

P16-2005-105

Й. Мартинкович*¹, Г.Н. Тимошенко

РАСЧЕТ ФУНКЦИЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ
МНОГОСФЕРНОГО СПЕКТРОМЕТРА НЕЙТРОНОВ
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ДО 20 МэВ

Направлено в журнал «Приборы и техника эксперимента»

* Университет им. Я. А. Коменского, Братислава, Словакия

¹ E-mail: mart@jinr.ru

Мартинкович Й., Тимошенко Г. Н. Расчет функций чувствительности многосферного спектрометра нейтронов в области энергий до 20 МэВ Многосферный спектрометр нейтронов является базовым инструментом в физике защиты и дозиметрии в полях рассеянного излучения на ускорителях заряженных частиц. Точный расчет функций чувствительности спектрометра во всем энергетическом диапазоне является необходимым условием правильного восстановления спектра нейтронов. В работе приведены результаты расчета функций чувствительности спектрометра ОИЯИ с детектором LiI(Eu) (набор из шести однородных замедлителей, один гетерогенный замедлитель, «голый» детектор в кадмиевом экране и без него) для двух геометрий источник–спектрометр: в плоском мононаправленном и в однородном изотропном полях нейтронов. Расчеты выполнены по программе MCNP в диапазоне энергий нейтронов 10^{-8}–20 МэВ. Работа выполнена в Отделении радиационных и радиобиологических исследований ОИЯИ. Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2005	P16-2005-105
---	---------------------

Martinkovic J., Timoshenko G. N. Calculation of Multisphere Neutron Spectrometer Response Functions in Energy Range up to 20 MeV Multisphere neutron spectrometer is a basic instrument of neutron measurements in the scattered radiation field at charged-particles accelerators for radiation protection and dosimetry purposes. The precise calculation of the spectrometer response functions is a necessary condition of the propriety of neutron spectra unfolding. The results of the response functions calculation for the JINR spectrometer with LiI(Eu) detector (a set of 6 homogeneous and 1 heterogeneous moderators, «bare» detector within cadmium cover and without it) at two geometries of the spectrometer irradiation — in uniform monodirectional and uniform isotropic neutron fields — are given. The calculation was carried out by the code MCNP in the neutron energy range 10^{-8}–20 MeV. The investigation has been performed at the Division of Radiation and Radiobiological Research, JINR. Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2005	P16-2005-105
---	---------------------

Главное отличие измерений характеристик рассеянных полей излучения за защитами ядерно-физических установок и в окружающей их среде от измерений характеристик полей вторичного излучения из физических мишеней состоит в отсутствии выделенного в пространстве направления движения исследуемых частиц. Вследствие этого сильно ограничено (или вообще невозможно) применение для исследования дифференциальных характеристик рассеянного поля излучения ряда классических методов экспериментальной ядерной физики, основанных на существовании некоторого источника излучения, локализованного в пространстве и времени. В стационарном рассеянном поле излучения частицы движутся во всевозможных направлениях и взаимодействуют с детектором в произвольный момент времени. Наибольшие трудности возникают при исследовании характеристик рассеянных полей нейтронов. Еще одна особенность нейтронных полей за защитами связана с их необычайно широким энергетическим диапазоном, простирающимся на десять и более порядков по энергии. Исследования двойных дифференциальных (по углу и энергии) характеристик таких полей очень сложны в методическом плане. Более просто реализуется измерение интегрального по углу энергетического флюенса нейтронов. Следует отметить, что физика процессов взаимодействия нейтронов разных энергий с веществом различается очень сильно, а вероятность их взаимодействия с веществом резко падает с увеличением энергии. Поэтому в исследованиях по физике защиты основное применение получил метод косвенных измерений характеристик нейтронных полей, основанный на высокоэффективной регистрации замедленных в веществе нейтронов. Измерения энергетического флюенса нейтронов широкого спектра начались с 1960 г., когда был создан спектрометр Боннера [1]. В основу метода была заложена зависимость длины замедления нейтронов в водородсодержащем веществе от их энергии. С тех пор появилось много модификаций многосферного спектрометра, различающихся типом детектора медленных нейтронов, разными конструкциями гомогенных замедлителей, применением гетерогенных замедлителей для коррекции функций чувствительности и т.д. Основное же развитие данной методики было направлено на уточнение функций чувствительности спектрометра и совершенствование методов восстановления спектров нейтронов по его показаниям.

Функция отклика многосферного спектрометра при низких энергиях нейтронов представляет собой пик суммарного энергосодержания в детекторе продуктов реакций $n + {}^6\text{Li}$ или $n + {}^3\text{He}$ в зависимости от типа детектора. Поскольку сечение этих реакций максимально при тепловых энергиях, то форма

и положение пика остаются фактически постоянными при изменении энергии нейтронов, падающих на замедлитель спектрометра. Таким образом, функция отклика многосферного спектрометра сама по себе не информативна. С изменением энергии нейтронов меняется лишь количество регистрируемых событий, т. е. чувствительность спектрометра. Для замедлителей разного диаметра энергетическая зависимость чувствительности спектрометра (функция чувствительности) имеет разную форму. Показания спектрометра N_i (скорость счета, $\text{имп} \cdot \text{с}^{-1}$) с замедлителем i -го диаметра связаны с мощностью энергетического флюенса нейтронов $\Phi(E)$ ($\text{нейтрон} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{МэВ}^{-1}$) интегральным уравнением Фредгольма первого рода:

$$N_i = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \Phi(E) R_i(E) dE, \quad i = 1, \dots, m, \quad (1)$$

где $E_{\max}$, $E_{\min}$ — границы энергетического спектра, $R_i(E)$ — функция чувствительности (ФЧ) спектрометра с замедлителем i -го диаметра, m — количество замедлителей и других детекторов, используемых в измерениях. Целью решения обратной задачи является определение плотности вероятности распределения $\Phi(E)$, удовлетворяющей заданным N_i при известных $R_i(E)$. В общем случае система m уравнений (1) не имеет единственного решения, поскольку конечное число измерений m не может определить непрерывную функцию $\Phi(E)$. Поэтому спектр нейтронов часто представляется в виде ряда, где Φ_j есть средний флюенс нейтронов энергетической группы j (от E_j до E_{j+1}), а связь между показаниями спектрометра N_i и Φ_j определяется как

$$N_i = \sum_{j=1}^n R_{i,j} \Phi_j, \quad j = 1, \dots, n, \quad (2)$$

где n — число разбиений энергетического интервала, а $R_{i,j}$ представляет собой $R_i(E)$, усредненную по энергетической группе j . Уравнение (2) является приближением уравнения (1), причем степень приближения определяется числом n . Если $n \leq m$, то единственное решение относительно Φ_j существует и может быть найдено методом наименьших квадратов. На практике число m невелико (не превышает 10–15), поэтому полученный таким образом спектр нейтронов является лишь грубой оценкой в том случае, если энергетический диапазон нейтронов очень широк (например, за защитой ускорителей). Для нахождения спектра при $n > m$ применяются специальные математические методы.

Конструкция многосферного спектрометра очень проста (рис. 1). В нашем варианте спектрометра детектором медленных нейтронов является кристалл $\text{LiI}(\text{Eu})$ диаметром 4,3 мм и высотой 4,0 мм в упаковке из Al с тонким

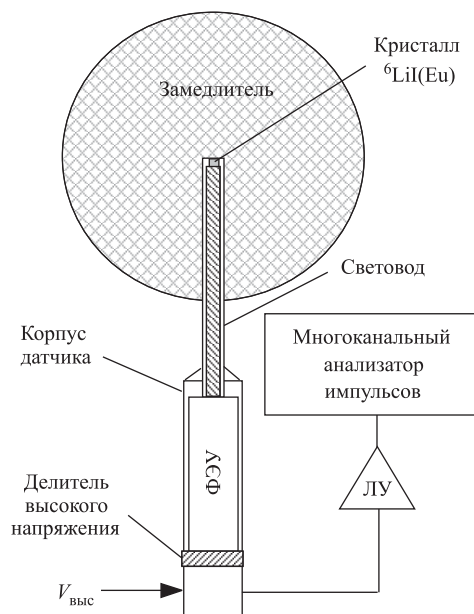


Рис. 1. Блочная схема многосферного спектрометра нейтронов. ЛУ — линейный усилитель импульсов

слоем MgO в качестве отражателя*. Обогащение Li изотопом ^6Li составляет согласно паспорту 90 %. Световод изготовлен из полированного оргстекла ($\varnothing = 15$ мм, длина 160 мм) с отражателем из алюминизированной фольги и соединен с фотокатодом ФЭУ-85. Световод и детектор помещены внутри цилиндрической оболочки из нержавеющей стали толщиной 1,0 мм. Импульсы с анода фотоумножителя интегрируются и подаются на кодировщик амплитудного анализатора.

Сечение основной реакции $^6\text{Li}(n, ^3\text{H})^4\text{He}$ в широком интервале энергий пропорционально $1/\sqrt{E}$. В аппаратном спектре импульсов (рис. 2) слева от пика суммарного энергосодержания ^4He и ^3H (4,78 МэВ) существует подложка от событий, обусловленных краевым эффектом. Энергии ^4He и ^3H составляют соответственно 2,05 и 2,73 МэВ, а их пробеги в LiI — 9,9 и 45,8 мкм. Это дает возможность оценить долю событий, искаженных за счет краевого эффекта в детекторе. Для тепловых нейтронов она составляет 1,45 % от общего числа событий, связанных с основной реакцией, и граница краевого эффекта

*В последние годы в качестве детектора медленных нейтронов стали часто использовать сферический пропорциональный ^3He -счетчик SP90 фирмы «Centronics» диаметром 32 мм.

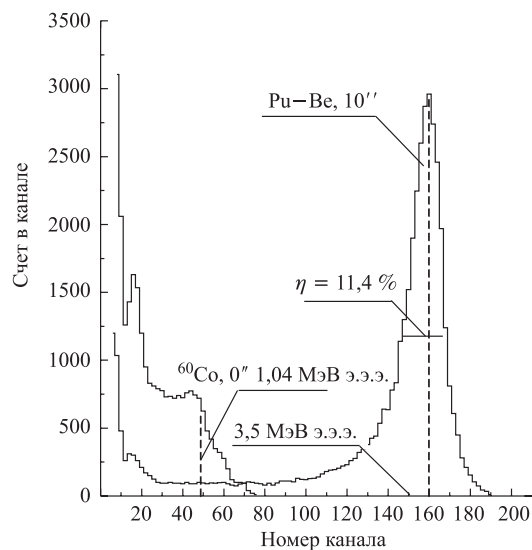


Рис. 2. Аппаратурный спектр импульсов спектрометра от нейтронов Pu–Be-источника с замедлителем 10''. Показано также распределение импульсов от источника гамма-квантов ^{60}Co (без замедлителя)

соответствует примерно 0,75 МэВ э.э.э. (случай, когда ^3H полностью уносит свою энергию из кристалла). Данные об энергетической зависимости световыхода частиц в сцинтилляторе LiI(Eu) очень скудны. Результаты единственной работы [2], приведенные на рис. 3, позволяют судить, что из-за нелинейной

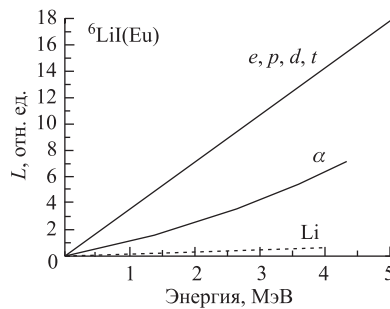


Рис. 3. Зависимость световыхода частиц в кристалле LiI(Eu) от их энергии

зависимости световыхода кристалла от удельной ионизации около 80 % световыхода (амплитуды импульсов) обусловлено тритонами.

С ростом энергии нейтронов распределение энергий между ^4He и ^3H меняется (рис. 4), пик от основной реакции смещается вправо и расширяется, увеличивается доля событий с краевым эффектом. При этом граница краевого

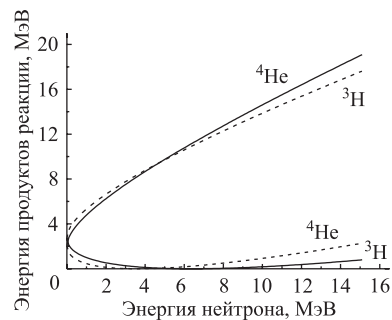


Рис. 4. Распределение кинетической энергии нейтрона между продуктами основной реакции

эффекта стремится к нулю (т. е. распределение импульсов от нейтронов начинается с нулевого канала анализатора), а максимально возможная амплитуда импульсов резко возрастает. Для энергии нейтронов 20 МэВ доля событий с краевым эффектом составляет 22,61 % (рис. 5).

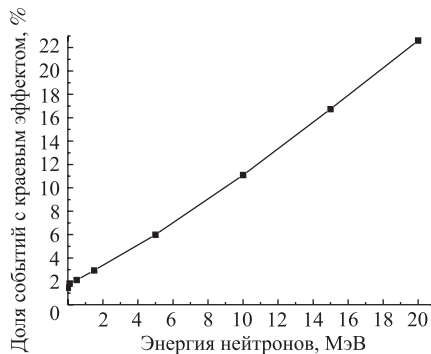


Рис. 5. Искажение аппаратного спектра событий за счет краевого эффекта в кристалле

При энергии нейтронов более ~ 1 МэВ открываются каналы неупругих реакций на Li и I , приводящих к образованию регистрируемых сцинтилятором заряженных частиц. Суммарное сечение этих каналов существенно больше сечения основной реакции. На рис. 6 показаны сечения реакций на

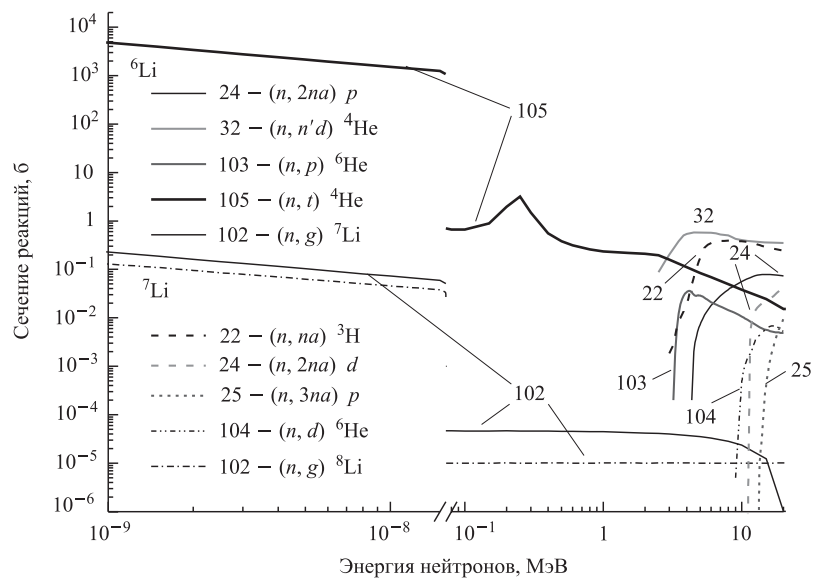


Рис. 6. Сечения взаимодействия нейтронов с ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ из библиотеки JEFF 3.0/3/0A

${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$, а на рис. 7 — сечения реакций на ${}^{127}\text{I}$ в интервале энергий нейтронов до 20 МэВ. Импульсы от этих реакций создают протяженную подложку

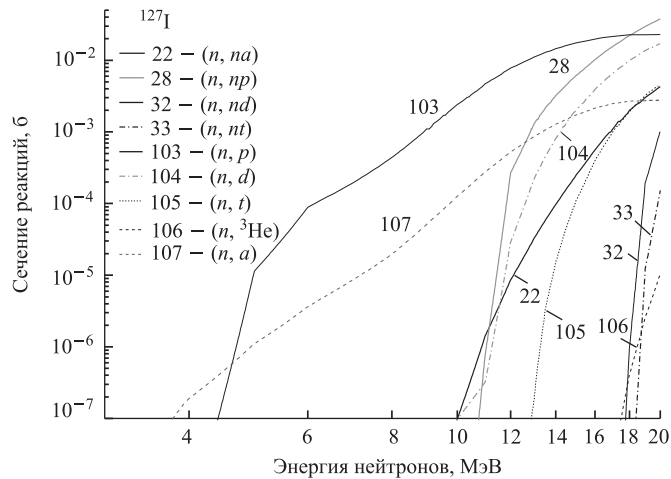


Рис. 7. Сечения взаимодействия нейтронов с ${}^{127}\text{I}$ из библиотеки JENDL 3.3

в аппаратном спектре слева и справа от пика суммарного энерговыделения основной реакции.

При еще больших энергиях нейтронов в сцинтилляторе начинают регистрироваться внешние заряженные частицы, образованные нейтронами в окружающих его материалах (в упаковке кристалла и полиэтилене замедлителя).

Таким образом, аппаратные спектры импульсов от квазитепловых нейтронов и нейтронов высоких энергий существенно различаются. До энергии нейтронов ~ 1 МэВ большая часть импульсов сосредоточена в относительно узком пике и определяется основной реакцией. С дальнейшим ростом энергии нейтронов импульсы детектора распределяются в широком диапазоне амплитуд (каналов анализатора) и большая часть их не связана с основной реакцией.

Способ обработки аппаратного спектра импульсов, т.е. определение N_i , определяет использование функций чувствительности. Если выделяется пик событий от основной реакции ${}^6\text{Li}(n, {}^3\text{H}){}^4\text{He}$ путем фитирования аппаратного спектра импульсов суммой двух функций: нормальным распределением и функцией, аппроксимирующей подложку (линейной, гиперболической, экспоненциальной или иной), то надо пользоваться функциями чувствительности, рассчитанными только по основной реакции. Однако при измерении «жестких» спектров нейтронов этот подход создает дополнительные погрешности в определении числа событий, соответствующих реакции ${}^6\text{Li}(n, {}^3\text{H}){}^4\text{He}$, из-за краевого эффекта и регистрации вторичных заряженных частиц (в первую очередь для «голового» детектора и детектора в замедлителе диаметром 2 дюйма). Другой путь заключается в расчете ФЧ спектрометра с учетом всех заряженных частиц, образующихся в кристалле по всем каналам реакций нейтронов с литием и йодом или входящих в кристалл извне. В этом случае под N_i должен подразумеваться интегральный счет всех событий выше данного порога.

Для сцинтиллятора ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ суммарное энерговыделение в 4,78 МэВ от ${}^3\text{H}$ и ${}^4\text{He}$ (тепловые нейтроны) соответствует $\sim 3,5$ МэВ эквивалентной энергии электронов. Это означает, что в районе пика суммарного энерговыделения могут регистрироваться комптоновские электроны от взаимодействия с кристаллом гамма-квантов с энергией $\sim 3,75$ МэВ. На рис. 2 показан также аппаратный спектр импульсов комптоновских электронов, образующихся от гамма-квантов ${}^{60}\text{Co}$. Видно, что при данных размерах кристалла $\text{LiI}(\text{Eu})$ обеспечивается хорошее разделение импульсов от тепловых нейтронов и гамма-квантов с энергиями по крайней мере до 1,5 МэВ, т.е. от гамма-квантов природного фона. События от гамма-квантов с большими энергиями, выходящих из защиты, могут частично накладываться на аппаратный спектр, но доля таких событий мала.

В спектрометре ОИЯИ используется набор гомогенных полиэтиленовых сфер диаметром 50,9; 76,3; 127,2; 178,4; 204,3; 254,1 и 305,5 мм (примерно

2; 3; 5; 7; 8; 10 и 12 дюймов). Для нормирования спектров нейтронов в тепловой области энергий производятся также измерения с «голым» детектором в кадмиевом чехле и без чехла. В некоторых научных центрах используется расширенный набор замедлителей, включающий в себя сферы диаметром 15 и 18 дюймов для улучшения информативности спектрометра в области высоких энергий нейтронов. Однако работа с таким прибором трудна, да и наличие большой водородсодержащей массы начинает заметно возмущать нейтронное поле. Поэтому в наборе ОИЯИ для расширения энергетического диапазона спектрометра используется гетерогенный замедлитель — полиэтиленовая сфера диаметром 10 дюймов со свинцовой сферической вставкой внутри диаметром 8 см. Идея использования тяжелых материалов заключается в том, что при высоких энергиях сечение неупругих взаимодействий нейтронов с тяжелыми ядрами значительно превышает сечение упругого рассеяния нейтронов на водороде, и значение ФЧ замедлителя с толстым слоем конвертора возрастает за счет регистрации детектором каскадных нейтронов из конвертора. Слой металла (меди, стали или свинца) может располагаться как снаружи замедлителя, так и внутри него, вокруг детектора тепловых нейтронов. Второй вариант конструкции гетерогенного замедлителя был выбран в спектрометре ОИЯИ из-за более высокой чувствительности в широком диапазоне энергий, что объясняется снижением доли вторичных нейтронов, выходящих из объема замедлителя [3].

Для корректного восстановления спектров нейтронов, простирающихся по энергии на 11 порядков, требуется точное знание ФЧ спектрометра. Прямые измерения чувствительности на пучках моноэнергетических нейтронов сложны и ограничены в настоящее время энергией ~ 15 МэВ. При расчетах же ФЧ необходим учет детальной геометрии спектрометра, всего многообразия ядерных взаимодействий и историй всех частиц, взаимодействующих с детектором. Современные МК-программы, моделирующие транспорт излучений в веществе (MCNP, MORSE и т. д.) и основывающиеся на базах ядерных констант ENDF/B-VI, JEF 2.2, позволяют выполнить надежный расчет ФЧ в области энергий нейтронов до 20 МэВ. Версия 4C MCNP использует нейтронную базу данных LA150N с сечениями взаимодействия нейтронов с углеродом и водородом до 150 МэВ, однако данные о сечениях реакций нейтронов с литием ограничены энергией 20 МэВ.

Для спектрометров со сферическим ^3He -счетчиком расчеты ФЧ были выполнены до 100 ГэВ по программам MCNP4B и MCNPX (версия 2.1.5) для энергий ниже и выше 150 МэВ соответственно [4]. Для спектрометра с детектором LiI(Eu) расчеты ФЧ были выполнены с помощью MCNP версии 4B только до энергии 100 МэВ [5]. В области более высоких энергий нейтронов (до 1,5 ГэВ) для спектрометра с детектором LiI(Eu) имеются в настоящее время единственные расчеты ФЧ с учетом вклада в счет детектора импульсов от вторичных заряженных частиц, рождаемых нейтронами в

замедлители, выполненные по программам MCNP4B + HADRON [6]. Поведение ФЧ в области перекрытия программ MCNP4B и HADRON (10–100 МэВ) различается, поэтому расчеты были сшиты таким образом, что максимальное расхождение в пределах указанного диапазона не превышало 15 %. Эти расчеты показали значительный подъем чувствительностей сфер малого диаметра в области высоких энергий. Было показано также, что вклад событий аппаратного спектра, лежащих далеко за пиком основной реакции («хвоста» событий), является весьма существенным при регистрации нейтронов высоких энергий, особенно для сфер малого диаметра. Эта матрица чувствительности использовалась в ОИЯИ с 1998 г. для восстановления спектров нейтронов.

В настоящей работе приведены результаты расчета ФЧ спектрометра ОИЯИ в диапазоне энергий 10^{-8} –20 МэВ по программе MCNP4C отдельно для основной реакции ${}^6\text{Li}(n, {}^3\text{H}){}^4\text{He}$ и отдельно для всех каналов реакции с образованием заряженных частиц с сечениями более 10^{-5} б. Сечения этих реакций брались из свежей библиотеки JEFF 3.0 для Li и JENDL 3.3 для ${}^{127}\text{I}$ (рис. 6, 7). Упругое рассеяние нейтронов на ядрах детектора и реакции (n, γ) не учитывались. MCNP рассматривает только транспорт нейтронов, гамма-квантов и электронов, поэтому рассчитать аппаратные спектры импульсов невозможно, и функции чувствительности вычислялись как суммарное количество взаимодействий по всем реакциям. В расчетах была заложена детальная конструкция спектрометра и задавалась экспериментально определенная плотность полиэтилена замедлителей ($0,9232 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$).

Расчеты ФЧ были выполнены для двух геометрий источник нейтронов – замедлитель, которые являются приближениями реальных ситуаций облучения спектрометра в практике измерений спектров нейтронов. При измерениях спектров нейтронов вблизи сплошных защит ускорителей подавляющая часть нейтронов имеет примерно одинаковое направление на спектрометр, и, в идеале, такое облучение замедлителей адекватно облучению в плоском мононаправленном поле. Другой вариант облучения наблюдается при измерениях спектров нейтронов на местности, когда источником нейтронов является сама ядерная установка. В этом случае нейтроны, выходящие из защиты ускорителя, претерпевают многократное рассеяние в воздухе и грунте (эффект skyshine) и попадают в замедлитель из окружающего пространства по различным направлениям (в идеале это соответствует однородному изотропному полю). Из-за приближенности сферической симметрии прибора его чувствительность зависит от условий облучения. Для проверки степени этой зависимости ФЧ рассчитывались для двух видов нейтронных полей, соответствующих крайним ситуациям: плоского мононаправленного поля и однородного изотропного поля, окружающего замедлитель. Второй случай более сложен для моделирования. Точечные изотропные источники задавались равномерно в объеме между двумя сферами радиусами r_1 и r_2 . Для корректности расчета

ФЧ необходимо, чтобы флюенс нейтронов внутри сферы радиусом r_1 был постоянным. При конечном излучающем объеме это условие не соблюдается, т. е. необходим выбор геометрической модели расчета, при которой неоднородность поля внутри сферы практически не влияет на точность расчета ФЧ. Расчеты показали, что при $r_1 = 20$ см и $r_2 = 120$ см пространственное распределение флюенса нейтронов в пределах замедлителя максимального размера (12 дюймов) изменяется на 2,8 %. Для замедлителей меньшего диаметра однородность поля нейтронов существенно лучше. Данная геометрия облучения спектрометра использовалась для расчетов ФЧ в изотропном поле (рис. 8).

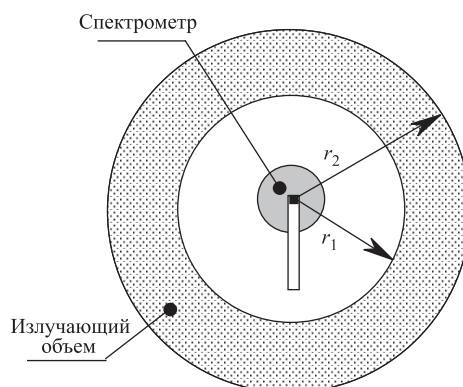


Рис. 8. Геометрия источник–спектрометр при расчете ФЧ в изотропном поле излучения

Результаты расчетов ФЧ спектрометра ОИЯИ для обеих геометрий облучения и обоих методов расчета приведены на рис. 9–15. Типичная статистическая погрешность расчетов ФЧ составляла ~ 1 %.

Сплошной линией на рис. 9–15 представлены результаты расчета ФЧ спектрометра ОИЯИ для основной реакции и для геометрии плоского мононаправленного поля излучения. Квадратами показаны результаты расчета ФЧ для основной реакции в геометрии изотропного облучения. Видно, что различия между условиями облучения спектрометра заметны лишь у «голового» детектора в области энергий нейтронов до 1 МэВ. Среднее различие ФЧ в обеих геометриях облучения для «голового» детектора в этой области энергий составляет ~ 16 %, а для детектора в замедлителе диаметром 2 дюйма — менее 3 %. Для замедлителей большего диаметра во всем диапазоне энергий наблюдается практически полное совпадение расчетов в обеих геометриях. На этих же рисунках приведены, для примера, функции чувствительности спектрометра с детектором LiI(Eu) размером $\varnothing 4 \times 4$ мм, рассчитанные в работе [6] по программам MCNP4B+HADRON (штриховые линии). ФЧ спектрометра ОИЯИ и спектрометра [6] качественно совпадают. Небольшое расхожде-

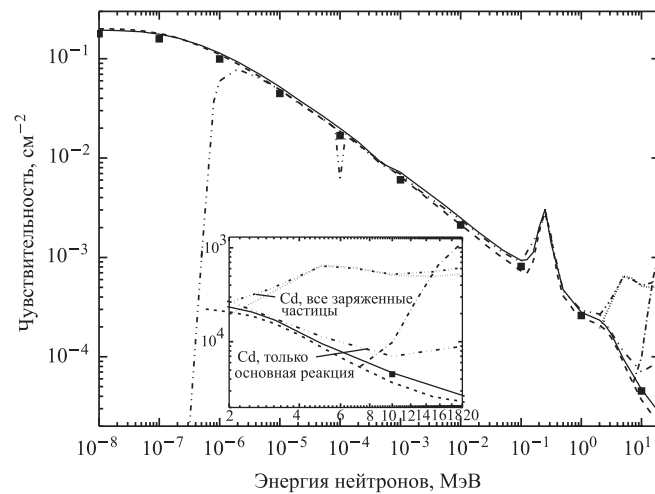


Рис. 9. Результаты расчета ФЧ спектрометра для «голого» детектора: сплошная кривая — без кадмиевого чехла; пунктирная кривая — в кадмиевом чехле

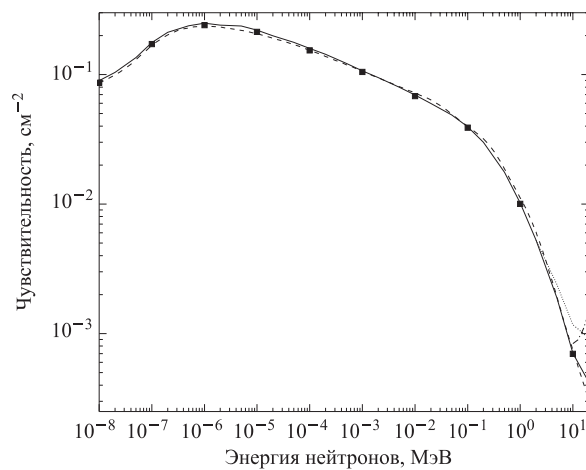


Рис. 10. Результаты расчета ФЧ спектрометра для детектора в замедлителе с диаметром сферы 2 дюйма

ние ФЧ обусловлено некоторыми различиями в конструкциях приборов и, главным образом, разной плотностью полиэтилена замедлителей. Плотность полиэтилена в [6] выше ($0,95 \text{ г·см}^{-3}$), что приводит к снижению значений ФЧ в области эпитепловых и промежуточных нейтронов и повышению значений ФЧ в области быстрых нейтронов [7]. Влияние эффекта плотности

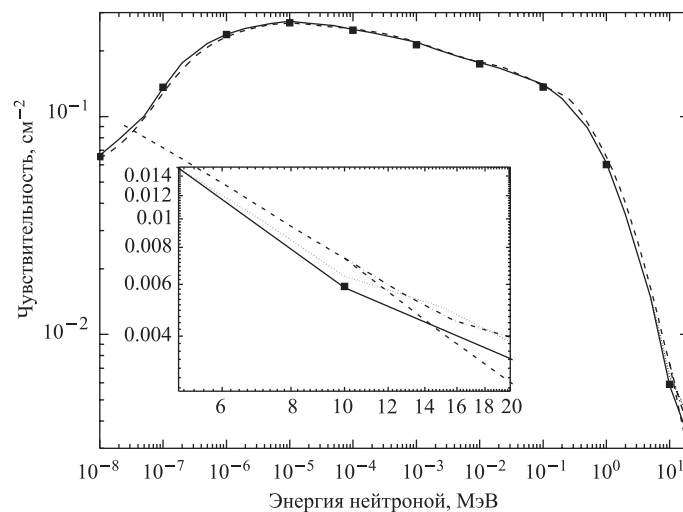


Рис. 11. Результаты расчета ФЧ спектрометра для детектора в замедлителе с диаметром сферы 3 дюйма

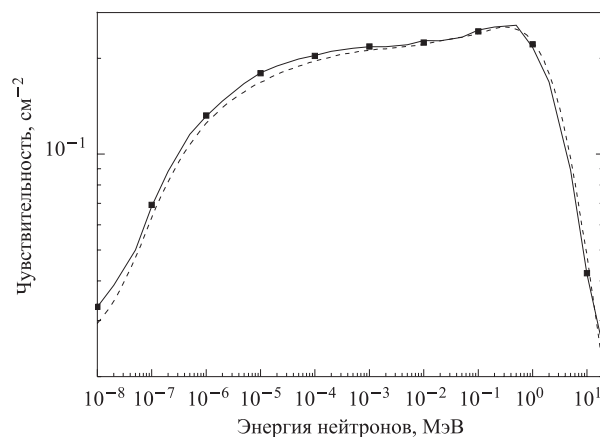


Рис. 12. Результаты расчета ФЧ спектрометра для детектора в замедлителе с диаметром сферы 5 дюймов

растет с увеличением диаметра замедлителя, что подтверждается поведением ФЧ на рис. 9–15. Согласно расчетам [6] «голый» детектор практически нечувствителен к нейтронам высоких энергий. При учете же реального окружения детектора значение его чувствительности в этой области энергий выше. Более

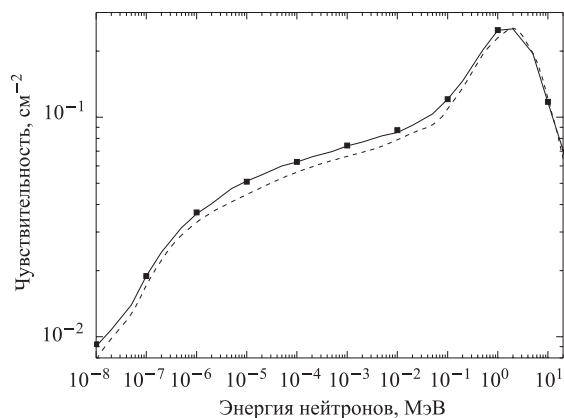


Рис. 13. Результаты расчета ФЧ спектрометра для детектора в замедлителе с диаметром сферы 8 дюймов

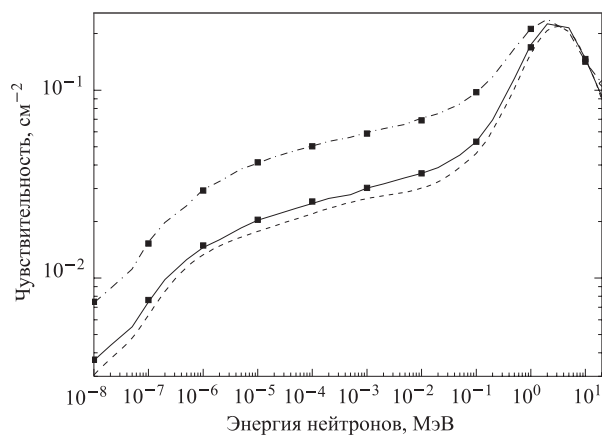


Рис. 14. Результаты расчета ФЧ спектрометра для детектора в замедлителе с диаметром сферы: сплошная кривая — 10 дюймов; штрихпунктирная кривая — 10 дюймов + Pb

того, уже одно наличие чехла из тонкого слоя кадмия повышает чувствительность «голого» детектора примерно втрое (см. рис. 9).

Пунктирной линией на рис. 9–11 представлены результаты расчета ФЧ спектрометра ОИЯИ с учетом всех реакций с образованием заряженных частиц на ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ и ${}^{127}\text{I}$ для геометрии плоского мононаправленного поля излучения. Эти расчеты показали подъем ФЧ для сфер малого диаметра («голый», 2 и 3 дюйма), особенно для «голого». Начиная с диаметра сферы 5 дюймов и более наблюдается полное согласие с расчетами по основной реакции. Подоб-

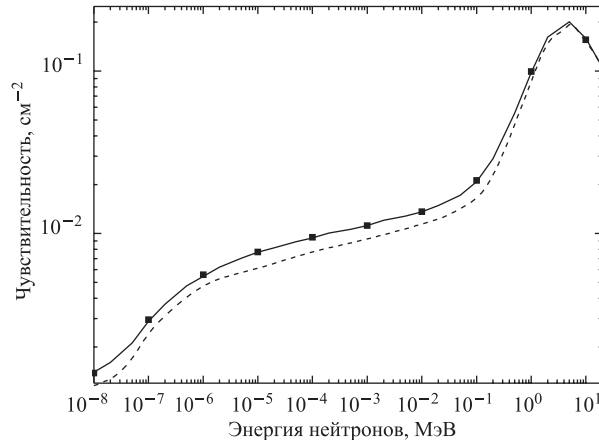


Рис. 15. Результаты расчета ФЧ спектрометра для детектора в замедлителе с диаметром сферы 12 дюймов

ные расчеты ФЧ, выполненные с энергией нейтронов 10 МэВ [6], приведены штрихпунктирной линией. Они заметно отличаются для «голового» детектора и 2-дюймовой сферы, но уже для сферы диаметром 3 дюйма близки к нашим расчетам.

В описанных выше расчетах ФЧ спектрометра ОИЯИ не рассматривалась регистрация детектором $\text{LiI}(\text{Eu})$ заряженных частиц, возникающих из-за взаимодействия нейтронов с упаковкой кристалла, световодом, оболочкой и замедлителем, которые могут пересекать объем детектора. Число этих частиц незначительно из-за их небольшой энергии и, как следствие, короткого пробега в веществе.

В целом, для корректного расчета ФЧ многосферного спектрометра в области энергий нейтронов выше 1 МэВ, необходим предварительный расчет его функций отклика (аппаратурного спектра) как от заряженных продуктов всех реакций нейтронов с литием и йодом, так и от всех вторичных заряженных частиц, проникающих в детектор извне, с учетом зависимости световых выхода сцинтиллятора $\text{LiI}(\text{Eu})$ от плотности ионизационных потерь энергии для различных частиц. В этих расчетах также надо оценить вклад вторичных гамма-квантов в функции отклика с учетом порога регистрации событий.

Авторы благодарят А. Р. Крылова и Б. В. Флорко за полезные обсуждения и помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bramblett R. L., Ewing R. E., Bonner T. W. A New Type of Neutron Spectrometer // Nucl. Instr. Meth. 1960. V. 9. P. 1.

2. *Ophel T. R.* Response Curves of Alkali Halide Scintillators With Special Reference to The ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ Reaction in Lithium Iodide // Nucl. Instr. Meth. 1958. V. 3. P. 45.
3. *Vylet V.* Response matrix of an extended Bonner sphere system // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 476. P. 26–30.
4. *Goldhagen P. et. al.* Measurement of the energy spectrum of cosmic-ray induced neutrons aboard an ER-2 high-altitude airplane // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 476. P. 42–51.
5. *Mares V., Schraube H.* Evaluation of the response matrix of a Bonner sphere spectrometer with LiI detector from thermal energy to 100 MeV // Nucl. Instr. Meth. A. 1994. V. 337. P. 461–473.
6. *Sannikov A. V., Mares V., Schraube H.* High energy response function of Bonner spectrometer // Radiat. Protect. Dosim. 1997. V. 70, No. 1–4. P. 291–294.
7. *Mares V., Schraube G., Schraube H.* Calculated neutron response of a Bonner sphere spectrometer with ${}^3\text{He}$ counter // Nucl. Instr. Meth. A. 1991. V. 307. P. 398–412.

Получено 12 июля 2005 г.

Корректор *Е. В. Сабаева*

Подписано в печать 28.09.2005.

Формат $60 \times 90/16$. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,06. Уч.-изд. л. 1,3. Тираж 230 экз. Заказ № 55033.

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

E-mail: publish@pds.jinr.ru

www.jinr.ru/publish/