, что для тонкого делящегося слоя

осколки деления обладают оптимальными характеристиками для регистрации полимерными SSNTD.

Этот метод имеет ряд существенных преимуществ по сравнению с активационным методом:

1) для набора статистики требуется в 10^3 – 10^4 раз меньший флюенс нейтронов,

2) в случае автоматизации съема информации в измерениях может быть использовано большое число детекторов (до нескольких сотен),

3) информация в детекторах сохраняется длительное время, детекторы могут быть обработаны в любое удобное время, и при необходимости съем информации может быть осуществлен повторно.

В последние годы был достигнут значительный прогресс в экспериментальном определении сечений деления различных тяжелых ядер в области энергий нейтронов десятки-сотни МэВ [171–175]. Полученные в этих измерениях зависимости сечений деления ядер ^{209}Bi и $^{\text{nat}}\text{Pb}$ от энергии нейтронов показаны на рис. 37 [175]. Эти реакции являются наиболее перспективными для создания детекторов с высокими значениями порога. Использование реакций деления ядер висмута, свинца и золота для спектрометрии нейтронов высоких энергий обсуждается в работах [176–179].

Хорошим примером развития и применения метода являются исследования нейтронного поля протяженной свинцовой мишени, выполненные на пучках синхрофазотрона ОИЯИ [176–178]. В выполненных экспериментах осколки деления и фрагменты регистрировались с помощью SSNTD на основе лавсановой пленки толщиной 6 мкм. Такие SSNTD чувствительны только к сравнительно тяжелым ядерным фрагментам с $Z > 5$, что позволяет практически полностью подавить фон от легких заряженных частиц. Для регистрации событий деления использовался специальный прибор автоматического подсчета числа треков, оставляемых осколками деления в пленке детектора, что позволило существенно упростить и ускорить обработку результатов измерений [180, 181]. SSNTD располагались вплотную к делящимся слоям. При этом критический угол регистрации осколков деления составлял $\theta_c = 29^\circ$, что соответствовало эффективности регистрации события деления в случае изотропной эмиссии осколков $\eta = 0,515$. Эффективность регистрации нейтронов пороговыми детекторами деления находилась по формуле

$$\varepsilon = n\eta\sigma_f, \quad (15)$$

где n — число ядер делящегося нуклида в слое площадью 1 см^2 ; σ_f — сечение деления. Погрешность результатов измерений прямо связана с погрешностью величин сечений деления.

Широкий спектр методических исследований в [176–178] включал в себя создание детекторов с высокими значениями порогов, изучение различных

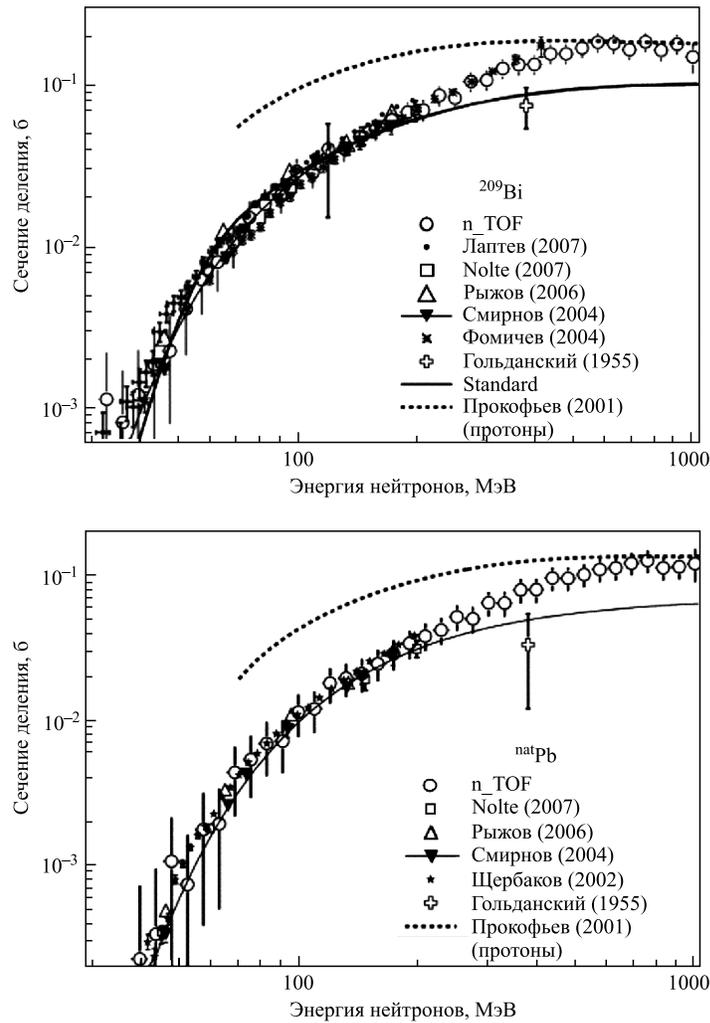


Рис. 37. Зависимости сечений деления ядер ^{209}Bi и $^{\text{nat}}\text{Pb}$ от энергии нейтронов [175]

фоновых и искажающих эффектов и оптимизацию конструкции спектрометрической сборки из различных слоев с SSNTD. В результате в качестве детекторов с высокими порогами были использованы детекторы деления ^{209}Bi с эффективным порогом регистрации нейтронов ~ 90 МэВ (а также детекторы с толстыми слоями свинца) и детекторы нового типа, детекторы фрагментации, на основе реакции расщепления ядер меди и кадмия с регистрацией ядерных фрагментов с большим зарядом Z лавсановыми SSNTD.

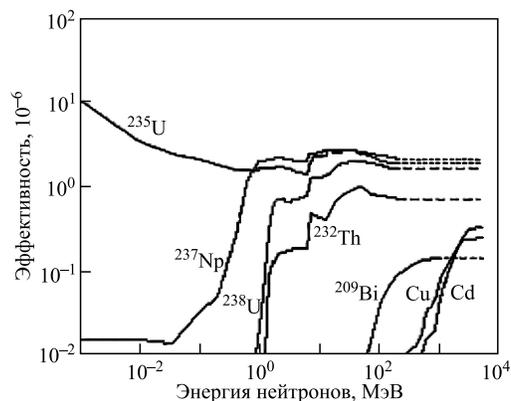


Рис. 38. Эффективность регистрации нейтронов для пороговых детекторов деления и фрагментации, использованных в [176–178]

Полный набор пороговых детекторов нейтронов, использованный в измерениях, состоял из детекторов деления ^{235}U , ^{237}Np , ^{238}U , ^{232}Th , ^{209}Bi (Pb) и детекторов фрагментации Cu и Cd. Зависимости эффективностей этих детекторов от энергии нейтронов показаны на рис. 38. Включение в набор пороговых детекторов фрагментации с толстыми слоями меди и кадмия позволило значительно снизить погрешность в определении выхода нейтронов с энергиями выше 100 МэВ.

Для восстановления энергетических распределений нейтронов по данным интегральных измерений использовался итерационный метод минимизации направленного расхождения [182].

9.4. Перспективы развития метода пороговых детекторов. Весомый вклад в развитие активационного метода могут дать исследования, направленные на изучение образования нестабильных нуклидов промежуточной массы в реакциях расщепления ядер с массовым числом выше ~ 50 . Как показали измерения сечений образования вторичных ядер при облучении различных мишеней протонами [4–6], выход многих нестабильных ядер-фрагментов носит ярко выраженный пороговый характер. Причем значения порогов образования фрагментов в реакциях с потерей большого числа нуклонов ядрами мишени перекрывают широкий интервал от нескольких десятков до сотен МэВ. Подобные результаты можно ожидать и при облучении мишеней нейтронами, так как процесс глубокого расщепления ядер слабо зависит от типа налетающего нуклона (см. разд. 1). В качестве примера на рис. 39 показаны энергетические зависимости для сечений образования разных нуклидов во взаимодействиях $p + \text{Fe}$ [6]. Хорошо видно, что пороговые энергии образования ядер изотопов Na, Mg, Al и Cl находятся выше 100 МэВ.

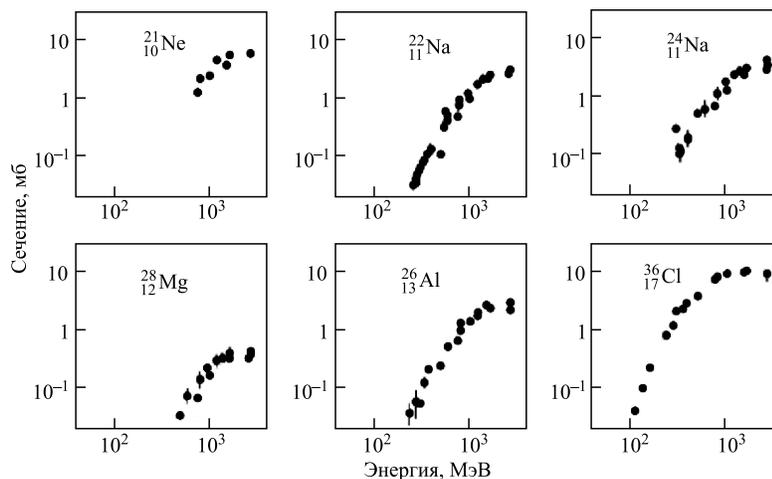


Рис. 39. Сечения образования нуклидов в реакции расщепления протонами ядер железа, точки — экспериментальные данные [4–6]

Для метода пороговых детекторов с регистрацией осколков деления и ядерных фрагментов, образующихся в реакциях деления и фрагментации, дальнейшим развитием может стать применение детекторов с электронной регистрацией событий. Например, в планировавшихся измерениях [183] для детекторов деления предполагалось использовать вместо SSNTD тонкие пробойные счетчики [184]. Несомненно, сегодня имеется большой потенциал для создания новых разнообразных пороговых детекторов с электронным съемом информации. При этом возможны разнообразные конструкции детекторов, в которых быстрые ядерные фрагменты образуются в реакции расщепления ядер как внутри активной области детекторов, так и в тонком поверхностном слое материалов, окружающих активную область.

10. РАЗВИТИЕ МЕТОДА СФЕР БОННЕРА

10.1. Расширение метода в область высоких энергий. Метод сфер Боннера основан на использовании детекторов, представляющих собой комбинацию замедлителя сферической формы и сенсора, размещенного в центре замедлителя и имеющего высокую эффективность регистрации тепловых нейтронов. Набор таких детекторов разного диаметра позволяет проводить измерения в очень широком энергетическом диапазоне от тепловых энергий до многих ГэВ. При этом для сфер разного диаметра максимум чувствительности находится в разных областях энергий нейтронов.

Метод получения спектральной информации в таких измерениях основан на процедуре восстановления флюенса нейтронов $\varphi(E)$ по результатам измерений M_i , где i — номер сферического детектора с функцией отклика $R_i(E)$. Эта математическая процедура сводится к решению интегрального уравнения

$$M_i = \int R_i(E) \varphi(E) dE. \quad (16)$$

Подробное описание метода и критический анализ его возможностей для получения спектральной информации, включая сравнение различных кодов восстановления энергетического распределения нейтронов, дано в обзоре [185]. Отметим, что надежность получаемых результатов часто вызывает сомнение. В то же время плюсами метода являются высокая эффективность детекторов к нейтронам при слабой чувствительности к γ -квантам, что важно для проведения исследований в смешанном поле, и простота выполнения измерений. При этом сферическая форма детекторов обеспечивает изотропный отклик.

В последние годы развитию этого метода и его применению для изучения нейтронных полей с жестким энергетическим спектром был посвящен целый ряд исследований, например, работы [48–50] и обзор [186]. Поэтому в данном разделе дается лишь краткое описание основных результатов, полученных в этом направлении. Основные особенности метода кратко сведены в табл. 11 [186].

Таблица 11. Основные особенности метода сфер Боннера [186]

Характеристика	Оценка	Комментарий
Энергетическое разрешение	Плохое	Ограничение по сходству имеющихся функций отклика
Область энергий	Очень широкая	Перекрывает наиболее широкую область энергий по сравнению с другими спектрометрами
Чувствительность	Хорошая	Высокая чувствительность, которая может варьироваться путем замены сенсора
Измерения	Простые, но длительные	Простота выполнения измерений, не требующих сложной электроники, но требующих времени
Угловая зависимость отклика	Изотропная	Не надо знать направление нейтронов. Идеально подходит для определения эквивалентной дозы
Восстановление спектра	Возможны ошибки	Восстановление требует использования сложного кода, проблема неопределенности может привести к существенным ошибкам
Дискриминация фотонов	Хорошая	Детектор может быть сделан нечувствительным к фотонам путем выбора системы соответствующих сенсоров

Этот метод широко используется для нейтронной дозиметрии на ускорителях, однако для решения спектрометрических задач он еще требует дальнейшего развития. В частности, для повышения надежности получаемых результатов большое значение имеет создание новых детекторов, имеющих максимальную чувствительность в различных энергетических интервалах в области от единиц до тысяч МэВ.

Для сферы небольшого размера и степень замедления, и захват нейтронов в замедлителе малы. Низкоэнергетические нейтроны имеют заметную вероятность быть зарегистрированными счетчиком тепловых нейтронов, в то время как быстрые нейтроны в основном покидают объем детектора. Для больших сфер имеет место существенно более сильное замедление и более сильное поглощение медленных нейтронов в полиэтилене замедлителя. В этом случае для высокоэнергетических нейтронов вероятность детектирования принимает наибольшее значение, и максимум функции отклика сдвигается в сторону более высоких энергий при увеличении диаметра сферы, как это показано на рис. 40 [186].

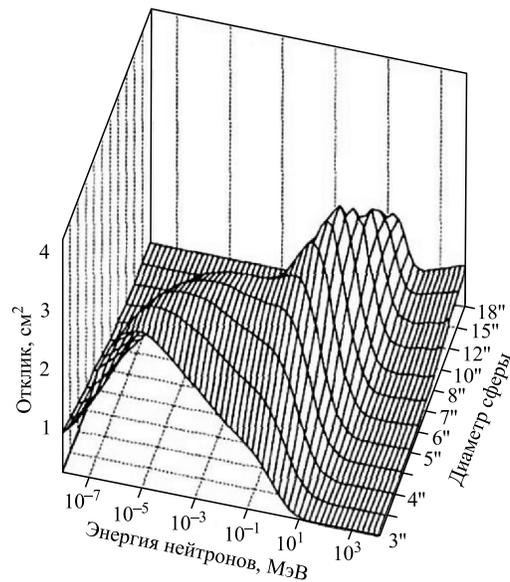


Рис. 40. Функции отклика для набора сфер Боннера на основе ^3He -счетчика (SP9) [186]

В качестве сенсоров тепловых нейтронов, помещаемых в центре сферических замедлителей, наиболее часто применяют сцинтилятор $^6\text{LiI}(\text{Eu})$ и пропорциональные счетчики с $^{10}\text{BF}_3$ или ^3He . Другой возможностью является использование в качестве сенсоров активационных фольг.

При выполнении измерений важным является вопрос оптимального выбора числа сфер и их диаметра. Оценки показывают, что увеличение числа сфер до более восьми (с хорошо выбранными откликами) дает некоторое улучшение, но каждая дополнительная сфера становится все менее значимой. Следует отметить, что выбор оптимального набора детекторов зависит от характера нейтронного спектра.

Функции отклика для системы детекторов в области ниже 20 МэВ могут быть получены путем измерений на моноэнергетических нейтронах. Экспериментальное определение откликов с моноэнергетическими нейтронами выше 20 МэВ затруднено ввиду отсутствия стандартных полей. Однако в последнее время такие поля начали создаваться на базе ускорителей [187]. Другим способом получения функций отклика является их вычисление. Этот способ значительно менее трудоемкий и легко реализуемый. Имеется большое число работ, в которых были вычислены функции отклика для детекторов на основе ${}^6\text{LiI}$ [188–192], ${}^{10}\text{BF}_3$ [193], ${}^3\text{He}$ [51, 191, 194–201] и активационных фольг [195, 202]. В то же время надо отметить, что для получения наилучшего результата необходимо использовать комбинацию измерений и вычислений. Прогресс, достигнутый в этом направлении, обсуждается, например, в [186, 203].

Примерами измерения спектра нейтронов на ускорителях являются изучение нейтронного поля вокруг 590-МэВ циклотрона в PSI, где использовалась комбинация из набора сфер Боннера и твердотельных трековых детекторов ядер с делящимися слоями ${}^{232}\text{Th}$ и ${}^{209}\text{Bi}$ [52], а также исследование эмиссии нейтронов под углом 90° при облучении тонкой свинцовой мишени релятивистскими ядрами свинца и смешанным пучком протонов и пионов [53]. В последнем случае нейтронный спектрометр состоял из набора сфер Боннера диаметрами 8, 11, 13, 18 и 23 см с ${}^3\text{He}$ -счетчиком в качестве чувствительного элемента, а для оценки нейтронной компоненты выше 15 МэВ был использован дозиметрический счетчик LINUS.

В области выше 20 МэВ отклики типичных детекторов являются очень низкими и имеют близкую форму, что на практике приводит к большой неопределенности при оценке высокоэнергетической компоненты нейтронного спектра. Интерес к измерению нейтронных полей вокруг ускорителей высоких энергий и в верхних слоях атмосферы стимулировал работы по развитию детекторов, состоящих из полиэтиленового замедлителя с вставленными в него сферическими оболочками из свинца, железа или меди [50, 51, 204–206]. Пример таких детекторов показан на рис. 41 [185]. Множественное рождение нейтронов во взаимодействиях первичных высокоэнергетических нейтронов в металлических слоях увеличивает отклики в области высоких энергий. Изменение формы функций отклика может быть достигнуто путем вариации геометрии и материалов детекторов.



Рис. 41. Компоненты сферических детекторов с металлическими слоями для измерений в высокоэнергетическом нейтронном поле [185]

В работе [48] путем моделирования изучались отклики сферических детекторов с диаметрами от 8 до 30,5 см с добавлением различных свинцовых слоев в энергетическом диапазоне до 1 ГэВ. Полученные функции отклика для различных конфигураций детектора (полиэтиленовые шары со свинцовым слоем и без него) показаны на рис. 42. Как видно из рисунка, функции

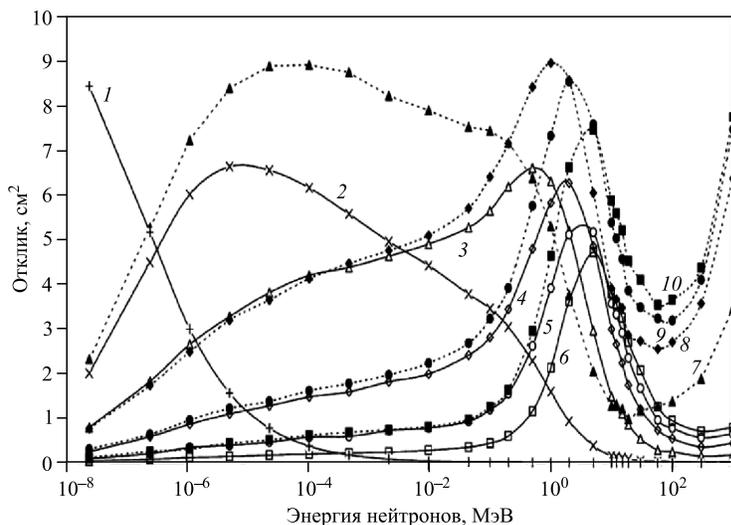


Рис. 42. Функции отклика на единицу флюенса для системы полиэтиленовых сфер Боннера: кривая 1 — пустая сфера; кривые 2–6 — полиэтилен диаметром 8, 14,2, 20,32, 25,4 и 30,48 см соответственно; кривые 7–10 — полиэтилен со свинцом диаметром 14,2, 20,32, 25,4 и 30,48 см соответственно [48]

отклика детекторов со свинцовыми вставками замедляют падение с энергией в области выше нескольких десятков МэВ и при дальнейшем повышении энергии демонстрируют рост эффективности регистрации высокоэнергетических нейтронов. Такое поведение отклика детекторов со свинцом обусловлено множественным рождением нейтронов во взаимодействии первичных нейтронов с ядрами свинца в реакциях (n, xn), деления и расщепления. Причем среднее число вторичных нейтронов возрастает с энергией первичного нейтрона. Заметим, что для толстых слоев свинца дополнительный вклад в процесс образования вторичных нейтронов дает процесс их размножения в свинце [1].

На основе полученных результатов в [48] был сделан вывод, что относительные формы функции откликов для сфер со свинцом мало отличаются в области энергий выше 100 МэВ. В то же время имеется значительное повышение отклика в области высоких энергий по сравнению с традиционными детекторами в виде полиэтиленовых шаров.

В работе [49] к спектрометру из двенадцати полиэтиленовых сфер были добавлены четыре новых детектора, включающих кроме полиэтилена медь или свинец. Матрица откликов вычислялась с помощью кода Монте-Карло MCNPX до энергии 10 ГэВ. Для тестирования результатов расчета были выполнены специальные калибровочные измерения вплоть до энергии 60 МэВ. Спектрометр был использован для измерения спектра нейтронов в атмосфере во время полетов на высотах до 12 км [51].

Измерения спектра нейтронов, индуцированного космическими лучами на большой высоте, были выполнены на борту самолета с помощью спектрометра, состоящего из четырнадцати детекторов, два из которых содержали слои из свинца и железа для расширения диапазона спектрометра в сторону высоких энергий [50]. Отклики детекторов вычислялись для нейтронов и заряженных адронов в области энергий до 100 ГэВ с помощью кода MCNPX.

Специальная новая система детекторов была создана и испытана в LANL [207]. К полиэтиленовым сферам различного диаметра были добавлены слои из меди, свинца и вольфрама. Детекторы были испытаны на нейтронном пучке LANSCE вплоть до энергии 800 МэВ.

Метод сфер Боннера, пожалуй, является наиболее зависимым от априорной информации об энергетическом спектре нейтронов, так как функции чувствительности детекторов сильно перекрываются в широкой области энергий нейтронов. Поэтому конструирование и испытание новых детекторов, функции отклика которых существенно различаются в области энергий 10 МэВ – 10 ГэВ, является сегодня одной из наиболее важных задач для развития и приложения метода.

10.2. Перспективы использования и развития метода. Основные заключения, связанные с развитием и применением метода сфер Боннера, состоят в следующем: а) функции отклика детекторов должны быть определены

как можно точнее, б) важное значение для корректного восстановления нейтронного спектра имеет априорная информация о форме энергетического распределения нейтронов, в) необходимо контролировать процесс восстановления с помощью кодов, удачно выбранное нулевое приближение спектра $\varphi(E)$ и корректно определенные функции отклика предполагают небольшое число итераций, г) несмотря на значительные усилия, направленные на развитие метода, его энергетическое разрешение всегда остается плохим, но для получения более достоверных данных возможна комбинация результатов измерений с результатами более прецизионных методов для получения более высокого разрешения в высокоэнергетической области.

11. ИЗМЕРЕНИЯ В СМЕШАННЫХ РАДИАЦИОННЫХ ПОЛЯХ

Спектрометрия нейтронов в смешанных радиационных полях предполагает идентификацию нейтронов на фоне γ -квантов и заряженных частиц.

В случае использования метода времени пролета прямые γ -кванты хорошо отделяются от спектра нейтронов по времени пролета. Использование сцинтилляционных детекторов с n/γ -разделением по форме импульса позволяет значительно (в сотни раз) подавить фон γ -квантов и проводить нейтронные измерения в широком интервале энергий. Для детекторов на основе неорганических сцинтилляторов малого объема и кремниевых детекторов, регистрирующих нейтроны посредством ядерных реакций, измерения с высоким энергетическим порогом также позволяют получить высокое подавление фона γ -квантов. Методы пороговых детекторов и сфер Боннера практически не чувствительны к γ -квантам. Активная защита нейтронных калориметров от высокоэнергетических фотонов обычно осуществляется путем применения переднего вето-детектора толщиной $\sim (4-5)X_0$, состоящего, например, из слоев свинца и пластического сцинтиллятора.

В электронных экспериментах для дискриминации заряженных частиц наиболее часто используется активная защита нейтронного детектора. В качестве такой защиты обычно применяют счетчики с тонкими пластическими сцинтилляторами, которые располагаются перед нейтронным детектором в случае направленного излучения или окружают его, если траектории нейтронов не имеют выделенного направления. Однако этот метод неприменим для измерений методом пороговых детекторов. Поэтому для реакций с образованием нуклидов, заряд которых меньше, чем у ядер мишени, а также для реакций деления и фрагментации необходимо вводить поправки, используя результаты измерений или расчета спектра заряженных частиц. При использовании сфер Боннера без активной защиты заряженные адроны, взаимодействуя с веществом детектора, могут производить вторичные нейтроны, регистрируемые детектором. Здесь также требуется расчет поправок путем моделирования этого эффекта.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ современного развития методов спектрометрии высокоэнергетических нейтронов выявляет две основные тенденции.

Одна из них связана с развитием уже существующих в экспериментальной нейтронной физике методов и улучшением характеристик детекторов и спектрометров. Современная ситуация схематически представлена на рис. 43.

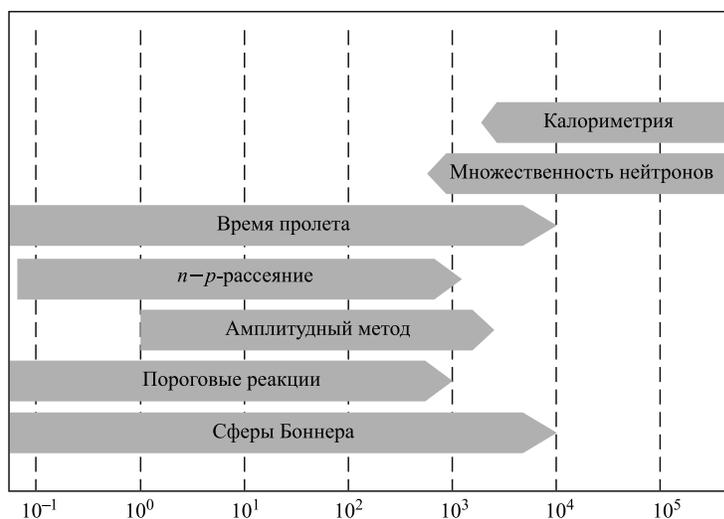


Рис. 43. Методы спектрометрии высокоэнергетических нейтронов и перекрываемые ими области энергий

Вторым важным направлением является создание принципиально новых детекторов на основе новых идей и быстрого прогресса в разработке новых детектирующих материалов и регистрирующей электроники.

При этом необходимо подчеркнуть, что выбор и конкретная реализация метода и детектора нейтронов во многом определяются решаемой задачей и областью энергий, перекрываемой спектром нейтронов.

Развитие методов времени пролета, упругого *n-p*-рассеяния, амплитудного, пороговых детекторов и сфер Боннера направлено на продвижение в область все более высоких энергий. Лежащие в основе этих методов физические процессы накладывают определенные ограничения на расширение энергетической области и получаемое энергетическое разрешение. В экспериментах на пучках ускорителей базовыми методами являются метод времени пролета в области энергий ниже ~ 5 ГэВ и калориметрический метод при более высоких энергиях. Интересным направлением является соединение обоих методов в одном нейтронном детекторе.

Значительные усилия направлены на развитие сцинтилляционных методов регистрации нейтронов на базе органических и неорганических сцинтилляторов, исследование откликов сцинтилляционных детекторов и эффективности в широкой области энергий нейтронов. Применение новых неорганических сцинтилляторов, обладающих сравнительно большим световым выходом и слабой его зависимостью от плотности ионизации, а также кремниевых детекторов является одним из наиболее перспективных направлений по созданию компактных детекторов небольшого объема, реализующих амплитудный метод.

По-видимому, в ближайшем будущем в конструировании нейтронных детекторов произойдут революционные изменения, опирающиеся на быстрый прогресс в области детекторной многоканальной электроники, детектирующих материалов и технологий съема и обработки информации. Уже сегодня детекторы, имеющие сотни тысяч каналов, широко применяются в физике высоких энергий. С уменьшением стоимости электроники создание новых, более совершенных и сложных нейтронных детекторов, сочетающих в себе преимущества различных методов, станет одним из основных направлений развития нейтронной спектрометрии. В перспективе это будут детекторы изображения событий с идентификацией первичной и вторичных заряженных частиц.

Автор выражает благодарность В. В. Авдейчикову за внимательное прочтение рукописи и ценные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Юревич В. И. // ЭЧАЯ. 2010. Т. 41, вып. 5. С. 1451.
2. Шафранов М. Д. // ЭЧАЯ. 1975. Т. 6, вып. 3. С. 776.
3. Kowalczyk A. arXiv:0801.0700v1 [nucl-th]. 2008.
4. Michel R. et al. // Nucl. Instr. Meth. B. 1997. V. 129. P. 153.
5. Michel R. et al. // AIP Conf. Proc. 2005. V. 768. P. 1551.
6. Villagrasa-Canton C. et al. arXiv:nucl-ex/0612001v1. 2006.
7. Franz J. et al. // Nucl. Phys. A. 1987. V. 472. P. 733.
8. Slypen I. et al. // Nucl. Phys. A. 2000. V. 671. P. 3.
9. Dufauquez C. et al. // Ibid. P. 20.
10. Hagiwara M. et al. // Rad. Protec. Dosim. 2007. V. 26. P. 104.
11. Kwiatkowski K. et al. // Phys. Rev. Let. 1983. V. 50. P. 1648.
12. Tippawan U. et al. // Proc. of Intern. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Nice, 2007. CEA, 2008. P. 1347.
13. Winsberg L. et al. // Phys. Rev. C. 1980. V. 22. P. 2108.

14. *Green R. E. L., Korteling R. G.* // Phys. Rev. C. 1980. V. 22. P. 1594.
15. *Westfall G. D. et al.* // Phys. Rev. C. 1978. V. 17. P. 1368.
16. *Авдейчиков В. В. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. С. 141.
17. *Porile N. T. et al.* // Phys. Rev. C. 1989. V. 39. P. 1914.
18. *Budzanowski A. et al.* arXiv:0801.4512v1 [nucl-ex]. 2008.
19. *Stamer S. et al.* // Phys. Rev. C. 1993. V. 47. P. 1647.
20. *Meier M. M. et al.* // Nucl. Sci. Eng. 1990. V. 104. P. 339.
21. *Юревич В. И. и др.* // ЯФ. 2006. Т. 69. С. 1531.
22. *Юревич В. И. и др.* // Письма в ЭЧАЯ. 2006. Т. 3, № 3. С. 49.
23. *Nakamoto T. et al.* // J. Nucl. Sci. Technol. 1995. V. 32(9). P. 827.
24. *Leray S. et al.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 65. P. 044621.
25. *Баюков Ю. Д. и др.* Препринт ИТЭФ-159. М., 1980.
26. *Требуховский Ю. В. и др.* // ЯФ. 2005. Т. 68. С. 4.
27. *Helmer R.* // Can. J. Phys. 1987. V. 65. P. 588.
28. *Ling A. et al.* // Phys. Rev. C. 1991. V. 44. P. 2794.
29. *Park B. K. et al.* // Phys. Rev. C. 1992. V. 45. P. 1791.
30. *Spraker M. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 394. P. 311.
31. *Peterson T.* // Physica Scripta. 2000. V. T87. P. 22.
32. *Rahm J. et al.* // Phys. Rev. C. 1998. V. 57. P. 1077.
33. *Condé H. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1990. V. 292. P. 121.
34. *Klug J. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 489. P. 282.
35. *Fatyga M. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1989. V. 284. P. 323.
36. *Barrette J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. P. 1219.
37. *Тумieniecka T.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1993. V. 336. P. 442.
38. *Adler C. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 499. P. 433.
39. *ALICE Collab. Zero Degree Calorimeter.* Technical Design Report. CERN/LHCC 99-5. CERN, 1999.
40. *Simpson J. A. et al.* // Phys. Rev. B. 1953. V. 90. P. 934.
41. *Воловик В. Ф., Козырь И. Г.* // ПТЭ. 1984. Вып. 2. С. 38.
42. *Аваев В. Н. и др.* Экспериментальные исследования полей гамма-излучения и нейтронов. М.: Атомиздат, 1974. 392 с.
43. *Ломакин С. С. и др.* Радиометрия нейтронов активационным методом. М.: Атомиздат, 1975.
44. *Leon-Florian E. et al.* Particle Fluence Measurements by Activation Technique for Radiation Damage Studies. Report CERN/ECP 95-15. CERN, 1995.

45. *Маренный А. М.* Диэлектрические трековые детекторы в радиационно-физическом и радиобиологическом эксперименте. М.: Энергоатомиздат, 1987.
46. *Griffith R. V., Tommasino L.* // *Etch Track Detectors in Radiation Dosimetry: The Dosimetry of Ionizing Radiation.* 1991. V. 3. P. 323.
47. *Bramblett R. L., Ewing R. I., Bonner T. W.* // *Nucl. Instr. Meth.* 1960. V. 9. P. 1.
48. *Vylet V.* // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2002. V. 476. P. 26.
49. *Wiegel B., Alevra A. V.* // *Ibid.* P. 36.
50. *Goldhagen P. et al.* // *Ibid.* P. 42.
51. *Wiegel B. et al.* // *Ibid.* P. 52.
52. *Grecescu M. et al.* // *Ibid.* P. 58.
53. *Agosteo S. et al.* // *Ibid.* P. 63.
54. *Hajek M. et al.* // *Ibid.* P. 69.
55. *Mares V. et al.* // *Ibid.* P. 341.
56. *Agosteo S. et al.* // *Nucl. Instr. Meth. B.* 2005. V. 229. P. 24.
57. *Горячев И. Г. и др.* Интегральные эксперименты в проблеме переноса ионизирующих излучений: Справ. рук. М.: Энергоатомиздат, 1985. 272 с.
58. *Акимов Ю. А.* Фотонные методы регистрации излучений. Дубна: ОИЯИ, 2006. 281 с.
59. *Matulevicz T. et al.* // *Nucl. Instr. Meth. A.* 1989. V. 274. P. 501.
60. *Kubota S. et al.* // *Ibid.* V. 285. P. 436.
61. *Kryger R. A. et al.* // *Nucl. Instr. Meth. A.* 1994. V. 346. P. 544.
62. *Wagner V. et al.* // *Nucl. Instr. Meth. A.* 1997. V. 394. P. 332.
63. *Gunzert-Marx K. et al.* // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2005. V. 536. P. 146.
64. *Kotulla M.* // *Calorimetry with TAPS: FEMC03 Workshop, IKP, Jülich, 2003.*
65. *Cierjacks S. et al.* // *Phys. Rev. C.* 1987. V. 36. P. 1976.
66. *Moszynski M. et al.* // *Nucl. Instr. Meth. A.* 1992. V. 317. P. 262.
67. *Moszynski M. et al.* // *Nucl. Instr. Meth. A.* 1994. V. 343. P. 563.
68. *Moszynski M. et al.* // *Ibid.* V. 350. P. 226.
69. *Madey R. et al.* // *Phys. Rev. C.* 1990. V. 42. P. 1068.
70. *Baldwin A. R. et al.* // *Phys. Rev. C.* 1992. V. 46. P. 258.
71. *Meier M. M. et al.* // *Nucl. Sci. Eng.* 1989. V. 102. P. 310.
72. *Meier M. M. et al.* // *Nucl. Sci. Eng.* 1992. V. 110. P. 289.
73. *Amian W. B. et al.* // *Nucl. Sci. Eng.* 1993. V. 115. P. 1.
74. *Amian W. B. et al.* // *Nucl. Sci. Eng.* 1992. V. 112. P. 78.
75. *Sato H. et al.* // *Phys. Rev. C.* 2001. V. 64. P. 034607.

76. *Iwata Y. et al.* // Phys. Rev. C. 2001. V. 64. P. 054609.
77. *Sato H. et al.* // J. Nucl. Sci. Technol. 2002. V. 2. P. 331.
78. *Heilbronn L. et al.* // Phys. Rev. C. 2006. V. 73. P. 024603.
79. *Cecil R. A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1979. V. 161. P. 439.
80. *Stanton N. R.* Report COO-1545-92. Ohio State Univ., 1971.
81. *Dickens J. K.* Report ORNL-6452. ORNL, 1988.
82. *Meigo S.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 401. P. 365.
83. *Chandler K. S., Armstrong T. W.* Report ORNL-4744. ORNL, 1972.
84. *Textor R. E., Verbinski V. V.* Report ORNL-4160. ORNL, 1968.
85. *Byrd R. C., Sailor W. C.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1989. V. 274. P. 494.
86. *Howe S. D. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1984. V. 227. P. 565.
87. *Amian W. B. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1992. V. 313. P. 452.
88. *Taniguchi S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 562. P. 954.
89. *Nakao N. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2001. V. 463. P. 275.
90. *Sasaki M. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 480. P. 440.
91. *Meigo S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1999. V. 431. P. 521.
92. *Meier M. M. et al.* Report LA-11656-MS. LANL, 1989.
93. *Del Guerra A.* // Nucl. Instr. Meth. 1976. V. 135. P. 337.
94. *Nakayama K. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1981. V. 190. P. 555.
95. *Grabb D. G. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1967. V. 48. P. 87.
96. *Young J. C. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1969. V. 68. P. 333.
97. *Heilbronn L. et al.* // Phys. Rev. C. 1998. V. 58. P. 3451.
98. *Madey R. et al.* // Phys. Rev. C. 1982. V. 25. P. 3050.
99. *Albergo S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1992. V. 311. P. 280.
100. *Albergo S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1995. V. 362. P. 423.
101. *Betti G. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1976. V. 135. P. 319.
102. *Berardo P. A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1973. V. 79. P. 43.
103. *Bailey J. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1976. V. 135. P. 331.
104. *Satoh D. et al.* // J. Nucl. Sci. Technol. 2002. Suppl. 2. P. 657.
105. *Bizard G. et al.* // Nucl. Phys. News. 1991. V. 1, No. 5. P. 15.
106. *Tilquin I. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1995. V. 365. P. 446.
107. *Dendooven P.* Detection of Energetic Particles and Gamma Rays. Scintillation Detectors. <http://www.astro.rug.nl/~peletier/DetectionTechniques.html>.
108. *Kobayashi M. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1997. V. 400. P. 392.

109. *Dafni E.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1987. V. 254. P. 54.
110. *Ferrari A. et al.* FLUKA: a Multi-Particle Transport Code. Report CERN-2005-010. CERN, 2005.
111. *Novotny R.* // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 1998. V. 61B. P. 137.
112. *Albergo S. et al.* // Nucl. Rad. Meas. 1997. V. 27. P. 549.
113. *Tuvé C. et al.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 59. P. 233.
114. *Blaich Th. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1992. V. 314. P. 136.
115. *Акимов Ю. К. и др.* // ПТЭ. 1956. № 2. С. 70.
116. *Boretzky K.* NeuLAND for R3B: R3B Meeting. GSI, 2004; R3B Meeting. GSI, 2010.
117. *Luther B. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 505. P. 33.
118. *Baumann T. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2005. V. 543. P. 517.
119. *Howes R. H. et al.* // Am. J. Phys. 2005. V. 73(2). P. 122.
120. *Baumann T. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. 2002. V. 192. P. 339.
121. *Anelli M. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2007. V. 581. P. 368; Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 2009. V. 197. P. 353.
122. *Shigyo N. et al.* // Proc. of Intern. Conf. on Nucl. Data for Science and Technology, Santa Fe, USA, 2004. AIP Conf. Proc. 2005. V. 769. P. 924.
123. *Sagrado Garcia I. et al.* // Proc. of Intern. Workshop on Fast Neutron Detectors (FNDA2006), Cape Town, 2006; Proc. of Science, PoS (FNDA2006) 009.
124. *Cinausero M. et al.* // J. Phys: Conf. Ser. 2006. V. 41. P. 219.
125. *Miller R. S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 505. P. 36.
126. *Wigmans R.* // Scientifica Acta. 2008. V. 2, No.1. P. 18.
127. *Brau J. E. et al.* // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 2010. V. 60. P. 615.
128. *Wigmans R.* // Rev. Sci. Instr. 1998. V. 69. P. 3723.
129. *Livan M. et al.* CERN Yellow Report No. CERN 95-02. CERN, 1995.
130. *Acosta D. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1991. V. 302. P. 36.
131. *Armstrong T. A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1998. V. 406. P. 227.
132. *Guber F. et al.* CBM-PSD-note-2006-001. 2006.
133. The Relativistic Heavy Ion Collider Project: RHIC and Its Detectors // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 499.
134. ALICE. Technical Proposal for a Large Ion Collider Experiment at the CERN LHC. CERN/LHCC/95-71. CERN, 1995.
135. *Arnaldi R. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 564. P. 235.
136. *Амосов В. В. и др.* // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. С. 35.
137. *Schröder W. U.* Report DOE/ER/79048-1. DOE, 1995.
138. *Périerb Y. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1998. V. 413. P. 321.

139. *Letourneau A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. 2000. V. 170. P. 299.
140. *Jahnke U. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 508. P. 295.
141. *Taieb J. et al.* // Proc. of Intern. Conf. on Nucl. Data for Science and Technol., Nice, 2007. CEA, EDP Sci. 2008. P. 429.
142. *Birks J.B.* // Proc. Phys. Soc. A. 1951. V. 64. P. 874.
143. *Nakao N. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1995. V. 362. P. 454.
144. *Kunieda S. et al.* // Proc. of Conf. Nippon Genshiryoku Kenkyujo. JAERI, 2004. P. 65.
145. *Nakao N. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. 2008. V. 266. P. 93.
146. *Rust B.W. et al.* ORNL Report ORNL/TM-8720. ORNL, 1983.
147. *Johnson R.H., Wehring B.W.* The FORIST UNFOLDING CODE. Report ORNL/RSIC-40, 33. ORNL, 1976.
148. *Brooks F.D. et al.* // Intern. Workshop on Fast Neutron Detectors (FNDA2006), Cape Town, 2006; Rad. Prot. Dosim. 2007. V. 126(1-4). P. 13.
149. *Takada M., Nakamura T.* // Ibid. P. 23.
150. *Satoh D. et al.* // Ibid. P. 101.
151. *Frye G.M. et al.* // Solar Phys. 1988. V. 118. P. 321.
152. *Bartolini O. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 562. P. 85.
153. The GEANT/FLUKA Interface. GEANT Manual. PHYS520-1. 1993.
154. *McLean T.D. et al.* // Rad. Prot. Dosim. 2004. V. 110. P. 219; Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 562. P. 793; Rad. Prot. Dosim. 2007. V. 126(1-4). P. 299.
155. *Kinnison J.D. et al.* // Rad. Res. 2003. V. 159. P. 154.
156. *McElroy W.N.* SAND-II, Neutron Flux Spectra Determinations by Multiple Foil Activation Iterative Method. RSIC Computer Code Collection, CCC 112. ORNL, 1969.
157. *Perey G.F.* Least Squares Dosimetry Unfolding. The Programme STAY'SL. ORNL/TM-6062, ENDF-254. 1977.
158. *Routti J.T., Sandberg J.V.* General Purpose Unfolding Program LOUHI78 with Linear and Nonlinear Regulations // Comp. Phys. Commun. 1980. V. 21. P. 119.
159. *Matzke M.* // Rad. Prot. Dosim. 2003. V. 107(1-3). P. 155.
160. *Tripathy S.P. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2007. V. 583. P. 421.
161. Brookhaven National Laboratory Isotope Table.
<http://www.fysik.lu.se/nucleardata/cdhome.htm>.
162. *Yamano N.* // Proc. of the 3rd Specialists' Meeting on High Energy Nuclear Data, Tokai, 1998. JAERI-Conf 98-016. 1998. P. 43.
163. *Svoboda O. et al.* // EPJ Web of Conf. 2010. V. 8. P. 07003.

164. *Cowell S. et al.* // Proc. of Intern. Conf. on Nucl. Data for Science and Technol., Nice, 2007. CEA, EDP Sci., 2008. P. 247.
165. *Abe K. et al.* // Utilisation and Reliability of High Power Proton Accelerators: Proc. of Workshop, Mol, 2007. Nuclear Energy Agency, OECD, 2008. P. 253.
166. *Бахмуткин С. В. и др.* // АЭ. 1987. Т. 62. С. 59.
167. *Pauwels N. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. 2000. V. 160. P. 315.
168. *Kim E. et al.* // Nucl. Sci. Eng. 1998. V. 129. P. 209.
169. *Krivopustov M. I. et al.* JINR Preprint E1-2004-79. Dubna, 2004.
170. *Krásá A. et al.* JINR Commun. E1-2005-46. Dubna, 2005.
171. *Lisowski P. W. et al.* // Proc. of Specialists Meeting on Neutron Cross Section Standards for the Energy Region above 20 MeV, Uppsala, Sweden, 1991. NEANDC-305/U. 1991. P. 177.
172. *Eismont V. P. et al.* // Proc. of Intern. Conf. on Nucl. Data for Science and Technol., Trieste, 1997. P. 494.
173. *Fomichev A. V. et al.* // Ibid. P. 1522.
174. *Carlson A. D. et al.* // Ibid. P. 1223.
175. *Tarrío D. et al.* (*n_TOF Collab.*) // EFNUDAT Workshop, Paris, 2010; Phys. Rev. C. 2011. V. 83. P. 044620.
176. *Vorobjev I. B. et al.* // Nucl. Tracks Rad. Meas. 1991. V. 19. P. 541.
177. *Yurevich V. I. et al.* JINR Preprint E1-92-189. Dubna, 1992.
178. *Юревич В. И. и др.* // Письма в ЭЧАЯ. 2006. Т. 3, №3. С. 49.
179. *Tomassino L.* // Rad. Prot. Dosim. 2004. V. 110. P. 183.
180. *Николаев А. В. и др.* // ПТЭ. 1978. Т. 4. С. 57.
181. *Воробьев И. Б. и др.* // АЭ. 1986. Т. 61. С. 35.
182. *Тараско М. З. и др.* // Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. М.: Атомиздат, 1970. Т. 11. С. 125.
183. *Vassilkov R. G., Yurevich V. I.* // Proc. of ICANS-XI, Tsukuba, 1990. KEK Report 90-25. 1991. P. 340.
184. *Eismont V. P. et al.* // Rad. Meas. 1995. V. 25. P. 151.
185. *Alevra A. V., Thomas D. J.* // Rad. Prot. Dosim. 2003. V. 107(1-3). P. 37.
186. *Thomas D. J., Alevra A. V.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 476. P. 12.
187. *Schuhmacher H. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1999. V. 421. P. 284.
188. *Nachtigall D., Burger G.* Topics in Radiation Dosimetry. Suppl. 1. N.Y.: Acad. Press, 1972.
189. *Sanna R. S.* US AEC Report HASL-267. 1973.
190. *Hertel N. E., Davidson J. W.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1985. V. 238. P. 509.

191. *Mares V., Schraube H.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1995. V. 366. P. 203.
192. *Mares V., Schraube H.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1994. V. 337. P. 461.
193. *Maerker R. E. et al.* Report ORNL-TM-3451. ORNL, 1971.
194. *Thomas R. M. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1984. V. 224. P. 225.
195. *Uwamino Y. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1985. V. 239. P. 299.
196. *Aroua A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1992. V. 321. P. 305.
197. *Thomas D. J.* NPL Report RSA(EXT)31. 1992.
198. *Hehn G. et al.* // Kerntechnik. 1992. V. 57. P. 251.
199. *Mares V. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1991. V. 307. P. 398.
200. *Wiegel B. et al.* Report PTB-N-21. 1994.
201. *Kralik M. et al.* // Rad. Prot. Dosim. 1997. V. 70. P. 279.
202. *Thomas D. J. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 476. P. 31.
203. *Naismith O. F., Siebert B. R. L.* // Rad. Prot. Dosim. 1997. V. 70. P. 241.
204. *Kryuchkov V. P., Semenova G. S.* IHEP Preprint 87-191. Serpukhov, 1987.
205. *Hsu H. H. et al.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1994. NS-41. P. 845.
206. *Mares V., Schraube H.* // Proc. of IRPA Symp., Prague, 1997. P. 543.
207. *Burget E. A.* Thesis: A Broad Spectrum Neutron Spectrometer Utilizing a High Energy Bonner Sphere Extension. Georgia Inst. of Technol., 2008.