

**МЕТРОЛОГИЯ
НЕЙТРОННОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ
НА РЕАКТОРАХ
И УСКОРИТЕЛЯХ**

**ЦЕНТРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ИНФОРМАЦИИ И ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ПО АТОМНОЙ НАУКЕ И ТЕХНИКЕ
ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ И РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ**

**МЕТРОЛОГИЯ
НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
НА РЕАКТОРАХ И УСКОРИТЕЛЯХ**

**ТРУДЫ II ВСЕСОЮЗНОГО СОВЕЩАНИЯ
Москва, 14-17 октября 1974 г**

**ПОД РЕДАКЦИЕЙ
КАНД. ТЕХН. НАУК Р.Д.ВАСИЛЬЕВА**

ТОМ I

МОСКВА-1974

УДК 539.165.8:621.039.57:621.384.6

В сборнике опубликованы материалы II Всесоюзного совещания по метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. Совещание организовано Государственным комитетом стандартов Совета Министров СССР, Государственным комитетом по использованию атомной энергии СССР и Всесоюзным научно-исследовательским институтом физико-технических и радиотехнических измерений и проведено в Москве 14-17 октября 1974 г.

Доклады посвящены вопросам радиометрии и спектрометрии нейтронов на ядерно-физических установках (реакторах, критических сборках, электростатических ускорителях и т.д.) и проблемам метрологического обеспечения измерений.

В соответствии с тематикой совещания доклады подразделены по следующим направлениям:

- проблемы метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях (2 доклада, пленарное заседание);
- средства измерений характеристики полей нейтронов и стандартные образцы. Градуировка и аттестация (44 доклада, секция I);
- измерения характеристик полей нейтронов на реакторах и ускорителях (23 доклада, секция II);
- сличения на реакторах (6 докладов, секция III);
- ядерные данные для нейтронных измерений и метрологические вопросы их исследований (6 докладов, секция IV);
- определение погрешностей и планирование экспериментов (6 докладов, секция V).

Сборник состоит из двух томов. В том I включены материалы, доложенные на пленарном заседании и секции I, в том 2 - материалы секций II-V. В томе 2 имеется приложение в виде двух государственных стандартов для области нейтронного излучения.

© Центральный научно-исследовательский институт информации и технико-экономических исследований по атомной науке и технике (НИИАтоминформ), 1974.

СО Д Е Р Ж А Н И Е

ПРОБЛЕМЫ МЕТРОЛОГИИ НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА РЕАКТОРАХ
И УСКОРИТЕЛЯХ

Пленарное заседание	7
Развитие метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. Р.Д.Васильев	8
Государственная система метрологического обеспечения нейтронных измерений на ядерно-физических установках. В.Н.Агалецкий, Р.Д.Васильев, В.П.Ярына.....	19
СРЕДСТВА ИЗМЕРЕНИЙ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛЕЙ НЕЙТРОНОВ И СТАНДАРТНЫЕ ОБРАЗЦЫ. ГРАДУИРОВКА И АТТЕСТАЦИЯ	
Секция I	25
О применении фильтрованных пучков нейтронов реактора для градуировки спектрометрической аппаратуры. В.В.Бадяев, Ю.А.Егоров, Ю.В.Панаратьев, Е.Д.Толстых	27
Опыт создания образцового источника (поля) нейтронов на реакторе МР ИАЭ им.И.В.Курчатова. Р.Д.Васильев, Н.Б.Га- лиев, В.П.Ярына, Е.Н.Бабулевич, А.А.Кононович, М.Г.Митель- ман, Н.Д.Розенблюм, Ю.М.Шиповских, А.Г.Ивихов, В.И.Петров...	31
Аттестация образцового источника (поля) нейтронов на базе импульсного реактора. Р.Д.Васильев, Е.И.Григорьев, В.П.Ярына, Ю.П.Бакулин, С.Ю.Ноздрачев, В.И.Рогов.....	38
Некоторые методы градуировки мультисферного спектро- метра нейтронов. В.П.Семенов	40
Об использовании метода мультисфер в нейтронных измерениях. В.П.Семенов, Л.А.Трыков, Н.Д.Тюфяков.....	42 ←
Особенности пропускания нейтронов сферическими борными фильтрами. Л.Л.Закамский, С.Н.Крайтор, К.К.Кушнерева	43
Об одной возможности проверки расчетов пропускания нейтронов сферическими борными фильтрами методом Монте-Карло. Л.Л.Закамский, С.Н.Крайтор, К.К.Кушнерева	48
Эффективное сечение деления ²³⁵ U в сферических бор- ных фильтрах. Л.Л.Закамский, С.Н.Крайтор, К.К.Кушнерева	51

Расчет эффективного сечения детектора промежуточных нейтронов. Р.Д.Васильев, Е.И.Григорьев, Г.Б.Тарновский.....	54
Новые газоразрядные счетчики нейтронов. А.Б.Дмитриев, А.Г.Коняшков, В.Г.Чайковский	55
Пропорциональные счетчики протонов отдачи для измерения плотности потока моноэнергетических нейтронов. С.Н.Байкалов, В.С.Корслев, В.В.Чубинский	58
Невыгорающий радиатор на основе смеси $^3\text{He}-^2\text{H}$ для контроля плотности потока нейтронов высокой интенсивности. В.И. Буланенко, В.Г.Дубовский, В.В.Тролов, В.В.Чаричанский	64
Эридовый детектор для измерений большой плотности потока нейтронов. Г.А.Батирбеков, Ю.Д.Кузнецов	67
Исследование тока, возникающего в кабелях с магнетиельной изоляцией при облучении их в реакторе. Е.Н.Бабулевич, А.А.Константинов, М.Г.Мительман, Н.Д.Розенблюм, А.П.Соколов, Ю.М.Шиповских	71
Резонансный детектор нейтронов на основе ^6Li . В.И.Гречко, Е.А.Краммер-Агеев, В.С.Трошин	76
О чувствительности детекторов медленных нейтронов на основе рентгеновской пленки со сцинтилляционным экраном. В.А.Бертулис, В.И.Кершулис	81
Измерение распределения потока нейтронов от малогабаритных источников на рентгеновской пленке. В.А.Бертулис, В.И.Кершулис	83
Об уточнении градуировочной характеристики калориметрического детектора тепловых нейтронов. Ю.Л.Поглиа, С.С.Огородник	86
Исследования и оптимизация идентификаторов нейтронов по форме импульсов тока от сцинтилляционного детектора. А.В.Большанов, Д.А.Кузнецов, В.И.Кулаков, А.А.Мурашов, С.В.Макаров, А.А.Цветков	87
Вопросы построения установки для измерения полного потока нейтронов. Ю.А.Воробьев, О.А.Угольцев	90
Об использовании изомерного родиевого детектора для измерения плотности потока быстрых нейтронов. И.Б.Корчим-Марцук, С.И.Крайтер, И.И.Кушнерова, О.В.Черошнина	94

Применение пропорциональных счетчиков для регистрации характеристического излучения ^{103m}Rh . И.Б.Кеирим-Маркуо, С.Н.Крайтор, К.К.Кушнерева, О.В.Черкашина	98
Активационные детекторы нейтронов на основе индия, натрия и хлора в терморезактивной смоле. Т.С.Амбарданишвили, М.А.Коломийцев	102
Активационный детектор нейтронов с фосфором. Т.С.Амбарданишвили, М.А.Коломийцев, Г.И.Кикнадзе, Т.Я.Вахарина	104
О замене детектора из сернокислотной ртути в наборе АКИ композиционным детектором на основе сульфида ртути и терморезактивной смолы. Т.С.Амбарданишвили, М.А.Коломийцев, В.Ю.Дундуа, Е.И.Григорьев, В.П.Ярына	106
Высокотемпературные борные и кадмиевые экраны. Т.С.Амбарданишвили, А.В.Рустамбеков	108
Мультиэлементные стандарты для инструментального нейтронно-активационного анализа биологических материалов. Л.М.Мосудишвили, М.А.Коломийцев, В.Ю.Дундуа, Н.И.Шония, О.А.Данилова	109
Синтетические имитаторы стандартных горных пород. Д.И.Лейпунская, В.И.Дрынкин, Б.В.Беленький, М.А.Коломийцев, В.Ю.Дундуа, Н.В.Пачулия	110
Аттестационные измерения содержаний микроэлементов в стандартах горных пород нейтронным активационным анализом. Б.В.Беленький, В.И.Дрынкин, Д.И.Лейпунская	112
Применение генераторов нейтронов при анализе стандартных пород на содержание алюминия, кремния и железа. Н.А.Васильев, А.Ф.Вяткин, В.А.Кавакин, Д.И.Лейпунская, Ю.Г.Чучанов	115
Учет влияния измерений вещественного состава при активационном анализе геологических проб с использованием изотопных источников нейтронов. В.И.Варик, В.И.Дрынкин, Д.И.Лейпунская	118
Определение активности изотопа ^{198}Au в фольгах методом совпадений. Э.Ф.Гарипов, А.Н.Грязнов, А.Н.Девялшин, О.Б.Синицын, В.А.Толстикова	121

Спектрометрия нейтронов с энергией 0,4 эВ-10 МэВ наборами детекторов на основе делящихся изотопов (обзор). С.Н.Крайтор	131
Аттестация делящегося комплекта нептуния. Р.Д.Васильев, Е.И.Григорьев, В.Д.Севастьянов, В.П.Ярына, Б.М.Александров, А.С.Кривохатский	142
Особенности регистрации осколков деления из толстых миллиметровой трековыми детекторами. С.Н.Крайтор, Т.В.Кузнецова.....	146
Сравнение следовых детекторов деления. В.В.Гречко, Е.А.Краммер-Агеев, В.С.Трошин	150
Автоматизация подсчета треков в методе твердых трековых детекторов. А.П.Малыхин, И.В.Мук, А.П.Духанин	154
Мишени из делящихся веществ для измерения ядерно-физических констант. П.И.Федотов	162
Проточные пропорциональные ^{235}U -счетчики для измерения активности мишеней с большой площадью активного пятна. А.М. Малашиков, П.С.Солошенко, П.И.Федотов	164
Методика измерения количества Pu по неэкспоненциальности пропускания нейтронов. В.В.Филиппов, В.Л.Петров	169
Определение количества ^{239}Pu в смесях изотопов методом пропускания нейтронов в отдельных резонансах. Ю.Б.Григорьев, А.А.Ваньков	175
Изотопный анализ элементов с резко различающимися по содержанию соседними изотопами. В.Я.Габескирия, В.С.Прокопьев, В.И.Прокопьев, Ю.И.Пимонов	177
К выбору образцового вещества для нейтронной дозиметрии. Б.А.Брискман	179

Пленарное заседание

ПРОБЛЕМЫ МЕТРОЛОГИИ НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
НА РЕАКТОРАХ И УСКОРИТЕЛЯХ

Председатель Б.М.Исаев - Государственный комитет
стандартов Совета Министров СССР, Москва

РАЗВИТИЕ МЕТРОЛОГИИ НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА РЕАКТОРАХ И УСКОРИТЕЛЯХ

Р. Д. Васильев

Всесоюзный научно-исследовательский институт
физико-технических и радиотехнических измерений, Москва

С развитием атомной энергетики повышаются требования к достоверности результатов измерений характеристик полей и источников нейтронного излучения. Поэтому возрастает интерес к метрологии — одному из направлений технической физики, призванному обеспечивать в работе исследователей получение достоверных данных.

Для обобщения работы и результатов метрологической деятельности в СССР в связи с запросами атомной энергетики 18–22 октября 1971 г. в Москве проведено I Всесоюзное совещание по метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. Совещание показало [1], что метрологические вопросы решают многие исследовательские группы. В числе этих вопросов разработка эталонов, образцовых источников, стандартных образцов веществ, счетчиков и приборов, градуировочных средств, типовых методик измерений и т.п. Большое место занимает создание для ядерного приборостроения комплекса источников моноэнергетических нейтронов на основе ускорителей.

На совещании было доложено, что в конце 60-х годов приступили к решению новой для метрологии проблемы: созданию государственной системы метрологического обеспечения нейтронных измерений на ядерно-физических установках — реакторах, критических сборках, ускорителях, нейтронных размножителях и т.д. Поэтому были решены принципиальные вопросы, касающиеся научных основ данной системы, начата разработка комплекса эталонных и образцовых измерительных средств.

II Всесоюзное совещание по метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях (Москва, 14–17 октября 1974 г.) подводит итоги метрологических исследований за 3-летний период после I Всесоюзного совещания по аналогичной тематике. Настоящая работа — обобщение этих итогов.

Структура метрологического обеспечения на ядерно-физических установках. Разработанная структура была воплощена в поверочной

схеме для средств измерений характеристик нейтронных полей на данных установках и узаконена государственным стандартом [2]. Схема охватывает измерения в интервале энергии нейтронов от тепловой до 20 МэВ и плотности потока 10^5 - 10^{14} нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ и гарантирует погрешность 2-20% при доверительной вероятности 95%. Основу ее составляют:

Государственный специальный эталон единицы плотности потока нейтронов, хранящийся во ВНИИФТРИ, и

образцовые средства измерений в виде стандартных образцов нейтронно-активационных и делящихся веществ и образцовых источников нейтронов на основе ядерно-физических установок.

Впервые в поверочную схему для области нейтронного излучения введены с прямыми измерениями косвенные и совместные, позволяющие определять значения любых физических величин и зависимостей, характеризующих поля и источники нейтронного излучения.

Созданная структура обеспечения нейтронных измерений представляет собой программу метрологической деятельности в связи с решением измерительных задач на ядерно-физических установках.

Эталонные и образцовые источники (поля) нейтронов. В 1973 г. Государственный комитет стандартов Совета Министров СССР утвердил Государственный специальный эталон единицы плотности потока нейтронов [2]. В его состав вошло два источника на основе нейтронного генератора с регулируемой плотностью потока тепловых нейтронов от 10^2 до 10^7 нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ и нейтронов с энергией 14,5 МэВ от 10^4 до 10^7 нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. В настоящее время проводятся исследования по созданию новых эталонных источников:

а) на основе того же нейтронного генератора - источников нейтронов с энергией 2,5 МэВ, со спектром I/E и спектром нейтронов деления ^{235}U ;

б) на основе электростатического ускорителя ЭГ-2М - источников моноэнергетических нейтронов с энергией в интервале 0,001-5 МэВ.

Были выработаны принципы метрологической аттестации образцовых источников нейтронов на основе ядерно-физических установок, в которых нейтронное поле только воспроизводится, но не хранится. В 1974 г. созданы первые образцовые источники (поля) нейтронов на основе статического и импульсного реакторов. Источники аттестованы по различным величинам и зависимостям, необходимым для ре-

шения конкретных задач.

Один из источников представлял собой вертикальный канал материаловедческого реактора МР в Институте атомной энергии им. И. В. Курчатова. Он предназначен для градуировки детекторов прямого заряда ДПЗ, применяемых в качестве штатных приборов для управления реакторами. Источник аттестовали по следующим характеристикам:

эффективной плотности потока тепловых нейтронов в расчете на единичное показание монитора, обслуживающего градуировочный канал (погрешность этой величины не превысила 5% при доверительной вероятности 95%);

относительному распределению эффективной плотности потока тепловых нейтронов по длине канала в месте расположения градуируемых детекторов;

эпитепловому параметру, характеризующему соотношение надтепловой и тепловой компонент поля нейтронов в канале реактора.

Эффективную плотность потока тепловых нейтронов определяют в процессе градуировки детекторов по первой из указанных характеристик, умноженной на показание монитора.

Другой образцовый источник создан на импульсном реакторе с открытой активной зоной и предназначен для решения прикладных задач, связанных с физикой твердого тела. Объектом аттестации было нейтронное поле в малом объеме вокруг заданной точки пространства. При аттестации поля определяли интегральную плотность потока (и флюенс) нейтронов с энергией больше 0,1 МэВ, отнесенную к измеренной монитором интегральной плотности потока (и флюенсу) нейтронов с энергией больше 3 МэВ, с погрешностью 15% при доверительной вероятности 95%. Данная характеристика представляет собой спектральный коэффициент. При последующей работе реактора интегральную плотность потока (и флюенс) нейтронов с энергией больше 0,1 МэВ в аттестованной точке поля определяли по спектральному коэффициенту, умноженному на показания монитора. Нейтронное поле около выбранной точки пространства назвали образцовым. Остальные точки пространства вокруг реактора, названные рабочими, аттестовали относительно образцового поля с погрешностью, незначительно превышающей погрешность образцовой точки.

Наряду с аттестацией реакторов ведется разработка методов и средств аттестации образцовых источников на основе нейтронных ге-

нераторов и электростатических ускорителей.

Стандартные образцы, счетчики и приборы. С 1973 г. выпускают образцовые измерительные средства - наборы стандартных нейтронно-активационных и делящихся образцов АКН и НДС [I], применяемые для измерений в полях быстрых нейтронов реакторов. В состав набора АКН входят активационные комплекты "детектор - градуировочный γ - или β -источник": ^{103}Rh - ^{241}Am в кадмиевом фильтре, ^{115}In - ^{51}Cr , ^{199}Hg - ^{139}Ce , ^{58}Ni - ^{58}Co , ^{32}S - ^{32}P , - и делящийся комплект "детектор - регистратор осколков деления": ^{237}Np - слюда. В набор НДС включен активационный комплект ^{32}S - ^{32}P . В настоящее время исследован и готовится к выпуску набор АКН(т), предназначенный для измерений в реакторах характеристик полей тепловых нейтронов и оценки вклада надтепловых нейтронов. В набор введены активационные комплекты ^{197}Au - ^{113}Sn , ^{59}Co - ^{60}Co , ^{55}Mn - ^{54}Mn , ^{54}Fe - ^{54}Mn и комплект "температурных" активационных детекторов ^{175}Lu - ^{63}Cu . Все наборы аттестуют на эталонных и образцовых установках.

Продолжается работа по созданию стандартных нейтронно-активационных детекторов на основе сплавов и фенолформальдегидной смолы, предназначенных для измерений при высокой температуре окружающей среды. В отличие от более ранних исследований основное внимание теперь уделяют решению вопросов аттестации образцов. Начата разработка наборов стандартных делящихся комплектов ДКН для измерений в полях нейтронов со сравнительно малой плотностью потока нейтронов, например, на критических стендах. Этой разработке предшествовали детальные исследования детекторов и различного типа регистраторов осколков деления.

В последние годы больше внимания стали уделять вопросу изготовления стандартных мишеней из делящихся веществ и аттестации их по изотопному составу и числу ядер. Это естественный отклик на запросы экспериментаторов, выполняющих измерения ядерно-физических констант, отклик на возрастающие потребности в более достоверных ядерных данных. Большие возможности открываются по аттестации веществ введенным в действие в Научно-исследовательском институте атомных реакторов им. В.И. Ленина масс-спектрометром с двойной фокусировкой МХ-3301.

Многие экспериментаторы исследовали детекторы, представляющие собой композицию в виде активационных или делящихся образцов

в сферических борных фильтрах. Возможность изготовления фильтров на основе фенолформальдегидной смолы позволяет ожидать появления в ближайшие годы стандартных "композиционных" детекторов этого типа.

Продолжалась промышленная разработка газонаполненных счетчиков для регистрации нейтронов. Важнейшие из них - спектрометрические пропорциональные счетчики СММ-50, СММ-52, СММ-53 и СММ-57, коронные счетчики СММ-51, СММ-55 и СММ-56. Подготовлен к передаче на производство комплект измерительных средств "Нарва", состоящий из установки для измерения наведенной активности детекторов нейтронов и наборов стандартных детекторов и градуировочных источников.

С 1974 г. многие счетчики, ионизационные камеры и измерительные приборы, предназначенные для измерений на ядерно-физических установках, стали аттестовать с помощью Государственного специального эталона единицы плотности потока нейтронов и образцового источника (поля) нейтронов на реакторе МР. Благодаря этому повышена достоверность результатов аттестации.

Естественно, что стандартные измерительные средства не применимы для решения многих экспериментальных задач. Поэтому отдельные исследователи продолжают создавать и аттестовать наиболее удобные для них приборы, например детекторы медленных нейтронов на основе рентгеновской пленки, зондовые детекторы быстрых нейтронов, пропорциональные счетчики для прецизионных измерений в полях моноэнергетических нейтронов, калориметрические детекторы тепловых и быстрых нейтронов, регистраторы осколков деления и т.д.

Ядерно-физические константы. Внимание метрологов в области нейтронного излучения привлекают в основном две группы констант: во-первых, опорные сечения и, во-вторых, константы, используемые при измерениях характеристик полей и источников нейтронов, например нейтронно-активационные сечения, параметры схем распада и другие.

Работу по этим направлениям выполняют в объеме, что не удовлетворяющем современным запросам. Одной из наиболее результативных является деятельность ЦЯД - Центра по ядерным данным в Энерго-энергетическом институте (Обнинск). ЦЯД собирает практически все нейтронные данные, предпринимает усилия по координации рабо-

ты по их оценке. Объединению усилий в исследовании нейтронных данных способствуют Координационные группы по измерениям ядерно-физических констант и по потребностям в ядерных данных для реакторов и защиты, организованные при Комиссии по ядерным данным Государственного комитета по использованию атомной энергии СССР. При Координационных группах недавно созданы Тематические подгруппы по отдельным видам констант. Одна из Тематических подгрупп метрологического профиля - Тематическая подгруппа по стандартам и опорным величинам. В начале 1974 г. ею выработаны рекомендации по основным опорным константам, среди которых $\sigma_{\text{полн}}(^1\text{H})$, $\sigma_{n,p}(^3\text{He})$, $\sigma_{n,t}(^6\text{Li})$, $\sigma_{n,\alpha}(^{10}\text{B})$, $\sigma_{\text{тепл}}(^{12}\text{C})$, $\sigma_{n,f}(^{235}\text{U})$ и $\bar{\nu}(^{235}\text{Cf})$. В начале 1975 г. будут даны рекомендации по $\sigma_{n,f}(^{235}\text{U})$, спектру нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf и некоторым другим константам.

С 1972 г. функционирует ЦАЯД - Центр по атомным и ядерным данным в Институте атомной энергии им. И. В. Курчатова (Москва). Тематика ЦАЯД чрезвычайно обширна, так как он призван восполнить пробел во всех ненейтронных данных, используемых и при выполнении нейтронных измерений.

Стандартные методики измерений, аттестации и градуировки.

Некоторые разработки, связанные с исследованием различных методик измерений, аттестации и градуировки, завершаются их стандартизацией. Недавно издательство стандартов подготовило к публикации несколько стандартных методик косвенных и совместных измерений. В них изложены вопросы:

- определения характеристик полей тепловых нейтронов активационным методом (эффективной плотности потока и температуры тепловых нейтронов, эпитеплового параметра и других);
- восстановления спектра надтепловых нейтронов методом вычитания вклада $1/\nu$;
- восстановления спектра быстрых нейтронов экспрессным методом при использовании активационных средств измерений;
- мониторинга характеристик полей быстрых нейтронов;
- определения спектрального коэффициента экстраполяционным методом.

В настоящее время создается еще несколько стандартных методик, в том числе по восстановлению спектра надтепловых нейтронов недавно разработанным методом кадмиевых отношений для резонанс-

ных детекторов; восстановлению с помощью программы, сходной с *SAND-II*, спектра нейтронов во всем интервале энергии от тепловой до 20 МэВ; аттестации образцовых источников тепловых нейтронов на основе реакторов набором АКН(т) и их применению для градуировки приборов; выполнению прецизионных прямых измерений с помощью детекторов прямого заряда ДПЗ.

Экспериментаторам предложены программы для ЭВМ по обработке фотопиков от γ -излучения, испускаемого нейтронно-активационными детекторами, обработке результатов измерений спектров быстрых нейтронов пропорциональными счетчиками и другие.

Продолжаются исследования прецизионных методов измерений плотности потока моноэнергетических нейтронов на электростатических ускорителях - методов водородного счетчика, активации мишеней ускорителей и физического интегрирования с применением марганца и ванадия. Исследования выполняются главным образом в связи с измерениями ядерно-физических констант и градуировки разрабатываемой аппаратуры. Недавно рекомендована уточненная методика градуировки энергетической шкалы электростатических ускорителей по порогам p, n -реакций.

Сличения. Этот вид метрологической деятельности становится все более популярным в связи с работой на ядерно-физических установках. Так, после I Всесоюзного совещания по метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителей различные организации СССР участвовали в семи сличениях, в том числе в одном международном. Общие сведения о них даны в таблице.

Цель сличений - выявление перспективных средств и методик измерений, нахождение неисключенных систематических погрешностей и установление наиболее достоверных значений сравниваемых величин и зависимостей.

Как показал опыт, результаты сличений целесообразно в отдельных случаях использовать для аттестации реакторов в качестве образцовых источников нейтронов.

Определение погрешностей и планирование экспериментов. Эти вопросы - одни из фундаментальных в метрологии. Они представлены серией докладов на II Всесоюзном совещании по метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях.

Реактор	Режим	Энергетический диапазон, МэВ	Сличаемые величины и зависимости
ВВР-50	Статический	$0,0253 \cdot 10^{-6} - 20$	Эффективная плотность потока и температура тепловых нейтронов, флюенс, спектральный коэффициент, дифференциальные и интегральные спектры и т.д.
ИРТ-2000	Статический	$0,1 - 20$	Спектральный коэффициент
ИИН	Импульсный	$0,1 - 20$	Спектральный коэффициент
Реактор типа <i>Godiva-IV</i> [3]	Импульсный	$0,0253 \cdot 10^{-6} - 20$	Флюенс нейтронов, керма
Реактор типа <i>HRPP</i> [3]	Импульсный	$0,0253 \cdot 10^{-6} - 20$	Флюенс нейтронов, керма
Реактор <i>HRPP</i> (Югославия)	Импульсный	$0,0253 \cdot 10^{-6} - 20$	Флюенс нейтронов, керма
Тестовый спектр		$0,1 - 8$	Дифференциальный спектр плотности потока нейтронов

В период после I Всесоюзного совещания по данной тематике развивались общие вопросы обработки результатов прямых и косвенных измерений. Предложены рекомендации суммирования случайных и систематических погрешностей [4]. Рекомендованы стандартные способы установления характеристик различного типа зависимостей в приложении к конкретным задачам. Велись поиски обоснованных методов определения погрешностей оцененных ядерных данных.

Наряду с решением общетеоретических вопросов созданы стандартные способы нормирования точностных характеристик измерительных средств [5], представления результатов измерений [6], оценки погрешностей и т.д.

Необходимо отметить, что в последние годы экспериментаторы стали более внимательно подходить к описанию погрешностей результатов своих измерений, особенно результатов совместных измерений: реже встречаются публикации, в которых приводятся необоснованно

заниженные погрешности восстановления спектров нейтронов (менее 10-15%). Многие авторы детально исследуют источники систематических погрешностей; при написании общей погрешности результата измерений указывают доверительную вероятность.

Отдельные исследователи изучают вопрос о планировании экспериментов. В этой связи следует назвать уже ставшие традиционными работы по планированию экспериментов и оценок по нейтронным данным для реакторов.

Вопрос терминологии. В течение трех лет велась дискуссия по основным терминам в области нейтронного излучения [7]. В ней приняло участие несколько десятков организаций. Наибольшие трудности вызвал термин *neutron fluence* (англ.), нейтр./см². Было предложено одиннадцать редакций этого термина на русском языке, применяемых в отечественной литературе:

- поток нейтронов;
- суммарный поток нейтронов;
- эффективный поток нейтронов;
- интегральный поток нейтронов;
- интегральный по времени поток нейтронов;
- интегральная плотность потока нейтронов;
- интегрированная по времени плотность потока нейтронов;
- интеграл по времени от плотности потока нейтронов;
- нейтронная экспозиция;
- перенос нейтронов;
- флюенс нейтронов.

В ГОСТ введен термин в его непереводимой форме: флюенс нейтронов.

Сформулируем некоторые выводы, вытекающие из обобщения докладов, поступивших на II Всесоюзное совещание по метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях.

Впервые в СССР создана государственная система метрологического обеспечения нейтронных измерений (прямых, косвенных и совместных) на ядерно-физических установках. В ее основу положен Государственный специальный эталон единицы плотности потока нейтронов, стандартные нейтронно-активационные образцы веществ и образцовые источники (поля) нейтронов на основе реакторов и ускорителей. Освоен выпуск первых наборов стандартных образцов и созданы

первые образцовые источники на статическом и импульсном реакторах.

Наблюдается большая активность в работе по ядерно-физическим константам, особенно по их компиляции и оценке.

Наметилась тенденция стандартизовать методики нейтронных измерений на ядерно-физических установках, аттестации образцовых источников на основе реакторов и ускорителей и градуировки измерительной аппаратуры с помощью этих источников.

Значительно активизировалась работа по сличениям результатов нейтронных измерений на ядерных реакторах. Этот вид метрологической деятельности следует развивать и далее, как обеспечивающий выбор наиболее прогрессивных методов и средств измерений и повышение достоверности результатов. Необходимо его распространить и на ускорители, особенно на нейтронные генераторы.

Имеются успехи в создании единых методик оценки погрешностей, в том числе систематических погрешностей.

ЛИТЕРАТУРА

1. "Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях". Труды I Всесоюзного совещания. Т. I и 2. М., Изд-во стандартов, 1972.
2. ГОСТ 8.105-74. Государственный специальный эталон и общесоюзная поверочная схема для средств измерений плотности потока нейтронов на ядерно-физических установках. М., Изд-во стандартов, 1974.
3. Wimet T.F., White R.H., Wagner R.G. Fast Burst Reactors Proceedings of National Topical Meeting on Fast Burst Reactors, held at the University of New Mexico, Albuquerque. January 28 - 30, 1969.
4. Кудряшова И.Ф., Рабинович С.Г., Резник К.А. "Методы обработки результатов наблюдений при измерениях". Труды метрологических институтов СССР. Вып. 134 (194). М.-Л., Изд-во стандартов, 1972.
5. ГОСТ 8.009-72. Нормируемые метрологические характеристики средств измерений. М., Изд-во стандартов, 1972.
6. ГОСТ 8.011-72. Показатели точности измерений и формы представления результатов измерений. М., Изд-во стандартов, 1972.
7. ГОСТ 19.849-74. Нейтронное излучение. Термины и определения. М., Изд-во стандартов, 1974.

ГОСУДАРСТВЕННАЯ СИСТЕМА МЕТРОЛОГИЧЕСКОГО
ОБЕСПЕЧЕНИЯ НЕЙТРОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ НА
ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИХ УСТАНОВКАХ

П.Н.Агалецкий, Р.Д.Васильев, В.П.Ярына
Всесоюзный научно-исследовательский институт
физико-технических и радиотехнических измерений,
Москва

Под метрологическим обеспечением измерений понимают комплекс научных, организационных и юридических мероприятий, направленных на обеспечение согласуемости результатов измерений, получаемых отдельными потребителями, на уровне установленных для данных измерений погрешностей, другими словами - создание условий, позволяющих получать результаты измерений в узаконенных единицах с требуемой достоверностью.

Нейтронные измерения на ядерно-физических установках - атомных реакторах, критических сборках, ускорителях и других - долгое время составляли содержание научно-исследовательских работ и оставались вне поля зрения метрологов. Широкое практическое использование нейтронного излучения и в первую очередь развитие атомной энергетики со всей остротой поставило проблему метрологического обеспечения рассматриваемых измерений. Но и сейчас научные исследования, использующие уникальные измерительные средства и методики, занимают значительное место среди измерений на реакторах и ускорителях. Это обстоятельство нельзя не учитывать, решая вопросы стандартизации измерений. Иначе говоря, государственная система метрологического обеспечения рассматриваемых нейтронных измерений должна быть достаточно гибкой, чтобы обеспечивать запросы как техники, так и научных исследований.

В целом для области нейтронных измерений на ядерно-физических установках характерны высокие требования к достоверности результатов измерений. Это находит свое отражение в преобладании косвенных и совместных измерений характеристик полей нейтронов. В отличие от прямых измерений, при которых значение искомой величины определяют по показаниям прибора, предварительно отградуированного при помощи мер этой величины, при косвенных и совместных измерениях результаты получают расчетом на основании отдельных измерений составляющих величин, связанных с определяемой

величиной известным соотношением.

Таким образом, размер единицы измерений тех или иных производных величин при косвенных и совместных измерениях воспроизводит сам потребитель, что означает децентрализацию в масштабах государства воспроизведения единиц измерений. И этот процесс для определенных областей измерений неизбежен, ибо определяется запросами практики.

Но тогда естественен вопрос о целесообразности создания в таких областях измерений государственных эталонов единиц измерений. Метрологическая практика дает утвердительный ответ на поставленный вопрос. Но метрологические функции таких эталонов получают новое развитие.

В самой проблеме метрологического обеспечения измерений акцент с традиционной задачи передачи размера единицы от эталона к рабочим средствам измерений переносится на задачу создания системы измерений, обеспечивающей согласуемость на уровне требуемой достоверности результатов измерений, получаемых разными потребителями. Последняя задача несравненно более емкая, чем первая, так как наряду с задачей метрологического обеспечения прямых измерений включает задачу метрологического обеспечения косвенных и совместных измерений.

Чтобы решать вторую задачу, эталон должен выступать как комплекс хорошо исследованных средств измерений, обеспечивающих определение соответствующей величины с максимальной достоверностью. И одной из основных функций эталона становится аттестация образцовых, а в обоснованных случаях и рабочих средств и методик измерений путем сличения их с эталонными.

Вместе с тем такой эталон может являться хорошей базой для научных исследований, имеющих целью измерять или уточнять те или иные константы, используемые в косвенных и совместных измерениях, и тем самым повышать точность последних.

Функция градуировки измерительных приборов, предназначенных для прямых измерений, безусловно сохраняется за эталоном, но ее удельный вес на фоне других функций заметно уменьшается.

7 декабря 1973 г. утвержден государственный специальный эталон единицы плотности потока нейтронов для области измерений на ядерно-физических установках. Эталон представляет собой комплекс средств измерений, включающих в себя источник тепловых ней-

тронов и источник нейтронов с энергией 14,5 МэВ на основе модернизированного нейтронного генератора НГ-160, набор образцов нейтронно-активационных веществ для определения характеристик полей нейтронов названных источников, аппаратуру для измерения наведенной активности образцов, а также аппаратуру для регистрации альфа-частиц, сопутствующих реакции получения нейтронов с энергией 14,5 МэВ.

Эталон обеспечивает воспроизведение единицы плотности потока нейтронов при энергии тепловых нейтронов и 14,5 МэВ в диапазоне плотности потока 10^2 - 10^7 нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. Случайная погрешность воспроизведения единицы плотности потока нейтронов, выраженная в виде среднего квадратического отклонения результата измерений, не превышает 0,3-0,5%; неисключенная систематическая погрешность составляет 0,5-0,7%.

Разработку данного эталона рассматриваем как первый шаг в создании эталонной базы для нейтронных измерений на ядерно-физических установках. Первоочередная задача, которую мы ставим на будущее - максимальный охват всего диапазона энергии нейтронов атомных реакторов: от тепловой до ~ 20 МэВ. Другие задачи - повышение интенсивности источников нейтронов и снижение погрешности воспроизведения единицы. Работа в названных направлениях ведется уже в настоящее время.

Одновременно с эталоном утверждён ГОСТ 8.105-73 "Государственный специальный эталон и общесоюзная поверочная схема для средств измерений плотности потока нейтронов на ядерно-физических установках". На рисунке приведена схема метрологического обеспечения нейтронных измерений на ядерно-физических установках, положенная в основу поверочной схемы.

В качестве основного метода координных и совместных измерений для обеспечения согласованности результатов нейтронных измерений на ядерно-физических установках выбран нейтронно-активационный метод с использованием стандартных образцов веществ. Этот метод обладает большой универсальностью и наиболее полно удовлетворяет специфике измерений на реакторах. Выбор метода определяет и основные задачи в области метрологического обеспечения координных и совместных измерений характеристик полей нейтронов: разработка и серийный выпуск стандартных образцов, аттестация стандартных образцов, разработка стандартных методик

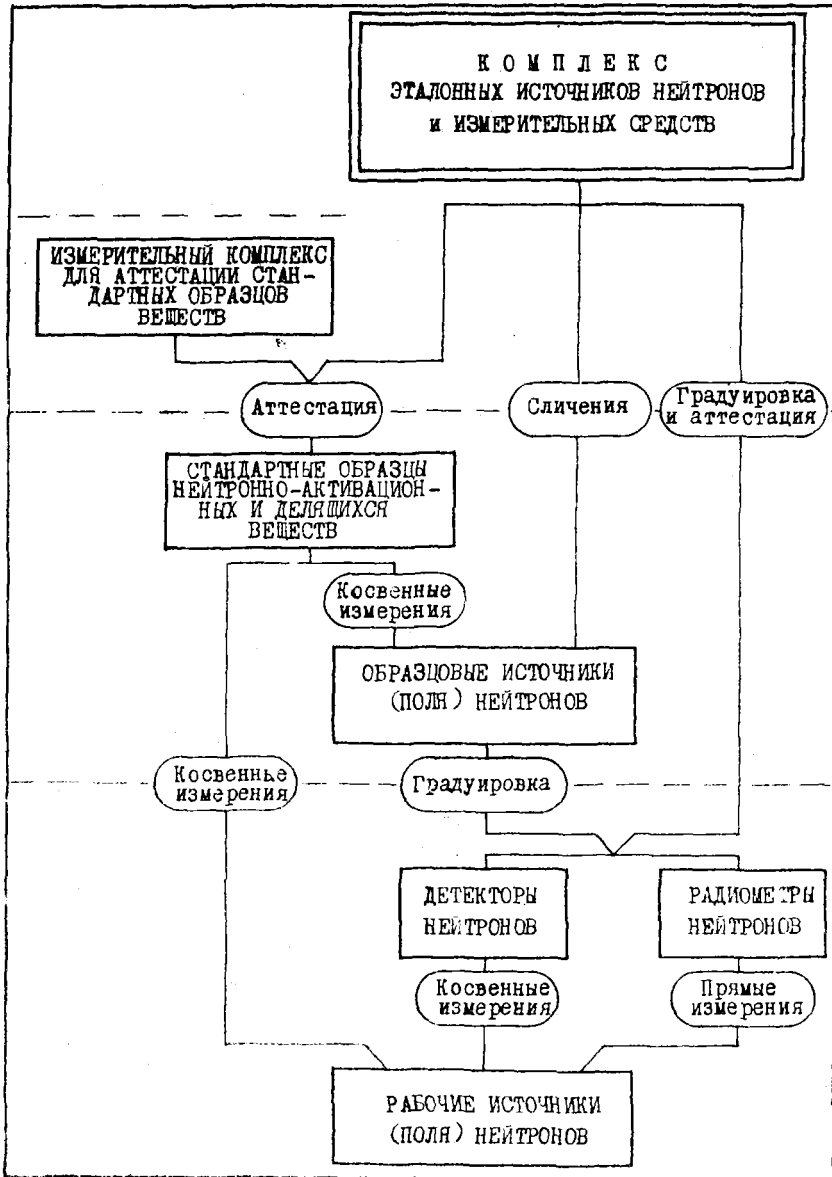


Схема метрологического обеспечения нейтронных измерений на ядерно-физических установках

измерений с помощью образцов и обработки результатов измерений.

Вопросы аттестации образцов решаются централизованно с применением государственного специального эталона и измерительного комплекса для аттестации стандартных образцов веществ.

Не вызывает организационных трудностей и стандартизация методов измерений и обработки результатов.

Наиболее уязвимыми с точки зрения обеспечения единства и правильности являются измерения наведенной активности образцов. Частично эта задача решается созданием активационных комплектов. Однако вопрос о стандартизации и аттестации измерительной аппаратуры этим не снимается. Причем вопрос должен ставиться не об аттестации аппаратуры для измерения наведенной активности образцов вообще, а об аттестации аппаратуры для измерения активности каждого конкретного образца в отдельности.

Перейдем к вопросу о метрологическом обеспечении прямых измерений. Полная идентичность полей нейтронов рабочих и тех, которые использовались для градуировки измерительной аппаратуры, является частным и редким случаем нейтронных измерений. В общем же случае прямые измерения на ядерно-физических установках должны включать в себя как обязательный элемент введение поправочных коэффициентов, с помощью которых должны быть учтены различия в мерах измеряемой величины при градуировке измерительных средств и при реальных измерениях.

Реакторные поля нейтронов существенно отличаются от полей нейтронов, создаваемых с помощью Государственного специального эталона как энергетическим распределением нейтронов, так и по интенсивности. Идея создания для градуировки и аттестации нейтронной измерительной аппаратуры образцовых источников (полей) нейтронов непосредственно на ядерно-физических установках преследует цель максимально приблизить условия градуировки к условиям реальных измерений и тем самым уменьшить вводимые поправки.

Под образцовым источником нейтронов на реакторе мы понимаем некоторый детально исследованный участок поля нейтронов внутри реактора или около него, приспособленный для проведения метрологических работ и используемый в качестве образцовой меры соответствующей величины. В состав образцового источника должны быть включены также измерительные средства, предназначенные для контроля за характеристиками поля нейтронов в процессе эксплуатации.

Образцовые источники нейтронов аттестуются с помощью стандартных образцов нейтронно-активационных и делящихся веществ по специальным методикам или непосредственно эталонными средствами измерений. Допускается использование других средств измерений и методов, прошедших метрологическую экспертизу в установленном порядке.

В условиях отсутствия в настоящее время завершенной системы образцовых источников нейтронов на ядерно-физических установках, а также в специальных случаях ГОСТом разрешена градуировка измерительной аппаратуры непосредственно на установках, где предполагается их дальнейшая эксплуатация. Такая градуировка должна выполняться лицами, прошедшими специальную метрологическую подготовку.

В целом для поверочной схемы характерно максимальное сокращение числа промежуточных звеньев между эталоном и рабочими средствами измерений, что диктуется требованием обеспечения высокой достоверности результатов измерений характеристик полей нейтронов на ядерно-физических установках.

С е к ц и я I

СРЕДСТВА ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛЯ НЕЙТРОНОВ И
СТАНДАРТНЫЕ ОБРАЗЦЫ. ГРАДУИРОВКА И АТТЕСТАЦИЯ

Председатели:

В.В.Матвеев - Совский научно-исследовательский институт
приборостроения, Москва

Е.А.Крамер-Агеев - Московский инженерно-физический
институт, Москва

Н.Д.Трифонов - Всесоюзный научно-исследовательский
институт радиационной техники, Москва

П.И.Федотов - Радиальный институт им.В.Г.Хлопина,
Ленинград

О ПРИМЕНЕНИИ ФИЛЬТРОВАННЫХ ПУЧКОВ НЕЙТРОНОВ РЕАКТОРА ДЛЯ ГРАДУИРОВКИ СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ

В.В.Бадяев, Ю.А.Егоров, Ю.В.Лангратьев, Р.Д.Толстых
Государственный комитет по использованию атомной энергии
СССР, Москва

При измерении спектров нейтронов высокие требования предъявляют к точному знанию функций чувствительности спектрометров в широком диапазоне энергии. Так, например, для водородного спектрометра важен вопрос о зависимости коэффициента газового усиления A от высокого напряжения U , подаваемого на анод счетчика. Действительно, между амплитудой импульсов L и энергией протонов E_p в этом спектрометре выполняется соотношение $L = K_e \cdot A \cdot E_p$, где K_e - коэффициент усиления электронной аппаратуры, определяемый генератором стандартных импульсов. Обычно коэффициент газового усиления находят по положению пика в амплитудном распределении продуктов реакции градуировочного газа с тепловыми нейтронами.

В качестве градуировочных газов часто употребляют ^3He и N , которые под действием тепловых нейтронов образуют заряженные частицы с суммарной энергией 764 и 615 кэВ соответственно. К сожалению, применение таких градуировочных газов не всегда допустимо, так как продукты реакции на градуировочных газах создают лишний фон в измеряемом амплитудном распределении, который сильно зависит от соотношения потока тепловых и исследуемых нейтронов; в ряде случаев фон может давать основной вклад в измеренное амплитудное распределение. Не исключено также появление погрешностей при экстраполяции данных градуировки в область малых значений энергии нейтронов ($E_n < 50$ кэВ) из-за нелинейных искажений и эффектов (ограничение величины A при высоких значениях напряжения, подаваемого на анод счетчика). Не менее высокие требования предъявляют к знанию зависимости световыхода кристалла стильбена от энергии протонов отдачи, используемого в сцинтилляционных спектрометрах нейтронов.

Известно, что зависимость световыхода для кристаллов стильбена хорошо описывается соотношением $L = a \cdot E_p^b$, где L - амплитуда сцинтилляции, E_p - энергия протонов, a и b - коэффициенты, характеризующие данный экземпляр сцинтиллятора. Значения

коэффициентов α и β лежат около 0,17 и 1,5, но для каждого данного кристалла несколько отличаются от указанных значений. Поэтому значения α и β необходимо определять экспериментально измерением спектров моноэнергетических нейтронов. Источниками моноэнергетических нейтронов экспериментатор не всегда располагает.

В данной работе сообщены результаты исследования возможности применения для градуировки водородного и сцинтилляционного спектрометров нейтронов пучка нейтронов ядерного реактора, отфильтрованного в условиях "хорошей" геометрии различными материалами.

Большие значения плотности потока нейтронов на поверхности активной зоны реактора позволяют создавать хорошо коллимированные пучки нейтронов, которые при прохождении через толстые слои материалов с развитой резонансной структурой полного сечения будут создавать источник из нескольких моноэнергетических линий.

При соблюдении условий "хорошей" геометрии спектр нейтронов $\Phi(E, z)$ за образцом толщиной z , для которого полное сечение $\Sigma_{tot}(E)$, можно определить из соотношения

$$\Phi(E, z) = \int_0^{\infty} \Phi(E, 0) e^{-\Sigma_{tot}(E)z} R(E', E) dE'$$
, где $\Phi(E, 0)$ - спектр нейтронов, падающих на образец; $R(E', E)$ - энергетическое разрешение спектрометра. Это соотношение позволяет заранее рассчитать энергию, ширину и мощность отдельных монолиний нейтронов. Рассматриваемый метод градуировки спектрометров нейтронов опробован на экспериментальном стенде УПН [1] исследовательского водо-водяного реактора мощностью 50 кВт [2].

В работах [3,4] применен пучок нейтронов ядерного реактора для этих же целей с фильтрами из скандия, железа и кремния. В настоящей работе для получения моноэнергетических нейтронов были взяты фильтры из стали Ст-3, титана, алюминия, бериллия, графита и серпентинитового бетона. Эти материалы, как известно, имеют в диапазоне энергии 25 кэВ - 8,0 МэВ ярко выраженную резонансную структуру полных сечений. Фильтры представляли собой наборы из дисков ϕ 15 см и толщиной от 5 до 10 см. Полная толщина фильтров составляла для стали Ст-3 40, титана и алюминия - 60, графита - 40, серпентинитового бетона - 60, бериллия - 22 см.

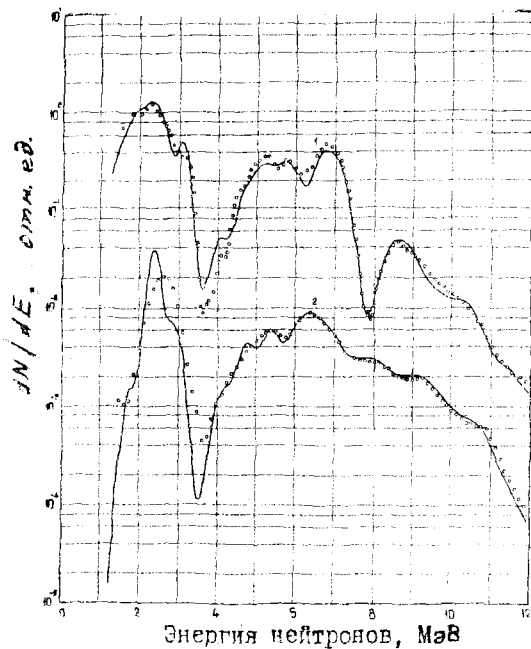
Результаты градуировки водородного спектрометра на пучке нейтронов, фильтрованном сталью Ст-3, алюминием и титаном, иллю-

стрируют данные таблицы. В ней приведены значения характерных монолиний нейтронов (кэВ) в пучке за фильтром из стали Ст-3. Видно, что наибольшее расхождение наших данных с результатами, полученными на спектрометре по времени пролета, не превышает 4%.

Данные работы [4]		Данные авторов
спектрометр по времени пролета	водородный спектрометр	
24,74±0,03	24	25
81,92±0,07	81,9	83
136,85±0,18	132	137
167,31±0,24	167	172
218,33±0,35	218	226
271,94±0,50	272	272
307,9±0,60	308	303
350,13±0,70	350	348
465,43±1,00	465	473

Фильтры из других материалов были применены для градуировки сцинтилляционного спектрометра с кристаллом стильбена $\varnothing 30 \times 30$ мм. Установлено, что константы взаимодействия этого кристалла равны $\alpha = 0,1731$ и $\beta = 1,431$. Результаты градуировки иллюстрирует рисунок, на котором приведены спектры быстрых нерассеянных нейтронов, рассчитанные за фильтрами из графита и бетона, измеренные сцинтилляционным спектрометром быстрых нейтронов с кристаллом стильбена. Хорошее согласие расчетных и измеренных спектров во всем диапазоне энергии нейтронов говорит о корректном определении функции световыхода кристалла.

Таким образом, метод фильтрованных пучков нейтронов для выполнения градуировочных работ водородных и сцинтилляционных спектрометров нейтронов является достаточно простым и легко осуществимым. Основное его преимущество в одновременном обеспечении наличия нескольких монолиний нейтронов.



1 - графит $t = 40$ см;
 2 - серпентинитовый бетон
 $t = 60$ см; o - эксперимен-
 тальные данные; ---- - ре-
 зультаты расчета.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бгоров Ю.А. [и др.] Применение водородного спектрометра для измерения спектров нейтронов в материалах защиты реактора. В сб. "Вопросы физики защиты реакторов", вып. 6. М., Атомиздат, 1974.
2. Болдырев Г.Н. [и др.] В сб. "Вопросы физики защиты реакторов", вып. 5. М., Атомиздат, 1972, 235.
3. Rogers L.W. Nucl. Instr. Method, 80, 1970, 313.
4. Кузнец Е.Н. [и др.] "Атомная энергия", 35, 1973, 391.

ОПЫТ СОЗДАНИЯ ОБРАЗЦОВОГО ИСТОЧНИКА (ПОЛЯ) НЕЙТРОНОВ
НА РЕАКТОРЕ МР ИАЭ им. И.В.КУРЧАТОВА

Р.Д. Васильев, Н.Б.Галиев, В.П.Ярына
ВНИИФТРИ, Москва

Е.Н.Бабулевич
ИАЭ им.И.В.Курчатова, Москва

А.А.Кононович, М.Т.Мительман, Н.Д.Розенблюм,
Ю.М.Шиповских
ВНИИТ, Москва

А.Г.Инихов, Е.И.Петров
СНИИП, Москва

Общесоюзная поверочная схема для средств измерений плотности потока нейтронов φ [нейтр./см².с] на ядерно-физических установках предусматривает создание образцовых источников (полей) нейтронов на ядерных реакторах для целей градуировки внутриреакторных детекторов.

Под образцовым источником понимаем некоторый детально исследованный участок поля нейтронов внутри реактора вместе со средствами мониторинга, приспособленный для проведения метрологических работ и утвержденный метрологическими органами для использования в качестве образцовой меры.

В настоящей работе изложены результаты создания образцового источника (поля) нейтронов для градуировки детекторов прямого зорядя ДПЗ на материаловедческом реакторе МР Института атомной энергии им.И.В.Курчатова. Для этого использовали вертикальный канал в бериллиевом отражателе. В канал поместили градуировочное устройство, состоящее из графитового цилиндра ϕ 74 мм. На боковой поверхности цилиндра установили восемь детекторов ДПЗ-1п для мониторинга поля нейтронов, а в центре сделали четыре канала для размещения градуируемых детекторов. Мониторы расположили в шахматном порядке сверху и снизу от рабочего участка поля. При таком расположении мониторов вносимое ими искажение поля нейтронов на рабочем участке градуировочных каналов незначительно. Рабочий участок поля выбрали на уровне середины активной зоны реактора, где градиент плотности потока нейтронов по высоте кана-

лов наименьший.

Детекторы ДПЗ градуировали по чувствительности к тепловым нейтронам α $\left[\frac{\text{нейтр.}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})}{\text{мкА}} \right]$. Для этого в заранее выбранной точке пустого градуировочного канала определяли эффективную плотность потока тепловых нейтронов φ_T . Одновременно регистрировали суммарный ток мониторов I_M [мкА]. Затем в канал помещали градуируемый детектор, регистрировали его показание i и показание мониторов I_M . Чувствительность детектора рассчитывали по формуле

$$\alpha = \frac{\varphi_T}{I_M} f[\varphi_T(x)], \quad (1)$$

где φ_T - эффективная плотность потока тепловых нейтронов в канале реактора в момент градуировки, определяемая по соотношению

$$\varphi_T = \frac{I_T}{I_M} \varphi_M; \quad (2)$$

I_T - составляющая тока ДПЗ, обусловленная тепловыми нейтронами;

$\varphi_T(x)$ - распределение эффективной плотности потока тепловых нейтронов φ_T по длине канала x в относительных единицах;

$f[\varphi_T(x)]$ - поправочный коэффициент, учитывающий градиент эффективной плотности потока тепловых нейтронов φ_T по длине L градуируемого ДПЗ; значение коэффициента $f[\varphi_T(x)]$, усредненное по длине ДПЗ, оценивали следующим образом:

$$f[\varphi_T(x)] = \frac{\int_{x_1}^{x_2} \varphi_T(x) dx}{L}, \quad (3)$$

где x_1 и x_2 - координаты расположения концов эмиттера градуируемого ДПЗ в канале, отсчитанные от дна канала.

Для выделения составляющей тока i_T из полного тока i предварительно находили кадмиевое отношение $\kappa_{Cd}^{ДПЗ}$ для ДПЗ, равное отношению тока $i_{откр}$ открытого ДПЗ к току i_{Cd} того же или идентичного ДПЗ, экранированного кадмием:

$$\kappa_{Cd}^{ДПЗ} = i_{откр} / i_{Cd}. \quad (4)$$

Тогда

$$i_T = i \left(1 - \frac{1}{\kappa_{Cd}^{ДПЗ}} \right), \quad (5)$$

где f_{Cd} - поправочный коэффициент, учитывающий влияние кадмиевого экрана за счет ослабления поля надтепловых нейтронов на показания ДПЗ.

Таким образом, формула для определения чувствительности детектора с учетом соотношений (2)-(5) принимает вид

$$d = \frac{\varphi_T}{\gamma_M} \frac{\gamma_M^{2/\mu_{\text{гдг}}}}{i \left(1 - \frac{1}{z_{\text{ДПЗ}}^{0.7} f_{Cd}} \right)} f[\varphi_T(x)]. \quad (6)$$

Входящую в эту формулу величину φ_T/γ_M и зависимость $\varphi_T(x)$ устанавливали при аттестации образцового источника (поля) нейтронов. Величины $\gamma_M^{2/\mu_{\text{гдг}}}$, i и $f[\varphi_T(x)]$ определяли при градуировке ДПЗ. $z_{\text{ДПЗ}}^{0.7}$ и f_{Cd} являются характеристиками ДПЗ, устанавливаемыми для конкретных условий его применения. Кроме φ_T/γ_M и $\varphi_T(x)$, при аттестации источника (поля) находили эпитепловой параметр ε , характеризующий соотношение тепловой и надтепловой компонент поля нейтронов. Его использовали при измерениях в других полях нейтронов для оценки влияния на показания детектора отличия характеристик этих полей от характеристик градуировочного поля.

Эффективную плотность потока тепловых нейтронов φ_T в выбранной точке измеряли при аттестации образцового источника методом кадмиевой разности и методом двух детекторов с помощью активационных детекторов из ^{59}Co и ^{197}Au .

При использовании метода кадмиевой разности эффективную плотность потока тепловых нейтронов φ_T рассчитывали по соотношению

$$\varphi_T = \frac{R_{\text{откр}}}{\xi_0 g G_T} \left(1 - \frac{1}{z_{\text{Cd}} F_{\text{Cd}}} \right), \quad (7)$$

где $R_{\text{откр}}$ - активационный интеграл открытого детектора; ξ_0 - сечение активации при скорости тепловых нейтронов 2200 м/с; g - параметр Весткотта, учитывающий отклонение энергетической зависимости сечения активации от закона $1/v$ в тепловой области энергии нейтронов; G_T - коэффициент, учитывающий самоэкранирование детектора и возмущение поля нейтронов детектором в тепловой области энергии нейтронов; z_{Cd} - кадмиевое отношение, равное отношению активационных интегралов открытого и экранированного кадмием детекторов;

F_{Cd} - коэффициент, учитывающий ослабление поля надтепловых нейтронов кадмиевым экраном.

В случае метода двух детекторов плотность потока тепловых нейтронов вычисляли по формуле

$$\varphi = \varphi_{\text{усл}} \left(1 - \frac{1}{K_{\text{Cd}}} \right) z \sqrt{\frac{T}{T_0}}, \quad (8)$$

где $\varphi_{\text{усл}}$ - условная (весткоттовская) плотность потока тепловых нейтронов; K_{Cd} - коэффициент, зависящий от эффективной граничной энергии кадмия, равный 2,29, для использованного при аттестации кадмиевого экрана толщиной 1 мм; T_0 и T - температура тепловых нейтронов при скорости v_0 и скорости, отличающейся от v_0 .

Входящую в формулу (8) условную плотность потока $\varphi_{\text{усл}}$ находили по формуле

$$\varphi_{\text{усл}} = \frac{R_{\text{Co}}}{(\sigma_0 g G_T)_{\text{Co}}} \frac{1}{1 + \frac{(\sigma_p S_0)_{\text{Co}}}{G_T g} z \sqrt{\frac{T}{T_0}}}, \quad (9)$$

где R_{Co} - активационный интеграл детектора из ^{59}Co ; G_p - коэффициент, учитывающий самоэкранирование детектора и возмущение поля нейтронов детектором в надтепловой области энергии нейтронов; S_0 - параметр Весткотта, учитывающий отклонение энергетической зависимости сечения активации от закона $1/v$ в надтепловой области.

Эпитепловой параметр z вычисляли из уравнения

$$z \sqrt{\frac{T}{T_0}} = \frac{(G_T g)_{\text{Au}}}{(G_p S_0)_{\text{Au}}} \frac{a - R_{\text{Co}}/R_{\text{Au}}}{R_{\text{Co}}/R_{\text{Au}} - b}, \quad (10)$$

где

$$a = (\sigma_0 g G_T)_{\text{Co}} / (\sigma_0 g G_T)_{\text{Au}} \quad (11)$$

и

$$b = (\sigma_0 g G_T)_{\text{Co}} / (\sigma_0 g G_p)_{\text{Au}}; \quad (12)$$

здесь R_{Au} - активационный интеграл детектора из ^{197}Au ; индексами "Co" и "Au" обозначены соответствующие величины, относящиеся к активационным детекторам из ^{59}Co и ^{197}Au .

Активационный интеграл R (индексы "откр.", "Co" и "Au" опущены) определяли по наведенной активности A детектора, числу ядер изотопа-мишени в детекторе N и величинам d , z_c и z_b уравнением

$$R = \frac{A}{N(1 - e^{-\lambda t_0})e^{-\lambda t_6}}, \quad (13)$$

где λ - постоянная распада продукта реакции активации; t_0 - промежуток времени облучения; t_6 - промежуток времени от конца облучения до начала измерения активности.

Входящие в формулы (7)-(13) величины G_0 , N и λ определяли при аттестации активационных детекторов. Величины $R_{откр}$, R_{Co} , R_{Au} , t_{ca} , A , t_0 и t_6 находили экспериментально.

Сечение активации тепловыми нейтронами G_0 для ^{59}Co ($37,3 \pm 0,2$ б) и ^{197}Au ($98,7 \pm 0,2$ б) получили усреднением компилированных литературных данных.

Число ядер N в детекторах из ^{59}Co и ^{197}Au определяли весовым методом и методом активационного взвешивания образцов в нейтронном поле тепловой колонны тяжелого реактора Института экспериментальной и теоретической физики.

Постоянную распада λ для ^{60}Co и ^{198}Au получили экспериментально и из результатов компиляции литературных данных. Использовали значения $5,275 \pm 0,005$ лет для ^{60}Co и $2,695 \pm 0,002$ сут. для ^{198}Au .

Наведенную активность детекторов A измеряли с помощью аппаратуры, входящей в состав Государственного специального эталона единицы плотности потока нейтронов ВНИИФТРИ: установки $4\pi\beta, \gamma$ -совпадений, сцинтилляционного гамма-спектрометра и сцинтилляционной счетной установки с дифференциальным дискриминатором, настраиваемым на пик полного поглощения. Установки аттестовали сравнением с рабочим эталоном единицы активности нуклидов ВНИИФТРИ.

В табл. I приведены погрешности использованных при определении \mathcal{U}_T экспериментальных величин и констант, входящих в формулы (7)-(13). Вклад погрешностей поправочных коэффициентов G_T , G_p , g , G_0 и F_{ca} в погрешность величины \mathcal{U}_T оценили в 1%.

Полную погрешность измерения \mathcal{U}_T (по результатам одного облучения) при 95% доверительной вероятности вычисляли по формуле

$$\delta_{\mathcal{U}_T} = t^{95} \sigma_{\mathcal{U}_T} + 1,1 \theta_{\mathcal{U}_T}, \quad (14)$$

где t^{95} - коэффициент Стьюдента; $\sigma_{\mathcal{U}_T}$ и $\theta_{\mathcal{U}_T}$ - случайная и систе-

матическая погрешности определения φ_T . Было получено $\sigma_{\varphi_T} = 0,8\%$, $\sigma_{\varphi_T} = 2,5\%$ и $\sigma_{\varphi_T} = 3,6\%$.

Таблица I

Величина	^{60}Co		^{198}Au	
	погрешность, %			
	случайная	неисключенная систематическая	случайная	неисключенная систематическая
$\chi_{\text{сд}}$	0,42	-	-	-
σ_0	-	0,54	-	0,20
A	0,3	1,5	0,3	0,3
N	-	0,1	-	0,1
λ	-	0,095	-	0,074
ϵ_0	-	0,0001	-	0,001
ϵ_B	-	0,008	-	0,09
R	0,3	1,51	0,3	0,34

Значение эффективной плотности потока тепловых нейтронов φ_T в аттестуемой точке поля определяли по результатам многократных измерений. При этом ее погрешность, вычисленная как среднее квадратическое отклонение для ряда измерений, проведенных в течение года, не превысила 4%.

Следует отметить, что различие значений φ_T , полученных при измерениях методом кадмиевой разности и методом двух детекторов составило не более 0,8%.

Ток мониторов I_m , а также $I_{\text{свч}}$ и I измеряли мостовой схемой, содержащей потенциометр Р-306 с образцовым сопротивлением. Погрешность измерения тока не превышала 0,5%.

Аттестуемая величина φ_T / I_m определена по результатам измерения φ_T и I_m с погрешностью 4,5%.

Распределение эффективной плотности потока тепловых нейтронов $\varphi_T(x)$ по длине градуировочного канала определяли методом относительных измерений детекторами из ^{59}Co . При этом погрешность измерения в каждой точке равнялась 0,3%. На рисунке представлено измеренное в относительных единицах распределение $\varphi_T(x)$ по высоте канала реактора (расстояние x отложено от дна канала); за единицу приняли значение φ_T в аттестуемой точке ($x = 64$ мм).



Из рисунка видно, что на рабочем участке поля длиной около 300 мм имеется небольшой градиент эффективной плотности потока тепловых нейтронов, не превышающий 2,5%.

Приведем результаты градуировки некоторых образцов ДПЗ. Погрешность градуировки

складывается из погрешностей определения чувствительности ДПЗ. Значения погрешностей этих величин приведены в табл.2.

Таблица 2

сбозначение	Величина условия определения	Погрешность, %	
		случайная	неисключенная систематическая
\mathcal{U}_r	При аттестации образцового источника	0,8	2,5
\mathcal{I}_M	При аттестации образцового источника	-	0,5
$\mathcal{I}_M^{зад}$	При градуировке ДПЗ	-	0,5
i	При градуировке ДПЗ	-	0,5
$f[\mathcal{U}_r(x)]$	При градуировке ДПЗ (по результатам аттестации образцового источника)	0,3	-
$\mathcal{r}_{cd}^{ДПЗ}$	До градуировки ДПЗ (при его выпуске)	менее 0,3	-
f_{cd}	До градуировки ДПЗ (при его выпуске)	0,3	-

Полная погрешность определения чувствительности ДПЗ к тепловым нейтронам составила ~ 5%.

АТТЕСТАЦИЯ ОБРАЗЦОВОГО ИСТОЧНИКА (ПОЛЯ) НЕЙТРОНОВ НА БАЗЕ ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА

Р.Д.Васильев, Е.И.Григорьев, В.П.Ярына

Всесоюзный научно-исследовательский институт
физико-технических и радиотехнических измерений, Москва

Ю.П.Бакулин, С.Ю.Новдрачев, В.И.Рогов

Государственный комитет по использованию атомной
энергии СССР, Москва

Создан образцовый источник (поле) нейтронов на базе импульсного реактора с открытой активной зоной, предназначенный для решения прикладных задач физики твердого тела.

Объектом аттестации было нейтронное поле в малом объеме вокруг выбранной точки пространства. Аттестуемая величина представляла собой интегральную плотность потока $\mathcal{Y}_{>0,1}$ (или флюенс $F_{>0,1}$) нейтронов с энергией больше 0,1 МэВ. Ее воспроизводили в процессе работы реактора и определяли по интегральной плотности потока $\mathcal{Y}_{>3}$ (или флюенсу $F_{>3}$) нейтронов с энергией больше 3 МэВ, измеряемой активационным детектором-монитором. В качестве последнего применяли детектор на основе реакции $^{32}\text{S}(n,p)^{32}\text{P}$ с эффективным энергетическим порогом 3 МэВ. При определении значения величины $\mathcal{Y}_{>0,1}$ использовали соотношение

$$\mathcal{Y}_{>0,1} = g_{0,1} \mathcal{Y}_{>3},$$

где $g_{0,1}$ — спектральный коэффициент, измеренный по результатам спектрометрических исследований аттестуемого нейтронного поля в заданной точке и принятый постоянным в течение определенного срока. Этот коэффициент равен отношению $\mathcal{Y}_{>0,1}^{\text{иссл}} / \mathcal{Y}_{>3}^{\text{иссл}}$ или $(F_{>0,1})^{\text{иссл}} / (F_{>3})^{\text{иссл}}$, где индекс "иссл" означает, что данные величины найдены при указанных спектрометрических исследованиях. Для определения спектрального коэффициента использовали нейтронно-активационный метод и метод пропорциональных счетчиков. Погрешность его значения равнялась 15% при доверительной вероятности 95%.

Погрешность измерения величины $\mathcal{Y}_{>0,1}$ не превысила 20% при доверительной вероятности 95%.

Аттестованное нейтронное поле импульсного реактора вокруг выбранной точки пространства с найденным значением спектрального коэффициента именовали образцовой точкой. Остальные точки про-

странства назвали рабочими точками.

В процессе исследования на аттестованном импульсном реакто-
ре решены вопросы передачи размера единицы измерения величины
 $\mathcal{E}_{0,1}$ (или $F_{0,1}$) к рабочим точкам нейтронного поля.

НЕКОТОРЫЕ МЕТОДЫ ГРАДУИРОВКИ МУЛЬТИСФЕРНОГО СПЕКТРОМЕТРА НЕЙТРОНОВ

В. П. Семенов

Физико-энергетический институт, Обнинск

Мультисферный спектрометр состоит из сферических замедлителей различного диаметра, в центре которых располагают счетчик тепловых нейтронов. Скорости счета в каждой из сфер — функции энергии падающих на сферу нейтронов. Эти функции обычно называют градуировочными кривыми мультисферного спектрометра. Градуировочные кривые — важнейшие характеристики мультисферного спектрометра: от их погрешности зависит погрешность получаемой с помощью метода мультисфер информации о поле нейтронов.

В работе [1] подробно исследованы градуировочные кривые в области энергии нейтронов выше 10 кэВ на ускорителе Ван де Граафа для набора полиэтиленовых сфер ϕ 5,08, 7,62, 12,70, 20,32 и 30,48 см (детектором тепловых нейтронов служил кристалл $Li^6J(Eu)$ размерами 4 × 4 мм). В [2] методом времени пролета получены градуировочные кривые в области энергии нейтронов от 0,025 до 1000 эВ для того же набора сфер (детектором являлся кристалл $Li^6J(Eu)$ размерами 8 × 4 мм). К сожалению, градуировочные кривые мультисферного спектрометра существенно зависят от размеров детектора тепловых нейтронов (для тех сфер, диаметр которых сравним с размерами детектора) и от чистоты материала замедлителя. Поэтому при изготовлении мультисферного спектрометра часто требуется проводить корректировку градуировочных кривых.

В настоящей работе описан способ корректировки градуировочных кривых мультисферного спектрометра по изотопным источникам нейтронов и алгоритм расчета этих кривых методом Монте-Карло.

Корректировку градуировочных кривых в области значений энергии, больших 0,1 МэВ, для приведенного выше набора замедляющих сфер (детектором тепловых нейтронов был полупроводниковый счетчик ДТН-1 размерами 30 × 13 мм) сделали при помощи следующего ряда изотопных источников нейтронов: $^{238}Pu - LiF$ ($E=1,1$ МэВ),

^{238}Pu - В ($E=2,4$ МэВ), ^{238}Pu - В ($E=2,7$ МэВ), ^{239}Pu - В α ($E=4,3$ МэВ). Дополнительные данные получили на ускорителе Ван де Граафа с использованием реакций $T(p, n)^3\text{He}$, $T(d, n)^4\text{He}$, $D(d, n)^3\text{He}$. Скорости счета в области тепловой энергии нейтронов измеряли на тепловой колонне реактора БР-10. Данные, полученные при помощи изотопных источников и ускорителя Ван де Граафа, хорошо согласованы между собой. Таким образом, набором изотопных источников нейтронов можно делать надежную корректировку градуировочных кривых мультисферного спектрометра.

Экспериментальное определение градуировочных кривых - трудная задача, которая не всегда возможна из-за отсутствия необходимых источников моноэнергетических нейтронов. Хансен и Сэндмайер [3] создали программу расчета градуировочных кривых методом решения многогруппового транспортного уравнения. Однако в этом расчете авторы пренебрегли размерами детектора нейтронов и ограничились сферической геометрией. Если использовать в качестве детектора большой по размерам счетчик (ДТН-1), то программа Хансена и Сэндмайера даст неверные результаты для сферических замедлителей, размеры которых сравнимы с размерами детектора.

Программа расчета градуировочных кривых МКС-43-Д-Ф, описанная в настоящей работе, свободна от перечисленных недостатков. Основанная на методе Монте-Карло, она позволяет легко учесть размеры, форму, конструкцию счетчика тепловых нейтронов и форму замедлителя. При расчете по этой программе так же легко учесть влияние примесей в замедлителе, поглощающих нейтроны. Расчеты по программе МКС-43-Д-Ф согласуются с имеющимися экспериментальными данными и расчетами Хансена и Сэндмайера в тех случаях, когда размерами детектора нейтронов можно пренебречь по сравнению с размерами замедлителей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Richard L., Bramblett, Ronald I. Ewing and T.W. Bonner. Nuclear Instrum. and Meth., 9, 1960, 1.
2. Ветцель Л. [и др.]. В сб. "Доклады совещания по дозиметрии и физике защиты на ускорителях". Дубна, ОИЯИ. 1970, 201.
3. Hansen G.E. and Sandmeier H.A. Nucl. Sci. Engng, 22, 1965, 315.

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ МЕТОДА МУЛЬТИСФЕР В НЕЙТРОННЫХ ИЗМЕРЕНИЯХ

В.П.Семенов, Л.А.Трыков

Физико-энергетический институт, Обнинск

Н.Д.Тюфяков

Всесоюзный научно-исследовательский институт радиационной техники, Москва

Основное достоинство метода мультисфер — относительная простота и доступность, широта охватываемого диапазона энергии нейтронов, малая чувствительность к γ -фону.

Мультисферный спектрометр состоит из ряда сферических замедлителей, в центре которых располагают счетчик тепловых нейтронов. Для измерений в импульсных нейтронных полях применяют в качестве регистратора нейтронов резонансные детекторы.

Если сама процедура измерения методом мультисфер достаточно проста, то получение информации об исследуемом поле нейтронов из экспериментальных данных является более сложной задачей. Авторы настоящей работы провели анализ методов восстановления спектров по результатам измерений мультисферным спектрометром и разработали эффективные методы восстановления, которые, как полагают авторы, расширяют применение мультисферного спектрометра.

Измерение методом мультисфер интегральных характеристик нейтронных полей (потока, дозы) представляет менее трудную задачу, чем измерение спектров. В этом случае достаточно простых методов, пригодных для ручной обработки данных измерений.

Важная область приложения метода мультисфер — определение параметров спектра, если заранее известно, что этот спектр описывается какой-либо аналитической зависимостью с несколькими неизвестными параметрами. Так, например, мультисферным спектрометром можно определить температуру испарительного спектра нейтронов.

Другая область применения метода мультисфер — "эксперименты проверки", которые отвечают на вопрос "да" или "нет". Например, можно определить, соответствует ли реальный спектр предполагаемому, или нет при проведении контрольных экспериментов.

Использование метода мультисфер в прикладной ядерной физике поможет эффективнее решать многие задачи.

ОСОБЕННОСТИ ПРОПУСКАНИЯ НЕЙТРОНОВ СФЕРИЧЕСКИМИ БОРНЫМИ ФИЛЬТРАМИ

Л.Л.Закамский, С.Н.Крайтор, К.К.Кушнерева

Институт биофизики МЗ СССР, Москва

Вопросы о прохождении нейтронов через борные фильтры исследованы в ряде работ. Анализ наиболее ранних дан в [1,2]. В работах [3,4] методом Монте-Карло рассчитаны пропускание и спектры нейтронов в фильтрах из обогащенного бора толщиной 1-2 г/см². В то же время некоторые особенности прохождения нейтронов через сферические борные фильтры требуют рассмотрения. Они обусловлены как геометрическими причинами, в силу которых пропускание нейтронов фильтрами одной и той же толщины, но разного диаметра может оказаться различным, так и влиянием рассеяния нейтронов ядрами ¹¹B в фильтрах с разным изотопным составом. В литературе отсутствуют сведения о характеристиках фильтров из обогащенного бора толщиной более 2 г/см². Нет их и для фильтров любой толщины, изготовленных из природного бора, что представляет значительный практический интерес и в определенной степени затрудняет широкое применение метода экранирования детекторов бором.

Рассчитаны пропускание, спектры нейтронов и характеристики детекторов в сферических борных фильтрах плотностью 1 г/см³ из обогащенного до 85% по изотопу ¹⁰B и природного бора толщиной от 1 до 14 г/см² и радиусом внутренней сферы 1 см. Расчеты проведены методом Монте-Карло на ЭВМ СДС 1604-А по программе, написанной на языке "Фортран-63". Необходимые данные о сечениях взаимодействия нейтронов с ядрами ¹⁰B и ¹¹B взяты из работ [5,6]. Хотя используемый метод расчета в значительной степени стандартен [7,8], уделено особое внимание организации экономного алгоритма, поскольку в задачах, решаемых методом Монте-Карло, погрешность расчета и расход машинного времени находится в явно выраженной обратной зависимости. Ниже рассмотрены некоторые особенности пропускания нейтронов сферическими борными фильтрами и формирования поля нейтронов внутри них.

Результаты расчета пропускания нейтронов для фильтров тол-

щиной $1 \text{ г/см}^2 \text{ }^{10}\text{В}$ с разным изотопным составом и толщиной 4 и $10 \text{ г/см}^2 \text{ }^{10}\text{В}$ с составом $85\% \text{ }^{10}\text{В} + 15\% \text{ }^{11}\text{В}$ представлены в табл. I.

Таблица I

Толщина и состав фильтров	$1 \text{ г/см}^2 \text{ }^{10}\text{В}$			$4 \text{ г/см}^2 \text{ }^{10}\text{В}$	$10 \text{ г/см}^2 \text{ }^{10}\text{В}$
	$85\% \text{ }^{10}\text{В} + 15\% \text{ }^{11}\text{В}$	$19,8\% \text{ }^{10}\text{В} + 80,2\% \text{ }^{11}\text{В}$	$1 - e^{-n\sigma}$	$85\% \text{ }^{10}\text{В} + 15\% \text{ }^{11}\text{В}$	
Энергия нейтронов, кэВ					
0,63	0,143	0,087	0,217	-	-
6,3	0,435	0,546	0,618	0,112	0,0049
63	0,836	0,728	0,862	0,442	0,147
630	0,917	0,872	0,940	0,820	0,505

Здесь же приведено пропускание, рассчитанное по сечению поглощения в предположении экспоненциального ослабления нейтронов в фильтре. Из таблицы следует, что пропускание фильтров, рассчитанное методом Монте-Карло, всегда меньше, чем по поглощению. В области больших значений энергии (свыше 10 кэВ) это можно было бы объяснить влиянием рассеяния на ядрах $^{11}\text{В}$. Однако расхождение имеется и при малых значениях энергии, где сечение поглощения значительно больше сечения рассеяния. Возможно, причиной такого расхождения является тот факт, что не совсем обоснованно при вычислении экспоненты брать толщину фильтра $1 \text{ г/см}^2 \text{ }^{10}\text{В}$, поскольку радиусы кривизны внешней и внутренней сфер разные. Для таких сфер толщина $1 \text{ г/см}^2 \text{ }^{10}\text{В}$ будет только для нейтронов, падающих на фильтр по диаметру, в то время как для остальных нейтронов она будет больше. Если предположение верно, то пропускание для этого фильтра может быть описано экспонентой с эффективной толщиной фильтра, равной $1,23 \text{ г/см}^2 \text{ }^{10}\text{В}$. По этой причине трудно сравнивать между собой полученные и имеющиеся литературные данные [3] для сферического фильтра толщиной $1 \text{ г/см}^2 \text{ }^{10}\text{В}$, поскольку они получены для различных радиусов внутренней и внешней сфер.

Увеличение содержания $^{11}\text{В}$ в фильтре приводит к уменьшению пропускания нейтронов. В частности, для природной смеси изотопов ($19,8\% \text{ }^{10}\text{В} + 80,2\% \text{ }^{11}\text{В}$) пропускание уменьшается на 10–20%. Это может происходить из-за увеличения вклада рассеяния и связанного с этим уменьшения энергии нейтронов, а также по указанным выше гео-

метрическим причинам, поскольку введение ^{11}B в фильтр приводит к увеличению его внешнего радиуса. Из-за рассеяния для фильтра из природного бора нельзя ввести эффективную толщину, т.е. ослабление нельзя считать экспоненциальным.

Результаты расчета спектров для борных фильтров даны на рис. I, а в табл. 2 приведен вклад рассеянных нейтронов в поток во

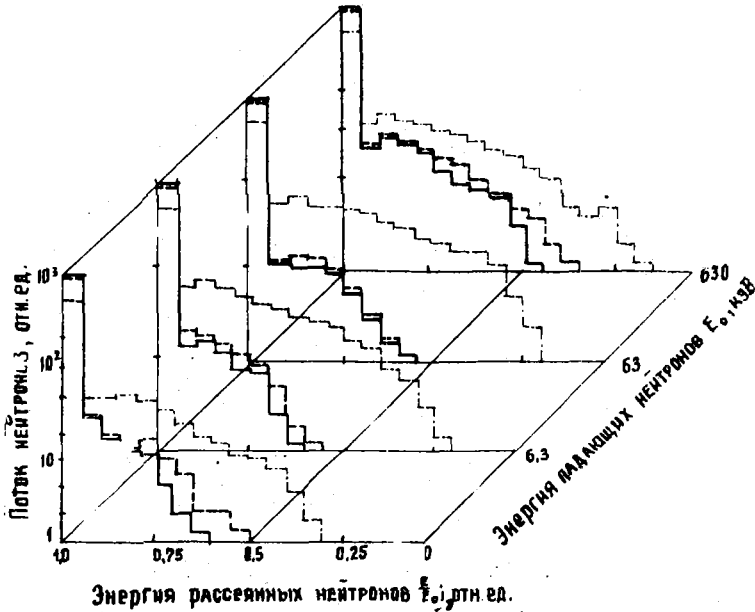


Рис. I. Спектры нейтронов внутри борного фильтра толщиной 1 г/см^2 ^{10}B с разным изотопным составом: — $100\% \text{ }^{10}\text{B}$; - - - $85\% \text{ }^{10}\text{B} + 15\% \text{ }^{11}\text{B}$; - · - · $19,8\% \text{ }^{10}\text{B} + 80,2\% \text{ }^{11}\text{B}$.

внутренней сфере. При этом рассеянными нейтронами считались те, которые попали во внутреннюю сферу, изменив энергию более чем на 5%. Из спектров и данных таблицы видно, что для низких энергий, где определяющим во взаимодействии нейтронов с ядрами ^{10}B является поглощение, вклад рассеянных нейтронов мал. С увеличением энергии он возрастает (до 18% в случае состава $100\% \text{ }^{10}\text{B}$ при энергии 630 кэВ). Этот результат качественно согласуется с данными работы [3], однако абсолютное значение вклада рассеянных нейтронов у нас выше.

Таблица 2

Толщина фильтра, г/см ² ¹⁰ B	Состав фильтра	Вклад, %			
		630 эВ	6,3 кэВ	63 кэВ	630 кэВ
I	100% ¹⁰ B	9	8	7	18
I	85% ¹⁰ B + 15% ¹¹ B	10	12	10	21
I	19,8% ¹⁰ B + 80,2% ¹¹ B	47	60	62	47
4	85% ¹⁰ B + 15% ¹¹ B	20	17	15	49
10	85% ¹⁰ B + 15% ¹¹ B	-	33	31	59

Увеличение наблюдается и с ростом толщины фильтра, поскольку в этом случае прямые нейтроны в значительной степени поглощены и во внутреннюю сферу все больше нейтронов попадает после рассеяния. Такой характер прохождения нейтронов через фильтр приводит к смягчению спектра во внутренней сфере. На рис.2 представлены спектры нейтронов внутри

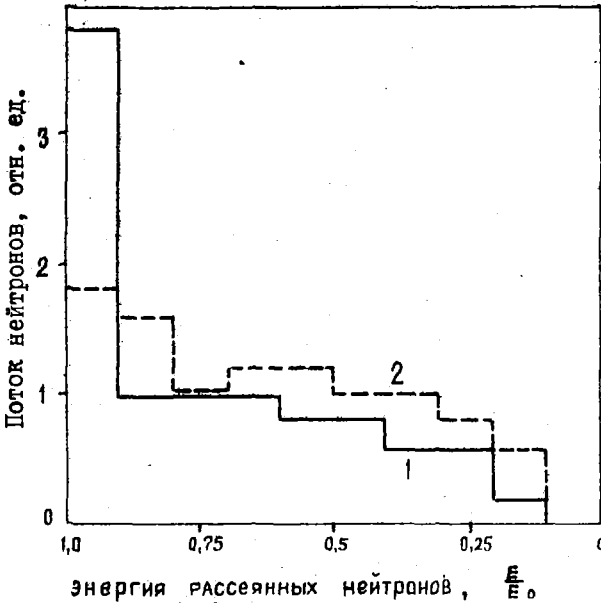


Рис.2. Спектр нейтронов внутри фильтра толщиной 14 г/см² ¹⁰B при облучении потоком нейтронов, ограниченном радиусом внутренней (1) и внешней (2) сфер.

фильтра, рассчитанные для двух случаев. В первом (сплошная гистограмма) — падающий пучок ограничен диаметром внутренней сферы, а во втором (штриховая гистограмма) — внешней. Полученные спектры имеют и прикладное значение, поскольку наглядно показывают возможность использования больших фильтров в неравномерных полях, особенно если детектор внутри фильтра чувствителен к спектру нейтронов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Basson J., Dennis J. Nucl. Instrum. and Meth., 16, 1962, 321.
2. Bethe H. et al. J. Nucl. Energy, 3, 1956, 207.
3. Крамер-Агеев Е.А., Салимов О.Н., Трошин В.С. В об. "Вопросы дозиметрии и защиты от излучений", вып. 9, М., Атомиздат, 1969, 3.
4. Крамер-Агеев Е.А., Салимов О.Н., Трошин В.С. В об. "Вопросы дозиметрии и защиты от излучений", вып. II. М., Атомиздат, 1970, 155.
5. BNL-325, Sec. ed., 1968.
6. Гордеев И.Б., Кардашев Д.А., Малышев А.В. Ядерно-физические константы. М., Госатомиздат, 1963.
7. Кочкин В.И. (и др.) Препринт ОИЯИ, II-4602, 1969.
8. Кочкин В.И. (и др.) Препринт ОИЯИ, 744, 1967.

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ ПРОВЕРКИ РАСЧЕТОВ ПРОПУСКАНИЯ НЕЙТРОНОВ
СФЕРИЧЕСКИМИ БОРНЫМИ ФИЛЬТРАМИ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

И.Л.Закамский, С.Н.Крайтор, К.К.Кушнерева
Институт биофизики МЗ СССР, Москва

Проверка правильности расчета методом Монте-Карло трудна. Это связано с тем, что, во-первых, метод применяют именно в тех случаях, когда аналитические расчеты искомым величин невозможны и, во-вторых, заранее нельзя предсказать точные искомые значения даже в отдельных точках, поскольку в основе метода лежит случайный процесс. Следовательно, подобная проверка должна основываться на методах математической статистики и задавать связь искомым случайных величин с известными случайными величинами.

При прохождении нейтронов через сферические борные фильтры (r - внутренний радиус, R - внешний радиус) искомой случайной величиной является пропускание T , определяемое отношением числа нейтронов, попавших во внутреннюю сферу при наличии бора, к числу нейтронов, которые должны были попасть во внутреннюю сферу при отсутствии бора. Для нее можно сделать косвенную проверку через известную случайную величину, имеющую равномерное распределение в интервале $(0,1)$.

Пусть величина T_1 имеет значение, равное вероятности попадания нейтронов во внутреннюю сферу без столкновений. Другими словами, если l - длина свободного пробега нейтрона в боре, определяемая по формуле

$$l = \frac{lv}{\Sigma}, \quad (1)$$

где ν - случайное число; Σ - полное макроскопическое сечение; а L - эффективная толщина фильтра, то значение T_1 равно вероятности $P(l=L)$, т.е. $P(l=L)$. Отсюда для проверки правильности расчета методом Монте-Карло необходимо вычисление эффективной толщины фильтра.

Геометрическая схема вычисления L приведена на рис.1. Очевидно, что она равна

$$L = \frac{\int_0^L h(x) e^{-h(x)\sigma} dx}{\int_0^L e^{-h(x)\sigma} dx} = \frac{J_2}{J_1}, \quad (2)$$

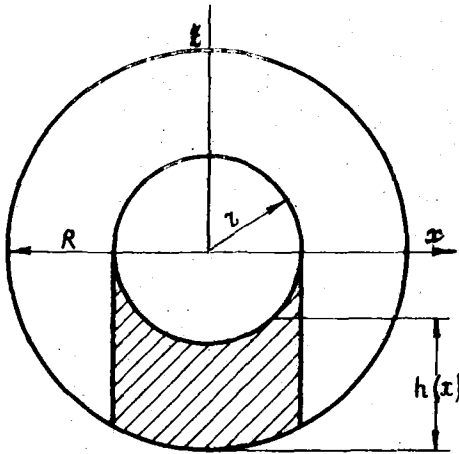


Рис. I

где S - площадь, образованная при сечении внутренней сферы плоскостью $z=0$ и равная πr^2 .

Расчет эффективной толщины выполнили для энергии нейтронов 6,3 и 630 кэВ и геометрической толщины фильтров от I до 14 г/см² ¹⁰B при использовании в фильтре изотопа ¹⁰B.

Перейдем к оценке вероятности $P(l=L)$. Преобразования дадут

$$P(l=L) = P\left(\frac{L\nu}{\Sigma} = \frac{J_0}{J_0}\right) =$$

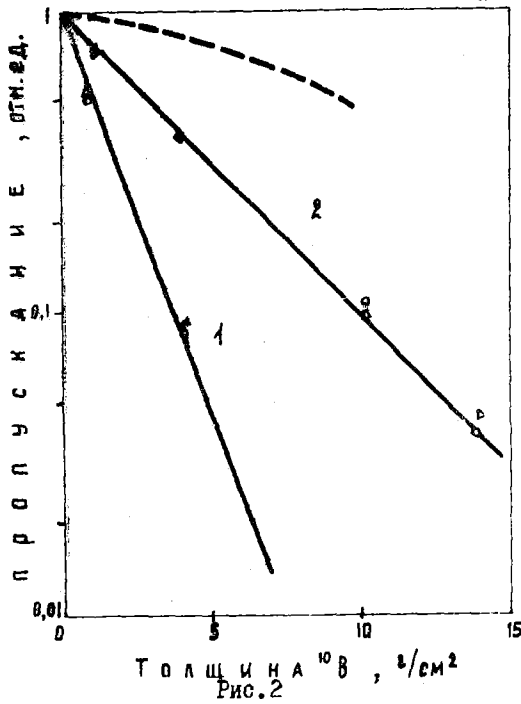
$$P\left(\ln \frac{1}{\nu} = \frac{J_0}{J_0} \Sigma\right) = P\left(\nu = e^{-\frac{J_0}{J_0} \Sigma}\right) = P\left(\nu = e^{-\frac{J_0}{J_0} \Sigma}\right).$$

(3)

Отсюда следует, что значение вероятности T_1 равно вероятности последнего равенства, которое, учитывая (2), вычисляется аналитически.

Одновременно величину T_1 можно определить методом Монте-Карло. Для этого необходимо при энергии падающих нейтронов E_0 рассчитать спектр нейтронов внутри фильтра $\mathcal{U}(E, E_0)$ и выделить из них те, которые прошли через фильтр без столкновений. Отношение числа таких нейтронов к числу падающих на фильтр равно T_1 .

Результаты вычисления T_1 по формуле (3) вместе со значениями, полученными методом Монте-Карло (o) и аналитическим путем (Δ), приведены на рис.2. Как и следовало ожидать, зависимость T_1 от толщины фильтра d оказалась экспоненциальной и для энергии нейтронов 6,3 кэВ (кривая 1) и для 630 кэВ (кривая 2), в то время как $T(d)$ не носит экспоненциального характера при энергии 630 кэВ (пунктирная кривая на рис.2, полученная с учетом рассеянных нейтронов). Совпадение значений T_1 , рассчитанных разными способами, непосредственно свидетельствует о правильности вычисле-



ния T_7 методом Монте-Карло и косвенно — о правильности вычисления пропускания T .

Рассматриваемая возможность проверки T по величине T_7 допускает физическую интерпретацию. Проверка представляет собой расчетный вариант известного экспериментального метода, называемого измерениями в условиях "хорошей геометрии". В соответствии с ним эксперимент проводится таким образом, что все рассеянные нейтроны не попадают в детектор (в нашем случае детектор — внутренняя сфера радиусом r). Проверка расчета пропускания

нейтронов методом Монте-Карло основана на этом же принципе, но реализация его достигается не выбором, например, условий измерений, а математическим путем.

ЭФФЕКТИВНОЕ СЕЧЕНИЕ ДЕЛЕНИЯ ^{235}U В СФЕРИЧЕСКИХ БОРНЫХ ФИЛЬТРАХ

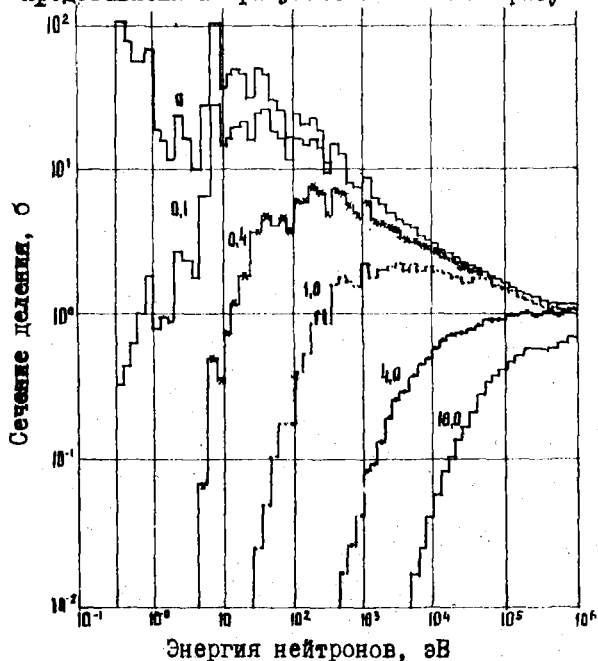
Л.Л.Закамокий, С.Н.Крайтор, К.К.Кушнерева
Институт биофизики МЗ СССР, Москва

Для измерения энергетических характеристик нейтронов часто используют детекторы, окруженные борными фильтрами. Такие детекторы, как правило, чувствительны к нейтронам в широкой области энергии, и применение набора фильтров разной толщины позволяет получать для одного и того же детектора различные энергетические характеристики, в частности, близкие к пороговым. Это дает возможность получить интересные результаты для тепловых и промежуточных нейтронов.

Особенно широко применяют метод экранирования борными фильтрами для детекторов, содержащих делящиеся изотопы, в частности ^{235}U . В [1-3] описаны такие детекторы с фильтрами толщиной 0,5-2,0 г/см² ^{10}B . В [4] описан прецизионный барметр нейтронов, использующий борный фильтр толщиной 4-10 г/см² ^{10}B . В то же время имеющиеся данные о сечениях деления ^{235}U в борных фильтрах получены при упрощающих предположениях и носят приближенный характер [5]. Нет сведений о сечениях деления в толстых фильтрах из обогащенного бора и вообще отсутствуют данные для фильтров из природного бора. При расчете сечений не рассмотрено влияние смягчения действующего спектра нейтронов внутри фильтра из-за рассеяния нейтронов ядрами бора.

Рассчитано эффективное сечение деления ^{235}U в борных фильтрах толщиной 1-14 г/см² ^{10}B , изготовленных из обогащенного (до 85% по изотопу ^{10}B) и природного бора. Радиус внутренней сферы фильтров полагали равным 1 см, а плотность - 1 г/см³. Методом Монте-Карло для нейтронов с энергией E_0 в области от 0,4 эВ до 1 МэВ рассчитали пропускание $T(E_0)$ и спектры нейтронов внутри фильтров $\psi(E, E_0)$ и по полученным величинам вычислили эффективное сечение деления ^{235}U . Исходные данные о сечении деления взяли из [6] в шкале логарифма энергии с шагом, близким к 0,1 $\lg E$. Для энергии нейтронов более 10 кэВ они направлены в соответствии с более точными рекомендованными значениями, приведенными в [7].

Результаты расчета эффективного сечения деления ^{235}U в фильтрах с составом $85\% \text{ } ^{10}\text{B} + 15\% \text{ } ^{11}\text{B}$ и толщиной от I до $10 \text{ г/см}^2 \text{ } ^{10}\text{B}$ представлены на рисунке. На этом же рисунке для полноты сведений



приведены сечения деления для фильтров толщиной $0,1$ и $0,4 \text{ г/см}^2 \text{ } ^{10}\text{B}$, рассчитанные по сечению поглощения нейтронов ядрами ^{10}B в предположении экспоненциального ослабления нейтронов в фильтре. Проанализировано влияние рассеянных нейтронов на величину сечения деления, поскольку спектр рассеянных нейтронов мягче прямых, а сечение деления ^{235}U с уменьшением энергии возрастает.

Из таблицы следует, что в результате смягчения действующего спектра нейтронов внутри фильтров сечение деления ^{235}U увеличивается, в частности, для фильтра толщиной $1 \text{ г/см}^2 \text{ } ^{10}\text{B}$ из природного бора на 4-6%.

На этом же рисунке для полноты сведений приведены сечения деления для фильтров толщиной $0,1$ и $0,4 \text{ г/см}^2 \text{ } ^{10}\text{B}$, рассчитанные по сечению поглощения нейтронов ядрами ^{10}B в предположении экспоненциального ослабления нейтронов в фильтре. Проанализировано влияние рассеянных нейтронов на величину сечения деления, поскольку спектр рассеянных нейтронов мягче прямых, а сечение деления ^{235}U с уменьшением энергии возрастает. Из таблицы следует, что в результате смягчения действующего спектра нейтронов внутри фильтров сечение деления ^{235}U увеличивается, в частности, для фильтра толщиной $1 \text{ г/см}^2 \text{ } ^{10}\text{B}$ из природного бора на 4-6%.

Толщина фильтров, г/см ² ¹⁰ B	Состав фильтров	Вклад, %		
		6,3 кэВ	63 кэВ	630 кэВ
I	100% ¹⁰ B	0,2	0,3	-
	85% ¹⁰ B + 15% ¹¹ B	0,5	0,7	-
	19,8% ¹⁰ B + 80,2% ¹¹ B	4,0	6,0	-
4		-	-	2,6
10	85 ¹⁰ B + 15% ¹¹ B	-	-	7,2
14		-	-	9,7

ЛИТЕРАТУРА

1. Anderson L.L. et al Personal Dosimetry for Radiation Accidents. Proc. Symp. IAEA, Vienna, 1965, 645.
2. Кошова К.К., Крайтор С.Н., Пикольнер Л.Б. Препринт ОИЯИ РБ-5421, Дубна, 1970.
3. Dennis J.A./AERE-R 6498, Harwell, 1970.
4. Кошкин-Маркус Н.Б. [и др.] "Приборы и техника эксперимента", № 5, 1972, 61.
5. Basson J., Dennis J. Nucl. Instrum. and Meth., 16, 1962, 321.
6. Гордеев И.В., Кардашев Д.А., Мадиев А.В. Ядерно-физические константы, М., Госатомиздат, 1963.
7. Hart W. UK-USSR Seminar, Paper UK-10, Dubna, 1968.

РАСЧЕТ ЭФФЕКТИВНОГО СЕЧЕНИЯ ДЕТЕКТОРА
ПРОМЕЖУТОЧНЫХ НЕЙТРОНОВ

Р.Д.Васильев, Е.И.Григорьев, Г.В.Тарновский
Всесоюзный научно-исследовательский институт
физико-технических и радиотехнических измерений,
Москва

Предпринята попытка создать детектор для регистрации нейтронов преимущественно с энергией в интервале 1 кэВ - 1 МэВ. В работе описан расчет его эффективного сечения.

Детектор представляет собой композицию из водород- и бор-содержащей сферической оболочки и плоского резонансного образца вещества внутри нее. Вследствие замедления быстрых и поглощения преимущественно тепловых нейтронов эффективное сечение детектора имеет максимум в области энергии промежуточных нейтронов.

Расчет провели в многогрупповом приближении методом Монте-Карло для двух режимов впуска нейтронов, соответствующих однородному изотропному и мононаправленному полю. В докладе представлены результаты расчета для оболочек с внутренней полостью ϕ 1 см и наружным ϕ от 2 до 5 см и обогащением ^{10}B от 19,8 до 90%. В качестве резонансных образцов использовали изотопы ^{115}In и ^{197}Au .

Результаты расчета предполагается использовать при создании набора стандартных детекторов с различной чувствительностью к промежуточным нейтронам.

НОВЫЕ ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ СЧЕТЧИКИ НЕЙТРОНОВ

А.Б.Дмитриев, А.Г.Конюшков, В.Г.Чайковский - Москва

В докладе на I-ом Всесоюзном совещании по метрологии нейтронного излучения [1] приведены параметры и конструктивные особенности современных счетчиков нейтронов. В последние годы разрабатывались ^3He -счетчики нейтронов, работающие в пропорциональном, коронном и гейгеровском режимах.

В табл. I приведены параметры вновь разработанных пропорциональных счетчиков. Большинство из них спектрометрические. Счетчик СНМ 50 благодаря малому диаметру удобен для работы на критических сборках; СНМ 52, СНМ 53 и СНМ 57 применяют для проведения различных научно-исследовательских работ.

Расчет эффективности пропорциональных счетчиков с ^3He показывает, что их эффективность в диффузном поле равна 80% [2]. Экспериментальная проверка показала, что счетчики с ^3He диаметром 18 мм и давлением 7 атм имеют эффективность около 78%, а диаметром 32 мм и давлением 4 атм - около 85% [3].

Следующая группа счетчиков - коронные. Преимущества коронных детекторов достаточно хорошо известны [4, 5]. Высокая помехоустойчивость, большое плато счетной характеристики с малым наклоном и сравнительно большая амплитуда импульсов делает их незаменимыми в переносной портативной аппаратуре. Для этих целей используют вновь разработанные счетчики СНМ 51, СНМ 55, СНМ 56 (табл. 2). Применяя особые технологические приемы, амплитуду импульсов у счетчиков СНМ 51 удалось повысить до 0,40 - 0,5 В, что отличает этот прибор от других коронных ^3He счетчиков высокого давления. Последним ^3He счетчиком, созданным за прошедший промежуток времени, является счетчик СНМ 54, работающий в режиме Гейгера. Счетчик предназначен для регистрации тепловых нейтронов при незначительном γ -пучке, например в нейтронных уровнемерах, влагомерах и других приборах, в которых используют Po-Be - и Am-Be -источники.

Габаритные размеры счетчика - $\varnothing 18 \times 186$ мм, состав смеси - ^3He с добавкой Br_2 , давление смеси - 2 ат. Состав и давление смеси

Таблица 1

№ п/п прибора	Тип	Габаритные размеры		Основные компо- ненты газовой смеси	Давление основных компонент смеси, ат	Эффек- тив- ность, %	Рабочее напоре- ние, В	Относительная полуширина ам- плитудного рас- пределения, %
		диаметр, мм	длина, мм					
1	СНМ 50	12	160	^3He , Ar	^3He -7, Ar - 3	80	1950	10
2	СНМ 52	32	295	^3He	^3He -10	90	3000	10
3	СНМ 53	32	550	^3He , Kr	^3He -4, Kr - 4	80	3300	10
4	СНМ 57	32	1080	^3He , Ar	^3He -4, Ar - 6	80	3200	7

Таблица 2

8

№ п/п прибо- ра	Тип	Габаритные разме- ры		Основные компо- ненты газо- вой смеси	Давление основных компонен- тов смеси, ат	Рабочее напоре- ние, В	Протя- женность плато, В	Наклон плато, % на 100 В	Макси- мальная амплиту- да им- пульсов, мВ	Допустимый с-фон, Р/час	Фон, имп/с
		диаметр, мм	длина, мм								
1	СНМ 51	32	148	^3He	6	2800	1000	2,5	400	10	0,016
2	СНМ 55	32	218	^3He	4	2400	1000	3,0	100	50	0,083
3	СНМ 56	32	136	^3He	4	2400	500	5,0	80	10	0,083

си определяют остальные параметры счетчика: рабочее напряжение 1650 В, плато счетной характеристики свыше 300 В при наклоне, не превышающем 6% на 100 В. Чувствительность счетчика к тепловым нейтронам в 3-4 раза превышает чувствительность счетчика СММ 14 [4] (с твердым борным покрытием), чувствительность к γ -излучению в 2-2,5 раза меньше чувствительности СММ 19 и СТС 6, которые по размерам примерно равны СММ 54.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дмитриев А.Б. [и др.]. В сб. "Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях". Труды I Всесоюзного совещания, т. I. М., Изд-во стандартов, 1972, 99.
2. Толченев Ю.М., Чайковский В.Г. "Приборы и техника эксперимента", № 2, 1972.
3. Байкалов С.Н., Королев В.С., Королев В.И. В сб. "Вопросы атомной науки и техники". Серия "Ядерное приборостроение", вып. 21. М., Атомиздат, 1973.
4. Толченев Ю.М., Чайковский В.Г. "Приборы и техника эксперимента", № 6, 1963.
5. Королев В.И., Чайковский В.Г. "Приборы и техника эксперимента", № 4, 1969.

ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫЕ СЧЕТЧИКИ ПРОТОНОВ ОТДАЧИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА МОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ НЕЙТРОНОВ

С.Н. Байкалов, В.С. Королев, В.В. Чубинский
Созданы научно-исследовательский институт приборостроения, Москва

Поскольку сечение рассеяния нейтронов на ядрах водорода рассчитано в широком диапазоне энергий и рассчитанные значения совпадают с многочисленными экспериментальными данными с погрешностью в пределах 1% [1], желательно использовать этот вид взаимодействия для детектирования нейтронов с целью количественной оценки плотности их потока с малыми значениями погрешности. Для измерения плотности потока нейтронов вокруг мишеней электростатических генераторов, особенно в области энергии ниже 1 МэВ, наиболее перспективным детектором, использующим эту реакцию, является пропорциональный счетчик протонов отдачи.

Преимущество счетчиков протонов отдачи определяется следующим: 1) водородосодержащий газ, являющийся радиатором, находится внутри рабочего объема, что сводит к минимуму неучтенную потерю протонов отдачи; 2) наличие внутреннего газового усиления позволяет регистрировать протоны отдачи вплоть до энергии несколько килоэлектронвольт [2]; 3) линейность преобразования энергии (рассеянной заряженной частицей в счетчике) в амплитуду сигнала на его выходе существенно упрощает обработку результатов измерений.

С другой стороны, применение счетчиков протонов отдачи встречает трудности, связанные с 1) чувствительностью их к фону γ -излучения, что особенно важно при энергиях ниже 100 кэВ; 2) рассеянием нейтронов на стенках счетчика; 3) наличием стеночных и концевых эффектов, первые из которых искажают идеальное распределение протонов отдачи по энергии в виде "стола", а вторые вносят, кроме этого, еще погрешность в определении чувствительной длины рабочего объема счетчика. Первая из этих трудностей в значительной мере решена при создании спектрометра нейтронов с пропорциональными счетчиками типа СЭН2-02, выпускаемого в настоящее время серийно и имеющего в своем составе блок дискриминации импульсов γ -фона по их форме, который может быть применен и при измерениях плотности потока нейтронов, чего

нельзя сказать о счетчиках протонов отдачи, имеющих в составе спектрометра.

Для измерения плотности потока нейтронов изготовили и исследовали два типа счетчиков протонов отдачи. При их создании внимание обращали на облегчение конструкции детектора, особенно его переднего торца, и на определение границ их рабочих объемов.

В первом счетчике (рис.1) анод (13) находился под потенциалом земли, а на катод (12), размещенный внутри защитного корпуса

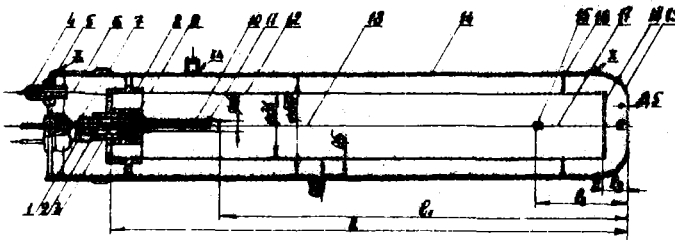


Рис.1. Счетчик протонов отдачи: 1 - держатель анода; 2 - шарик; 3 - пружина; 4 - изоляторы; 5 - задняя крышка корпуса; 6 - вывод; 7,8,9 - фторопластовый изолятор; 10 - трубка поля; 11 - охранный электрод; 12 - катод; 13 - анод; 14 - гильза корпуса; 15 - стеклянная бусина; 16 - слюдяной изолятор; 17 - охранный электрод; 18 - слюдяной изолятор; 19 - передняя крышка корпуса.

(14), подавали высокое отрицательное напряжение. На переднем конце счетчика поле формировали охранным электродом (17), механически соединенным с анодом изолирующей

стеклянной бусиной (15) и также находившемся под потенциалом земли. Таким образом, на пути нейтронного пучка были только передняя стенка корпуса из нержавеющей стали толщиной 0,5 мм и шайба слюдяного изолятора (18) толщиной 0,3 мм. Задняя граница рабочего объема определялась "трубкой поля" (10), поскольку здесь допустимы более массивные детали, чем с переднего торца. Толщина всех стенок корпуса и катода составляла везде 0,5 мм, кроме задней торцевой крышки корпуса (5), толщина которой 2 мм. Таких счетчиков изготовили два экземпляра.

Геометрические размеры рабочих объемов счетчиков определяли в процессе изготовления; размеры и их погрешности приведены в таблице. Эти данные использовали для определения рабочих объемов, погрешность которых составила 0,7%.

Размер	Единица измерения	Счетчик I	Счетчик 2
Длина	мм	$149,1 \pm 0,57$	$147,7 \pm 0,34$
Диаметр	мм	$30,95 \pm 0,1$	$31,05 \pm 0,1$
Сечение	см ²	$7,52 \pm 0,048$	$7,57 \pm 0,048$
Объем	см ³	$112,2 \pm 0,84$	$111,8 \pm 0,76$

Для определения реальных эффективных границ рабочего объема готовых счетчиков применили метод, предложенный в [3,4]. Счетчик заполняли аргоном до давления 2,35 ата, помещали на подвижный стол и облучали плоским ленточным пучком рентгеновских квантов, сформированным щелью шириной 0,3 мм в свинцовой пластине толщиной 4 мм. Счетчик перемещали мимо щели с помощью стола так, что ось его располагалась поперек пучка. Сигналы усиливали, дискриминировали и регистрировали пересчетным прибором. Порог дискриминатора устанавливали примерно на середине спада дискриминационной кривой. На рис. 2 представлены зависимости скорости счета от координаты вдоль счетчика при эффективной энергии квантов 43 кэВ.

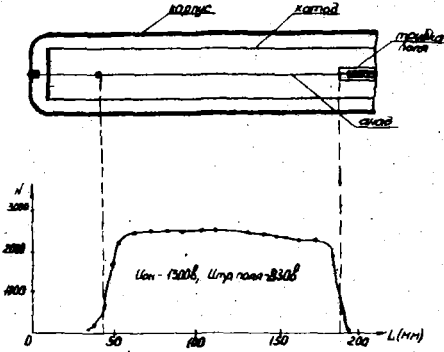


Рис. 2. Схематический разрез счетчика и зависимость скорости счета от расстояния до переднего торца при $E_{эфф} = 43$ кэВ.

Для измерения плотности потока нейтронов счетчики наполняли водородом до давления около 2 ата. Давление в счетчике определяли по ртутному манометру с погрешностью 1 мм рт.ст.

С помощью одного из этих счетчиков В.А.Толстикovým и А.Н.Давлетшиным (см. настоящий сборник, стр.121) были проведены оценки сечения активации золота для энергий 250 и 400 кэВ. Авторы оценивают по-

грешность измерений значением $\sim 6\%$. Из них, судя по приведенному списку погрешностей, на долю определения плотности потока нейтронов с помощью упомянутого счетчика приходится погрешность 3-4%.

Измеренные сечения золота удовлетворительно совпадают с опубликованными ранее данными.

Рассмотренный счетчик обладает некоторыми недостатками. Так, перед рабочим объемом расположен объем, заполненный рабочим газом, протоны отдачи из которого попадают в пределы рабочего объема. На этот эффект приходится вводить поправки при обработке результатов. Из рис. 2 также можно видеть, что граница рабочего объема на переднем конце определена менее четко, чем граница в области трубки поля, что может вносить дополнительную погрешность при определении эффективного рабочего объема. Кроме того, метод зондирования счетчика пучком рентгеновских частиц весьма трудоемок и не может быть применен для исследования готовых счетчиков, наполненных водородом. В связи с этим разработали счетчик, эффективный рабочий объем которого с хорошей точностью определяется геометрическими размерами счетчика.

В основу счетчика положили метод формирования поля вблизи концов анода, предложенный в работах [5, 6] для сферического пропорционального счетчика. Надлежащее формирование поля достигали за счет выбора оптимального соотношения диаметров анода, катода, держателей анода и изолятора ввода анода. При этом добивались, чтобы коэффициент газового усиления (КГУ) оставался практически постоянным вдоль анода, резко падая только вблизи самых его концов. Области с пониженным КГУ ("мертвые объемы") при этом составляли лишь 2-2,5% общего объема счетчика.

Для уменьшения относительного значения "мертвых" объемов изготовили цилиндрический счетчик, торцовые крышки которого выполнили в виде подсферических окончаний. Предварительно изготовили проточный макет такого счетчика в масштабе 2:1, на котором исследовали зависимости КГУ по длине анода при различных соотношениях диаметров элементов конструкции. Окончательная конструкция счетчика приведена на рис. 3. Толщина стенок счетчика, выполненных из нержавеющей стали, 0,5 мм. Изготовлены и исследованы счетчики с длиной цилиндрической части 70 и 140 мм и внутренним \varnothing 37,4 мм. При этом рабочий объем первого счетчика превышал объем соответствующей сферы в 4 раза, а второго — в 7 раз.

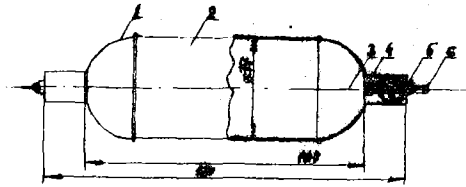


Рис. 3. Счетчик протонов отдачи с полусферическими окончаниями: 1 - полу-сфера; 2 - цилиндр; 3 - анод; 4 - диод; 5 - изолятор; 6 - заглушка.

составили 0,73 и 0,46%. Геометрический объем счетчиков больше эффективного на суммарное значение "мертвого" объема, составляющее $1,35 \text{ см}^3$.

Изготовленные счетчики наполнили водородом под давлением около 3 ата. При этом давление водорода и число его ядер в единице объема определили с погрешностью менее 0,1%.

Счетчики исследовали в поле нейтронов с энергией 180 кэВ. При расположении оси счетчиков вдоль пучка нейтронов установили положение эффективных центров счетчиков. Они совпали в пределах $\pm 0,5 \text{ см}$ с геометрическим центром при расстояниях между мишенью генератора и торцом счетчика более 20 см. Амплитудное разрешение счетчиков вместе с используемой аппаратурой для энергии 180 кэВ составило 13-14%.

В процессе исследования счетчиков с их помощью измеряли плотность потока нейтронов. Измерения провели с коротким и длинным счетчиками, расположенными вдоль оси пучка на расстояниях соответственно 75 и 100 см, и с коротким счетчиком, расположенным поперек оси пучка на расстоянии 20 см от мишени. При измерениях на больших расстояниях для учета фона использовали конус из борированного полиэтилена. Фон при этом составлял менее 5%. При расстоянии 20 см фон не учитывали из-за его малого вклада. Число актов регистрации устанавливали по дифференциальным спектрам протонов отдачи, измеренным амплитудным анализатором в режиме "живого времени". Скорости счета в первых двух измерениях составляли 600-700 I/с, в последнем 6200 I/с. Данные всех трех измерений, приведенные к одному расстоянию и отнормированные на показания монитора, совпали между собой в пределах 0,8%.

Анализ размеров счетчиков и зависимостей КГУ вдоль анода позволил определить эффективные рабочие объемы счетчиков, оказавшиеся равными $98,2 \pm 0,72$ и $175,1 \pm 0,81 \text{ см}^3$. Таким образом, относительные погрешности эффективного объема

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность товарищам С.С.Простову, В.А.Толстикову и А.Н.Давлетину за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аллен В.Д. Регистрация нейтронов. М., Атомиздат, 1962.
2. Bennet E.F. Nucl. Sci. and Engng., 27, 1967, 16.
3. White P.H. J. Nucl. Energy, A/B19, 1965, 325.
4. Cockraft A.L., Curran S.C. Rev. Sci. Instrum., 22, 1951, 37.
5. Benjamin P.W. Neutron Dosimetry, I. IAEA, Vienna, 1963, 307.
6. Benjamin P.W., Kempshall O.D. Redfearn J. Nucl. Instrum. Meth., 59, 1968, 77.

НЕВЫГОРАЮЩИЙ РАДИАТОР НА ОСНОВЕ СМЕСИ ${}^3\text{He}$ - ${}^3\text{H}$ ДЛЯ КОНТРОЛЯ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ ВЫСОКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

В.И.Буланенко, Б.Г.Дубовский, В.В.Фролов, В.В.Чарычанский
Физико-энергетический институт, Обнинск

Ядерную реакцию ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ широко используют для регистрации нейтронов. Благодаря большому сечению данной реакции (его значение для тепловых нейтронов равно 5327 б), а также возможности наполнения до высоких давлений (10 атм) газом ${}^3\text{He}$ эффективность счетчиков может быть близкой к 100%, что означает расход одного ядра ${}^3\text{He}$ на каждый нейтрон, попавший в объем счетчика.

Следующий пример наглядно иллюстрирует быстрое выгорание радиатора на основе ${}^3\text{He}$ при размещении детектора в полях с высокой плотностью потока нейтронов. Предположим, что цилиндрический счетчик СММ-18 находится в реакторе с плотностью потока $4 \cdot 10^{14}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ и что расходуемый газ непрерывно восстанавливается. Поскольку чувствительность счетчика ~ 50 имп./ $\text{см}^2/\text{нейтр.}$, то за 1 год будет зарегистрировано $\sim 6 \cdot 10^{23}$ импульсов и израсходовано 22,4 л ${}^3\text{He}$, что в 70 раз превосходит его начальное содержание в счетчике СММ-18. Таким образом, высокая чувствительность к нейтронам является естественным препятствием, ограничивающим область применения ${}^3\text{He}$ -детекторов значениями плотности потока φ меньше $\sim 10^9$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$.

Имеется эффективный способ компенсации выгорания ядер ${}^3\text{He}$, заключающийся в том, что детектор наполняют газовой смесью (${}^3\text{He}$ - ${}^3\text{H}$), в которой ${}^3\text{H}$, распадаясь с периодом полураспада 12,35 лет, превращается в ${}^3\text{He}$ [1].

В равновесном состоянии одному акту регистрации нейтрона (расход одного ядра ${}^3\text{He}$) соответствует один акт β -распада ${}^3\text{H}$ (образование одного ядра ${}^3\text{He}$). Поскольку энергия реакции ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ равна 764 кэВ, а средняя энергия β -частиц ${}^3\text{H}$ ~ 6 кэВ, то регистрируемый ток от нейтронов будет в 120 раз превосходить ионизационный ток от β -частиц. Это обеспечит малую погрешность непрерывного контроля стационарного потока нейтронов любой интенсивности.

В общем случае зависимость от времени отношения числа ядер ${}^3\text{He}$ к сумме ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ в единице объема смеси выражается в

следующем виде:

$$\frac{n_{He}(t)}{n_{He}(t) + n_H(t)} = \frac{n_{He}^0}{n_{He}^0 + n_H^0} e^{-(\lambda + \sigma_a \psi)t} + \frac{\lambda}{\lambda + \sigma_a \psi} [1 - e^{-(\lambda + \sigma_a \psi)t}], \quad (1)$$

где λ — постоянная β -распада трития; σ_a — сечение реакции ${}^3\text{He}(\alpha, p){}^3\text{H}$; n_{He}^0 , n_H^0 — число ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ в начальный момент времени.

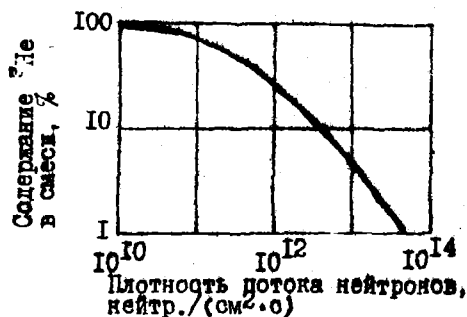
В момент времени $t=0$ состав исходной смеси произвольный, однако при $t \rightarrow \infty$ он имеет значение, определяемое двумя константами λ и σ_a и значением средней плотности потока ψ в детекторе.

Выбор в качестве исходного состава смеси, удовлетворяющего условию

$$\frac{n_{He}}{n_{He} + n_H} = \frac{\lambda}{\lambda + \sigma_a \psi}, \quad (2)$$

позволяет получить радиатор, в котором количество ядер ${}^3\text{He}$ не зависит от плотности потока нейтронов в любой момент времени t .

На рисунке в двойном логарифмическом масштабе дана зависимость



(2), которая показывает, что большим значениям контролируемой плотности потока ψ должны соответствовать меньшие относительные содержания ${}^3\text{He}$ в исходной смеси и соответственно меньшие в $\lambda/\sigma_a \psi$ раз чувствительности детектора по току. При этом полезный сигнал, определяемый произведением плотности потока ней-

тронов на чувствительность, сохраняет свое значение.

Если состав радиатора, т.е. отношение ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$, определяется абсолютным значением контролируемой плотности потока нейтронов, то чувствительность определяется также и давлением наполняемого газа. Согласно оценке максимальный рабочий ток детек-

тора ${}^3\text{He}-{}^3\text{H}$ может достигать значений 0,5 А, что не требует его усиления с помощью вторичной электроники. Отметим, что рабочие токи активационных или комптоновских детекторов прямого заряда ДПЗ примерно в 10^7 раз меньше при том же значении контролируемой плотности потока нейтронов (10^{13} нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$) [2].

Для стационарных измерений плотности потока тепловых нейтронов порядка $10^{14}-10^{15}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ могут применяться также невыгорающие радиаторы из смеси делящегося изотопа ${}^{235}\text{U}$ с сырьевыми изотопами ${}^{232}\text{Th}$ и ${}^{238}\text{U}$ [3]. Исходный состав такого радиатора весьма критичен к спектру нейтронов в реакторе, а чувствительность примерно за полгода изменяется более чем на $\pm 10\%$.

Предлагаемый детектор ${}^3\text{He}-{}^3\text{H}$ имеет стабильную чувствительность в полях нейтронов любой интенсивности и независимость конденсации выгорания от спектра нейтронов благодаря отсутствию резонансов в ходе зависимости $1/v^2$ сечения реакции ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$.

Очевидно, что, прежде чем будет разработан данный высокоэффективный датчик для внутриреакторного контроля, должны быть исследованы многие вопросы оптимизации его характеристик - таких, как вольтамперные, помехоустойчивость к γ -излучению, температуростойкость, радиационная безопасность при обращении с ${}^3\text{H}$ и другие. Преимущества детектора очевидны, и это должно стимулировать дальнейшие исследования и разработки в данной области.

ЛИТЕРАТУРА

1. Булаценок В.И. и [др.]. Положительное решение по заявке на изобретение № 1803382/26-25 от 30 июня 1972 г.
2. Дубовский Б.Г. и [др.]. В сб. "Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях". Труды I Всесоюзного совещания, т. I. М., Изд-во стандартов, 1972, 83.
3. Дмитриев А.Б., Малышев Е.К. В сб. "Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях". Труды I Всесоюзного совещания, т. I. М., Изд-во стандартов, 1972, 93.

ЗОНДОВЫЙ ДЕТЕКТОР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ БОЛЬШОЙ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ
Г.А.Батырбеков, Ю.Д.Кузнецов
Институт физики высоких энергий АН Каз.ССР, Алма-Ата

Существуют различные детекторы для непрерывного контроля потока нейтронов в ядерном реакторе. Это в основном ионизационные камеры и пропорциональные счетчики, содержащие ^{235}U , ^{10}B , ^3He , ^6Li , работающие в импульсном или токовом режиме с газовым усилением [1] или без него.

В качестве штатных детекторов для контроля мощности реактора чаще всего используют ионизационные камеры, работающие в токовом режиме, принцип работы которых основан на измерении тока через газ, проводимость которого меняется при изменении падающего на него ионизирующего излучения. Из-за больших прикладываемых напряжений на электродах имеет место полное собирание зарядов, образовавшихся в результате ионизации газа излучением или электронным ударом. Вследствие этого соблюдается линейная зависимость тока ионизационной камеры или счетчика от потока ионизирующего излучения.

Значение плотности потока нейтронов, которое можно зарегистрировать указанными детекторами, ограничено менее 10^{12} нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ из-за нелинейных процессов, возникающих при больших токах ионизационных камер. Ионизационные камеры работают при высоких напряжениях - несколько сот вольт, что в некоторых случаях создает предпосылки для пробоя, утечек тока и требует усиления изоляции.

Для измерения плотности потока нейтронов с большим значением [до 10^{16} нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$] и снижения рабочего напряжения прибора предлагается использовать электрический зонд, помещенный в плазму инертного газа, образованную за счет ионизации продуктами реакции нейтронов с веществом, например осколками деления урана или продуктами реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$. При необходимости можно использовать плазму, образуемую вторичными фотоэлектронами от взаимодействия γ -излучения со стенками камеры.

Обычно электрический зонд используют для диагностики плазмы (определения плотности зарядов и температуры электронов); он представляет собой электрод шаровой, цилиндрической и плоской формы и малых размеров, помещенный в плазму. Размеры зонда и напряжение

выбирают такими, чтобы не возмущать и не влиять на состояние первоначальной плазмы, образованной реакторным излучением.

Если зонд находится при потенциале большем или меньшем, чем потенциал плазмы в месте расположения зонда V_c , то в окружающем его пространстве возникает электрическое поле, ускоряющее заряды одного и отталкивающее заряды другого знака. Значение зондового тока (ионного или электронного в зависимости от знака приложенного потенциала) линейно зависит от плотности плазмы. Характер зависимости зондового тока от плотности плазмы определяется условиями, при которых работает зонд: давлением газа, соотношением длины свободного пробега электронов и размера зонда, факторами, определяющими гибель ионов — объемной рекомбинацией или диффузией с последующей рекомбинацией на поверхности [2,3].

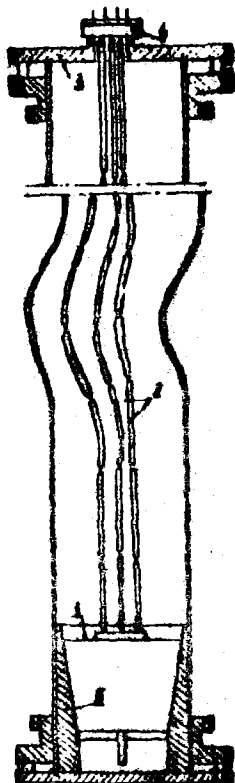
В предлагаемом случае электрический зонд регистрировал плазму, образованную ионизацией инертного газа осколками деления урана и вторичными фотоэлектронами.

Основным соотношением, на котором основан предлагаемый способ регистрации нейтронов, есть зависимость электронной или ионной плотности плазмы от плотности потока ионизирующего излучения. Зависимость эта сложная, необходимо учитывать многие факторы: ионизацию атомов газа излучением, различные виды взаимодействия атомов, ионов и электронов в плазме, пространственную диффузию зарядов и утечку их в случае плазмы ограниченных размеров.

Таким образом, для рассматриваемого конкретного случая имеет место однозначная, хотя и нелинейная, связь между величиной зондового тока (плотность плазмы) и плотностью потока ионизирующего излучения. Зависимость эта достаточно сложная, ее проще установить экспериментально для конкретной зондовой камеры градуировкой зондового тока в поле нейтронов с известной плотностью потока.

На рисунке представлена конструкция экспериментального канала с зондовой камерой для регистрации нейтронов. С этой камерой проведены эксперименты в центральном канале реактора ВВР-К, где плотность потока нейтронов достигала значения $3 \cdot 10^{14}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$.

Описанная конструкция позволила измерить с большим значением плотность потока нейтронов до 10^{16} нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ при малых значениях напряжения (порядка 0,1-1В в зависимости от используемого давления газа) и решить ряд технических вопросов, связанных с



условиями работы устройства (малый измеряемый ток, большие поля ионизирующего излучения, радиационный разогрев узлов конструкции).

Результаты измерений сведены в таблицу. Абсолютное значение плотности потока тепловых нейтронов в центральном канале определяли при малой мощности реактора абсолютными измерениями активности золота на установке β , γ -совпадений, затем линейно экстраполировали к большим значениям мощности по штатным приборам реактора.

В процессе экспериментов установлена стабильная работа и хорошая повторяемость результатов. Средняя чувствительность в интервале мощности 0,5-6 мВт равна $0,3 \cdot 10^{-13}$ мкА·см²/нейтр. Приведенные результаты показывают, что измерением зондового тока (электронного или ионного) можно контролировать плотность потока нейтронов в реакторе. Для этого необходимо ток зондовой камеры предварительно отградуировать в зависимо-

Рис. Экспериментальный канал с зондовой камерой:

1 - ампула; 2 - подводящие провода в алундовой изоляции; 3 - заглушка; 4 - вакуумно-плотный разъем; 5 - коническое гнездо.

сти от плотности потока нейтронов или мощности реактора. Погрешность способа не больше погрешности существующих методов непрерывного измерения плотности потока нейтронов.

Связь между чувствительностью камеры и плотностью потока нейтронов при постоянном напряжении на зонде

$U_3, В$	$N, МВт$	$\Phi_{\text{нейтр.}} / (\text{см}^2 \cdot \text{с})$	Ионный ток на зонд при давлении ксенона 100 тор
10	0,5	$1,5 \cdot 10^{13}$	$0,4 \pm 0,08$
10	1	$3 \cdot 10^{13}$	$0,8 \pm 0,16$
10	2	$6 \cdot 10^{13}$	$2,2 \pm 0,4$
10	4	$1,2 \cdot 10^{14}$	$4,4 \pm 0,8$
10	6	$1,8 \cdot 10^{14}$	$6,0 \pm 0,12$

ЛИТЕРАТУРА

1. Векслер В.И. [и др.]. Ионизационные методы исследования излучений. М., Госхимиздат, 1954.
2. Русанов В.Д. Современные методы исследования плазмы. М., Атомиздат, 1962.
3. Ульянов К.Н. ЖТФ, 40, 1970, 790.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТОКА, ВОЗНИКАЮЩЕГО В КАБЕЛЯХ С МАГНЕЗИАЛЬНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИХ В РЕАКТОРЕ

Е.Н.Бабулевич

Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова, Москва

А.А.Кононович, М.Г.Мительман, Н.Д.Розенблум,
А.П.Соколов, Ю.М.Шиповских

Всесоюзный научно-исследовательский институт
источников тока, Москва

Токи линии связи существенно влияют на работу детекторов прямого заряда, определяя границы применения данного типа детектора [1]. В литературе отсутствуют надежные данные по токам, возникающим в кабелях, подвергающихся облучению в активной зоне ядерного реактора. Анализ и сравнение имеющихся экспериментальных данных [2-5] затруднены тем, что в них не приводят характеристики реакторного излучения, в котором выполняют измерения.

Настоящая работа исследует природу и значения тока линии связи детекторов прямого заряда. За линией связи ДПВ в пределах активной зоны реактора использовали кабели с магнезиальной изоляцией марки КТМС-1 с жилой из нихрома и марки КТМС-2 с хромелевой и алюмелевой жилами.

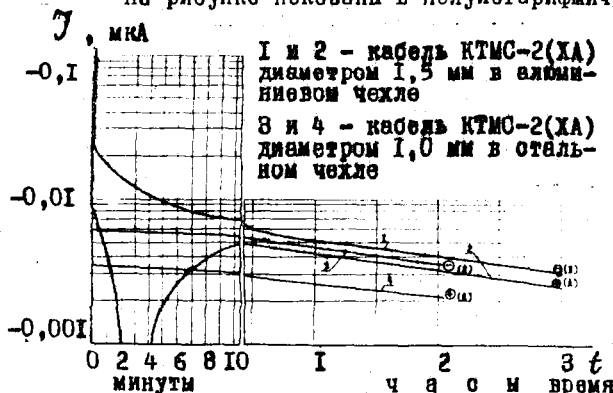
Испытания кабелей проводили в канале 2-3 реактора МР Института атомной энергии им.И.В.Курчатова. Основные условия испытаний: плотность потока тепловых нейтронов до $1,5 \cdot 10^{14}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$, температура окружающей среды $50-80^\circ\text{C}$, энерговыделение в алюминии за счет γ -квантов $3,7 \cdot 10^{-3}$ Вт \cdot г \cdot кВт) [6].

Исследуемый кабель опускали в воду в центральное отверстие канала в специальном чехле, который представлял собой алюминиевую или стальную трубку с диаметрами 6х1 и 3х0,5. Кабель опускали в канал на время не менее 18-20 ч, после чего измеряли токи каждой жилы в отдельности и сопротивление изоляции кабеля. Затем его извлекали из зоны. Значения тока каждой жилы кабеля измеряли в течение не менее 3 ч после извлечения его из зоны.

Плотность потока тепловых нейтронов и кадмиевое отношение в канале определяли детекторами прямого заряда ДПВ-1п и ДПВ-1в (с кадмиевым чехлом), фиксировали тепловую мощность канала 2-3 и общую мощность реактора. Ток линии связи записывали на диаграмму

приборами И-37 в комплекте с И-37 класса 2,5. Ток измеряли потенциометром Р-348 класса 0,002 и магазина сопротивлений МСР-63 класса 0,05. Максимально допустимая погрешность определения тока 0,1%.

На рисунке показаны в полулогарифмическом масштабе типичные



кривые изменения во времени тока жил кабеля в алюминиевом и стальном чехлах, полученные при быстром извлечении его из активной зоны.

Из полученных экспериментальных данных следует:

Стационарный ток кабеля в реакторе имеет отрицательный знак, и его величина зависит от материала и размеров жилы кабеля и от материала окружающего чехла. Зависимость тока для одноименных жил от их диаметра имеет линейный характер, и для кабеля КТМС-2 (ХА) ток алюминиевой жилы на 17% меньше тока хромелевой жилы.

Ток кабеля в реакторе можно разделить на две составляющие: мгновенную, обусловленную вторичными электронами, возникающими в материалах кабеля и чехла при взаимодействии с γ -квантами, и активационную, связанную с потоком β -частиц изотопов, наведенных в материалах кабеля и чехла в нейтронном поле.

Мгновенную и активационную составляющие определяли экстраполяцией к нулю начального участка кривой изменения тока во времени после извлечения кабеля из реактора, построенной в полулогарифмическом масштабе.

Мгновенная составляющая тока жилы кабеля, нормированная на единицу мощности поглощенной дозы γ -квантов, имеет отрицательный знак, линейно возрастает с увеличением диаметра жилы и не зависит от материала жилы кабеля (алюмель, хромель, нихром) и материала чехла (алюминий, сталь). Независимость мгновенной составляющей от рассмотренных материалов жил объясняется тем, что алюмель, хромель и нихром имеют практически одинаковые средние зна-

чения атомного номера и удельного веса. Независимость мгновенной составляющей от материала чехла можно качественно объяснить тем, что при уменьшении атомного номера (алюминиевый чехол) уменьшается сечение взаимодействия γ -квантов с материалом и одновременно возрастает длина пробега вторичных электронов.

Таким образом, мгновенная составляющая тока I_m , нормированная на мощность поглощенной дозы P для каждой жилы кабеля КТМС-2 (ХА) длиной l м, равна

$$\frac{I_m}{P} = - (9,0 \pm 1,2) \cdot 10^{-13} d \text{ А}\cdot\text{с}/(\text{рад}\cdot\text{м}\cdot\text{мм}),$$

где d - диаметр жилы. Для кабеля КТМС-1

$$\frac{I_m}{P} = - (1,3 \pm 0,2) \cdot 10^{-14} d \text{ А}\cdot\text{с}/(\text{рад}\cdot\text{м}\cdot\text{мм}).$$

Активационная составляющая тока кабеля в реакторе зависит от размера и материала жил кабеля и от материала чехла.

Анализ показал, что существенный вклад в ток активации по процентному содержанию, вероятности взаимодействия и способности эмитировать заряженные частицы могут давать два изотопа: ^{27}Al , из которого состоит алюминиевый чехол и присутствующий в алюмелевой жиле (2%), и ^{55}Mn , имеющийся в стальном чехле и оболочке кабеля (1+2%) и в алюмелевой (2,2%) и нихромовой (1,5%) жилах. Вклад остальных изотопов на два порядка меньше.

Анализ экспериментальных кривых, изображенных на рисунке, показывает, что прямолинейный участок кривых изменения тока во времени соответствует распаду изотопа марганца с периодом полураспада 2,7 ч. Таким образом, зависимость активационного тока одной жилы кабеля от времени можно представить в виде

$$I_{акт} = A \cdot e^{-\lambda_1 t} + B \cdot e^{-\lambda_2 t},$$

где λ_1 - постоянная распада изотопа ^{27}Al ; λ_2 - постоянная распада изотопа ^{55}Mn ; B - начальный ток, обусловленный активацией марганца в момент $t=0$, найденный экстраполяцией к нулю прямолинейного участка кривой изменения тока во времени; A - начальный ток, обусловленный активацией алюминия в момент $t=0$, равный $I_{акт} - B$.

Зависимость активационного тока от времени, рассчитанная по этой формуле, хорошо согласуется с экспериментальными данными, что свидетельствует о правильности получения экстраполированных данных.

Для кабеля КТМС-2 (ХА) в алюминиевом чехле можно выделить вклады в значения тока активации, даваемые отдельно алюминиевым чехлом (сумма значений величины A для хромелевой и алюмелевой жил), стальной оболочкой кабеля (удвоенная значением величины B для хромелевой жилы) и алюмелевой жилой (алгебраическая сумма значений величин B для хромелевой и алюмелевой жил кабеля), которые равны:

$$\frac{I_{акт}}{\varphi}^{\text{чехла}} = -(2,0 \pm 0,2) \cdot 10^{-21} d \text{ А} \cdot \text{см}^2 / (\text{нейтр} \cdot \text{м} \cdot \text{мм}),$$

$$\frac{I_{акт}}{\varphi}^{\text{обол}} = -(5,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-21} t d \rho \text{ А} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{с} / (\text{нейтр} \cdot \text{м} \cdot \text{мм}^2),$$

$$\frac{I_{акт}}{\varphi}^{\text{Ал жила}} = +(7,0 \pm 0,7) \cdot 10^{-22} d \text{ А} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{с} / (\text{нейтр} \cdot \text{м} \cdot \text{мм}),$$

где d - диаметр жилы; t - толщина оболочки кабеля; ρ - фактор самопоглощения β -частиц марганца в образце толщиной t .

Аналогичное значение вклада в ток активации алюмелевой жилы получили для кабеля КТМС-2, облученного в стальном чехле.

Для кабеля КНМС-1 с никромовой жилой в алюминиевом чехле выделен вклад в ток, даваемый алюминиевым чехлом (величина A), равный

$$\frac{I_{акт}}{\varphi}^{\text{чехла}} = -(2,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-21} d \text{ А} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{с} / (\text{нейтр} \cdot \text{м} \cdot \text{мм}).$$

Вклад в ток, создаваемый активацией оболочки этого кабеля и никромовой жилы, найти не удалось, так как нельзя разделить активацию марганца, присутствующего как в оболочке, так и в жиле.

Таким образом, активационную составляющую тока кабеля в реакторе вычисляли по формуле $I_{акт} = I_{акт}^{\text{чехла}} + I_{акт}^{\text{обл}} + I_{акт}^{\text{жилы}}$. Она равна для кабеля КТМС-2 длиной в 1 м в алюминиевом чехле для алюмелевой жилы:

$$\frac{I_{акт}}{\varphi} = -(1,3 \pm 0,27) \cdot 10^{-21} d - (5,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-21} t d \rho,$$

для хромелевой жилы:

$$\frac{J_{акт}}{\rho} = -(2,0 \pm 0,2) \cdot 10^{-21} d - (5,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-21} t_1 d \rho.$$

Для кабеля КТМС-2 в стальном чехле для алюминиевой жилы:

$$\frac{J_{акт}}{\rho} = +(7,0 \pm 0,7) d - (5 \pm 0,5) \rho t_1 d,$$

для хромелевой жилы

$$\frac{J_{акт}}{\rho} = -(5 \pm 0,5) \rho t_1 d,$$

где t_1 - толщина оболочки кабеля и чехла; ρ - самопоглощение, соответствующее величине t_1 .

Для кабеля КНМС-1 диаметром жилы 0,3 мм в алюминиевом чехле:

$$\frac{J_{акт}}{\rho} = -(5,6 \pm 0,6) 10^{-22} A \cdot \text{см}^2 \cdot \text{с} / (\text{нейтр.м}).$$

ЛИТЕРАТУРА

1. В сб. "Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях". Труды I совещания, т. I. М., Изд-во стандартов, 1972, II5.
2. Детектор нейтронов прямого заряда. ТУ I6-538.032-69.
3. Nilborn J.W. Nuclionics, N 2, 1964, 69.
4. Бошевоче W. Международный симпозиум по внутриреакторным измерениям. Харуэлл, 1966.
5. Сучков В.Ф. [и др.] "Электротехническая промышленность", серия "Кабельная техника", вып. I (95), 1973, 3.
6. Амаев А.И. [и др.] Методы испытаний конструкционных материалов в реакторе МР. Препринт ИАЭ № I9I7. М., 1969.

РЕЗОНАНСНЫЙ ДЕТЕКТОР НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ ${}^6\text{Li}$

В.В.Гречко, Е.А.Краммер-Агеев, В.С.Трошин

Московский инженерно-физический институт, Москва

Диапазон энергии нейтронов, которые могут быть зарегистрированы резонансными активационными детекторами, простирается вплоть до 26 кэВ (резонанс ${}^{37}\text{Cl}$). С другой стороны, нижняя граница области применения пороговых детекторов определена эффективным порогом реакции ${}^{237}\text{Np}(n,f)$ 580-650 кэВ. Таким образом, в этом интервале энергии спектр нейтронов может быть получен только методом интерполяции.

Полный поток нейтронов регистрирует детектором, содержащим ${}^{235}\text{U}$ или ${}^{239}\text{Pu}$, затем определяют поток нейтронов в диапазоне 26-650 кэВ как разность полного потока и зарегистрированного резонансными и пороговыми детекторами. Для регистрации нейтронов в узком интервале энергий около 250 кэВ предложено использовать резонансный детектор на основе ${}^6\text{Li}$ [1]. В качестве $1/v^2$ -детектора используется детектор на основе ${}^{10}\text{B}$. Сечение реакции n, α на ${}^{10}\text{B}$ следует закону $1/v^2$ вплоть до 100 кэВ, а на ${}^6\text{Li}$ до 30 кэВ. При больших значениях энергии сечение реакции ${}^{10}\text{B}(n, \alpha)$ спадает быстрее, чем по закону $1/v^2$, а в сечении ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ наблюдается широкий резонанс поглощения-около 250 кэВ.

Вклад нейтронов с энергией резонанса ${}^6\text{Li}$ в полное число взаимодействий мал (для $E_n > 0,5$ эВ вклад составляет 0,5%), поэтому как детектор с ${}^6\text{Li}$, так и детектор с ${}^{10}\text{B}$ необходимо помещать в оболочку из обогащенного бора, в которой будут поглощаться нейтроны с малой энергией.

Применение борной оболочки для увеличения вклада резонансов в активационных детекторах рекомендовали многие авторы [2-4]. На рис.1 приведены значения функции пропускания, рассчитанные методом Монте-Карло с учетом многократного рассеяния в оболочке, и они сравнены с результатами [3].

По найденным спектрам нейтронов внутри борной оболочки числили эффективности регистрации нейтронов детекторами с ${}^6\text{Li}$ и ${}^{10}\text{B}$ и определили их разность при нормировке в область малых зна-

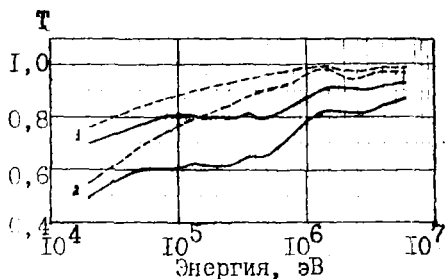


Рис. 1. Коэффициент пропускания сферической борной оболочки:
 — результат работы [4];
 - - - [5]; 1 — толщина фильтра 1 г/см² 10В; 2 — толщина фильтра 2 г/см² 10В.

Авторы считают, что наилучшим типом детекторов для подобных измерений являются пленочные детекторы, позволяющие регистрировать α -частицы. Испытаны поликарбонатная пленка Макрофоль, нитратцеллюлозная пленка и подложка цветной обратимой пленки ОРЮ. Наилучшие результаты получили для двух последних пленок. Травление экспонированных пленок проводили в 40% растворе КОН при 60°C, а подсчет плотности треков осуществляли микроскопом МБИ-6. Установили, что размеры следов от α -частиц в 5 раз меньше, чем от осколков деления. Треки частиц удобнее наблюдать, если использовать приставку отраженного света с темным полем. Используя мононаправленный и моноэнергетический пучок α -частиц, установили, что оптимальное время травления зависит от энергии α -частиц, по-видимому, из-за различной глубины залегания брэгговского пика.

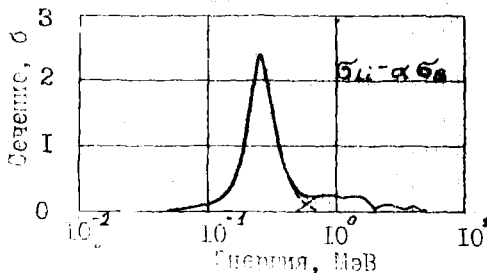


Рис. 2. Эффективность регистрации нейтронов литием после вычитания вклада $1/v$ части сечения: - - - представленные сечения взаимодействия суперпозицией одиночного резонанса и порогового сечения.

чений энергии, где сечение подчиняется закону $1/v$. Эффективность регистрации после вычитания вклада $1/v$ представлена на рис. 2.

В качестве детекторов, содержащих ⁶Li и ¹⁰B, в умеренных потоках быстрых нейтронов и γ -квантов могут быть использованы соответствующие ядерные эмульсии. В большинстве случаев внутриреакторных измерений уровень γ -излучения больше допустимого для ядерных эмульсий.

На рис.3 представлена зависимость эффективности регистрации α -частиц от их энергии и времени травления. Установили, что эффек-

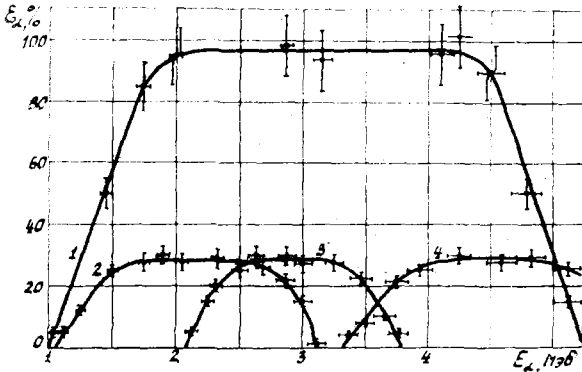


Рис.3. Зависимость эффективности регистрации α -частиц от энергии и времени травления: 1 - нитроцеллюлоза; 2 - ORWC.

тивность регистрации для нитроцеллюлозной пленки близка к 100%, а для двух других значительно ниже. Следует отметить, что скорость травления пленок, облученных в поле реактора, существенно возрастает, а время травления сокращается; например, для нитроцеллюлозной пленки до 3 мин.

Одним из существенно мешающих факторов является наличие фона ядер отдачи, созданных нейтронами в самих пленках. По данным [5], в поликарбонатной пленке Макрофоль-Е образуются треки от ядер отдачи при энергии нейтронов выше 0,8 МэВ. Фон от ядер отдачи становится значительным при флюенсе нейтронов, достигающим значения $5 \cdot 10^{10}$ нейтр./см² (измерен серным детектором). В качестве примера приведем данные: плотность треков $N_{\text{от}}$ состава $3,4 \cdot 10^5$ трек/см², от борного радиатора $4 \cdot 10^5$ трек/см², от литиевого $5,2 \cdot 10^5$ трек/см².

В качестве радиаторов использовали таблетки из муравьинокислого лития и борной кислоты. Сопоставление детекторов нейтронов проводили в коллимированном пучке нейтронов при размещении детектирующей пленки перед радиатором. Фон нейтронов, отраженных от окружающих предметов, уменьшали кадмиевым стаканом. Поток тепловых нейтронов мониторировали медным активационным детектором.

В этих измерениях определяли эффективность регистрации α -частиц с учетом их пробега и плотности ядер лития и бора в "рабочей" толщине радиатора:

$$K_{\text{Li}} = \frac{N_{\text{Li}}}{\sigma_{\text{Li}} \Phi_T T} ; \quad K_{\text{B}} = \frac{N_{\text{B}}}{\sigma_{\text{B}} \Phi_T T} ,$$

где K_{Li} и K_B - эффективности регистрации α -частиц, равные для указанных выше радиаторов $0,55 \cdot 10^{-6}$ и $2,5 \cdot 10^{-6}$ (трек-см³/нейтр.); σ_{Li} и σ_B - сечение реакции n, α на тепловых нейтронах; ΦT - флюенс тепловых нейтронов.

Следует также указать, что плотность треков с литиевым радиатором оказалась в 3 раза выше, чем с борным. С увеличением энергии нейтронов повышается энергия α -частиц и их пробег. Влиянием этого изменения на величину эффективности можно пренебречь, учитывая большое значение энергии реакции и спадающий характер спектра быстрых нейтронов. Поэтому проводили простое вычитание вклады I/ν - части сечения

$$\frac{n_{Li}}{K_{Li}} - \alpha \frac{n_B}{K_B} = \int_{0,05 \text{ МэВ}}^{\infty} \eta(E) \psi(E) [\sigma_{Li}(E) - \beta \sigma_B(E)] dE,$$

где $\eta(E)$, $\psi(E)$ и $\sigma(E)$ - энергетические зависимости эффективности ослабления нейтронов борным фильтром, дифференциальной плотности потока и сечения реакции; β - отношение сечений в тепловой области нейтронов.

Уместно отметить, что вклад в этот интеграл быстрых нейтронов с энергией больше 650 кэВ составляет 10-15% и может быть учтен, если разность сечений лития и бора представить суперпозицией сечения резонанса и некоторого эффективного порогового сечения. Оказалось, что величина этого сечения равна $0,18 \pm 0,02$ б, а эффективный порог - 0,80 МэВ. Таким образом, зная интегральный спектр быстрых нейтронов, методом графической интерполяции можно определить поток нейтронов с энергией больше 0,80 МэВ и, используя определенное выше сечение реакции и эффективность детектирования α -частиц, вычесть вклад быстрых нейтронов. Следовательно, флюенс нейтронов с энергией резонанса равен

$$E_p \psi(E_p) T = \frac{\frac{n_{Li}}{K_{Li}} - \alpha \frac{n_B}{K_B} - 0,9 \Phi(1,45) \sigma_{эфф}}{0,82 J_p},$$

здесь $E_p \psi(E_p)$ - дифференциальный поток, рассчитанный на единицу летаргии с энергией резонанса; J_p - резонансный интеграл, равный $1,65 \cdot 10^{-24}$ см²; 0,9 и 0,82 - коэффициенты прозрачности борного фильтра.

Была оценена погрешность дифференциального потока нейтронов. Главная причина погрешности - большой фон. Расчет показал, что при погрешности, равной 5%, в плотности треков погрешность значения $E_p^4(E_p)$ достигает 20-25%.

Рассмотренный здесь детектор нейтронов, несмотря на большую трудоемкость обработки и значительную погрешность, позволяет уточнить спектр нейтронов в диапазоне 26-650 кэВ, что особенно важно при измерении спектров внутри тяжелых материалов (рис.4).

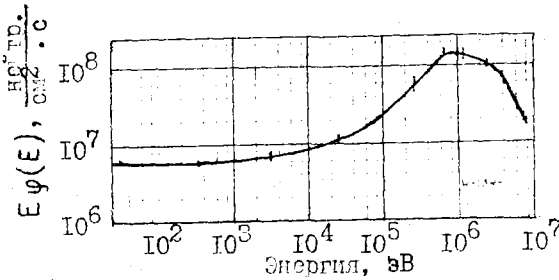


Рис.4. Спектр нейтронов ГЭК-2 ИРТ-2000 за фильтром 18 толщиной 80 мм.

ЛИТЕРАТУРА

1. Крамер-Агеев Е.А., Салимов О.Н., Трошин В.С. В сб. "Вопросы дозиметрии и защиты от излучений", вып. II. М., Атомиздат, 1970, 155.
2. Davis F.I. "Neutron dose determination with threshold detectors". Selected topics in radiation dosimetry. IAEA, Vienna, 1961, 399.
3. Bawson J.K., Dennis J. Nucl. Instrum. and Meth., 16, 1964, 321.
4. Крамер-Агеев Е.А., Трошин В.С., Салимов О.Н. В сб. "Вопросы дозиметрии и защиты от излучений", вып. 9. М., Атомиздат, 1969, 3.
5. Jozefowich K. "Energy dependence of neutron detection efficiency in polycarbonate with recoil-atom track recorder" (доклад на симпозиуме "Нейтронная дозиметрия в радиационной безопасности"). Vienna, IAEA, SM 167/36, 1972.

О ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ДЕТЕКТОРОВ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ
РЕНТГЕНОВСКОЙ ПЛЕНКИ СО СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫМ ЭКРАНОМ

В.А.Бертулис, В.И.Кершулис

Институт физики и математики АН Лит.ССР, Вильнюс

Экспериментально установлено, что эффективность люминесцентных экранов, предназначенных для регистрации медленных нейтронов и изготовленных на основе люминофора $ZnS(Ag)$ и борной кислоты, сильно зависит от содержания последней и имеет максимум при ее содержании 30-37 вес.% [1,2]. Нами исследована эта зависимость для экранов, изготовленных спеканием $ZnS(Ag)$, плавкой и борной кислоты, обогащенной до 84% изотопом ^{10}B , и сделана попытка описать ход кривой уравнением.

Увеличение концентрации бора в экране увеличивает вероятность поглощения медленных нейтронов в слое сцинтиллятора. Тесный контакт между зернами сульфида цинка и покрывающим их поверхность борным ангидридом обеспечивает сведение к минимуму потерю энергии α -частиц из реакции $^{10}B(n, \alpha)^7Li$. Увеличение борной примеси в сцинтилляторе уменьшает светоотдачу. Эффективность счета сцинтилляционной системы экспоненциально падает с ростом концентрации C_B тушащего борного ангидрида, который образуется из борной кислоты в процессе прокаливании шихты.

Если N_g - число вспышек за определенное время, n_α - удельное число альфа-частиц без учета тушения, то можно записать равенство [3]:

$$N_g \approx n_\alpha C_B e^{-q C_B}, \quad (1)$$

где q - постоянная тушения. Выразим q через концентрацию $C_{B/2}$, при которой эффективность счета уменьшается до половины первоначального значения [4]:

$$q = \frac{0,693}{C_{B/2}}. \quad (2)$$

Максимум кривой зависимости скорости счета n_g на поверхности сцинтиллирующего экрана-преобразователя от концентрации бора C_B достигается после компенсации роста плотности альфа-частиц увеличением все возрастающего тушения. Соответствующая этому случаю концентрация бора $C_{B, max}$ получается приравниванием нулю

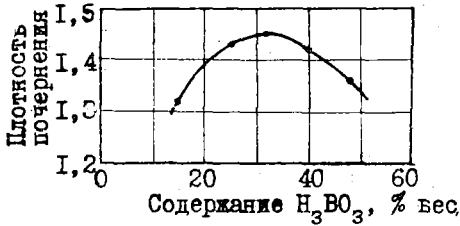
дифференциала уравнения (1):

$$\frac{dN_g}{dC_B} = n_{\alpha}(1 - q(C_B))e^{-qC_B} = 0. \quad (3)$$

Отсюда имеем $C_{B, \max} = \frac{1}{q}$
или с учетом равенства (2)

$$C_{B, \max} = 1,44 C_{B/2}. \quad (4)$$

Экспериментальная зависимость эффективности сцинтилляционного экрана, изготовленного по методике [2], от содержания борной кислоты приведена на рисунке. Эффективность определяли по почернению рентгеновских пленок, облученных совместно с экранами



толщиной 80 мг/см^2 (по светосоставу) в поле медленных нейтронов. Максимальная эффективность достигнута при содержании борной кислоты в светосоставе 33 вес.%, что хорошо согласуется с данными [1,2].

ЛИТЕРАТУРА

1. Гребенский В.С. [и др.] Изв. АН СССР, сер. физ., 25, 1961, 500.
2. Никитов В.С. [и др.] В сб. "Радиационная техника", вып. 6. М., Атомиздат, 1971, 58.
3. Kerr V.J. Appl. Radiation and Isotopes, 1, 1957, 284.
4. Peng S.T. Anal. Chem., 32, 1960, 1292.

ИЗМЕРЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ ОТ МАЛОТАБАРИТНЫХ ИСТОЧНИКОВ НА РЕНТГЕНОВСКОЙ ПЛЕНКЕ

В.А.Бертулис, В.И.Кершулис

Институт физики и математики АН Лит.ССР, Вильнюс

Знание пространственного распределения нейтронов имеет важное значение для расчета и планирования различных экспериментальных работ с использованием нейтронного излучения.

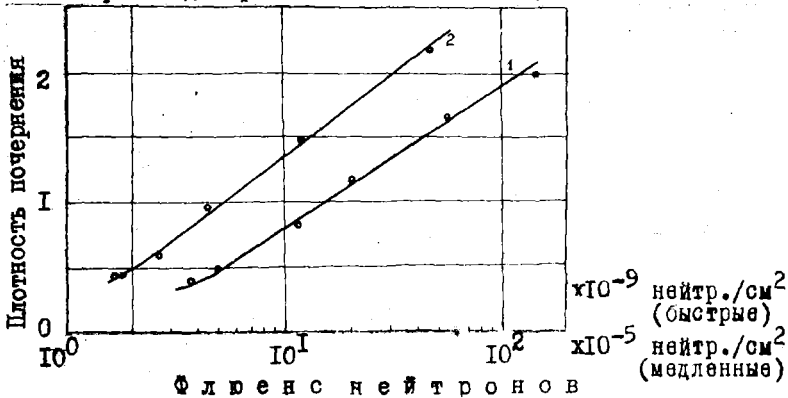
Для исследования распределения нейтронов чаще всего применяют метод активации. При измерении этим методом потока медленных нейтронов иногда возникают трудности из-за слишком малого или, наоборот, очень большого периода полураспада наведенной активности детектора. В первом случае сложно одновременно измерить активность большого количества детекторов, во втором случае приходится увеличивать время облучения, что не всегда возможно.

В некоторых случаях более удобен радиографический метод, заключающийся в измерении почернения облученной рентгеновской пленки, предварительно отградуированной с помощью активационного метода. Градуировкой определяются границы применимости радиографии в качестве метода измерения абсолютных значений плотности потока нейтронов. Этот метод был опробован нами для систематического измерения флюенса нейтронов на нейтронном генераторе НГ-200. Для разработки методики использовали также изотопный плутоний-бериллиевый источник нейтронов с выходом $4 \cdot 10^7$ н/с.

В качестве детектора применили рентгеновскую пленку РМ-1 с люминесцентными задними экранами, изготовленными по методике [1], основанной на использовании светосостава СБ-10-2, содержащего $\text{K}_2\text{S}(\text{Ag})$ и B_2O_3 , обогащенный до 82% ^{10}B . В зависимости от значения измеряемого флюенса медленных нейтронов толщина экранов по люминофору составляла от 60 до 200 мг/см². Пленки фотометрировали на микрофотометре ИФ0-45I. При учете γ -фона в кассете перед пленкой-детектором располагали рентгеновскую пленку, отгороженную от детектора черной бумагой, или фотометрировали незасвеченные люминофором края пленки-детектора. Идентичность условий проявления контролировали одновременным проявлением с пленками-детекторами рентгеновской пленки, засвеченной строго определенным количеством света лампы накаливания.

Градуировку производили в строго идентичных условиях методом активации индиевой и золотой фольги согласно [2]. При изменении устройств замедления, коллимации, висмутового фильтра быстрых нейтронов и геометрических условий эксперимента измеряли кадмиевое отношение, и в случае заметного изменения распределения детектируемых нейтронов по энергии градуировку производили заново.

Радиографический метод оказался удобным для измерения флюенса быстрых нейтронов с энергией 14,5 МэВ при проведении большого количества длительных экспериментов с биологическими объектами, когда возникают перерывы в облучении и значительно падает интенсивность потока нейтронов во времени. Применение монитора, основанного на регистрации наведенной активности серебряного детектора, окруженного парафиновым замедлителем [3], в данном случае затруднено из-за его значительной инерционности. Рентгеновскую пленку с люминесцентным экраном и парафиновым замедлителем располагали под углом 90° к оси тритиевой мишени генератора нейтронов в защитном устройстве из листового кадмия, борной кислоты, парафина и свинца. Градуировку производили по результатам вычисления значений флюенса быстрых нейтронов в месте расположения биологического объекта по наведенной активности медной и алюминиевой фольги, измеренной в течение коротких интервалов времени. Типичная градуировочная кривая (1 - для быстрых нейтронов; 2 - для медленных нейтронов) приведена на рисунке. Аналогичный характер имеет кривая для флюенса медленных нейтронов.



Основной недостаток метода - наличие зависимости сечения реакции ${}^{10}\text{B}(n,\alpha){}^4\text{He}$ от скорости нейтронов, не позволяющей изменять условия эксперимента без проверки градуировки, и необходимость строгого соблюдения условий проявления и тождественности состава эмульсии. Погрешность измерения, обусловленная, главным образом, последними факторами и качеством изготовления люминесцентного экрана, достигает в некоторых случаях 20-25%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Никишов В.С. [и др.]. В сб. "Радиационная техника", вып.6. М., Атомиздат, 1971, 58.
2. Васильев Р.Д. [и др.]. В сб. "Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях". Труды I Всесоюзного совещания, т.2. М., Изд-во стандартов, 1972, 113.
3. Кирьянов Г.И., Бобров-Егоров Н.Н. В сб. "Радиационная техника", вып. 4. М., Атомиздат, 1970, 117.

ОБ УТОЧНЕНИИ ГРАДУИРОВОЧНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ
КАЛОРИМЕТРИЧЕСКОГО ДЕТЕКТОРА ТЕПЛОВЫХ
НЕЙТРОНОВ

Ю.Л.Цоглин, С.С.Огородник

Институт ядерных исследований АН УССР, Киев

Калориметрический детектор тепловых нейтронов (КДТН), предложенный авторами в 1971 г. [1], включает два калориметра с идентичными образцами естественного бора весом 20 мг. Один из калориметров измеряет тепловыделение в боре, закрытом кадмиевым чехлом - W_{cd} , другой - без чехла - суммарное тепловыделение в боре - W_{Σ} . Чувствительность КДТН K_{th} к тепловым нейтронам может быть выражена из его расчетного уравнения [1] следующим образом:

$$K_{th} = \frac{W_{\Sigma}}{\Phi_{th}} = \frac{A(T_n^0)}{(1 - F_{cd}) W_{cd} / W_{\Sigma}} \left[\frac{Bm}{\text{нейт./м.}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})} \right],$$

где Φ_{th} - плотность потока тепловых нейтронов; $A(T_n^0)$ - величина, которая для данной конструкции КДТН слабо зависит от температуры нейтронов T_n^0 ($\Delta A \sim 6\%$ при $\Delta T = 120^\circ$) [1]; F_{cd} - кадмиевая поправка, с которой может быть связана систематическая погрешность.

Сопоставление рассчитанной зависимости $K_{th} = f(R_{cd})$, где $R_{cd} = W_{\Sigma} / W_{cd}$, с экспериментально полученной в разных точках каналов реактора ВВР-М совместными измерениями W_{Σ} и W_{cd} с помощью КДТН и Φ_{th} по активации золота, позволяет уточнить значение кадмиевой поправки F_{cd} и тем самым существенно снизить погрешность измерения тепловых и эпитепловых нейтронов КДТН.

ЛИТЕРАТУРА

1. Цоглин Ю.Л. [и др.]. В сб. "Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях". Труды I Всесоюзного совещания, т. I. М., Изд-во стандартов, 1972, 151.

ИССЛЕДОВАНИЯ И ОПТИМИЗАЦИЯ ИДЕНТИФИКАТОРОВ НЕЙТРОНОВ ПО ФОРМЕ ИМПУЛЬСОВ ТОКА ОТ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ДЕТЕКТОРА

А.В.Большаков, Д.А.Кузнецов, В.Н.Кулаков, А.А.Курашов, С.П.Макаров, А.А.Цветков

Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова, Москва

Вопросы, связанные с определением верхней и нижней границ диапазона энергий, в котором осуществляют идентификацию нейтронов по форме импульсов тока сцинтилляционного детектора, представляют значительный интерес. Однако до сих пор они освещены слабо в отечественной и зарубежной литературе. Известно несколько работ теоретического характера [1-5], в которых сделаны попытки определить нижнюю границу диапазона.

Авторы рассмотрели вопрос о нижней границе независимо от метода идентификации, реализующих его схемных решений, световых выхода сцинтиллятора и квантовой эффективности фотокатода. Аппроксимируя импульс тока сцинтилляционного детектора двумя экспонентами, вычислили относительные значения потерь "протонных" (\mathcal{I}_1) и добавления фоновых (\mathcal{I}_2) импульсов, принятых за "протонные", в зависимости от числа фотоэлектронов, попадающих на первый диод. Полученные результаты приведены на рис.1.

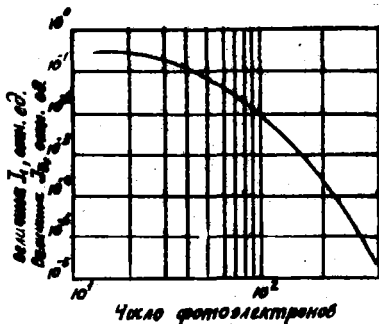


Рис.1. Зависимость коэффициентов \mathcal{I}_1 и \mathcal{I}_2 от полного числа фотоэлектронов, попадающих на первый диод ФЭУ.

Исследовали также возможности разделения нейтронов и γ -квантов в области больших значений энергии. Измерения производили в диапазоне энергии $E_n = 1-36$ МэВ. Детектор - ФЭУ-93 со стильбеном. Экстраполяция результатов измерений в область более высоких энергий показала, что верхняя граница лежит в окрестности $E_n = 85$ МэВ при качестве разделения, характеризуемого величиной $M=2,5$ для энергии $E_e = 1$ МэВ. При $M=5,1$ ($E_e = 1$ МэВ) верхняя граница смещается в область энергии

$$E_n = 120 \text{ МэВ.}$$

При исследовании качества разделения в широком диапазоне энергии сделан вывод: временной интервал S между максимумами распределений t_e и t_p является функцией энергии частиц, которую можно записать в виде:

$$S = F \left[f \left(\frac{dE}{dx} \right)_p - f \left(\frac{dE}{dx} \right)_e \right].$$

Функция S достигает максимума в области энергий $E_p = 2,2$ МэВ, Уменьшение S в области $E_p > 2,2$ МэВ вызвано снижением удельных потерь $\left(\frac{dE}{dx} \right)_p$. В исследуемой области $\left(\frac{dE}{dx} \right)_e$ меняется слабо. Таким образом, в области энергии $E_p \geq 2,2$ МэВ изменение S обусловлено увеличением отношения $\left(\frac{Q_e}{Q_m} \right)_p$.

Результаты измерений показывают, что идентификаторы с фиксированными порогами не обеспечивают оптимального разделения сигналов в широком диапазоне энергий. Оптимальный результат с заданным детектором может быть достигнут идентификатором, у которого положение порога изменяется в зависимости от энергии зарегистрированной частицы. Такой "обучаемый" идентификатор разработан в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова.

Методы идентификации нейтронов по форме импульсов тока сцинтилляционного детектора сводятся к сравнению отношений $\left(\frac{Q_e}{Q_m} \right)_p$ и $\left(\frac{Q_e}{Q_m} \right)_e$, где $Q = \int M(t) dt$. Правильный выбор пределов интегрирования обеспечивает оптимальное значение параметра M .

В работе исследовали для нескольких типов сцинтилляторов функции $M=f(k)$, где k - весовой коэффициент, характеризующий пределы интегрирования быстрого компонента импульса тока. Полученные распределения (рис. 2) показывают, что правильно оценить

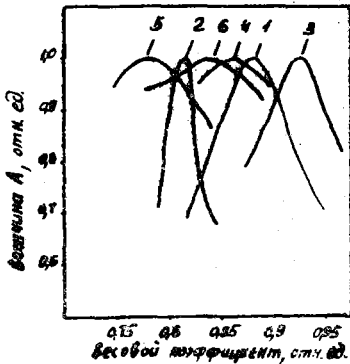


Рис. 2. Кривые, иллюстрирующие зависимость нормализованного параметра качества разделения A от весового коэффициента: 1 - стильбен; 2 - антрацен; 3 - дейтерированный нафталин; 4 - ксенол, нафталин 7%, РВД, РОРОР; 5 - ДТМ 20%, нафталин 20%, α -МРО 20%; 6 - α -метилнафталин, ВРО.

качество разделения импульсов можно лишь при строгом выборе весового коэффициента. Используя в наших системах идентификации результаты измерений функции $M=f(\kappa)$ и оптимизируя режим работы детектора, добились рекордного значения параметра качества M . Для $E_e = 1,0 \pm 0,1$ МэВ, $M = 5,1$ (рис.3).

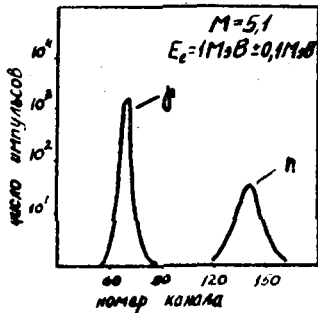


Рис.3. Распределение плотности вероятности временных интервалов E_e и E_p , отвечающих сигналам от электронов и протонов отдачи

По данным, опубликованным к настоящему времени в отечественной и зарубежной литературе, максимальное значение M для стильбена при $E_e = 1$ МэВ равно $2,1$ [6].

ЛИТЕРАТУРА

1. Gatti E., Martini F. Nucl. Electr. Vienna, 50, 1962, 265.
2. Doclin V.A., Litjaev V.M. Nucl. Instrum. Meth., 82, 1970, 178.
3. Doclin V.A., Litjaev V.M. Nucl. Instrum. Meth., 108, 1973, 158.
4. Jackson H., Thomas G.E. Rev. Sci. Instrum., 36, 1965, 419.
5. Курамов А.А., Большаков А.В. Препринт ИАЭ № 16/556, 1973.
6. Winyard R.A. et al. Nucl. Instrum. Meth., 95, 1971, 141.

ВОПРОСЫ ПОСТРОЕНИЯ УСТАНОВКИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛНОГО ПОТОКА НЕЙТРОНОВ

Ю.А.Воробьев, О.А.Угольцев

Созданный научно-исследовательский институт приборостроения, Москва

В настоящее время ускорители, реакторы и изотопные источники находят все большее применение для получения нейтронного излучения. Ставится вопрос о разработке установки широкого применения для измерения полного потока [нейтр./с] нейтронов нейтронных излучателей. Применение установок единого типа создает существенные выгоды в отношении сравнения результатов экспериментов, полученных в разных условиях, и облегчает использование нейтронных излучателей в народном хозяйстве.

К установке широкого применения предъявляют специфические требования по сравнению с установками, специально изготовленными для использования в конкретных случаях. Такие установки должны быть надежными в работе, иметь подробные инструкции по эксплуатации и выпускаться серийно. Последнее обстоятельство имеет решающее значение при выборе комплектующих изделий и детекторов нейтронов, что, в свою очередь, влияет на выбор структурной схемы прибора.

В литературе описаны установки колодезного типа, применяемые для определения полного потока нейтронов при исследовании ядерных реакций на ускорителях и сличениях изотопных источников [1-6]. Установки колодезного типа для определения выходов нейтронов ускорителей и изотопных источников имеют много общих черт, что позволяет использовать результаты проектирования установок одного типа на построение установок другого типа.

В настоящем докладе рассмотрены отдельные вопросы оптимизации приборных параметров установки колодезного типа, предназначенной для определения полного потока нейтронов из мишеней ускорителей.

Основная задача при оптимизации приборных параметров заключается в достижении разумных величин основной и дополнительных погрешностей определения полного потока нейтронов.

Надо выбрать такую структурную схему прибора, чтобы приборная погрешность имела величину, которая действительно необходима для обеспечения решения основной задачи. Простое улучшение приборных характеристик может привести к необоснованному усложнению прибора. Это вызовет увеличение стоимости и усложнит эксплуатацию прибора. Поэтому величины отдельных приборных параметров могут находиться в противоречии друг с другом.

Прежде всего основная погрешность определения значения полного потока нейтронов находится в тесной связи со значениями погрешностей образцовых мер, применяемых при градуировке приборов. В большинстве случаев в настоящее время погрешности образцовых источников, применяемых при массовых измерениях, имеют значение 3-5% и более.

Учитывая прогресс в метрологическом обеспечении массовых нейтронных измерений, можно принять, что обеспечение приборной погрешности в 1-2% - в настоящее время разумная цифра, которой следует руководствоваться при обсуждении структурной схемы и параметров установки для определения полного потока нейтронов.

На основную погрешность определения полного потока нейтронов влияют многие факторы: чувствительность установки к гамма-фону, просчеты в скорости счета полезных импульсов, изменение режимов работы электронных трактов, приводящие к сдвигу нулевой линии. Сведение к минимуму влияния рассматриваемых причин необходимо делать комплексно с учетом уровня развития экспериментальной техники сегодняшнего дня.

В настоящее время радиоэлектронную аппаратуру принято разделять на два больших класса: микросекундной и наносекундной техники. Применение в качестве детекторов нейтронов счетчиков типа СММ в пропорциональном и коронном режимах определяет выбор класса техники. А именно, нейтронная установка рассматриваемого назначения должна быть выполнена в микросекундной технике, т.к. длительность импульсов счетчиков СММ-18 и СММ-11 лежит в диапазоне 2-3 мкс.

В нашем сообщении на I Всесоюзном совещании по метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях упоминалось о целесообразности применения в установке широкого промышленного назначения водородсодержащего замедлителя [4]. В работах [5-6]

обосновано применение ^3He -счетчиков (СНМ-18) и коронных счетчиков (СНМ-11) в качестве детекторов нейтронов в установках колодезного типа. Счетчики СНМ-18 и другие ^3He -счетчики обладают высокой эффективностью к тепловым нейтронам [7], а коронные счетчики обладают повышенной устойчивостью к гамма-фону.

Ниже приводятся данные, определяющие приборные характеристики промышленной установки колодезного типа.

1. Прежде всего такая установка должна быть построена на основе микросекундной техники.

2. В качестве замедлителя целесообразно применение водородсодержащего вещества.

3. Учет статистической погрешности и погрешностей, связанных с загрузками электронного тракта нейтронными импульсами, удобно проводить уравнением

$$\sigma + \frac{1}{\sigma} = N\bar{t} + \frac{1}{\sqrt{N\bar{t}}}, \quad (I)$$

где N - скорость счета установки; \bar{t} - разрешающее время установки; t - время проведения измерения. Принимая, что диапазон установки заключен в пределах от 10^3 до 10^8 л/с и время одного отсчета должно составлять 100 с для $\sigma + \frac{1}{\sigma} = 0,01$, можно показать, что установка должна иметь три блока детектирования с чувствительностью $S' = 0,1; 0,03; 0,0001$ имп./нейтр.

4. Проведенные нами эксперименты [6] по выбору параметров блока замедлителя с учетом экранирующего действия счетчиков друг на друга показывают, что расстояние между осями смежных счетчиков ~ 5 см; это приводит к оптимальному количеству счетчиков при размещении их по окружности 20 см в количестве 10.

5. Рассмотрение различных схем параллельного включения счетчиков показывает, что при токовой схеме включения влияние паразитных емкостей и емкостей счетчиков на снижение относительной чувствительности установки оказывается практически пренебрежимым. Это обстоятельство позволяет параллелизовать счетчики СНМ-18 в таком количестве, которое необходимо по соображениям чувствительности.

6. При параллельном включении счетчиков СНМ-11, работающих в коронном режиме, проектировщик аппаратуры сталкивается с дополнительными трудностями. В этом случае происходит увеличение шума короны и соответственно снижение отношения сигнал-шум. Действие шума короны можно уменьшить: применением для каждого счетчика

своего преусилителя, с индивидуальной дискриминацией; включением счетчиков через диоды; использованием оптимальных фильтров; уменьшением тока короны.

Использование нагрузочного сопротивления 5,1 Ом для 16 запараллеленных счетчиков СМ-11 сводит влияние шума короны на нет. При этом гамма-фон с дозой не меньше 2 р/ч не приводит к дополнительной погрешности измерения.

Приведенные данные определяют исходные технические решения для проектирования прибора широкого применения, измеряющего полный выход нейтронов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Masklin R.L. Nucl. Instrum. Meth., I, 1957, 335.
2. Marion J.V. et al. Nucl. Instrum. Meth., 8, 1960, 297.
3. Фоминых В.М., Ярицина И.А. Труды метрологических институтов СССР, вып. 69 (I29). М.-Л., Изд-во стандартов, 1962, 75.
4. Воробьев Ю.А. [и др.] В сб. "Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях". Труды I Всесоюзного совещания, т. 2. М., Изд-во стандартов, 1972, 261.
5. Воробьев Ю.А. [и др.] В сб. "Ядерное приборостроение", Труды СНИИП, вып. XVII. М., Атомиздат, 1972, 72.
6. Воробьев Ю.А., Угольцов О.В. В сб. "Ядерное приборостроение". Труды СНИИП, вып. XXI. М., Атомиздат, 1973, 16.
7. Байкалов С.В. [и др.] В сб. "Ядерное приспособление". Труды СНИИП, вып. XXI. М., Атомиздат, 1973, 12.

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ИЗОМЕРНОГО РОДИЕВОГО ДЕТЕКТОРА
 ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

И.Б.Кеирим-Маркус, С.Н.Крайтор,
 К.К.Кушнерева, О.В.Черкашина

Институт биофизики МЭ СССР, Москва

Изомерный родиевый детектор часто применяют для измерения плотности потока быстрых нейтронов из-за сравнительно невысокой эффективной пороговой энергии (около 0,8 МэВ), достаточно большого сечения неупругого рассеяния нейтронов и образования изомера ^{103m}Rh (около 1 б), приемлемого периода полураспада (около 1 ч) и наличия удобных методов регистрации характеристического излучения с энергией 20 кэВ, сопровождающего распад ^{103m}Rh .

Интересно оценить возможность определения показаний родиевого детектора через сравнительно небольшое время после облучения и использования его для экспрессных нейтронных измерений. Для этого рассчитан выход 20 кэВ - излучения, связанного с реакцией $^{103}\text{Rh}(n, n')^{103m}\text{Rh}$, и фоновых ядерных реакций, сопровождающих образование этого изомера. При расчете учитывали образование изотопа ^{104}Rh с периодом полураспада 4,4 мин и 42 с. Вклад реакций n, p, n, d и $n, 2n$ не принимали во внимание из-за их незначительного вклада в суммарную активность [1]. Расчет выполнили для одного из наиболее "мягких" спектров нейтронов, который встречается на практике, например за защитой реактора *Rachel* [2]. Результаты расчета приведены на рис.1, из которого следует, что даже для этого спектра через 1 ч после облучения вклад фоновой активации не превышает долей процента, а через 15 мин - 25%. Этим изомерный родиевый детектор выгодно отличается от изомерного индиевого детектора, который перед определением активности необходимо выдерживать 15-20 ч для распада продуктов сопутствующих реакций. Полученный результат позволяет, в частности, рекомендовать родиевый детектор для экспрессной оценки дозы нейтронов в индивидуальных аварийных дозиметрах. Активность родиевого детектора обычно измеряют сцинтилляционным счетчиком с кристаллом NaI(Tl) . В [3] для градуировки таких счетчиков и определения активности методом замещения предложен градуировочный источник на основе ^{241}Am в кадмиевом фильтре, который формирует рентгеновское и гамма-излучение амери-

ция в пик с энергией около 23 кэВ. Сложный характер формирования излучения этого источника, связанный с частичным пропусканием излучения ^{241}Am и вто-

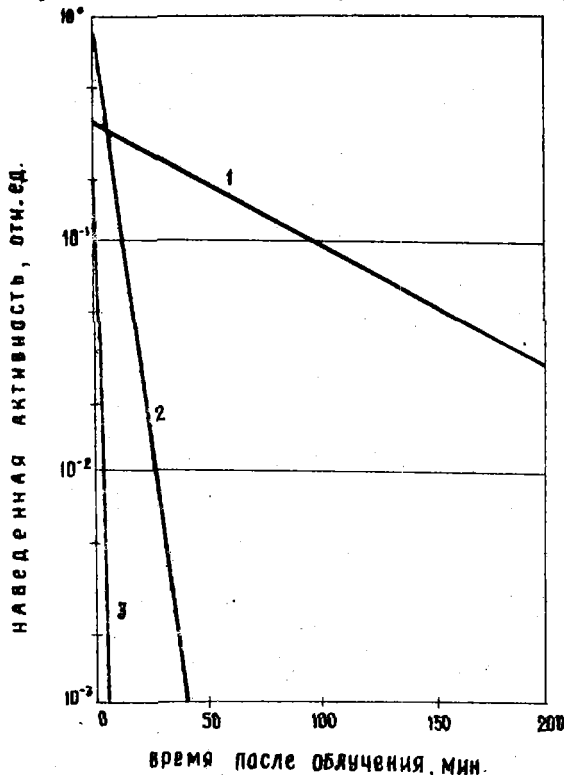


Рис. I. Зависимость наведенной активности ^{103}mRh [1], ^{104}Rh , $T_{1/2} = 4,4$ мин [2] и ^{104}Rh , $T_{1/2} = 4,4$ с [3] от времени после облучения.

ний с энергией примерно 14 и 17 кэВ от ^{241}Am . Со стороны высоких энергий это в некоторой степени связано с пропусканием линий 20,7 и 26,4 кэВ, хотя вклад их в активность ^{241}Am слишком мал [4], чтобы объяснить наблюдаемое расширение пика.

Для выяснения причины расширения пика были измерены спектры ^{241}Am , экранированного танталовым фильтром толщиной 330 и 660 мг/см², кристаллами NaJ(Tl) толщиной 1 и 20 мм. Такие

вторичным характеристическим излучением из кадмиевого фильтра, а также важность источника с практической точки зрения потребовали детального исследования его характеристик.

На рис. 2, а представлены спектры градуировочного источника $^{241}\text{Am} + \text{Cd}$ и характеристического излучения ^{109}Cd , измеренные с помощью кристалла NaJ(Tl) толщиной 1 мм. Видно, что, во-первых, максимум спектра градуировочного источника лежит правее пика ^{109}Cd с энергией 23 кэВ. Во-вторых, пик градуировочного источника шире пика ^{109}Cd .

Со стороны низких энергий это обусловлено неполным поглощением ли-

ний с энергией примерно 14 и 17 кэВ от ^{241}Am . Со стороны высоких энергий это в некоторой степени связано с пропусканием линий 20,7 и 26,4 кэВ, хотя вклад их в активность ^{241}Am слишком мал [4], чтобы объяснить наблюдаемое расширение пика.

Для выяснения причины расширения пика были измерены спектры ^{241}Am , экранированного танталовым фильтром толщиной 330 и 660 мг/см², кристаллами NaJ(Tl) толщиной 1 и 20 мм. Такие

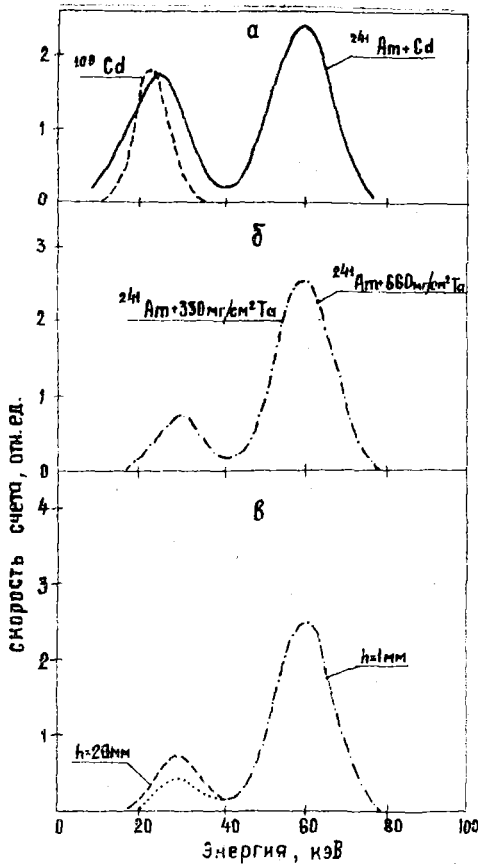


Рис. 2. Спектры градуировочных источников $^{241}\text{Am} + \text{Cd}$ и ^{109}Cd (а) и $^{241}\text{Am} + \text{Ta}$ (б, в).

фильтры практически полностью поглощают все излучение америция за исключением линии 60 кэВ и имеют потенциал ионизации К-оболочки E_K более высокий, чем максимальная энергия гамма-излучения ^{241}Am . Измеренные спектры приведены на рис. 2, б, в и обнаруживают дополнительный пик с энергией около 30 кэВ. Он не связан непосредственно со спектром ^{241}Am , а обусловлен утечкой рентгеновских квантов, которые испускают ионизованные при фотоэффекте атомы йода. Число ушедших квантов зависит от толщины и диаметра кристалла, геометрии измерений [5, 6] и приводит к неконтролируемой добавке к площади фотопика градуировочного источника. Эквивалентная энергия этой добавки, равная (60 кэВ - E_K) \approx 30 кэВ, не может быть разрешена сцинтиллятором $\text{Ag}_2\text{S}(\text{Te})$ и выделена из всей площади пика, что затрудняет практическое применение градуировочного источника $^{241}\text{Am} + \text{Cd}$ и требует аттестации градуировочного источника вместе с тем кристаллом $\text{Ag}_2\text{S}(\text{Te})$, который будет использован при проведении измерений. Поэтому для градуировки сцинтилляционных детекторов с такими кристаллами лучше использовать непосредственно изотоп ^{109}Cd .

дифференциальной геометрии [5, 6] и приводит к неконтролируемой добавке к площади фотопика градуировочного источника. Эквивалентная энергия этой добавки, равная (60 кэВ - E_K) \approx 30 кэВ, не может быть разрешена сцинтиллятором $\text{Ag}_2\text{S}(\text{Te})$ и выделена из всей площади пика, что затрудняет практическое применение градуировочного источника $^{241}\text{Am} + \text{Cd}$ и требует аттестации градуировочного источника вместе с тем кристаллом $\text{Ag}_2\text{S}(\text{Te})$, который будет использован при проведении измерений. Поэтому для градуировки сцинтилляционных детекторов с такими кристаллами лучше использовать непосредственно изотоп ^{109}Cd .

ЛИТЕРАТУРА

1. BNL-325, Sec. edd., 1966.
2. Benesch G., Zaborowsky H. Personal Dosimetry for Radiation Accidents. Vienna, IAEA, 1965, 349.
3. Васильев Р.Д. [и др.]. В сб. "Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях". Труды I Всесоюзного совещания, т. I. М., Изд-во стандартов, 1972, 200.
4. Стародубцев С.В. Полное собрание научных трудов, т. I. Ташкент, Изд-во "ФАН", 1970.
5. Liden K., Starfeld R. Arkiv för Fysik, 7, 1954, 427.
6. Axel P. Rev. Sci. Instrum., 25, 1954, 39.

От редакции. Результаты исследований, изложенные в работе И.Б.Кеирим-Маркуса, С.Н.Крайтора, К.К.Кущнеревой и О.В.Черкашиной "Об использовании изомерного родиевого детектора для измерения плотности потока быстрых нейтронов" заслуживают особого внимания в связи с измерением активности Rh -детектора из набора АКН (активационные комплекты нейтронные). Произвольные отступления от условий, оговоренных в паспорте, техническом описании и инструкции на набор АКН могут привести к заметному искажению результата.

ПРИМЕНЕНИЕ ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫХ СЧЕТЧИКОВ ДЛЯ
РЕГИСТРАЦИИ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ^{103m}Rh

И. Б. Кеирим-Маркус, С. Н. Крайтор,
К. К. Кушнерева, О. В. Черкашина
Институт биофизики МЗ СССР, Москва

Для определения активности ^{103m}Rh , образующегося при облучении ^{103}Rh быстрыми нейтронами, обычно используют сцинтилляционные детекторы с кристаллами $\text{NaI}(\text{Te})$ толщиной 1–2 мм [1]. Такой детектор обладает высокой эффективностью регистрации характеристического излучения родия с энергией 20 кэВ, однако из-за плохого энергетического разрешения в этой области (50–70%) уровень фона под фотопиком оказывается значительным. Кроме того, защитные домики для снижения фона громоздки, а для питания сцинтилляционного детектора требуется высоковольтный выпрямитель с током порядка 1 мА.

Рассмотрим возможность применения для определения активности ^{103m}Rh газоразрядных пропорциональных счетчиков, которые имеют лучшее энергетическое разрешение, более компактны, не требуют высоковольтных источников питания, а приборы на их основе могут быть выполнены переносными.

С этой целью нами были измерены спектрометрические характеристики пропорциональных счетчиков СРМ-1 и СРМ-10 с ксеноновым наполнением и СРМ-5 с криптоновым и определена эффективность регистрации характеристического излучения родия. На рис. 1 представлен спектр импульсов от характеристического излучения родия в счетчике СРМ-1 (кривая 1), а для сравнения – аналогичный спектр в сцинтилляционном детекторе с кристаллом $\text{NaI}(\text{Te})$ толщиной 2 мм (кривая 2) [1]. В первом спектре обнаруживаются линии K_{α_1, α_2} и K_{β_1, β_2} родия, шумы счетчика и электронной схемы незаметны, а распределение фоновых импульсов почти равномерное. Такой характер спектра облегчает выделение сигнала над фоном. В сцинтилляционном детекторе в области 20 кэВ уже значителен счет шумовых импульсов фотоумножителя, которые, налагаясь на фоновые импульсы, затрудняют определение активностей ^{103m}Rh , особенно при малом уровне облучения и требуют подбора фотоумножителя.

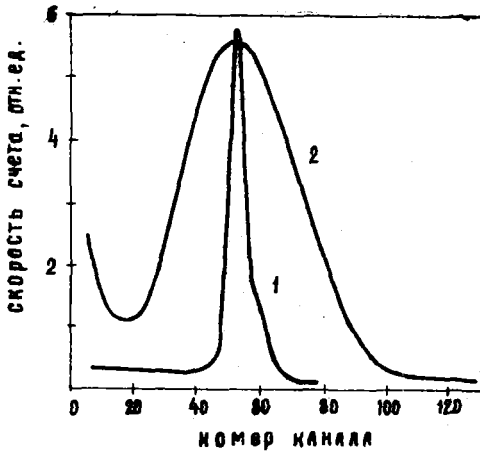


Рис. I

Характеристики пропорциональных счетчиков для излучения ^{103m}Rh приведены в таблице. При их определении использовали родиевый детектор диаметром около 10 мм, который располагали непосредственно на входном бериллиевом окне счетчика. Эффективность измеряли относительно Na I (Te) толщиной 1 мм с бериллиевым окном толщиной 100 мкм. Значения амплитуды импульсов и разрешения представлены для оптимального высокого напряжения, при котором энергетическое разрешение наилучшее. Оно составляет 10–15% и из-за разброса длин пробега вторичных электронов в счетчике несколько хуже, чем для коллимированного излучения с энергией 20 кэВ, когда оно равно 8–10%. При напряжении на счетчике 1800–2000В импульсы со счетчика имеют амплитуду 4–5 мВ и могут быть зарегистрированы стандартными пересчетными установками, например ПП-9 или ПП-16 с дополнительным усилителем, имеющим коэффициент усиления 20–200.

Счетчик	Эффективность, %	Рабочее напряжение, В	Энергетическое разрешение, %	Амплитуда импульсов от ^{103m}Rh , мВ
СРМ-1	30	1800	11	5
СРМ-5	25	2000	9,5	4
СРМ-10	28	1700	15	4

Очевидно, что для получения максимальной чувствительности и наименьшей погрешности необходимо регистрировать все импульсы в спектре, приведенном на рис. I, за исключением фоновых. При этом нужно иметь в виду, что для мягкого излучения часть спектра, соответствующая комптоновскому распределению, незначительна по сравнению с фотоликом, а уровень фона здесь велик. Также велик уровень

фона выше фотопика. Исходя из этого, при ограниченной длительности проведения измерений целесообразно регистрировать импульсы в сравнительно узкой области фотопика, т.е. использовать целевой спектрометр с дифференциальным дискриминатором.

Для выбора оптимальной ширины щели были рассчитаны те зависящие от нее характеристики, которые определяют качество измерений. В расчетах использовали форму спектра, аналогичную приведенной на рис.1 для соответствующего счетчика. Расчеты провели для щели, середина которой U_0 находится в максимуме $K_{d_1 d_2}$ -линии, а ширина ΔU в относительных единицах равна

$$\Delta U = \frac{U_6 - U_H}{U_0} \cdot 100\% , \quad (1)$$

где U_6, U_H - верхний и нижний уровни дискриминации.

Полученные зависимости скорости счета характеристического излучения ^{103m}Rh (кривая 1), фона (2), их отношения (3) и статистической погрешности измерения флюенса быстрых нейтронов (4) от ширины щели дифференциального дискриминатора для счетчика СРМ-10 представлены на рис.2. Предполагалось, что измерения проводятся через 2 ч после импульсного облучения родиевой фольги весом 60 мг. Погрешность φ рассчитывали по формуле [2]

$$\varphi = \frac{\sqrt{\left(\frac{N_{\text{ф}}}{t_{\text{ф}}}\right)^2 + \left(\frac{N_{\text{обл}}}{t_{\text{обл}}}\right)^2}}{\frac{N_{\text{обл}}}{t_{\text{обл}}} - \frac{N_{\text{ф}}}{t_{\text{ф}}}} , \quad (2)$$

где $N_{\text{обл}}, N_{\text{ф}}$ - полная скорость счета и скорость счета фона;
 $t_{\text{обл}}, t_{\text{ф}}$ - длительность измерения фольги и фона, выбранная равной 10 мин. Из расчета следует, что хотя отношение сигнала к фону с увеличением щели уменьшается, погрешность измерения флюенса быстрых нейтронов для малой щели велика, как и для очень большой. При оптимальной ширине щели, равной для счетчика СРМ-10 ~ 20%, за 10 мин можно определить флюенс быстрых нейтронов $4 \cdot 10^{10}$ нейтр/см², который соответствует дозе около 100 рад, со статистической погрешностью 8%.

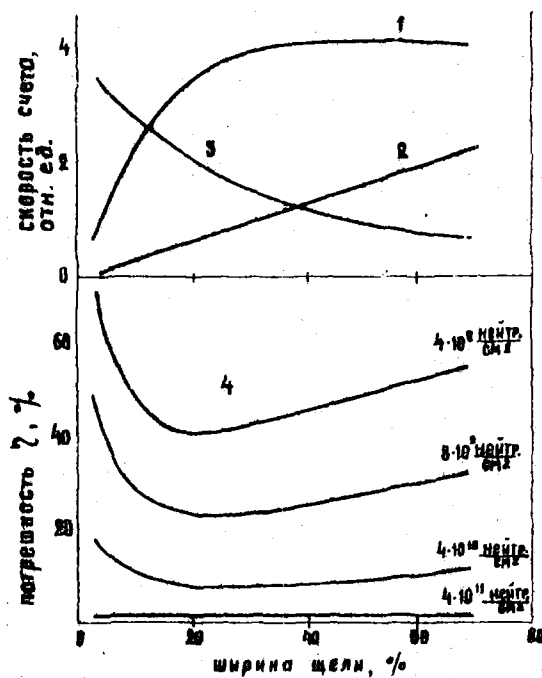


Рис. 2

ЛИТЕРАТУРА

1. Васильев Р.Д. [и др.] В сб. "Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях". Труды I Всесоюзного совещания, т. I. М., Атомиздат, 1972, 203.
2. Гольдманский В.И. [и др.] Статистике отчетов при регистрации ядерных частиц. М., Физматиздат, 1959.

АКТИВАЦИОННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ ИНДИЯ,
НАТРИЯ И ХЛОРА В ТЕРМОРЕАКТИВНОЙ СМОЛЕ

Т.С.Амбарданишвили, М.А.Коломийцев
Институт физики АН ГССР, Тбилиси

Индий, натрий и хлор применяют в качестве нейтронно-чувствительных элементов для определения характеристик полей тепловых и быстрых нейтронов. Так как эти элементы обладают низкой температурой плавления в свободном виде (индий и натрий) либо летучестью (хлор), то нет достаточно удобных для технического применения детекторов с этими элементами.

Ранее разработанный способ внедрения элементов в фенолоформальдегидную резольную смолу (ФФС) был применен для получения детекторов с индием, натрием и хлором [1,2]. Изучены свойства полученных детекторов. Показано, что пластмассовые детекторы с индием и натрием устойчивы до температуры 1100-1200°C. В случае хлора максимально допустимая температура равна 230-250°C; при более высокой температуре происходит отщепление хлора и его улетучивание. Как и другие детекторы на основе ФФС, детекторы с индием, натрием и хлором механически прочны, водостойки и могут быть легко очищены от поверхностных загрязнений, внесенных в процессе облучения.

Все синтезированные детекторы обладают высокой активационной чистотой. После их облучения во время измерения активности практически нет посторонних радиоактивных изотопов, которые могли бы внести погрешность в измерение активности основного элемента.

Технология изготовления детекторов позволяет в настоящее время производить их в больших количествах в виде таблеток ϕ от 5 до 20 мм. Удельное содержание нейтронно-чувствительных элементов можно варьировать в зависимости от задач в следующих пределах: для индия от 10^{-4} до 3 вес. %, натрия от 10^{-4} до 5 вес. %, хлора от 10^{-2} до 20 вес. %. При этом отклонение от гомогенности не превышает 0,1-0,2% для навесок 50-500 мг.

В докладе приведены методики измерения активности облученных детекторов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Амбарданишвили Т.С. [и др.]. В об. "Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях". Труды I Всесоюзного совещания, т. I. М., Изд-во стандартов, 1972, 213.
2. Амбарданишвили Т.С. [и др.]. В об. "Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях". Труды I Всесоюзного совещания, т. I. М., Изд-во стандартов, 1972, 214.

АКТИВАЦИОННЫЙ ДЕТЕКТОР НЕЙТРОНОВ С ФОСФОРОМ

Т.С.Амбарданишвили, М.А.Коломийцев, Г.И.Кикнадзе,
Т.Я.Захарина

Институт физики АН ГССР, Тбилиси

По своим ядерно-физическим свойствам фосфор является элементом, обеспечивающим решение ряда задач в нейтронной радиометрии. Целесообразность его применения, как известно, основана на строгом подчинении сечения активации закону $1/v$.

Физико-химические свойства фосфора (малая температурная стойкость, возможность воспламенения от трения, отсутствие пластичности и т.д.) вызывают затруднения при изготовлении технически пригодных активационных детекторов с указанным элементом.

Был разработан специальный состав, компонентами которого служили фенолоформальдегидная резольная смола, активационно-чистый мелкодисперсный углерод, полученный по специальной технологии, и красный фосфор [1,2]. Указанный состав легко перерабатывается в прочные таблетки, обладающие высокой механической прочностью, термостойкостью до 350°C . Таблетки не воспламеняются при механическом воздействии. Удельное содержание фосфора можно варьировать в пределах 10^{-4} -30 вес. %. Изучена гомогенность распределения фосфора в разработанном детекторе и показано, что в навесках 50-500 мг отклонение от гомогенности не превышает 0,2%. При этом по абсолютному количеству детекторы легко аттестовать с погрешностью не более 0,5%.

Измерение активности ^{32}P в облученном детекторе производили изучением самопоглощения β -частиц в материале детектора и сравнения с активностью стандартного источника ^{32}P , представляющего собой тот же изотоп, равномерно распределенный в матрице из элементарной серы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Амбарданишвили Т.С. [и др.]. В сб. "Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях". Труды I Всесоюзного совещания, т. I. М., Изд-во стандартов, 1972, 213.
2. Амбарданишвили Т.С. [и др.]. В сб. "Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях". Труды I Всесоюзного совещания, т. I. М., Изд-во стандартов, 1972, 214.

О ЗАМЕНЕ ДЕТЕКТОРА ИЗ СЕРНИКИСЛОЙ РТУТИ В НАБОРЕ АКН
КОМПОЗИЦИОННЫМ ДЕТЕКТОРОМ НА ОСНОВЕ СУЛЬФИДА РТУТИ И
ТЕРМОРЕАКТИВНОЙ СМОЛЫ

Т.С.Амбарданишвили, М.А.Коломийцев, В.Ю.Дундуа
Институт Физики АН ГССР, Тбилиси

Е.И.Григорьев, В.П.Ярына

Всесоюзный научно-исследовательский институт физи-
ко-технических и радиотехнических измерений,
Москва

В настоящее время в наборе активационных комплектов АКН в качестве детектора, содержащего ртуть, используют таблетки, получаемые прессованием сернической ртути. Основные его недостатки - низкая температурная стойкость, хрупкость и малая механическая прочность - суживают возможности его применения.

Создан композиционный детектор, состоящий из гомогенной композиции сульфида ртути (красной киновари) и термореактивной фенолоформальдегидной смолы. Для этого применен ранее описанный способ изготовления, основанный на получении полимерного материала с гомогенным распределением элемента детектора в нем [1,2]. Детектор изготавливается в виде таблеток с высокой механической прочностью. Его можно применять при температуре до 350°C. В отличие от детектора из сернической ртути, раздробанный композиционный детектор не растворим в воде и может использоваться без дополнительной упаковки. Установлено, что содержание примесей в композиционном детекторе незначительно и не вызывает помех при измерении активности после облучения в ядерном реакторе. Изучена гомогенность распределения нейтронно-чувствительного элемента в материале детектора; при этом показано, что, несмотря на многокомпонентность материала (два инградента) в навесках материала детектора 50-100 мг, отклонение от гомогенности не превышает 0,2%, а абсолютное количество нейтронно-чувствительного элемента легко установить с погрешностью менее 0,5%.

В докладе анализируются методы аттестации детектора и соответствующего градуировочного источника на основе изотопа ^{51}Cr ,

внедренного в матрицу разработанного ртутного детектора. Описаны образцовые установки, применяемые для аттестации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Амбарданишвили Т.С. [и др.]. В сб. "Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях". Труды I Всесоюзного совещания, т. I. М., Изд-во стандартов, 1972, 213.
2. Амбарданишвили Т.С. [и др.]. В сб. "Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях". Труды I Всесоюзного совещания, т. I. М., Изд-во стандартов, 1972, 214.

ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ БОРНЫЕ И КАДМИЕВЫЕ ЭКРАНЫ

Т.С. Амбарданишвили, А.В. Рустамбеков
Институт физики АН ГССР, Тбилиси

Область применения выпускаемых в настоящее время борных экранов БЭ-1 ограничена, так как их максимальная рабочая температура составляет лишь 150°C . К тому же при облучении в полях нейтронов со сравнительно небольшим флюенсом эти экраны набухают из-за выделения газообразного гелия.

Создан борный экран, содержащий карбид и ангидрид бора с окисью металла (кальция, магния или титана), лишенный указанных недостатков. Эти экраны изготавливаются формовкой композиционного материала с последующей обработкой по методике, описанной, например, в работах [1,2]. Полученный таким образом материал обладает временным сопротивлением к сжатию до 2100 кг/см^2 при комнатной температуре. Испытания при более высокой температуре показали, что у него достаточная механическая прочность при работе в окислительной атмосфере до 1000°C . Облучение этих образцов в поле нейтронов при флюенсе до 10^{19} нейтр./ см^2 не вызывает каких-либо заметных деформаций. Испытания при более высоких значениях флюенса нейтронов не проводились.

Кадмиевые экраны изготавливаются формовкой и последующей термической обработкой композиционного материала, состоящего из окиси или сернистого кадмия и борной кислоты. Кадмиевые экраны обладают механической прочностью примерно как борные экраны. Работоспособны при температуре до 1000°C .

ЛИТЕРАТУРА

1. Амбарданишвили Т.С. [и др.]. В сб. "Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях". Труды I Всесоюзного совещания, т. I. М., Изд-во стандартов, 1972, 213.
2. Амбарданишвили Т.С. [и др.]. В сб. "Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях". Труды I Всесоюзного совещания, т. I. М., Изд-во стандартов, 1972, 214.

МУЛЬТИЭЛЕМЕНТНЫЕ СТАНДАРТЫ ДЛЯ ИНСТРУМЕНТАЛЬНОГО НЕЙТРОННО-АКТИВАЦИОННОГО АНАЛИЗА БИОЛОГИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Л.М. Мосулишвили, М.А. Коломийцев, В.Ю. Дундуа, Н.И. Шония, О.А. Данилова

Институт физики АН ГССР, Тбилиси

В настоящее время в качестве стандартов в нейтронно-активационном анализе биологических материалов используют либо препараты на основе естественных тканей (морской капусты, ткани человеческой печени, цельной крови и др.), либо "моновалонны" на бумажной и других подложках. Известно, что к числу недостатков этих методов относятся большая погрешность, трудность аттестации и недоступность "эталонного" материала для широкого применения.

Разработан способ изготовления и составы синтетических композиций, представляющих собой твердые растворы определяемых элементов в терморезистивной фенолоформальдегидной смоле высокой чистоты. Эти композиции, сформированные в виде таблеток весом 30-50 мг, предложено использовать в качестве стандартов для инструментального нейтронно-активационного анализа биологических материалов. Стандарты разработаны двух типов: для реакторов с плотностью потока около 10^{13} и более 10^{14} нейтр./ $\text{см}^2 \cdot \text{с}$). Стандарты каждого типа сгруппированы в зависимости от разрешающей способности спектрометрической аппаратуры, на которой должен проводиться нейтронно-активационный анализ. В одном из стандартов содержится 21 элемент, концентрация каждого из которых удобна для совместного определения. Для аппаратуры со средней разрешающей способностью изготовлено три композиции. В каждой из них содержится от 4 до 9 элементов (во всех трех находится также 21 элемент). Показано, что с помощью $GeLi$ -детектора в γ -спектрах всех стандартов легко добиться разрешения всех аналитических фотопиков.

Способ изготовления позволяет задавать концентрацию каждого элемента в стандартах с погрешностью не более 3%. С такой же погрешностью можно воспроизводить состав стандартов при синтезе различных партий. Вследствие высокой активационной чистоты фенолоформальдегидной смолы с γ -спектрах стандартов практически отсутствуют фотопики продуктов активации примесей.

СИНТЕТИЧЕСКИЕ ИМИТАТОРЫ СТАНДАРТНЫХ ГОРНЫХ ПОРОД

Д.И.Лейпунская, В.И.Дрынкин, Б.В.Беленький
 Всесоюзный научно-исследовательский институт
 ядерной геофизики и геохимии, Москва
 М.А.Коломийцев, В.Ю.Дундуа, Н.В.Пачулия
 Институт физики АН ГССР, Тбилиси

Правильность инструментального нейтронного активационного анализа, в особенности при изучении таких сложных по элементному составу объектов, как горные породы, устанавливается сравнением с анализируемыми параллельно стандартными породами. Необходимым условием для обеспечения правильности анализа является близость элементного состава анализируемого образца и стандарта сравнения.

В настоящей работе изучена возможность создания синтетических имитаторов стандартных горных пород (по их элементному составу) на основе феноло-формальдегидной смолы, предварительно очищенной по специальной технологии от примесей до незначимого уровня. Основной задачей было создание имитаторов, которые бы не уступали стандартным горным породам применительно к активационному анализу, но обладали бы доступностью для массового применения.

Были синтезированы имитаторы следующих стандартных горных пород: габрос-диорита СГД-I, траппа СТ-I, альбитизированного гранита СГ-I (СССР), грано-диорита *GSP-I* и базальта ВСР-I (США). Микроэлементный состав имитаторов воспроизводил состав микропримесей горных пород и исключал элементы основы (окислы алюминия, кремния, натрия, калия, магния, кальция, марганца и титана, а также железо). Это позволило определить с помощью активационного анализа концентрации микропримесей без мешающего вклада со стороны элементов основы горных пород.

Имитаторы, изготовленные в виде таблеток от $\phi 6$ до 10 мм, содержали более двадцати элементов-примесей стандартных пород. Поскольку вещество имитаторов представляло собой твердый раствор элементов в феноло-формальдегидной смоле, в них обеспечивалась однородность распределения этих элементов. Концентрацию элементов в ФФС легко задавать с погрешностью не более 2%. Такой небольшой погрешности в знании абсолютных значений концентрации микроэлементов трудно добиться при использовании стандартов природных

III

горных пород.

Из-за различия в удельной плотности и элементном составе макроосновы стандартов и имитаторов на основе фенолоформальдегидной смолы принципиально допустима возможность возникновения погрешностей при использовании имитаторов, в особенности за счет различного возмущения нейтронного поля. Методом инструментального нейтронного активационного анализа с использованием ядерного реактора и $GeLi$ -полупроводникового детектора с высокой разрешающей способностью показано отсутствие дополнительных систематических погрешностей при замене стандартных горных пород их имитаторами на основе фенолоформальдегидной смолы.

Достоинство синтетических имитаторов - их дешевизна и возможность массового производства. Наряду с этим имитаторам присущи такие свойства, как строгая геометрическая форма, термическая и радиационная устойчивость, простота очистки от поверхностных загрязнений и др.

АТТЕСТАЦИОННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ СОДЕРЖАНИЙ МИКРОЭЛЕМЕНТОВ В СТАНДАРТАХ ГОРНЫХ ПОРОД НЕЙТРОННЫМ АКТИВАЦИОННЫМ АНАЛИЗОМ

Б.В.Беленький, В.И.Дрынкин, Д.И.Лейпунская
Всесоюзный научно-исследовательский институт ядерной
физики и геохимии, Москва

Инструментальный нейтронный активационный анализ геологических проб с использованием полупроводниковой γ -спектрометрии высокой разрешающей способности позволяет получать относительно точные данные по содержанию многих элементов, в особенности редких: земель и некоторых рассеянных элементов, содержание которых в горных породах невелико.

Высокая разрешающая способность аппаратуры по отношению к энергии регистрируемого γ -излучения позволяет четко выделять индивидуальные аналитические линии и свести к минимуму влияние на результаты анализа элементного состава матрицы образца. Это обстоятельство значительно исключает возможности систематических погрешностей при правильной системе эталонирования.

При облучении проб в ядерном реакторе можно для анализа пользоваться малыми навесками, что создает дополнительную возможность оценки однородности проб стандартов. Контроль однородности стандартов необходим для оценки возможного расслаивания их со временем.

Были проведены аттестационные анализы стандартов, приготовленных в Сибирском филиале ВНИИФТРИ: СТ-1 (траппа), СТД-1 (габбро-диорита) и СТ-1 (альбитизированного гранита).

Пробы навесками 20-50 мг запаивали в полиэтиленовую пленку и после облучения пленку не удаляли. Анализ проводили на следующие элементы: Sc , Bz , Co , Cs , La , Ce , Sm , Hf , Th , Eu . В качестве "эталонов" использовались "эталоны", приготовленные из растворов нанесением на полиэтиленовую подложку соответствующего объема и последующим высушиванием. Содержание соответствующих элементов в "эталонах" примерно соответствовало содержанию их в пробах. Для контроля правильности анализов использовали стандартный образец ВСР-1 (базальт), элементный состав которого принят по данным, опубликованным в литературе (Фланаган, 1969).

2-4-параллельные навески образцов по 20-50 мг вместе с "эталоном" и стандартом *BCR-1* облучали в течение 20-120 ч в реакторе ТВР при плотности потока $1,2 \cdot 10^{13}$ нейтрон/см²·с).

Измерения проводили *Ge(Li)*-полупроводниковым детектором с эффективным объемом 48 см³ (фирмы *Saip*) с разрешением 2,8 кэВ по линии 1332 кэВ ⁶⁰Со или *Ge(Li)*-детектора отечественного производства с эффективным объемом 25 см³ с разрешением 10 кэВ по линии 1332 кэВ. В качестве амплитудных анализаторов использовали анализатор "*Fridak*" (4000 каналов) или НТА-512-В (1024 канала). При определении содержания *Sc, Ga, Co, La, Sm, Ce, Eu* и *Th* расхождения содержания, определенного по искусственным "эталонам" или по стандартам, лежали в пределах погрешности измерений, что указывает на отсутствие систематических погрешностей.

В габбро-диорите и альбитизированном графите не удалось получить надежных данных *Hf* из-за мешающего влияния *U*.

Результаты анализа стандартных пород приведены в таблице.

Равномерность материала стандартных образцов контролировали по содержанию *La* и *Sm*. Для этого отбирали по несколько параллельных проб навесками 30 мг из четырех отдельных упаковок каждой породы и соответствующей статистической обработкой (Алексеев Р.И. и Коровин Ю.М., 1972) результатов анализа оценивали однородность материала проб.

Установлено, что материал исследуемых стандартных образцов равномерен в масштабе 30 мг. Последнее обстоятельство существенно при использовании стандартов в инструментальном нейтронном активационном анализе малых геологических проб, где правильность результатов определяют представительностью как анализируемых проб, так и стандартов. Результаты ИНАА указанных типов стандартов горных пород вошли в аттестационные данные.

Определяемый элемент	Радиоактивный изотоп	Основная аналитическая линия, кэВ	Содержание, $10^{-4}\%$ *		
			трапп	габбро-диорит	альбитизированный гранит
Sc	^{46}Sc	889; II2I	$38,3 \pm 2,3$	$23,7 \pm 1,9$	$3,4 \pm 0,3$
Cr	^{51}Cr	320	$199,6 \pm 26,0$	$6,56 \pm 15,8$	Не обнаружили
Co	^{60}Co	II72; I332	$39,4 \pm 1,6$	$35,0 \pm 2,6$	$0,5 \pm 0,2$
Cs	^{134}Cs	604; 7; 796	$3,7 \pm 0,7$	$10,5 \pm 0,9$	-
La	^{140}La	329; 487; 1596	$16,5 \pm 2,5$	$94,1 \pm 12,1$	$32,8 \pm 2,5$
Ce	^{141}Ce	144,5	$29,3 \pm 8,5$	$122,3 \pm 19,4$	$58,6 \pm 14,2$
Sm	^{153}Sm	70; 103	$5,4 \pm 0,3$	$17,9 \pm 2,3$	Не определяли
Eu	$^{152}; ^{154}\text{Eu}$	344; 779; 1408	$1,5 \pm 0,3$	$3,9 \pm 0,6$	$0,1 \pm 0,1$
Hf	^{181}Hf	133; 482	$2,2 \pm 0,3$	$3,5 \pm 0,7$	$26,9 \pm 6,5$
Th	^{233}Pa	312	$2,2 \pm 1,1$	$8,2 \pm 1,9$	$162,1 \pm 16,1$

* Указанные погрешности определяли по формуле $\sigma \frac{t_x}{\sqrt{n}}$, где σ - средняя квадратическая погрешность; t_x - коэффициент Стьюдента при надежности $\alpha = 0,95$; n - число измерений.

ПРИМЕНЕНИЕ ГЕНЕРАТОРОВ НЕЙТРОНОВ ПРИ АНАЛИЗЕ СТАНДАРТНЫХ ПОРОД НА СОДЕРЖАНИЕ АЛЮМИНИЯ, КРЕМНИЯ И ЖЕЛЕЗА

Н.А.Васильев, А.Ф.Вяткин, В.А.Касаткин, Д.И.Лейпунская,
Ю.Г.Чуланов

Всесоюзный научно-исследовательский институт ядерной геофизики и геохимии, Москва

Надежность аттестации элементного состава стандартных образцов связана с возможностью привлечения для аттестационных измерений различных методов элементного анализа. При определении низкой концентрации поставленную задачу довольно успешно решают комплексом химических, физико-химических и ядерно-физических методов, в то время как аттестацию макроконцентраций большинства элементов в геологических стандартах проводят на основании данных химических методов. В настоящее время этот недостаток частично может быть устранен привлечением в группу аттестационных методов активационного анализа с применением генераторов быстрых нейтронов.

Метод уже нашел применение при аттестации геологических стандартов СТ-1, СРД-1 и СГ-1 на содержание алюминия и кремния. Кроме того, по просьбе Сибирского филиала ВНИИФТРИ в 1973-1974 гг. во ВНИИЯГГ проведены определения содержаний алюминия, кремния и железа еще в тринадцати пробах стандартных пород. Одновременно с целью определить метрологические параметры метода и повысить достоверность анализа на содержание алюминия, кремния и железа проанализированы двенадцать геологических стандартов СССР и Франции.

Содержание алюминия, кремния и железа определяли по γ -излучению радиоактивных изотопов $^{27}\text{Al}_\gamma$ ($T_{1/2}=10$ мин, $E_\gamma=0,84$ и $1,02$ МэВ), ^{28}Al ($T_{1/2}=2,3$ мин, $E_\gamma=1,78$ МэВ) и ^{56}Mn ($T_{1/2}=2,58$ ч, $E_\gamma=0,84$ и $1,81$ МэВ), образующихся в результате n, p -реакций взаимодействия быстрых нейтронов со стабильными изотопами алюминия, кремния и железа.

Анализ проводили генератором нейтронов Т-400, изготовленным французской фирмой *SAMES*, однокристалльным сцинтилляционным γ -спектрометром и двучанальной дифференциальной анализирующей аппаратурой по методике, описанной в [1, 2].

Анализировали сухие порошковые пробы весом 4-5 г. При анализе материал пробы помещали в плексигласовые цилиндрические ампулы $d=20$ и $h=8$ мм. Для исключения пересыпания и образования пусто-

материал пробы при упаковке уплотняли.

Выход нейтронов за секунду поддерживали на уровне $(3-5) \cdot 10^9$ нейтр./с. Мониторирование и учет изменения нейтронного потока проводили по результатам измерения активности кварцевых и алюминиевых дисков, облучаемых одновременно с пробами в специальном держателе вблизи мишени генератора нейтронов.

В результаты измерений введены поправки на мертвое время, влияние интерферирующих реакций и различие в ослабляющих свойствах проб и "эталонов" по отношению к потоку быстрых нейтронов и γ -квантов [3,4].

Усредненные результаты активационного анализа геологических стандартов СССР и Франции даны в таблице. Содержание алюминия и кремния приведено для доверительного интервала 0,95%; для железа приведено усредненное значение двух определений.

Тип стандарта	Содержание компонентов, в % вес					
	Al_2O_3		SiO_2		Fe	
	пас-порт	актива-ционный анализ	пас-порт	актива-ционный анализ	пас-порт	актива-ционный анализ
Боксит Б-190а	54,03	54,2±0,4	3,10	3,12±0,08	17,40	17,5
Боксит БХ-IV	54,53	54,2±0,4	7,39	7,45±0,09	16,35	16,2
Дистен ДТ-N	59,16	59,3±0,3	36,53	36,9±0,3	0,47	0,5
Трапп СТ-I	14,23	14,3±0,3	49,12	49,0±0,2	10,72	10,9
Габбро-диорит СГД-I	14,88	14,9±0,3	46,39	46,3±0,2	8,03	8,5
Диорит DR-N	17,46	17,5±0,3	52,77	52,7±0,2	6,93	7,1
Базальт BR	10,36	10,3±0,4	38,79	38,8±0,3	9,00	9,3
Серпентин UB-N	2,99	3,1±0,7	39,40	39,5±0,6	5,96	5,9
Биотит MF	19,40	19,3±0,9	34,40	34,1±0,7	17,96	17,9
Гранит GA	14,61	14,7±0,7	69,71	69,8±0,3	-	-
Гранит GH	12,76	12,4±0,6	75,58	75,7±0,3	-	-
Гранит CF-1	13,84	13,5±0,4	73,36	73,6±0,3	1,58	1,6

Результаты активационного анализа в пределах погрешности измерений согласуют с паспортными данными. Совместная обработка данных по методу наименьших квадратов показала отсутствие замет-

ных систематических расхождений.

На основании полученных данных выведем, что неdestructивный активационный анализ на нейтронах с энергией 14 МэВ позволяет получать точные и надежные данные о содержаниях алюминия, кремния и железа в горных породах.

Авторы выражают благодарность руководителю радиоизотопной лаборатории Почвенного института им. В. В. Докучаева тов. Срапеняццу Р. А. и сотрудникам лаборатории за помощь при проведении экспериментальных исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Чуланов Ю. Г. [и др.]. В сб. "Активационный анализ". Ташкент, Изд-во "ФАН", 1971, 185.
2. Касаткин В. А. [и др.]. В сб. "Нейтронные активационные экспресс-методы элементного анализа геологических проб в полевых условиях". Реферативный сборник. Серия "Региональная, разведочная и промышленная геофизика", № 25. М., ВИЭМС, 1972, 34.
3. Hoate I. et al. CRC Activation Analysis. London, Butterworths, 1971.
4. Margolwalla S. S. et al. Analytica Chim. Acta, 49, № 3, 1970, 425.

УЧЕТ ВЛИЯНИЯ ИЗМЕНЕНИЙ ВЕЩЕСТВЕННОГО СОСТАВА ПРИ АКТИВАЦИОННОМ
АНАЛИЗЕ ГЕОЛОГИЧЕСКИХ ПРОБ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИЗОТОПНЫХ ИСТОЧНИКОВ
НЕЙТРОНОВ

В.И.Варин, В.И.Дрынкин, Д.И.Лейпунская

Всесоюзный научно-исследовательский институт ядерной
геофизики и геохимии, Москва

Широкое применение, которое получил нейтронный активационный метод определения вещественного состава пород и руд без разрушения материала образца с использованием изотопных источников, объяснено его положительными особенностями. Это — высокая экспрессность и производительность анализа, возможность одновременного определения в пробе нескольких элементов и возможность анализа грубодробленых проб благодаря относительно высокой глубинности метода. Однако при анализе проб массой от десятков грамм и более анализ осложнен влиянием нейтронпоглощающих свойств анализируемых веществ, проявлением эффекта самоэкранирования нейтронного поля. Коэффициент возмущения f поля нейтронов определяется при этом концентрацией поглотителей и массой m пробы $f = (1 + \alpha m)^{-1}$, где α — коэффициент, учитывающий геометрические факторы и сечение поглощения.

Влияние эффекта возмущения на результаты анализа различно в зависимости от способа выбора проб сравнения ("эталон"), но максимальная погрешность анализа возникает при использовании в качестве проб сравнения искусственных смесей чистых химических веществ. Значения систематических погрешностей в значительной мере определяются типом анализируемых объектов — горных пород и руд или продуктов их переработки. Геологические объекты, как правило, очень сложны и разнообразны по составу. В частности, при выделении рудных зон анализируют пробы существенно различного вещественного состава, что может привести к появлению погрешностей в результатах анализа при использовании наперед заданного определенного набора проб сравнения. Основной вопрос метрологии в данном случае — обеспечение согласуемости результатов измерений — определяется, в первую очередь, знанием плотности потока нейтронов в объеме анализируемой пробы.

Приведены результаты исследования эффекта возмущения поля тепловых нейтронов применительно к анализу некоторых стандартов горных пород, используемых в качестве проб сравнения при количественном анализе. Необходимая достоверность результатов измерений предъявляет одинаково высокие требования как к точности, так и к правильности, и в данном случае основной задачей является корректное введение поправок на изменение нейтронпоглощающих свойств исследуемых образцов. Необходимо отметить, что применение метода измерения пропускания в общепринятом виде не позволяет получить точное значение поправки, так как при этом не учитывается экранирование внутренней части пробы ее внешней частью. Точное значение поправочного коэффициента можно получить, измеряя величину, пропорциональную среднему по объему пробы потоку тепловых нейтронов.

Облучение проб проводили в активаторе установки "Нейтрон-2"; навески проб были в пределах 20-50 г. В качестве детектора тепловых нейтронов применяли сцинтилляционный детектор с люминофором, изготовленным из сплава сернистого цинка с борным ангидридом; диаметр люминофора составлял 1,1 см и толщина - 0,3 см. Детектор обеспечивал регистрацию скорости счета импульсов, обусловленных тепловыми нейтронами, равную 1500 имп/с при использовании $Pu-Be$ источника нейтронов с выходом за секунду $1,3 \cdot 10^7$ нейтр./с.

В таблице приведены экспериментально полученные значения макроскопических сечений поглощения исследованных стандартных горных пород $\Sigma_a [1/c]$, и соответствующие значения коэффициентов возмущения f поля тепловых нейтронов в объеме пробы. Последние являются поправочными коэффициентами к измеренным наведенным активностям проб. Образцы стандартных пород были получены от Сибирского филиала ВНИИФТРИ.

Наряду с анализом стандартов горных пород разработанный способ опробовали для различных типов осадочных горных пород - бокситов, фосфоритов. Указанные породы отличаются большим разнообразием содержаний элементов с высокими значениями сечений поглощения тепловых нейтронов. Макроскопическое сечение Σ_a при этом изменяется от $п.10^{-3}$ до $п.10^{-1}$ 1/с, и значения вводимых поправок в некоторых случаях достигают десятков процентов.

Наименование породы	$\Sigma a, I/c$	Коэффициент возмущения f	Наименование породы	$\Sigma a, I/c$	Коэффициент возмущения f
Известняк	$3,3 \cdot 10^{-3}$	0,995	Бокситы:		
Песчаник	$2,4 \cdot 10^{-2}$	0,948	обр. 356-73	$2,9 \cdot 10^{-2}$	0,940
Граниты:			обр. 357-73	$4,8 \cdot 10^{-2}$	0,905
аляскитовый	$1,6 \cdot 10^{-2}$	0,970	Руда силикатно-		
альбитизированный	$1,7 \cdot 10^{-2}$	0,965	флюоритового типа	$7,0 \cdot 10^{-3}$	0,985
Трапп	$1,6 \cdot 10^{-2}$	0,970	Щефелиновый сиенит	$1,9 \cdot 10^{-3}$	0,960
Габбро-эссекситовое	$2,3 \cdot 10^{-2}$	0,950			

Полученные результаты показывают необходимость учета возмущения нейтронного поля при анализе геологических проб изотопными источниками. Простота устройства для контроля нейтронного поля в области пробы позволяет без потери производительности анализа и с нужной точностью определять содержание ряда элементов в пробах разнообразного вещественного состава.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ АКТИВНОСТИ НУКЛИДА ^{198}Au В ФОЛЬГАХ МЕТОДОМ СОВПАДЕНИЙ

Э.Ф.Гарапов, А.Н.Грязнов, А.Н.Давлетшин, О.Б.Синицын,
В.А.Толстикова

Совместный научно-исследовательский институт приборостроения, Москва;

Физико-энергетический институт, Обнинск

Из большого числа изотопов, широко используемых в качестве активационных детекторов, ^{197}Au является одним из наиболее распространенных материалов для изготовления детекторов. Золото можно получить практически без мешающих примесей. Детекторы легко изготовить в виде очень тонких фольг. Сечение активации тепловыми нейтронами достаточно велико и известно с малой погрешностью, поэтому золотые фольги в настоящее время широко применяют для прецизионных измерений плотности потока тепловых нейтронов.

Кроме того, сечение радиационного захвата золота для быстрых нейтронов является вторичным стандартом при измерении и мониторинговании потока быстрых нейтронов на ускорителе. Большое число работ по измерению сечений радиационного захвата вычислено относительно сечения захвата золота. Кроме того, детекторы из золота широко используют при измерениях распределений числа захватов в активных зонах быстрых реакторов. Достоверность предсказания параметров быстрых реакторов обычно проверяют сравнением экспериментальных распределений с расчетными. При этом необходимо хорошо знать многогрупповые сечения используемых изотопов, в частности захвата ^{197}Au . Однако в погрешности многогрупповых сечений непосредственно входит погрешность, с которой известна зависимость $\sigma_{n,\gamma}(E)$. Анализ опубликованных значений $\sigma_{n,\gamma}(E)$ для ^{197}Au [12, 13], к сожалению, показывает, что даже в наиболее удобной для измерения области энергий нейтронов — 0,15 — 1 МэВ относительная погрешность рекомендованных значений сечений не меньше 3-10%. К тому же результаты некоторых последних измерений, например [14], существенно выходят за пределы значений и погрешностей, рекомендованных по результатам более ранних работ.

Поэтому измерения $\sigma_{n,\gamma}$ для ^{197}Au в широком диапазоне

энергии быстрых нейтронов до настоящего времени представляют актуальную задачу. Задача эта, может быть решена только методом активации, который позволяет надеяться провести абсолютные измерения сечений с погрешностью, меньшей 2%. Таким образом, измерение активности нуклида ^{198}Au в последнее время стало одной из распространенных задач радиометрии. Методикам измерений уделено много работ в периодической литературе, однако вопросы уменьшения погрешности и оценка достоверности введения поправок при определении активности остаются актуальными и по сей день.

Нами для измерения активности ^{198}Au использован метод совпадений. Измерительная установка собрана по общепринятой схеме в основном из стандартных унифицированных блоков.

Для регистрации частиц использовали проточный пропорциональный 4π -счетчик с диаметром внутреннего объема 60 и высотой 40 мм. Плато счетной характеристики начиналось примерно с 3,5 кВ и имело протяженность 200–250 В с наклоном 0,2% на 100 В. γ -кванты регистрировали двумя сцинтилляционными блоками детектирования с кристаллами иодистого натрия 63x63 мм. γ -канал настраивали на фотопик, соответствующий энергии 0,412 МэВ. Каждый канал содержал устройство формирования мертвого времени непродляющегося типа около 4 мкс. Разрешающее время схемы отбора совпадений можно было менять в пределах 0,5 – 2 мкс. Установка имела канал для одновременной регистрации задержанных совпадений. Допустимые загрузки по каналам составляли $5 \cdot 10^4$ 1/с.

Активационные детекторы представляли собой диски из золота диаметром 10 и толщиной 3 или 5 мм. После облучения золотые диски помещали между двумя пленками из перхлорвиниловой смолы, которые металлизировали напылением палладия в вакууме. Толщина пленок вместе с напыленным металлом составляла 20–30 мкг/см².

Для измерения активности фольг использовали три метода.

1. Активность n_0 вычисляли по формуле

$$n_0 = \frac{n_{\beta} n_{\gamma}}{n_c} K_{\epsilon} \quad (I)$$

где K_{ϵ} – расчетная поправка, учитывающая эффективность регистрации и параметры схемы распада; n_{β} и n_{γ} – скорости счета в β - и γ -каналах; n_c – скорость счета совпадений после введения аппаратных поправок и поправок на фон.

2. Активность вычисляли по формуле

$$n_0 = n_p K_p, \quad (2)$$

где K_p — коэффициент, учитывающий самопоглощение β -частиц и конверсионных электронов. Для вычисления K_p использовали экспериментальные отношения n_e/n_p и n_c/n_p .

3. Использовали метод экстраполяции [1], основанный на том, что для многих нуклидов, в том числе и для ^{198}Au , величины n_p и $\frac{n_p n_p}{n_p}$ стремятся к n_0 при $n_c/n_p \rightarrow 1$. Изменять отношение n_c/n_p а следовательно, и эффективность регистрации β -излучения можно с помощью фильтров, изменяя усиление и уровень дискриминации в β -канале или напряжение на пропорциональном счетчике. При наших измерениях n_c/n_p изменялось от 0,52 до 0,85. Анализ экспериментальных данных показал, что для описанных выше условий применима линейная экстраполяция.

Для вычисления поправочных коэффициентов K_p и K_p воспользуемся уравнениями, связывающими скорость счета с эффективностями регистрации и параметрами схемы распада:

$$n_p = n_0 w_p, \quad n_j = n_0 w_j, \quad n_c = n_0 w_c. \quad (3)$$

Из уравнений (1)–(3) получаем

$$K_e = \frac{w_c}{w_p w_j} \quad \text{и} \quad K_p = \frac{1}{w_p}, \quad (4)$$

$$\text{где} \quad w_p = \sum_i q_i \epsilon_{p_i} + \frac{q_1(1-\epsilon_{p_1})}{1+\alpha} (\epsilon_{p_1} + \alpha \epsilon_c) + \frac{q_2(1-\epsilon_{p_2})}{1+\alpha} \times$$

$$\times [(\epsilon_{p_{s_1}} + \epsilon_{p_{s_2}} - \epsilon_{p_{s_1}} \epsilon_{p_{s_2}} + \alpha \delta_c) + (1-\alpha)(1+\alpha) \epsilon_{p_{s_2}}] + \quad (5)$$

$$q_1 \frac{\alpha}{1+\alpha} \epsilon_{p_1} (1-\epsilon_c)(1-\epsilon_{p_1}) + q_2 \frac{\alpha}{1+\alpha} (1-\delta_c)(1-\epsilon_{p_2}) [\epsilon_{p_{s_1}} + \delta_{p_{s_2}}(1-\epsilon_{p_{s_1}})];$$

$$w_j = (q_1 + q_2) \frac{1}{1+\alpha} \epsilon_{s_1} + q_2 \epsilon_{s_2} + q_2 (1-\alpha) \epsilon_{s_3} - q_2 \frac{1}{1+\alpha} \epsilon_{s_1} \epsilon_{s_2}; \quad (6)$$

$$w_c = q_1 \frac{1}{1+\alpha} \epsilon_{p_1} \epsilon_{s_1} + q_2 \epsilon_{p_2} \left[\frac{1}{1+\alpha} \epsilon_{s_1} + \epsilon_{s_2} + \frac{1-\alpha}{2} \epsilon_{s_3} - \frac{1}{1+\alpha} \epsilon_{s_1} \epsilon_{s_2} \right] +$$

$$+ q_2 \frac{1}{1+\alpha} (1-\epsilon_{p_2}) [\epsilon_{s_1} \epsilon_{p_{s_2}} + \epsilon_{s_2} \epsilon_{p_{s_1}} + \alpha \epsilon_c + \alpha(1-\delta_c) \delta_{p_{s_1}}];$$

здесь q_1, q_2 и q_3 — вероятности β -переходов на уровни 0,412,

1,089 МэВ и на основной уровень ртути-198; γ - вероятность каскадного перехода с уровня 1,089 МэВ; $\alpha = \alpha_K + \alpha_L$ - суммарный коэффициент конверсии с уровня 0,412 МэВ; $\epsilon_{\beta 1}, \epsilon_{\beta 2}, \epsilon_{\beta 3}$ - эффективности регистрации в β -канале β -частиц, соответствующих переходам на уровни 0,412 МэВ, 1,089 МэВ и на основной уровень; $\epsilon_e = \frac{\alpha_K \epsilon_{eK} + \alpha_L \epsilon_{eL}}{\alpha} \epsilon_{eK} \epsilon_{eL}$ - эффективности регистрации в β -канале K и L -конверсионных электронов; $\epsilon_{\beta X}$ - эффективность регистрации в β -канале K - и L -рентгеновских квантов; $\epsilon_{\gamma 1}, \epsilon_{\gamma 2}$ и $\epsilon_{\gamma 3}$ - эффективность регистрации в γ -канале γ -квантов с энергией 0,412, 0,677 и 1,089 МэВ; $\epsilon_{\beta \gamma 1}, \epsilon_{\beta \gamma 2}$ и $\epsilon_{\beta \gamma 3}$ - эффективность регистрации в β -канале γ -квантов с энергией 0,412, 0,677 и 1,089 МэВ.

Входящие в выражения (5) - (7) значения эффективностей регистрации определяются следующим образом.

Эффективность регистрации β -частиц. Предполагается, что при прохождении через вещество β -излучение ослабляется экспоненциально. Если считать, что фольга активирована равномерно по объему, диаметр фольги во много раз больше ее толщины, так что краевыми эффектами можно пренебречь, то эффективность регистрации β -частиц выражается формулой [2]

$$\epsilon_{\beta} = \frac{1 - e^{-\mu_1 h}}{\mu_1 h}$$

При использовании поглощающих фильтров

$$\epsilon_{\beta} = \frac{1 - e^{-\mu_1 h}}{\mu_1 h} e^{-\mu_2 d} \quad (8)$$

где μ_1 и μ_2 - коэффициент ослабления β -излучения в веществе источника и фильтре; h и d - толщина источника и фильтра.

Коэффициент ослабления β -излучения в веществе с атомным номером Z определяется по формуле [7]

$$\mu(Z) = \mu(Ae) \frac{105 + Z}{118} \quad (9)$$

а $\mu(Ae)$ по формуле [3]

$$\mu(Ae) = 15,63E^{-1,2} \quad (10)$$

Соотношения для определения $\mu(Ae)$ приведены также в работах [4-6], а для $\mu(Z)$ - в работе [8], но поскольку результаты расчета

по формулам (9)–(10) дали хорошее согласие с экспериментальными результатами, они были использованы при определении величины ϵ_{β} .

С помощью приведенных формул получили следующие коэффициенты ослабления β -излучения в золоте: $\mu_{\beta_1} = 25,40 \text{ см}^2/\text{г}$; $\mu_{\beta_2} = 107,6 \text{ см}^2/\text{г}$; $\mu_{\beta_3} = 16,52 \text{ см}^2/\text{г}$ для переходов с энергией 0,967; 0,290; 1,379 МэВ соответственно.

Эффективность регистрации конверсионных электронов. Поскольку данные о пробеге моноэнергетических электронов, приводимые в литературе, относятся, как правило, к алюминию, то для определения пробегов конверсионных электронов в золоте использовали кривую удельных потерь энергии при неупругих столкновениях для свинца, приведенную в работе [9]. Использование этой кривой обосновано, так как потенциалы возбуждения для золота и свинца близки. Потери на тормозное излучение пренебрегли, так как они составляют 8% от потерь на неупругие столкновения. Графическим интегрированием получили результаты $R_K = 0,18$, $R_L = 0,24 \text{ г}/\text{см}^2$, где R_K и R_L – пробеги K - и L -электронов с энергией 0,33 и 0,40 МэВ соответственно.

Если принять, что поток электронов убывает линейно от толщины ослабляющего слоя, то эффективность регистрации можно описать формулой:

$$\epsilon_{ei} = \begin{cases} 1 - \frac{2d+h}{2R_i} & \text{при } R > h+d, \\ \frac{(R_i-d)^2}{2R_i h} & \text{при } R < h+d. \end{cases} \quad (\text{II})$$

Эффективность регистрации γ -квантов в β -канале. Эффективность регистрации γ -квантов в проточном пропорциональном 4π -счетчике определяли по графику, приведенному в работе [10]; она составляла для энергии γ -квантов 0,412; 0,677 и 1,089 МэВ соответственно 0,0013; 0,0018 и 0,0026. Эффективность регистрации характеристического излучения определяли экспериментально источником из ^{241}Am . Для изменения соотношения между выходом γ -квантов с энергией 60 кэВ и характеристического излучения с энергией около 20 кэВ использовали фильтры. Оценка позволила установить, что эффективность регистрации γ -квантов 4π -счетчиком в диапазоне энергии 20–60 кэВ меньше 10^{-3} . При этом эффекты, связанные с регистрацией рентгеновского излучения, сопровождаю-

щего вылет конверсионных электронов, дают вклад менее 0,05% в поправочные коэффициенты K_β и K_ϵ даже при толщине источника 0,2 г/см², поэтому эффективностью регистрации характеристического излучения можно пренебречь.

Эффективности регистрации γ -квантов в β -канале. Эффективности регистрации для γ -квантов с энергией 0,677 и 1,089 МэВ определяли интерполяцией источников из набора ОСТИ. После подстановки в уравнения (5)–(7) всех полученных значений эффективностей регистрации эти уравнения становятся зависимыми только от ϵ_{γ_i} и толщины источника h и поглощающего фильтра d . Из уравнений (1)–(3) получаем

$$\frac{n_e}{n_\beta} = \frac{w_\epsilon(\epsilon_{\gamma_i}, h, d)}{w_\beta(\epsilon_{\gamma_i})}; \quad \frac{n_e}{n_\beta} = \frac{w_\epsilon(\epsilon_{\gamma_i}, h, d)}{w_\beta(h)}. \quad (12)$$

Из экспериментальных значений величин n_e/n_β и n_e/n_β при толщине фильтра $d = 0$ методом последовательных приближений находили значения h и ϵ_{γ_i} из (12). Так как при изменении эффективности регистрации β -частиц и конверсионных электронов величина ϵ_{γ_i} не меняется, то можно было рассчитать зависимости поправочных коэффициентов K_ϵ и K_β от экспериментальных значений отношения n_e/n_β .

Измерения проводили при различных значениях n_e/n_β , изменявшихся в пределах 0,52 – 0,85. Усредненные результаты, полученные после введения поправочных коэффициентов K_ϵ и K_β , приведены в табл. I.

Таблица I

Метод определения активности	Экстраполяция	Введение поправочного коэффициента K_ϵ	Введение поправочного коэффициента K_β
Активность источника, отн. ед.	1,0002	1,0000	1,0014
Среднее квадратичное отклонение	0,0006	0,0005	0,0006

Максимальное расхождение между результатами, полученными тремя методами, равно 0,14%.

При расчете поправочных коэффициентов считали, что ослабление потока β -частиц при прохождении через вещество происходит по экспоненциальному закону; коэффициенты ослабления в алюминии и переход к коэффициентам ослабления для золота осуществляли эмпирическими формулами; при расчетах пробега конверсионных электронов в золоте использовали экспериментальные данные для свинца, причем учитывали только неупругие столкновения; убывание потока электронов при прохождении через вещество принимали линейным; при определении эффективности регистрации γ -квантов в 4π -счетчика не учитывали вклад от рассеяния и поглощения γ -квантов в источнике; данные о параметрах схемы распада брали из работы [11].

Систематическую погрешность, связанную с указанными допущениями, довольно сложно рассчитать, так как трудно оценить степень достоверности каждого из допущений. Однако анализ экспериментальных данных позволяет сделать оценку этой погрешности. При изменении n_e/n_γ от 0,52 до 0,85 систематическая погрешность падает более чем в 5 раз, поэтому незначительное значение среднего квадратического отклонения для результатов, полученных при разных значениях n_e/n_γ , позволяют сделать предположение, что систематическая погрешность не превышает 0,2%. Кроме того, сделанные допущения по-разному влияют на поправочные коэффициенты K_ϵ и K_β , а результаты, полученные с использованием этих поправок, расходятся не более чем на 0,14%. Наконец, метод экстраполяции, не связанный с вычислением поправочных коэффициентов, дал результат, отличающийся от результатов, полученных введением этих коэффициентов, менее чем на 0,2%.

Таким образом, любой из описанных методов позволяет проводить измерения активности золотых фольг с неучтенной систематической погрешностью не более 0,2%, если $n_e/n_\gamma > 0,5$. При этом следует оговориться, что метод экстраполяции может привести к большей погрешности, если число экспериментальных точек незначительно.

Измерение сечения активации. Описанные выше методики измерения активности были использованы для измерения сечения $\sigma_{n,\beta}$

для быстрых нейтронов. Источником нейтронов служила реакция ${}^7\text{Li}(p,n){}^6\text{He}$ вана ускорителе ЭГ-2,5. Поток быстрых нейтронов измеряли цилиндрическим водородным счетчиком.

Наведенную активность образцов измеряли коаксиальным Ce-Li детектором объемом 33 см^3 и разрешением около 3 кэВ при энергии 661 кэВ. Эффективность детектора определяли следующим образом. В центре критической сборки на быстрых нейтронах облучали одновременно две золотые фольги. Тонкая фольга имела \varnothing 10 мм и весила около 3 мг. Активность этой фольги измеряли методом совпадений. Другая фольга, аналогичная фольгам, облучаемым на ускорителе, имела \varnothing 20 мм и вес около 0,2 г; ее использовали для градуировки Ce-Li -детектора. Так как обе фольги активировали в поле быстрых нейтронов, то отношение их активностей пропорционально отношению весов.

Результаты измерения сечения радиационного захвата быстрых нейтронов фольгой из ${}^{197}\text{Au}$ приведены в табл. 2. Значение

Таблица 2

Энергия нейтронов, кэВ	252 ± 18	406 ± 27
$\sigma_{n,\gamma}, \text{ мб}$	272 ± 16	$193,5 \pm 11$

Сечения при энергии 252 кэВ практически совпадает с результатом работы [14] при этой энергии. Наш результат для 406 кэВ лежит ближе к опененной кривой [13], чем к данным работы [14]. Последнее, видимо, связано с различными энергетическими разрешениями методов, с разными значениями средней энергии нейтронов и возбужденного уровня ${}^{197}\text{Au}$, расположенного в этом районе.

Указанные в табл. 2 погрешности определения сечений вычислены в соответствии с рекомендациями, изложенными в [15], и соответствуют доверительному интервалу 95%. При вычислении суммарной погрешности учитывали следующие составляющие статистических и систематических погрешностей в %:

- средняя квадратическая погрешность определения площади части спектра протонов отдачи 1,9
- расчет спектра (статистика, параметры счетчика, коэффициент нормировки) 1,3
- сечение n, p - рассеяния на водороде 1

- число ядер в чувствительном объеме счетчика	2,1
- телесный угол для водородного счетчика	1,2
- число ядер в образце золота	0,1
- телесный угол для образца золота	2
- постоянная распада ^{198}Au и измерение интервалов времени	0,3
- среднее квадратическое отклонение результата измерения активности образца золота	0,85
- методическая погрешность измерения активности	0,2
- вес малой фольги	0,1
- вес большой фольги	0,1
- учет распада золота-198 в калибровочной фольге	0,4
- погрешность поправки на многократное рассеяние в золотой фольге	0,2
- погрешность поправки на активацию рассеянными нейтронами	1

Приведенные здесь погрешности в ряде случаев существенно завышены. Можно ожидать, что после проведения дополнительного анализа и измерений некоторые составляющие погрешности, а следовательно, и суммарная погрешность будут заметно уменьшены.

ЛИТЕРАТУРА

1. Menke H. and Fahland J. "Standartisation of Radionuclides". Vienna, IAEA, 1967, SM-79/18.
2. Baker R.G. and Katz L. *Nucleonics*, 11, No 2, 1953, 14.
3. Barnard G.P., Axton E.J. and Marsh A.B.S. *Phys. Med. Biol.*, 3, 1959, 366.
4. Katz L. and Penfold A.S. *Rev. Mod. Phys.*, 24, 1952, 28.
5. Gleason G.I., Taylor J.D. and Tabern D.L. *Nucleonics* 8, 1951, 12.
6. Sanglust V. and Terrani M. *Standartisation of Radionuclides*. Vienna, IAEA, 1967, SM - 79/67.
7. Вапстра А.Х., Ниих Г.И., Ван Ливут Р. Таблицы по ядерной спектроскопии. М., Атомиздат, 1960, 57.

8. Abib Hussain S. and Putman J.L. Proc. Phys. Soc., Lond., 70A, 1957, 304.
9. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. М., Атомиздат, 1969, 37.
10. Merrit Janet S. and Taylor J.G.V. Standardization of Radionuclides. Vienna, IAEA, 1967, SM-79/66.
11. Axton E.J. J. Nucl. Energy. Parts A/B, 17, 1963, 127.
12. Абрамов А.И. [и др.] Nucl. Data for Reactors. V.1. Vienna, IAEA, 1967, 459.
13. Vangh E.J., Jrench H.A. The AEC Nuclear Cross Sections Advisory Committee. May 4-5, 1471, NESAC-38.
14. Czirr J.B., Stelts M.L. Nucl. Sci. Engng., 52, 1973, 299.
15. Кудряшова Ш.Ф., Рабинович С.Г., Резник Л.А. Методы обработки результатов наблюдений при измерениях, вып. 134 (184). М., Изд-во стандартов, 1972.

СПЕКТРОМЕТРИЯ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 0,4 ЭВ - 10 МЭВ
НАБОРАМИ ДЕТЕКТОРОВ НА ОСНОВЕ ДЕЛЯЩИХСЯ ИЗОТОПОВ (обзор)

С. И. Крайтор

Институт биофизики МЗ СССР, Москва

Спектрометрия нейтронов в области 0,4 эВ - 10 МэВ является важной частью нейтронных измерений. По известному спектру могут быть наиболее точно рассчитаны энергетические характеристики нейтронов, оценена эффективность защиты ядерных установок, определены требования к дозиметрам нейтронов. Интересно измерение спектров в случаях, имеющих отношение к аварийным ситуациям, например, при моделировании радиационных аварий, при изучении радиационной обстановки в помещениях с критическими сборками и ядерными реакторами на случай аварии. Сведения о спектре нейтронов необходимы при ядерно-физических, радиобиологических и других экспериментах в поле реакторного излучения и в выведенных пучках нейтронов.

Требования, которые предъявляются в указанных случаях к спектрометрическим измерениям, обширны и часто противоречивы. Используемый метод спектрометрии нейтронов должен обеспечить получение точной информации и в то же время быть простым в техническом и методическом отношении, доступным не только специалистам в области спектрометрии нейтронов, но и в смежных областях.

Метод нужен оперативный, чтобы при необходимости получить спектр нейтронов через 2-3 ч после облучения, допускающий длительное хранение информации и обработку показаний детекторов спустя длительное время после облучения; должен быть пригоден для получения информации в большом диапазоне по флюенсу, дозе нейтронов (соответственно 10^8 - 10^{13} нейтр/см² и 5-5000 рад) и в интенсивных полях нейтронов, в частности, от импульсных источников; должен быть пригоден к длительному накоплению информации в полях нейтронов с малой плотностью потока, что важно при изучении радиационной обстановки в помещениях с критическими сборками малой мощности и за защитой реакторов.

Используемый набор детекторов нейтронов должен быть достаточно обширным для точного измерения спектров и в то же время должен иметь для всех (или, по крайней мере, для большинства) детекторов идентичные методы определения показаний с целью уменьшения влияния

систематических погрешностей, упрощения обработки детекторов и снижения требований к квалификации обслуживающего персонала.

Анализ данных о характеристиках детекторов нейтронов, которые могут быть интересны при проведении спектрометрических измерений, показывает, что перечисленным требованиям лучше удовлетворяют наборы детекторов на основе делящихся изотопов. Это связано с разнообразием делящихся изотопов с различной зависимостью сечения деления от энергии нейтронов, достаточно малой их погрешностью и наличием удобных методов регистрации осколков деления.

Обзор результатов измерения сечений деления дан, например, в [1-4] и сводится к следующему. В области быстрых нейтронов с энергией выше 0,2-0,5 МэВ погрешность рекомендованных значений не превышает 2,5-5%, исключая ^{231}Pa и ^{232}Th , для которых она достигает 8%. Также выше погрешность сечений для изотопов, делящихся тепловыми нейтронами в области от нескольких килоэлектронвольт до 0,2-0,5 МэВ, которая для ^{235}U достигает 8% [13]. Она связана со сложностью измерения сечений в этой области энергии и с обнаруженной в последнее время промежуточной структурой с периодом от нескольких десятков электронвольт до 1 кэВ. При измерении сравнительно гладких спектров нейтронов из активных зон и за защитой реакторов такая структура не существенна. Погрешность сечений деления ^{235}U , ^{233}U и ^{239}Pu тепловыми нейтронами мала: не превышает 1%.

В детекторах нейтронов, основанных на использовании деления ядер и предназначенных для спектрометрических измерений, нашли применение практически два способа регистрации осколков. Один из них, исторически первый, связан с изменением β - или γ -активности продуктов деления [5-7]. Поскольку спад активности идет достаточно быстро, то для получения приемлемой чувствительности измерения желательно проводить в первый же час после облучения. Необходимо для чувствительности порядка нескольких десятков делящихся изотопов составляет от сотен миллиграмм до граммов [11, 32].

Значительное повышение чувствительности достигнуто при использовании для регистрации осколков трековых детекторов, которые позволяют получить чувствительность несколько рад при использовании миллиграммовых количеств изотопов [8]. Обычно измерения проводят с мишенями, прижатыми вплотную к поверхности детектора. Эффективность регистрации актов деления для многих изотопов может достигать

для детекторов из силикатного стекла и приближается к 100% для детекторов из слюды. Обзор работ, посвященных характеристикам трековых детекторов, дан в [9].

При практическом применении делящихся изотопов для спектрометрических измерений необходимо принимать во внимание следующие обстоятельства.

Во-первых, при измерении плотности потока быстрых нейтронов детекторами с ^{238}U , ^{232}Th или ^{237}Np примеси ^{235}U (или ^{239}Pu) даже сотые доли процента могут привести к тому, что присутствие тепловых нейтронов окажется необходимым для введения существенных поправок.

Во-вторых, в некоторых случаях, например, за железной защитой, часть актов деления в детекторе может быть вызвана вторичным γ -излучением из защиты за счет фотоделения.

В-третьих, при длительных измерениях спектров в полях нейтронов с малой плотностью потока может оказаться необходимым учет вклада спонтанного деления. Для таких изотопов, как ^{237}Np , ^{235}U , ^{232}Th , он незначителен, и обусловленный им фон не превышает I акта деления в месяц для делящихся мишеней весом около I мг. Для такого же количества ^{238}U или ^{239}Pu фон составляет 25-35 делений в месяц.

В-четвертых, при прочих равных условиях и при наличии детекторов с близкими сечениями деления, исходя из требования наибольшей безопасности при обращении с изотопами, следует применять те изотопы, у которых λ -активность и токсичность наименьшие. С этой точки зрения из трех изотопов с одинакового характера сечениями ^{233}U , ^{235}U и ^{239}Pu предпочтение следует отдать ^{235}U .

В-пятых, для ряда делящихся изотопов, например, ^{237}Np в мягких спектрах нейтронов может быть существенный вклад подпорогового деления, который нужно оценивать в каждом конкретном случае [10, 11]. Для исключения неопределенности, связанной с влиянием подпорогового деления, облучение детекторов с ^{237}Np проводят в борных фильтрах толщиной 0,5-1,0 г/см² ^{10}B .

При измерении спектров нейтронов делящиеся изотопы используют в качестве пороговых детекторов, причем по сравнению с детекторами, основанными на реакциях n, p и n, α , они имеют более низкий энергетический порог и позволяют охватить измерениями боль-

шую область энергии нейтронов. Ранние подходы к выбору пороговой энергии $E_{пор}$ описаны в [12-14]. Правильнее выбирать ее из условия минимального разброса эффективного сечения $\sigma^{эф}$ для представительного набора действующих спектров нейтронов $\psi(E)$ различных критических сборок, реакторов и защит. При этом связь $\sigma^{эф}$ и $E_{пор}$ определяется уравнением

$$\sigma^{эф} \int_{E_{пор}}^{\infty} \psi(E) dE = \int_0^{\infty} \sigma(E) \psi(E) dE, \quad (1)$$

где $\sigma(E)$ — действительная зависимость сечения деления от энергии нейтронов. В табл. I представлены оптимальные значения эффективного сечения и пороговой энергии для ^{237}Np [10, 15-18]. Предпочтение можно отдать величинам, равным 1,55-1,56 барн и 0,56-0,58 МэВ. Разброс эффективного сечения не превышает 2-3%.

Естественно, что наиболее точные спектрометрические результаты в области быстрых нейтронов получают при совместном использовании делящихся изотопов с активационными пороговыми детекторами с высоким порогом. Деление изотопов ^{237}Np , ^{238}U и ^{232}Th используют вместе с реакциями $^{32}\text{S}(n, p)$, $^{31}\text{P}(n, p)$, $^{58}\text{Z}(n, \gamma)$, $^{27}\text{Al}(n, p)$, $^{56}\text{Fe}(n, p)$, $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$, а в последнее время и с $^{103}\text{Rh}(n, n')$ и $^{199}\text{Au}(n, n')$. Полученные экспериментальные данные представляют в виде активационных интегралов или интегралов деления:

$$A_i = \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \psi(E) dE. \quad (2)$$

Различные методы решения системы уравнений (2) и восстановления спектров нейтронов рассмотрены в [19-22]. Здесь описаны также результаты измерения спектров нейтронов на реакторах и критических сборках.

При измерении спектров нейтронов с энергией ниже примерно 0,5 МэВ использование природных пороговых детекторов нежелательно, поскольку их пороги деления находятся в лучшем случае в области нескольких сотен килоэлектронвольт. Поэтому создают искусственные пороги, помещая делящиеся изотопы в различного типа фильтры. Кадмиевый фильтр позволяет получить пороговую энергию около 0,4 эВ. В области от нескольких сотен электронвольт до нескольких килоэлектронвольт такие пороги можно получать, располагая делящиеся изотопы, например ^{235}U или ^{239}Pu , за фильтрами из ^{10}B различной толщины, (обычно 1-2 г/см² ^{10}B). Характеристики подобных детекторов рассмотрены в [14, 15, 23-25].

Таблица I

Эффективное сечение, барн	Пороговая энергия, МэВ	Литература
I,50	0,55	I0
I,55	0,56	I5
I,42	0,65	I6
I,37	0,57	I7
I,56	0,58	I8

Используя вместе пороговые детекторы и детекторы с делящимися изотопами в кадмиевом и борном фильтре, получаем информацию о спектре нейтронов во всей области энергии от 0,4 эВ до 10 МэВ. Первый набор детекторов, основанный на этом принципе, предложен Херстом [23] и состоит из ^{237}Np , ^{238}U и ^{239}Pu . Изотопы помещены в контейнер из ^{10}B толщиной 2,2 г/см², который позволяет получить порог деления в области нескольких килоэлектронвольт. Для измерения тепловых и медленных нейтронов использовали ^{197}Au в кадмиевом фильтре и без него. Различные варианты этого набора детекторов с использованием ^{235}U или ^{239}Pu вместо ^{197}Au описаны в [15, 26-28] и интересны при измерении в импульсных полях нейтронов. В частности, на ставших традиционными межлабораторных сравнениях аварийных дозиметрических систем на реакторе *HPAR* [29] они дают наиболее точные сведения о спектре и дозе нейтронов.

При интерпретации показаний детекторов с делящимися изотопами значительные трудности возникают ниже 0,5 МэВ, особенно в области 0,01-0,5 МэВ. Обычное предположение о фермиевском характере спектра нейтронов здесь часто несправедливо и может привести к значительным погрешностям, для устранения которых предложен ряд рецептов. В [30] спектр нейтронов аппроксимируют спадающей частью гауссовского распределения, приписываемого нейтронам с энергией 0,01-10 МэВ. В [15] спектр промежуточных нейтронов представляют в виде суперпозиции спектра E^{-1} и усредненного спектра не полностью замедлившихся нейтронов в виде

$$E\psi(E) = 1,22 \cdot 10^6 (E-10)(2000-E), \quad (3)$$

где E - энергия нейтронов, кэВ. В [31] используют суперпозицию фермиевского и максвелловского спектров:

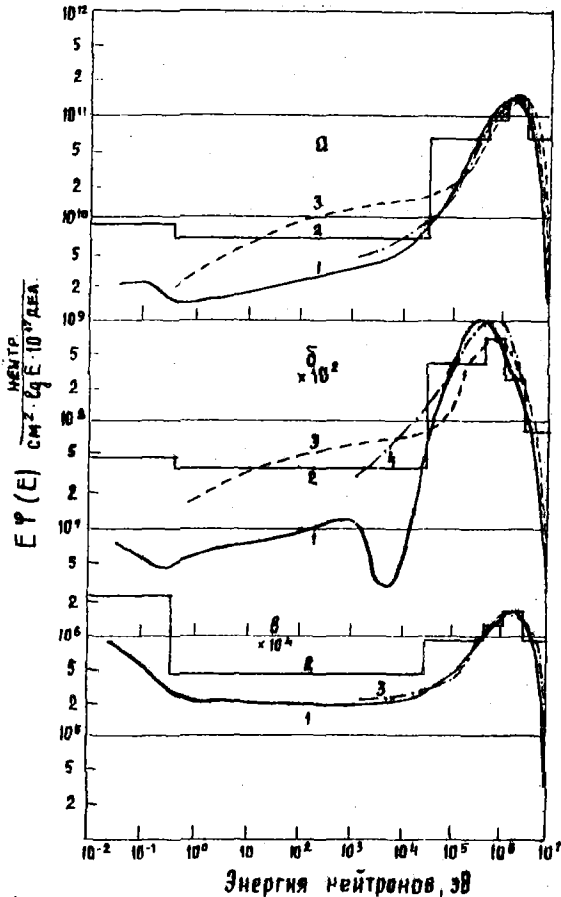
$$\varphi(E) = \psi_0 E^\alpha + \psi_f E^{-\beta} e^{-\frac{3E}{2\alpha}}, \quad (4)$$

где постоянные α , β , γ , ψ_0 и ψ_f определяют из условия наилучшего соответствия (4) показаниям детекторов. Перечисленные рецепты примерно одинаковы по погрешности и позволяют снизить погрешность спектрометрических измерений в области промежуточных нейтронов.

В таком усовершенствованном виде спектрометрические наборы детекторов на основе делящихся изотопов представлены на Международном сравнении аварийных дозиметрических систем в Ок-Ридже [32]. Результаты сравнительных экспериментов представлены на рисунке и в табл.2. Они получены по показаниям наборов делящихся изотопов Херста из Великобритании и США, спектрометров ДИСНЕИ (СССР) и *SINAC* (Франция), причем при восстановлении спектров последним дополнительно использовали показания детекторов с ^{237}Np и ^{239}Pu в борном фильтре.

Хотя описанные наборы детекторов позволяют получить достоверную информацию и точно рассчитать необходимые интегральные величины, преимущества делящихся изотопов используются полностью. Имеются дополнительные возможности для расширения круга используемых детекторов деления и улучшения методического обеспечения восстановления спектров. В области быстрых нейтронов погрешность можно уменьшить включением в набор ^{234}U , ^{231}Pa и ^{236}U [33] с пороговыми энергиями 0,50, 0,72 и 0,95 МэВ и эффективными сечениями 1,28, 1,28 и 0,95 бари с разбросом 2-5%. В области промежуточных нейтронов этого добиваются, используя ^{235}U в борных фильтрах разной толщины, что позволяет уточнить спектр нейтронов с энергией от 0,4 эВ до нескольких килоэлектронвольт [34,35]. С методической точки зрения интересно использовать для восстановления протяженных спектров нейтронов метод минимизации направленного расхождения [36,37], который отличается слабой чувствительностью к погрешностям в экспериментальных данных, незначительным их растяжением и допускает использование большого числа детекторов.

Внимания заслуживает сопоставимость результатов измерения спектров наборами детекторов на основе делящихся изотопов. Она будет обеспечена при условии использования всеми авторами одинаковых зависимостей сечения деления от энергии нейтронов. Имеющиеся реко-



Спектры нейтронов реактора *НРРР* без защиты (а) и за защитой из 13 см железа (б) и из 12 см пластика (в), по расчетным данным (1) и данным спектрометров ДИСНЕЙ (2), *УНАС* (3) и *ТООС* (4).

емых для спектрометрии нейтронов с шагом $0,1 \text{ эВ}$, а в области $0,01\text{--}10 \text{ МэВ}$ — с шагом $0,05 \text{ эВ}$. Необходимо уточнение сечений подпорогового деления, которое, возможно, интересно при измерении спектров нейтронов, сечений деления ^{235}U и ^{239}Pu нейтронами с энергией $10\text{--}200 \text{ кэВ}$, ^{231}Pa и ^{232}Th быстрыми нейтронами.

мендованные значения отчасти устарели, их использование для спектрометрических измерений затруднительно. Последнее обусловлено тем, что справочные издания часто содержат такие ядерно-физические константы, как параметры уровней или отдельные участки энергетических зависимостей, и предназначены для применения в ядерной физике. Специалисты в области спектрометрии нейтронов должны сами проводить усредненные сечений в определенных энергетических интервалах, что трудно, особенно в резонансной области и может привести к расхождениям.

Целесообразно в рамках Центра по ядерным данным составить рекомендованные значения усредненных сечений деления и других реакций, использу-

Таблица 2

Позиция	Спектрометр нейтронов	Флюенс нейтронов, 10^{10} нейтр/см ²					Керма, рад	
		Терма-выс	>0,4эВ	>1 кэВ	>0,75 МэВ	>1,5 МэВ		>2,5 МэВ
Без защиты, $9,02 \cdot 10^{16}$ делений	TDS (Великобритания)	1,25	17,5	17,2	9,80	5,65	2,74	384
	TDS (США)	0,49	-	14,5	11,1	6,58	3,49	365
	ДИСНЕЙ (СССР)	1,25	18,3	16,8	9,2	6,40	2,88	387
	SAHC (Франция)	0,94	18,6	16,2	9,72	6,17	3,41	375
Защита 13 см железа $9,1 \cdot 10^{16}$ делений	TDS (Великобритания)	0,57	11,1	10,6	3,86	1,31	0,30	183
	TDS (США)	0,25	-	7,2	4,2	1,1	0,39	152
	ДИСНЕЙ (СССР)	0,66	10,0	8,96	3,83	1,25	0,46	166
	SAHC (Франция)	0,63	9,24	7,51	2,62	1,19	0,53	124
Защита 12 см пластика, $6,3 \cdot 10^{16}$ делений	TDS (Великобритания)	2,19	2,83	2,24	1,09	0,70	0,37	44
	TDS (США)	1,19	-	1,6	1,2	0,74	0,38	41
	ДИСНЕЙ (СССР)	2,22	4,25	2,2	0,98	0,67	0,33	42
	SAHC (Франция)	1,87	2,95	1,77	1,16	0,85	0,51	42

Второе обстоятельство, на которое следует обратить внимание, связано с градуировкой детекторов. При градуировке должны быть учтены все необходимые поправки. К ним относятся, например, поправка на вклад примеси ^{238}U при использовании вместо чистого ^{235}U делящихся мишеней из обогащенного по изотопу ^{235}U урана и примеси ^{235}U при использовании вместо чистого ^{238}U делящихся мишеней из природного урана [38], поправка на вклад рассеянных в помещении медленных нейтронов, который для детекторов, содержащих ^{235}U или ^{239}U , может быть значительным [39]. Одна из поправок связана с анизотропией углового распределения осколков и вызванной этим угловой зависимостью показаний трековых детекторов, которая существенна для стеклянных трековых детекторов даже с тонкими мишенями и слюдяных с толстыми. Для устранения влияния анизотропии деления может оказаться полезным расположение детекторов под углом $\sim 45^\circ$ к направлению облучения [40].

Корректный учет необходимых поправок при определении показаний детекторов, использование достоверных энергетических зависимостей сечений деления или их согласованных эффективных значений, применение для восстановления спектров надежных математических методов позволяет наборами детекторов на основе делящихся изотопов достаточно точные спектрометрические результаты, которые необходимы для решения широкого круга задач.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hart W. UK-USSR Seminar. Paper UK-10. Dubna, 1968.
2. Vlasov M.F. et al. INDS (NDS)-47L, Vienna, 1972.
3. Кузьмиков Б.Д. В об. "Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях". Труды I Всесоюзного совещания, т. I. М., Атомиздат, 1972, 42.
4. Davey W.G. Nucl. Data for Reactors, I, Vienna, IAEA, 1972, 119.
5. Köhler W., Romanov J. Nucleonik, 5, 1964, 159.
6. Reinhardt P.W., Davis P.J. Health Phys., 1, 1958, 169.
7. Trice J.B. Nucleonics, 16, 1958, 84.
8. Kerr G.D., Strickler T.D. Health Phys., 12, 1966, 114.
9. Третьякова С.П. Препринт ОИЯИ Б-3735, 1968.

10. Гаврилов К.А., Кошаева К.К. Препринт ОИЯИ РЗ-4449, 1969. "Атомная энергия", 28, 1970, 362.
11. Васильев Р.Д. [и др.] "Метрология", вып. 12 (приложение к ж. "Изм. техника"), 1973, 8.
12. Власов Н.А. Нейтроны. М., "Наука", 1971.
13. Grundl J., Unger A. Nucl. Sci. Engng., 8, 1960, 598.
14. Humpherys K.C. Neutron Dosimetry, II. Vienna, IAEA, 1963, 487.
15. Кошаева К.К., Крайтор С.Н., Пикельнер А.Б. Препринт ОИЯИ РЗ-5421, 1970. "Атомная энергия", 32, 1972, 68.
16. Крамер-Агеев Е.А., Трошин В.С. "Атомная энергия", 29, 1970, 37.
17. Обатуров Г.М., Чумбаров Ю.К. Препринт ФЭИ-296, Обнинск, 1971.
18. Васильев Р.Д. [и др.] В сб. "Ядерные константы", вып. 13. М., Атомиздат, 1974, 140.
19. Бекурц К., Виртц К. Нейтронная физика. М., Атомиздат, 1968.
20. Dierks R. Neutron Dosimetry, I. Vienna, IAEA, 1963, 325.
21. Dietrich O.W., Thomas J. Physics of Fast and Intermediate Reactors, I. Vienna, IAEA, 1962.
22. Васильев Р.Д. Основы метрологии нейтронного излучения. М., Атомиздат, 1972.
23. Hurst G.S. et al. Rev. Sci. Instrum., 27, 1956, 153.
24. Bawson J.K., Dennis S.A. Nucl. Instrum. Meth., 16, 1962, 321.
25. Bawson J.K. Neutron Dosimetry, II. Vienna, IAEA, 1963, 241.
26. The Vinca Dosimetry Experiment. Vienna, IAEA, Techn. Rep., Ser., No 6, 1962.
27. К.К.Асминцев (ред.). "Измерение поглощенной дозы в нейтронных и смешанных полях". Пер. с англ. М., Атомиздат, 1964.
28. Roberts E. Health Phys., 11, 1965, 255.
29. Adams N. IAEA Panel on Nuclear Accident Dosimetry Systems. Vienna, 1970, 79.
30. Passo F., Bricka M., Nguyen M. Van Dat. SESR/SESRCI No 70 AF/BS, Cadarache, 1970.
31. Boot S.J. AERE R-7294, Harwell, 1972.
32. Haywood P.P., Poston J.W. ORNL TM-3770, 1973.
33. Кошаева К.К., Крайтор С.Н. "Атомная энергия", 34, 1973, 49.
34. Smith J.W. Neutron Dosimetry, I. Vienna, IAEA, 1963, 261.

35. Королева Т.В., Кошарова К.И., Крайтор С.Н. "Атомная энергия", 35, 1973, 344.
36. Тарахов М.В., Крамер-Агеев Е.А., Тихонов В.В. В сб. "Вопросы дозиметрии и защиты от излучений", вып. II. М., Атомиздат, 1970, 125.
37. Дорошенко Г.Г. "Атомная энергия", 35, 1973, 343.
38. Andersson L.L. et al. Regional Dosimetry for Radiation Accidents. Vienna, IAEA, 1965, 645.
39. Королева Т.В., Крайтор С.Н. В сб. "Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях". Труды I Всесоюзного совещания. Т. I. М., Изд-во стандартов, 1972, 230.
40. Королева Т.В., Крайтор С.Н. "Приборы и техника эксперимента", № 6, 1972, 45.

АТТЕСТАЦИЯ ДЕЛЯЩЕГОСЯ КОМПЛЕКТА НЕПТУНИЯ

Р.Д.Васильев, Е.И.Григорьев, В.Д.Севастьянов,
В.П.Ярына

ВНИИФТРИ, Москва

Б.М.Александров, А.С.Кривохатский

Радиевый институт им.В.Г.Хлопина, Ленинград

Делящийся комплект нептуния, включенный в набор АКН (активационные комплекты нейтронные), состоит из нептуниевого детектора и трекового регистратора осколков деления. Он предназначен для определения интегральной плотности потока нейтронов $\varphi_{E>E_{эфф}}$ с энергией выше эффективного порога $E_{эфф}$ реакции $^{237}\text{Np}(n, f)$. Эту величину рассчитывают по соотношению

$$\varphi_{E>E_{эфф}} = \frac{R}{\sigma_{эфф}} \quad (1)$$

где $\sigma_{эфф}$ - эффективное сечение деления; R - интеграл деления для данной реакции, вычисляемой по следующей формуле:

$$R = \frac{n}{N E_f t} F_1 F_2; \quad (2)$$

здесь n - количество зарегистрированных треков; N - число ядер ^{237}Np в нептуниеовом детекторе; E_f - эффективность регистрации осколков деления трековым регистратором; t - время облучения делящегося комплекта нептуния; F_1 и F_2 - поправочные коэффициенты, учитывающие эффект увеличения числа треков за счет подпорогового деления и примесей делящихся изотопов.

Входящие в формулы (1) и (2) величины $\sigma_{эфф}$, N , E_f и F_1 определяют при аттестации делящегося комплекта, а величины n , t и F_2 - при проведении эксперимента.

Сечение $\sigma_{эфф}$ рассчитывали по энергетической зависимости сечения реакции, взятой из работы [1], и типичным энергетическим спектрам реакторов [2]. Полученное значение 1560 ± 50 мб рекомендовано в качестве стандартного. Ему соответствует эффективная пороговая энергия 0,58 МэВ.

Число ядер ^{237}Np в нептуниеовых детекторах определяли методом относительных измерений на проточном 4π -счетчике в 2π -геометрии, сравнивая скорости счета α -частиц от серийного и "эта-

лонного" детекторов.

Аттестацию "эталонных" детекторов по числу ядер ^{237}Np осуществляли методом счета α -частиц с помощью $\text{I}\mathcal{N}$ -счетчика, используя соотношение

$$N = \frac{A T}{0,69315}, \quad (3)$$

где T - период полураспада; A - активность нептуниевого детектора, вычисляемая по формуле

$$A = \frac{n}{G} \epsilon_{\alpha} f_1 f_2 f_3 f_4; \quad (4)$$

здесь n - скорость счета α -частиц; G - телесный угол регистрации; ϵ_{α} - эффективность регистрации α -частиц оцинтилляционным детектором, входящим в $\text{I}\mathcal{N}$ -счетчик; f_1, f_2, f_3 и f_4 - поправочные коэффициенты, учитывающие соответственно самопоглощение α -частиц в активном слое детектора, рассеяние α -частиц от подложки детектора, внутренних стенок счетчика и т.д., разрешающее время счетчика, наличие примесных изотопов, излучающих α -частицы.

В ходе метрологического исследования $\text{I}\mathcal{N}$ -счетчик оличили при помощи ^{241}Am -источника с образцовой установкой со счетчиком с малым телесным углом. В свою очередь, образцовую установку аттестовали по результатам сличения с рабочим эталоном единицы активности нуклидов ВНИИФТРИ, имеющим погрешность 0,5%.

Погрешности величин, входящих в формулы (3) и (4), и их веса приведены в таблице.

Суммарную погрешность определения числа ядер ^{237}Np в "эталонных" нептуниевых детекторах рассчитывали по формуле [3]:

$$\delta N = p \sqrt{s_0^2 + \frac{1}{3} \sum_{j=1}^m \theta_{\theta_j}^2}, \quad (5)$$

где p - коэффициент, определяющий выбранной доверительной вероятностью; s_0 - среднее квадратическое отклонение случайной погрешности; θ_{θ_j} - составляющие систематических погрешностей и их неисключенных остатков с учетом их веса.

Полученное значение суммарной погрешности в 95% доверительном интервале равнялось 1,1%. При вычислении этого значения учи-

тывели погрешность аттестации L -счетчика, которую принимали за систематическую.

Величина	Способ определения величины	Погрешность			
		случайная		систематическая	
		значе- ние, %	вес, отн.ед.	значе- ние, %	вес, отн.ед.
n	Эксперимент	0,3	1,0	-	-
G	Расчет и экспери- мент	-	-	0,1	1,0
ϵ_a	Эксперимент	-	-	0,01	1,0
T	[4]	-	-	0,5	1,0
f_1	Эксперимент	-	-	1,0	0,0005
f_2	Эксперимент	-	-	10,0	0,001
f_3	Эксперимент	-	-	0,8	0,0001
f_4	Эксперимент	-	-	5,0	0,0001

Погрешность аттестации серийных нептуниевых детекторов не превышала 5%; при необходимости ее можно было снизить до погрешности, близкой к погрешности "эталонного" детектора.

Эффективность трековых регистраторов ϵ_f , в качестве которых использовали слюду-мусковит и синтетическую слюду, определяли следующим образом. Брали полупроводниковый детектор с нанесенным слоем ^{235}U , на который накладывали трековый регистратор. Этот "сэндвич" облучали в поле тепловых нейтронов и определяли число актов деления по числу осколков, одновременно зарегистрированных полупроводниковым детектором и трековым регистратором. Измеренная эффективность составила $0,96 \pm 3\%$. Это значение рекомендовано к использованию.

Поправочный коэффициент F_f , учитывающий эффект завышения числа делений за счет примесей, определяли экспериментально по результатам облучения детекторов в предварительно аттестованной тепловой колонне реактора. В тех случаях, когда доля делений изотопов примесей не превышала 75% полного числа делений, значение коэффициента F_f лежало в пределах $0,99-1,00$. Это значение было принято в качестве критерия для включения нептуниевых детекторов в делящиеся комплекты.

Поправочный коэффициент F_2 , учитывающий подпороговое деление, определяют в каждом отдельном эксперименте, так как его значение зависит от спектра нейтронов. Доля подпороговых делений в случае мягких спектров может достигать 50% общего числа делений [5]. Данный коэффициент определяют по результатам облучения делящегося комплекта в экране из бора и без него.

Использование аттестованного делящегося комплекта нептуния обеспечивает проведение измерений интегральной плотности потока нейтронов $\varphi > E_{эф}$, с минимальной погрешностью, вычисляемой по формуле (5), около 7%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Davey M.O. Nucl. Sci. and Engng., 32, 1968, 35.
2. Васильев Р.Д., Григорьев Е.И., Тарновский Г.Б. В сб. "Ядерные константы", вып. 13. М., Атомиздат, 1974, 140.
3. Рабинович В.М. В сб. "Метрология", (приложение к ж. "Измерительная техника"), № 1, 1970.
4. Горбачев В.М., Замлятин Ю.С., Лбов А.А. Основные характеристики изотопов тяжелых элементов. М., Атомиздат, 1970.
5. Гаврилов К.А. [и др.]. "Атомная энергия", 28, 1970, 362.

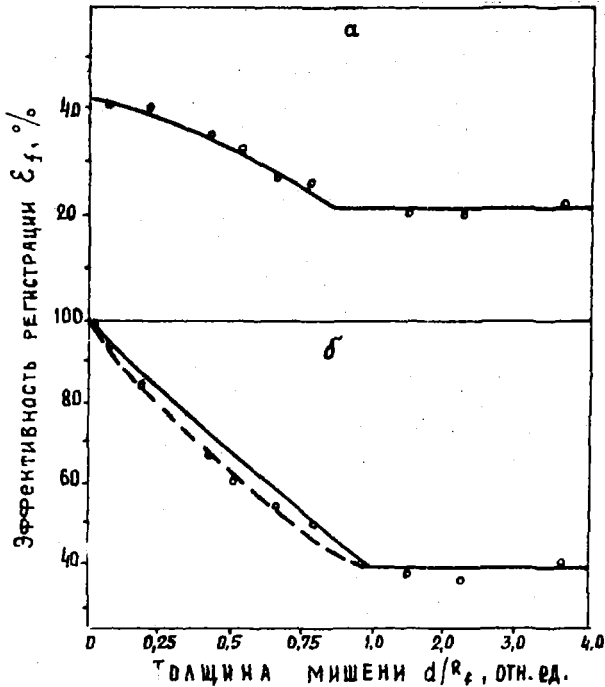
ОСОБЕННОСТИ РЕГИСТРАЦИИ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ИЗ ТОЛСТЫХ МИШЕНЕЙ ТРЕКОВЫМИ ДЕТЕКТОРАМИ

С.Н.Крайтор, Т.В.Кузнецова
Институт биофизики МЭ СССР, Москва

Регистрация осколков деления из толстых мишеней трековыми детекторами отличается от регистрации осколков из мишеней в виде тонкого слоя. Это связано с тем, что в толстых мишенях осколки теряют значительную часть своей энергии, в то время как в тонких мишенях потерями можно пренебречь. Наличие потерь может привести к снижению эффективности регистрации осколков деления, уменьшению размеров треков и усложнению их счета с помощью микроскопа.

Для выяснения этих обстоятельств измерили эффективность регистрации осколков трековыми детекторами из силикатного стекла и слюды в контакте с мишенями из ^{237}Np разной толщины. Для этого трековые детекторы с мишенями облучали нейтронами реактора ИБР ОИИИ [1]. Значение флюенса нейтронов определяли по трековым детекторам с тонкими мишенями из ^{237}Np . После облучения ст-клянные детекторы протравливали в плавиковой кислоте с концентрацией 5% в течение 9 мин, а слюдяные - в плавиковой кислоте с концентрацией 40% в течение 5 ч и обсчитывали под микроскопом МБИ-9.

По измеренной плотности треков и известному содержанию непутия рассчитали эффективность регистрации осколков деления, определяемую отношением числа треков к числу актов деления в мишени (для мишеней с толщиной d , большей среднего пробега осколков деления λ_f , число треков отнесли к числу актов деления в слое толщиной λ_f). Зависимость эффективности от толщины мишени приведена на рисунке. Вначале эффективность уменьшается вплоть до толщины, равной пробегу осколков деления, и далее остается постоянной. Такой характер зависимости определяется, во-первых, геометрическими условиями, которые связаны с толщиной мишени. Известно [2], что из источника альфа-частиц с толщиной, равной их пробегу, число альфа-частиц, выходящих в одну сторону от источника, составляет одну четвертую часть от полного числа частиц. Для осколков деления положение аналогичное, только из-за образования в каждом акте деления одновременно двух осколков, вылетающих в противоположные стороны, число выходящих через одну сторону осколков будет вдвое больше.



Зависимость эффективности регистрации осколков деления \mathcal{E}_f от относительной толщины мишеней из ^{237}Np d/R_f для силикатного стекла (а) и слюды (б). Сплошные кривые — расчет по данным о регистрации осколков за поглотителями; штриховая — расчет по энергетическим спектрам осколков деления.

можно увидеть, что это отношение для силикатного стекла равно $2,0 \pm 0,1$. Следовательно, для этих детекторов торможение осколков и уменьшение их энергии как будто не сказывается, хотя по данным работы [3] энергетический порог силикатного стекла равен ~ 20 МэВ. Объяснение этому факту можно получить, если учесть, что эти детекторы имеют предельный угол входа осколка в детектор, равный 35° [4], причем осколки, потерявшие значительную часть своей энергии, вылетают, как правило, под большими углами. Для тонких мишеней потери энергии нет, но такие осколки деления все равно не детектируются из-за угла входа, больше предельного. Таким образом, для де-

По этой причине при нулевом энергетическом пороге эффективность регистрации актов деления из мишени толщиной $d = R_f$ равна половине эффективности из бесконечно тонкой мишени. Во-вторых, эффективность для толстой мишени должна дополнительно снизиться из-за уменьшения энергии осколков при выходе из мишени. Отсюда отношение эффективностей детектирования осколков из бесконечно тонкой мишени и мишени с толщиной $d = R_f$ должно быть больше 2.

Если обратить внимание на рисунок,

текторов из силикатного стекла толстые и тонкие мишени с точки зрения эффективности регистрации осколков деления формально одинаковы.

Для слюдяных детекторов, у которых предельный угол входа близок к 90° , сказывается энергетический порог и потеря энергии осколками в мишени. Вследствие этого отношение указанных эффективностей больше 2 и равно 2,5, что следует из рисунка, на котором представлены расчетные зависимости эффективности от толщины мишени. Они вычислены на основании имеющихся литературных данных о регистрации осколков деления из тонких мишеней при расположении между мишенями и детектором слоев поглотителя разной толщины [5]. Для слюды расчетная зависимость получена также интегрированием энергетических спектров осколков деления выше пороговой энергии, которая равна 20 МэВ. Результаты расчета согласуются с экспериментом.

Так как для толстых мишеней из-за торможения осколков возможно появление треков с малыми диаметрами, то может оказаться, что распределение треков по диаметру для тонких и толстых мишеней будет различным, причем для толстых мишеней будет увеличен вклад малых треков, которые трудно считать под микроскопом.

Для уточнения этого обстоятельства измерили распределение треков по диаметру для силикатного стекла и мишеней разной толщины. Измерения провели при длительности травления 9 и 18 мин в 5% плавиковой кислоте. Полученные распределения оказались практически одинаковыми. Этот факт объясняется тем же, чем и нечувствительность эффективности к потере энергии осколков в мишени. Кроме того, трековые детекторы должны быть вообще слабочувствительны к форме первичных треков, начальный диаметр которых около 100 Å после травления увеличивается до нескольких мкм.

Полученные результаты важны для практического применения толстых делящихся мишеней, поскольку разработанный для тонких мишеней режим обработки сохраняется и трековые детекторы, в частности, из силикатного стекла в контакте с ними оказываются такими же удобными и некритичными к режиму травления, как и в контакте с тонкими мишенями.

ЛИТЕРАТУРА

1. Блохин Г.Е. "Атомная энергия", 10, 1961, 437.
2. Иванов В.И. Курс дозиметрии. М., Атомиздат, 1970.
3. Перельгин В.П. [и др.]. "Приборы и техника эксперимента", № 4, 1964, 78.
4. Капусцик А., Перельгин В.П. "Приборы и техника эксперимента", № 1, 1968, 43.
5. Абдулаев Х. Препринт ОИЯИ 16-4489, Дубна, 1969.

СРАВНЕНИЕ СЛЕДОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ ДЕЛЕНИЯ

В.В.Гречко, Е.А.Крамер-Агеев, В.С.Трошин
 Московский инженерно-физический институт, Москва

Для измерения плотности потока и флюенса нейтронов все большее применение получает метод регистрации следов осколков деления с помощью диэлектрических материалов. Интерес, проявленный к этим детекторам, объясняется существенными преимуществами: нечувствительностью к β - и γ -излучениям, простотой обращения, отсутствием электрических коммутаций при экспозиции, что делает следовые детекторы удобным инструментом для индивидуальной дозиметрии и в качестве детекторов сопровождения для мониторингирования флюенса нейтронов во внутриреакторных исследованиях.

Следовый детектор нейтронов состоит из радиатора (тонкого слоя делящегося материала, нанесенного на какую-либо подложку) и пластинки или пленки диэлектрика, в котором образуются следы от осколков деления. Толщину слоя делящегося материала выбирали меньше пробега осколка деления. Нами использованы радиаторы из ^{237}Np и ^{239}Pu толщиной 0,1 мг/см². Толщину слоя материала и смеси делящихся изотопов контролировали по выходу α -частиц, измеренному полупроводниковым спектрометром.

Для регистрации осколков деления применяли конденсаторную слюду (мусковит), стекло фотопластинок, пленки полиимидные, поликарбонатные, макрофоль-*N*, нитроцеллюлозные, лавсановые, полиэтиленфталатные (ПЭФ), ацетатные (подложки рентгеновской пленки: *ORWO*).

Чтобы обнаружить следы осколков деления, неорганические материалы травили в плавиковой кислоте (2,5% раствор для стекла и 30% раствор для слюды), органические материалы в 40% растворе ЮН.

С увеличением времени травления треки от осколков деления становились все более четкими, возрастало число проявленных треков. В ряде материалов наблюдали процесс растворения неповрежденного материала.

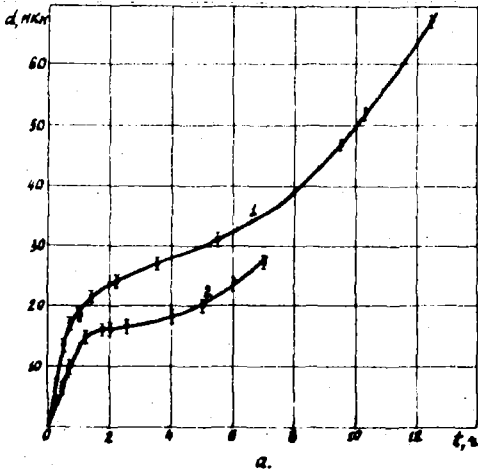
Для травления стекла достаточно 45-55 мин при комнатной температуре, однако наблюдение треков затруднено из-за поверхностных механических дефектов стекла. Использование слюды со-

здает большие удобства при подсчете следов от осколков деления, так как форма следа имеет четко выраженную ромбовидную форму, размер большой оси следа 10–15 мк.

С увеличением времени травления в начале наблюдали рост размеров следа в органических материалах, затем этот рост прекращался. При дальнейшем травлении размеры следов вновь увеличивались.

По четкости треков поликарбонатная и лавсановая пленки превосходят остальные органические пленки. Треки эллипсовидны с размерами осей $5 \times 8 \times 13 \times 20$ мк.

Процесс травления приводил также и к уменьшению толщины пленки. На рис. 1 и 2 показаны изменения размеров большой оси эллипса следа осколка деления и толщины поликарбонатной и лавсановой пленки по мере увеличения времени травления.



Оптимальные значения времени травления при комнатной (20°C) и повышенной температуре приведены в табл. I.

Треки наблюдали оптическим микроскопом МБИ-6 при 175-кратном увеличении.

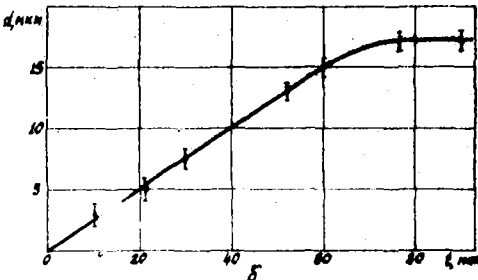


Рис. 1. Зависимость размера большой оси эллипсовидного следа осколка деления в поликарбонатной и ПТФ пленке (а) и лавсан (б) от времени травления 40% раствором КОН при 60°C .

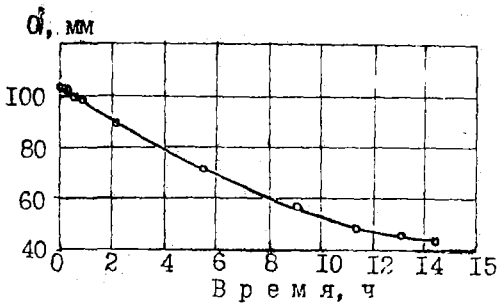


Рис. 2. Зависимость толщины поликарбонатной пленки от времени травления 40% раствором КОН при 60°C.

актов деления (%) приведены в табл. 2 и сравниваются с измерениями других авторов.

Важнейшим параметром детекторов осколков деления является эффективность регистрации. Под эффективностью регистрации понимали отношение наблюдаемой плотности следов осколков деления ($I/\text{см}^2$) к плотности актов деления в тонких радиаторах ($I/\text{см}^2$).

Результаты определения эффективности регистрации

Таблица I

Материал	Стекло	Слюда	Лавсан	ПТФ	Макро- фоль	Поли- имид	Ацетат целлю- лозы	Нитрат целлю- лозы
Время при 20°C, ч	0,8	8	48	72	48	+	+	+
Время при 60°C, ч	-	0,33	1,5 ⁺⁺	2	I	0,25	0,25	0,15

Примечание. + означает разбухание и коробление пленок, сильное стравливание,

++ горячее травление лавсана делало треки более четкими.

Относительная погрешность эффективности составила 6% для тепловых нейтронов и 10% для быстрых нейтронов.

Таким образом, из приведенных данных по эффективности регистрации с учетом времени травления и удобства наблюдения для применения можно рекомендовать слюду, поликарбонатную пленку макрофоль, лавсан. Хотелось бы отметить, что для регистрации осколков деления пленка макрофоль, получившая распространение в странах Западной Европы, по сравнению с лавсаном отечественного производства какими-либо заметными преимуществами не обладает.

Таблица 2

Материал	Данные авто-		Литературные данные										
	Тепло-	Быст-	I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	II
	вые нейт- роны	рые нейт- роны											
Слюда	96±6	91±9	91,9	100	94,8 ±0,5	-	100	-	100	-	96±1	-	-
Стекло	42±3	42±4	42,6	-	-	42,4	40	-	-	44	-	40±10	40
Макро- фоль	97±6	92±9	95,2	-	95,2 ±0,5	-	100	95	-	-	-	-	-
Лавсан	96±6	96±9	-	-	-	-	100	-	76±8	-	-	-	-
Поли- имид	46±3	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Ацетат целлю- лозы	56±4	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
ПТ	80±5	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-

ЛИТЕРАТУРА

1. Khan H.A. and Durrani. Nucl. Instrum. and Meth., 98, 1972, 229.
2. Block H., Kiely P.M., Pati B.D. Nucl. Instrum. and Meth., 100, 1972, 403.
3. Gold R., Armany I. and Roberts I.H. Nucl. Sci. and Engng., 34, N 1, 1968, 13.
4. Капусник А., Передыгин В.П., Третьякова С.П. "Приборы и техника эксперимента", № 5, 1964, 72.
5. Sandru P. and Danis Ana. Revue Roumaine de Physique, 16, N 1, 1971, 95.
6. Gold R. and Cohn C.E. Rev. Sci. Instrum., 43, N 1, 1972, 18.
7. Капусник А., Передыгин В.П., Третьякова С.П. "Приборы и техника эксперимента", № 1, 1963, 43.
8. Горшков В.К., Львов Л.Н. "Приборы и техника эксперимента", № 1, 1968, 48.
9. Румянцев О.В., Селицкий Ю.А., Фундштейн В.Б. "Приборы и техника эксперимента", № II, 1968, 15.
10. Передыгин В.П., Третьякова С.П., Звара И.И. "Приборы и техника эксперимента", № 4, 1964, 78.
11. Scultz W.W. Rev. Sci. Instrum., 1968, № 12, 39, 1893.

АВТОМАТИЗАЦИЯ ПОДСЧЕТА ТРЕКОВ В МЕТОДЕ ТВЕРДЫХ ТРЕКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ

А.П.Мальжин, И.В.Жук, А.П.Лухавин
Институт ядерной энергетики АН БССР, Минск

Одна из проблем метода ТТД - автоматизация подсчета треков. Используемые для этого методы можно разделить на следующие четыре группы. Они основаны на:

- измерении оптической плотности облученного и травленого детектора [1,2];
- подсчете числа пробоев пластикового детектора электрическим разрядом [3,4];
- регистрации ФЭУ числа импульсов при механическом сканировании детектора [5,6];
- анализе видеосигнала [7,8].

В настоящем докладе описана полуавтоматическая телевизионная установка для подсчета треков, приведены результаты обсчета трековых детекторов и проанализированы погрешности результатов измерений.

В созданной системе изображение треков в "темном поле" (в "светлом поле" не удалось добиться удовлетворительного контраста изображения) фокусировали микроскопом МИК-8М на фотокатод суперортикона ЛМ-17 ПТУ-101. Видеосигнал поступал в счетно-анализирующее устройство, которое состояло из формирователя стандартного сигнала, логической схемы и генератора видеополя.

Логическая схема формировала один счетный импульс независимо от количества пересечений изображения трека строками телевизионной развертки.

Генератор видеополя выделял счетное поле, в котором подсчитывали треки и исключали прохождение синхроимпульсов. Размер выделяемого видеополя равнялся 30 мкс (по строке) x 216 строк.

Количество треков считали частотомером 43-24, синхронизированным кадровым импульсом телевизионной развертки; это позволило усреднять отсчет с одного обсчитываемого поля по многим кадрам.

Детектором осколков деления при автоматическом обсчете выбрали искусственную слюду. Она обладает следующими достоинствами:

отсутствует хрупкость, оптически прозрачна, лишена фоновых треков, не содержит легких атомов (это позволяет проводить измерения в жестких спектрах с минимальными возмущениями), термостойкая, все треки на поверхности слюды почти одинакового размера, даже при облучении осколками "толстого" источника, что важно при автоматическом обсчете.

Исследовали следующие характеристики телевизионного счетчика (ТС) треков:

1. Стабильность работы аппаратуры. (Телевизионная установка в течение рабочего дня считывала один и тот же кадр с поверхности детектора. Погрешность в сосчитываемом числе треков не превышала 0,3%.)

2. Зависимость счета от настройки ТС. (Поскольку телевизионную систему настраивали визуально оператором по экрану монитора, то здесь не исключался некоторый субъективизм. Погрешность определения полного числа треков с поверхности детектора в зависимости от настройки ТС разными операторами или одним оператором в разные дни не превышала 0,3%.)

3. Зависимость счета ТС от освещенности детектора и уровня видеосигнала. (В широких пределах счет ТС не зависел от освещенности и уровня видеосигнала.)

4. Зависимость числа регистрируемых треков на поверхности детектора при различном времени травления в 3,5% HF при 60°C. [Число регистрируемых треков не зависело от времени травления детектора в области, в которой треки не перекрывались. Выбрали оптимальное время травления, равное 15 мин, для всех детекторов независимо от плотности треков на поверхности детекторов (исследовали детекторы с плотностью треков от $2 \cdot 10^2$ до $2 \cdot 10^3$ трек/мм²).]

5. Просчеты телевизионной системы в зависимости от числа треков в поле счета. [Просчеты ТС хорошо аппроксимируются уравнением:

$$N_0 = N / (1 - \varepsilon N),$$

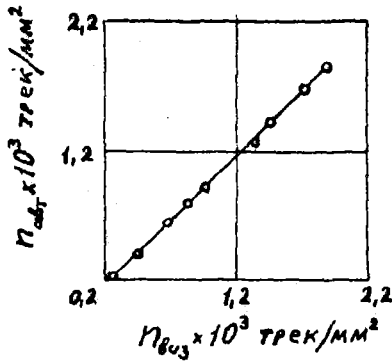
где N_0 - истинное число треков в кадре; N - число треков, регистрируемое ТС; ε - величина, определяющая просчеты ТС.

Величину ε определяли сравнением визуального и автоматического счета при разном числе треков в кадре (число треков в обсчитываемом кадре изменяли от 20 до 300). Значение ε составило $\varepsilon = 0,00057 \pm 0,00009$.]

6. Оптическую эффективность установки η по отношению к визуальному счету. (Значение величины η , полученное из результатов обсчета 19 детекторов, $0,0960 \pm 0,06$.)

7. Фон, регистрируемый ТС на поверхности детектора при отсутствии треков. (Надо отметить, что при работе установки в "темном поле" каждое механическое повреждение поверхности искусственной слюды сосчитывается. Отсюда следуют повышенные требования к качеству поверхности слюды. Исследование отобранных пластинок слюды показало, что фон необлученного, но протравленного детектора составляет 19 ± 3 помехи/мм². Этот относительно большой фон от механических повреждений накладывал ограничение на нижний предел плотности треков при автоматическом обсчете.)

На рисунке приведена связь между значениями плотности треков на поверхности детектора при визуальном и автоматическом обсчете. Эта зависимость линейна для исследованной области плотности треков. Мы имели возможность обсчитывать детекторы с плотностью треков, превышающей изображенные на графике (\sim до 10^4 трек/мм²); но тогда в поле счета было не 40-50 треков, чего мы добивались увеличением микроскопа, а 50-200 треков, поскольку дальнейшее увеличение микроскопа (>200) приводило к размытию изображения, т.е. к ухудшению видеосигнала.



С учетом изложенного выше, плотность треков n на поверхности детектора находили по формуле:

$$n = n_{авт}/\eta = [(K/(1 - \epsilon K)K^2 - n_{\phi})/\eta],$$

где K — размер поля обсчета, определенный с помощью микробиъекта. Погрешность при определении K оценивали в 0,2 деления шкалы микрообъекта. Погрешность величины n оценивали по формуле:

$$dn(K, \epsilon, K, n_{\phi}, \eta) = \sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial n}{\partial x_i} \Delta x_i\right)^2}.$$

Значение этой погрешности для каждого отдельного измерения не превышало 3%.

Для сравнения результатов визуального и автоматического обсе-та измеряли отношение скоростей деления для двух фолг, усредненное по нескольким измерениям. Получили следующие хорошо согласующиеся результаты: $(n_1/n_2)_{авт} = 2,03 \pm 0,03$ и $(n_1/n_2)_{виз} = 2,025 \pm 0,004$.

Из анализа работы телевизионного счетчика треков можно сде-лать следующие выводы:

1. Применение телевизионной системы для автоматизации подсчета треков на поверхности ТТД значительно снижает трудоемкость метода и дает выигрыш во времени примерно в 10 раз.

2. Достигнутая погрешность результатов измерения плотности треков на поверхности детектора (3%) и широкий диапазон надежно измеряемых значений плотности треков (от $2 \cdot 10^2$ до $2 \cdot 10^3$ трек/мм²) позволяет автоматизировать измерения методом ТТД таких характерис-тик активных зон, как распределение скорости деления, абсолютного значения мощности и др.

В дальнейшем предполагаем изучить возможность автоматизации подсчета треков с поверхности таких детекторов, как стекло, макро-фол, нитроцеллюлоза.

ЛИТЕРАТУРА

1. Tuyn J.W.H. Radiation Effects, 5, 1970, 75.
2. Хованович А.М. [и др]. "Атомная энергия", 29, вып. 5, 1970.
3. Lark H.L. Nucl. Instrum. Meth., 67, 1969, 137.
4. Ceisler F., Phillips P.R. Rev. Sci. Instrum., 43, No2, 1972, 283.
5. Bitter, Fielder, Wellnik. Nucl. Instrum. Meth., 51, 1967, 241.
6. Gold R., Cohn Ch.E. Rev. Sci. Instrum., 43, No1, 1972, 18.
7. Jowitt D. Nucl. Instrum. Meth., 92, 1971, 37.
8. Günther G. KFK 1461, Karlsruhe, 1971.

МИШЕНИ ИЗ ДЕЛЯЩИХСЯ ВЕЩЕСТВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ
ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИХ КОНСТАНТ

П.И. Федотов

Радиевый институт им.В.Г.Хлопина, Ленинград

В различных исследованиях, связанных с ядерной физикой, в частности при изучении ядерно-физических констант, используют разнообразные мишени, отличающиеся химическим и изотопным составом, количеством нанесенного на подложку вещества, материалом и формой подложки, площадью активного пятна и т.д. Несмотря на это разнообразие, существуют требования которые обязательны при изготовлении мишеней. Для обеспечения заданной погрешности результатов физического эксперимента и предотвращения радиоактивного загрязнения необходимо: определить число ядер исследуемого изотопа на мишени; определить изотопный состав нанесенного слоя; знать химический состав нанесенного слоя; обеспечить механическую прочность слоя и прочность его сцепления с подложкой; обеспечить сохранение механической прочности слоя при работе в вакууме; получить равномерный слой по толщине в соответствии с требованиями эксперимента.

Разнообразие типов мишеней обусловило большое число методов их приготовления, поэтому упомянем лишь те, которые наиболее часто используют для приготовления мишеней из делящихся веществ. К ним относятся следующие методы: вакуумное распыление, электроосаждение, электрофорез, электрокапиллярное распыление, намазывание, распыление в поле высокой частоты.

Некоторые характеристики мишеней, приготовленных этими методами, приведены в табл. I. В ней приведены лишь данные для мишеней из U и Pu , для которых методы изготовления описаны в литературе довольно подробно. Эта таблица не претендует на законченность и полноту и носит в большей степени иллюстративный характер, демонстрируя возможности наиболее распространенных методов.

Требования, которые предъявляются к мишеням, часто трудно совместить: большой выход вещества и высокая однородность слоя по толщине, большая толщина слоя и его высокая механическая прочность и термическая стойкость и т.д. Кроме того, необходимо, чтобы при использовании того или иного метода затраты времени, труда

и стоимость оставались в разумных пределах, а также обеспечивалась воспроизводимость характеристик мишеней.

Таблица I

Метод	Элемент	Химический состав	Выход	Поверхностная плотность, мг/см ² (максимальная)	Площадь, см ² (максимальная)	Разброс по толщине
Вакуумное распыление	Уран	Металлическая окись UF ₄	I-50%; определяется геометрией опыта	0,3 0,3 I	10	I-10%; определяется геометрией опыта
	Плутоний	Нитрат хлорид	"-	0,1	10	"-
Многослойное намазывание	Уран, плутоний	Окись	70-90%	10	100	2-10%
Электроосаждение из растворов	Уран, плутоний	Гидроокиси и другие соединения	90-96%	I	1000	15-30%
Электрофорез	Уран, плутоний	Окись и другие соединения	70%	10	100	10-20%
Электрокапиллярное распыление	Уран, плутоний	Ацетат, окись и другие соединения	70-90%	2	1000	2-10%
Распыление в поле высокой частоты	Уран, плутоний	Окись	30-50%	I	5	I-2%

Наиболее важные условия, которые должны быть выполнены при изготовлении практически любых мишеней из делящихся веществ, — это прочная связь между частицами слоя и слоя с подложкой и сохранение прочности слоя в течение достаточно длительного времени.

Только при выполнении этих условий может быть обеспечена безопасность при работе с мишенями и необходимая погрешность

экспериментальных данных. Анализ работ, посвященных изготовлению мишеней, в частности, материалов совещаний по изготовлению и аттестации мишеней [1,2], а также наш, пока еще небольшой опыт показывают, что имеется четко выраженная тенденция использовать для изготовления все более широкого ассортимента мишеней методы вакуумного распыления и многослойного намазывания. Именно эти методы при их простоте и универсальности обеспечивают высокую механическую прочность слоев, их стабильность во времени, воспроизводимость и возможность заранее предсказать результаты. Для нанесения слоев толщиной до $0,3 \text{ мг/см}^2$ обычно используют метод вакуумного испарения. Более толстые слои до $8-10 \text{ мг/см}^2$ включительно изготавливают методом многократного намазывания, предложенного еще Росси и Штаубом [3].

Прочные и равномерные слои получают методом распыления в поле высокой частоты [4], но этот метод сложнее и, кроме того, для приготовления слоев с очень высокой равномерностью "матка", с которой производится распыление, изготовлена методом намазывания. Довольно широко используют метод электролитического осаждения, который обладает серьезными недостатками. Слои, изготовленные методом электролитического осаждения, имеют недостаточную механическую прочность, меняют свою структуру при хранении, что приводит к их осыпанию, ненадежны в условиях вакуума.

Необходимость уменьшения погрешности определения ядерно-физических констант требует снижения погрешности аттестации мишеней и в первую очередь погрешности определения числа ядер делящихся изотопов мишени. Определение числа ядер может быть проведено как без разрушения мишени, так и с разрушением ее. Очевидно, что разрушающий анализ может быть выполнен лишь после завершения измерений с мишенью. Поэтому при таком виде анализа необходимо исключить какие-либо потери вещества мишени во время и после эксперимента. Удобнее методы аттестации без разрушения, которые позволяют определять содержание исследуемых ядер как до завершения эксперимента, так и после него.

В табл.2 приведены наиболее распространенные неразрушающие и разрушающие методы определения числа ядер. Указанные в табл.2 погрешности сильно зависят от типа мишени, количества нанесенного делящегося вещества. Чтобы определить число ядер в слое тем

Таблица 2

Метод	Тип метода	Погрешность, %	Что должно быть известно
Счет α -частиц: 4π -счет; определенный телесный угол	Неразрушающий	I-3 0,1-0,2	Изотопный состав, период полураспада, подложка, степень однородности
Счет γ -квантов	"	I-3	Изотопный состав, период полураспада, схема распада, подложка, степень однородности
4π , X-совпадения	"	0,2-0,3	Изотопный состав, период полураспада, подложка, схема распада
Счет осколков деления	"		Изотопный состав, сечение деления, степень однородности
Взвешивание	"	<0,1	Изотопный состав, примеси, стехиометрия, подложка
Кулонометрия	Разрушающий	0,1-0,2	Изотопный состав, примеси, минимальное необходимое количество, тип реакции
Титриметрия	"	0,1-0,5	Изотопный состав, примеси, минимальное необходимое количество
Спектрофотометрия	"	0,5-2	Изотопный состав, стабильность прибора
Полярграфия	"	0,5-1	Изотопный состав, стабильность прибора
Изотопное разделение и масс-спектрометрия	"	<1	Изотоп-метка, разрешение масс-спектрометра, примеси, степень перемешивания метки и исследуемого изотопа

или иным методом с погрешностью, не превышающей заметным образом табличную, необходимо, чтобы суммарная погрешность определения величин, упомянутых в последней колонке табл.2, была меньше погрешности, приведенной в третьей колонке таблицы. Эти погрешности в настоящее время предельны. Чтобы быть уверенным в надежности полученных результатов, нужно проводить анализ несколькими

методами, в частности, комбинируя разрушающие и неразрушающие методы.

Методы, обозначенные в табл.2 как неразрушающие, могут быть использованы и для анализа мишени после ее разрушения. Трудно отдать предпочтение какому-либо методу анализа среди упомянутых в табл.2, так как выбор метода измерения очень сильно зависит от количества нанесенного на подложку вещества, конфигурации слоя. Каждый из методов имеет свои преимущества и недостатки. Методы счета α -частиц ($4\pi\alpha$ -счет, определенный телесный угол, $4\pi\alpha$, χ -совпадения) пользуются большой популярностью ввиду их относительной простоты, надежности и обеспечения достаточно малой погрешности. Как отмечалось выше, чтобы исключить систематические погрешности, методы α -счета также желательно комбинировать с другими методами.

В Радиевом институте им.В.Г.Хлопина разрабаткой методов изготовления и аттестации мишеней занимались сотрудники нескольких лабораторий. Они осваивали и совершенствовали методы вакуумного и катодного распыления, распыления в поле высокой частоты, электролитического осаждения, электрокапиллярного распыления. Около полутора лет назад в институте начала функционировать специальная группа по разработке методов и изготовлению мишеней по заявкам институтов, в которых ведутся работы по измерению ядерно-физических констант. В течение последнего года выполнен ряд заявок как для лабораторий Радиевого института им.В.Г.Хлопина, так и для лабораторий других институтов. В группе освещены к настоящему времени методы вакуумного распыления, многослойного намазывания, электролитического осаждения, распыления в поле высокой частоты.

Аттестация осуществляется в основном методами α -счета ($4\pi\alpha$ -счет, определенный телесный угол, $4\pi\alpha$, χ -совпадения) и взвешиванием. В ряде случаев применяют разрушающие методы анализа - методы спектрофотометрии и кулонометрии. В лаборатории Крижанского Л.М. проводится масс-спектрометрический анализ доминирующей вещества.

ЛИТЕРАТУРА

1. Seminar of the Preparation and Standartisation of Isotopic Targets and Foils. AERE-R 5097. Harwell, Bernshire, 1965.
2. Proceedings of Third International Simposium On Research Materials for Nuclear Measurements". Nucl. Instrum. and Meth., 102, №3, 1972.
3. Росси Б., Штрауб Г. Ионизационные камеры и счетчики, М., ИЛ., 1951.
4. Jackson G.N. Thin solid films, 5, №4, 1970, 209.

ПРОТОЧНЫЕ ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫЕ 4π -СЧЕТЧИКИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ АКТИВНОСТИ
МИШЕНЕЙ С БОЛЬШОЙ ПЛОЩАДЬЮ АКТИВНОГО ПЯТНА

А.М.Калашников, П.С.Солошенко, П.И.Федотов
Радиевый институт им.В.Г.Хлопина, Ленинград

Один из наиболее распространенных методов определения активности нуклидов — метод счета числа испускаемых нуклидом заряженных частиц проточным пропорциональным 4π -счетчиком. Применяемые в настоящее время конструкции этих счетчиков ограничивают максимальные размеры активного пятна, которые могут быть измерены такими счетчиками [1-3]. Показано, что эффективность регистрации частиц уменьшается при перемещении источника от центра счетчика к периферии.

В последние годы из-за расширения номенклатуры α - и β -источников возросла потребность в измерении активности источников с большими площадями активного пятна. Для определения числа делящихся ядер на мишенях с большой площадью активного пятна также необходимы надежные и удобные в обращении счетчики, позволяющие с минимальной погрешностью измерять активность таких мишеней.

В настоящей работе исследовали пространственные характеристики проточных пропорциональных 4π -счетчиков (типа *pill-box*) с различными диаметрами катода и анода. Держатель источника располагали между половинами счетчиков в плоскости, параллельной торцу счетчика.

Изучали эффективность регистрации α -частиц в различных точках счетчика и оценивали максимальное расстояние от центра счетчика, на которых эта эффективность сохранялась постоянной. Поэтому приготовили "точечный" источник из ^{239}Pu на подложке ϕ 3 мм; активность источника $1,92 \cdot 10^4$ расп/с. Источник перемещали в плоскости держателя от центра счетчика к катоду перпендикулярно аноду, так как при таком перемещении зависимость эффективности от расстояния наиболее сильная. Результаты измерений представлены на рис.1. Как видно из рисунка, изменение размера счетчика и диаметра анода слабо влияет на характер зависимости $\epsilon(\rho)$ (кривые 1,2,3). Таким образом, использование проточного 4π -счетчика типа *pill-box* с обычной конфигурацией анода в виде ни-

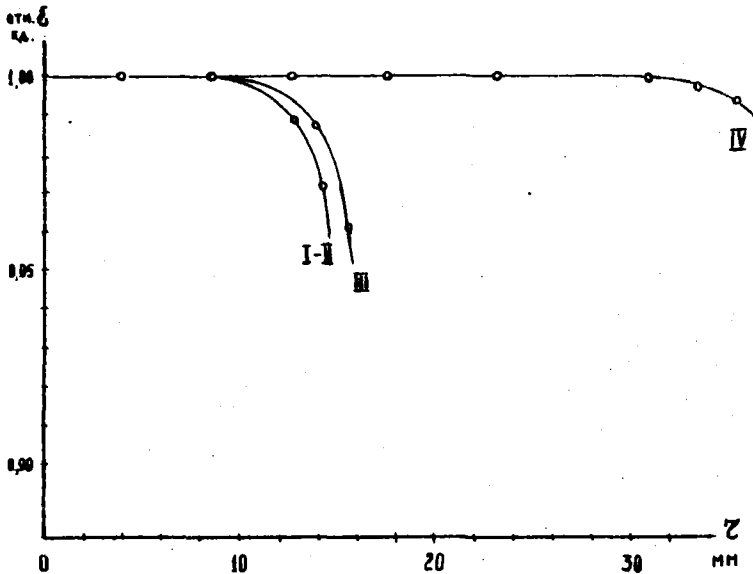


Рис. I. Зависимость эффективности регистрации от расстояния до центра счетчика:
 I) ϕ катода 40 мм, анода 20 мкм; II) ϕ катода 40 мм, анода 80 мкм; III) ϕ катода 75 мм, анода 80 мкм; IV) ϕ катода 75 мм, анода 80 мкм (анод в виде плоского лепестка).

ти, натянутой по диаметру счетчика, не позволяет существенно увеличить длину участка с постоянной эффективностью на кривой $\epsilon(z)$.

Далее исследовали ход кривой $\epsilon(z)$ при различной конфигурации анода. Измерения позволили сделать вывод, что конфигурация анода в виде плоского лепестка из двух нитей параллельной плоскости держателя и закрепленного с обоих концов наилучшим образом решает поставленную задачу. Прежде всего такая конфигурация анода более чем вдвое увеличивает линейный участок на кривой $\epsilon(z)$ (кривая 4). Такая конфигурация анода легко осуществима без каких-либо дополнительных изменений в конструкции счетчика и обеспечивает необходимую жесткость крепления нити.

Затем исследовали зависимость $\epsilon(z)$ при различных d_{max} (максимальная ширина лепестка) для счетчика с ϕ катода 75 мм. Выявлено, что максимальная длина плоского участка кривой $\epsilon(z)$ получается при $d_{max} = 30$ мм. Плато счетной характеристики такого счетчи-

ка для "точечного" источника, расположенного в центре счетчика, и источника с ϕ активного пятна 55 мм практически совпадают. Длина плате составила 600 В при наклоне 0,15% на 100 В.

Проточный пропорциональный 4π -счетчик с предлагаемой конфигурацией анода позволяет измерять активность источников и мишеней с площадью активного пятна до 30 см^2 , что в 4 раза превышает площади, измеряемые с помощью обычного однонитевого 4π -счетчика. Дальнейшее увеличение площади активного пятна снова приводит к падению эффективности регистрации частиц с увеличением расстояния от анода.

Следовательно, чтобы измерить активные слои с площадью 100 см^2 и более, необходима такая конструкция счетчика, которая обеспечивала бы независимость эффективности регистрации во всем объеме счетчика.

Конструкция трехнитевого счетчика, позволяющая измерять активность источников с активной поверхностью до 160 см^2 , предложена в [4]. Но так как при каждой смене источника в счетчике требуется производить откачку и заполнение счетчика рабочим газом при пониженном давлении, измерения этим счетчиком требуют больших затрат времени по сравнению с измерениями проточными счетчиками.

Модифицированная конструкция многонитевого проточного пропорционального счетчика (МППС), предложенного Чарпаком [5] для регистрации частиц высокой энергии, использована в [6] в схеме $4\pi\beta, \gamma$ -совпадений. Основная цель применения МППС [4] — уменьшение разрешающего времени установки совпадений за счет меньшего времени собирания заряда в МППС.

Мы исследовали возможность использования МППС для измерения активности мишеней с площадью активного пятна до нескольких сотен квадратных сантиметров. Был сконструирован и изготовлен 4π -счетчик типа *pill-box* с рабочим объемом каждой половины счетчика $200 \times 200 \times 20 \text{ мм}^3$. Держатель источника представлял собой подвижную пластину и располагался между половинами счетчиков в плоскости, параллельной торцу счетчика. В каждой половине счетчика были натянуты 19 вольфрамовых нитей $\phi 40 \text{ мкм}$ на расстоянии 10 мм друг от друга.

Для исследования эффективности регистрации частиц в различных точках счетчика использовали уже упоминавшийся источник из ^{239}Pu . Плато счетной характеристики для этого источника, расположенного в центре счетчика, составило 600 В при наклоне 0,1% на 100 В.

Исследовали изменение эффективности регистрации α -частиц при перемещении источника в плоскости держателя от центра счетчика к катоду. Из этих измерений определяли эффективность регистрации для источника с активным пятном в виде квадрата с геометрическим центром в середине счетчика. Результаты измерений представлены на рис.2. Как видно из рисунка, используемая конструкция

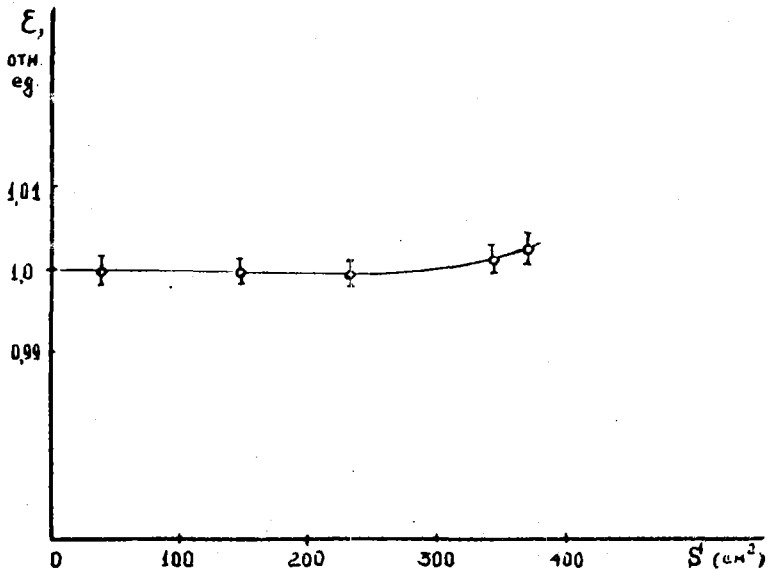


Рис.2. Зависимость эффективности регистрации от площади активного пятна (активное пятно в форме квадрата).

счетчика позволяет измерять активность источников с площадью активного пятна до 360 см^2 .

Эффективность регистрации частиц счетчиком сохранялась постоянной для активного пятна с линейными размерами, лишь немного меньшими внутренними размерами счетчика. Во всех измерениях использовались технический источник. Следует отметить, что длина и наклон

плато у исследуемого счетчика также же, как и у обычного одноплатного счетчика типа *pill - box*, что указывает на отсутствие существенного различия в газовом усилении у отдельных нитей многоплатного счетчика. Это служит подтверждением принципиальной возможности измерения еще больших площадей активных пятен при увеличении внутренних размеров МПС.

ЛИТЕРАТУРА

1. Pite B.D. and Yaffe L. *Canad. Journal of Chem.*, 33, 1955, 610.
2. Сб. "Метрология ионизирующих излучений". М., Атомиздат, 1962.
3. Sampson P.J. *Int. Journal of Appl. Rad. Isot.*, 4, 1959, 232.
4. Алексеев В.Я. [и др.]. В сб. "Исследования в области измерения ионизирующих излучений". Труды ВНИИМ, вып. 69 (I29). М.-Л., Изд-во стандартов, 1962, 23.
5. Charpak I. *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 20, 1970, 195.
6. Plch J., Zderadicka and Kokta L. *Int. Journal Appl. Rad. Isot.*, 24. 1973, 65.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ КОЛИЧЕСТВА P_d ПО
НЕЭКСПОНЕНЦИАЛЬНОСТИ ПРОПУСКАНИЯ НЕЙТРОНОВ

В.В.Филиппов, В.Л.Петров

Физико-энергетический институт, Обнинск

Вопросы определения накопления плутония в реакторах-воспроизводителях ядерного горючего актуальны и широко изучаются. Интересны неразрушающие методы определения количества накопившегося плутония, поскольку они позволяют, с одной стороны, оперативно располагать сведениями о его количестве в конкретном твэле или пакете твэлов, а с другой - продолжить накопление, если оно оказалось недостаточным.

Среди большого числа неразрушающих методов ранее упоминался [1,2] метод измерения пропускания нейтронов. Измерение детального энергетического хода пропускания исследуемого образца позволяет выявлять провалы, соответствующие резонансам в полном сечении интересующего изотопа. Последующий анализ этих провалов с помощью "метода площадей" дает возможность определить количество ядер искомого изотопа на фоне большого количества других ядер в предположении, что форма и положение наблюдаемых резонансов хорошо известны [3].

Цель данной работы - опробование возможности контроля накопления плутония по неэкспоненциальности функций пропускания. Методу измерения неэкспоненциальности функций пропускания в "хорошей геометрии" и ее интерпретацию давно развивали в ФЭИ [4-6]. Состоит она в следующем: измеряют уменьшение интенсивности T пучка нейтронов по мере прохождения ими различных толщин t изучаемого вещества в условиях, когда первое же взаимодействие выводит нейтроны из пучка ("хорошая геометрия"). Это ослабление подчиняется принимаемому экспоненциальному закону $T(t) = \exp(-\Sigma_{tot} \cdot t)$ лишь в том случае, когда полное сечение Σ_{tot} взаимодействия нейтронов с ядрами вещества одинаково для всех нейтронов пучка. Если же условие $\Sigma_{tot} = const$ нарушается (что имеет место, например, в случае наличия резонансов), то ослабление отличается от экспоненциального закона в сторону значений, больших предсказываемых им:

$$T(t) = \int f(E) \exp\{-\Sigma_{tot}(E)t\} dE > \exp\{-\bar{\Sigma}_{tot} t\}. \quad (I)$$

Предполагается, что эффективность детектора не зависит от энергии нейтронов. Если же использовать детектор, эффективность которого пропорциональна $\Sigma_{tot}(E)$ (методика "самоиндикации" [7]), то неэкспоненциальность пропускания станет еще большей. Такая ситуация возникнет, например, при измерении функций пропускания по делению на тепловом спектре, когда регистрируют не все нейтроны, прошедшие толщину ℓ делящегося вещества, а лишь те из них, которые после этого вызвали деление в ионизационной камере деления с тонким слоем того же вещества. Поскольку в околотепловой области деление сосредоточено преимущественно в резонансах, можно для простоты положить $\Sigma_f(E) \approx \Sigma_{tot}(E)$, и тогда пропускание по делению

$$T_f(\ell) = \frac{\int f(E) \Sigma_{tot}(E) \exp\{-\Sigma_{tot}(E)\ell\} dE}{\int f(E) \Sigma_{tot}(E) dE} \approx T(\ell), \quad (2)$$

т.е. убывание пропускания в таком измерении функций пропускания идет быстрее, чем в обычном (соотношение (1)): резонансы проявляются сильнее.

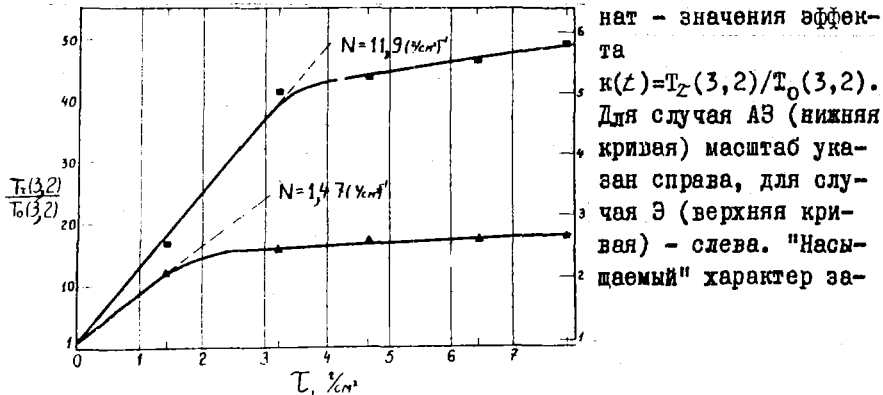
Причина неэкспоненциальности пропускания кроется в эффекте самоэкранирования резонансов полного сечения, приводящего к эффективному уменьшению наклона функций пропускания обоих типов (и обычных, и делительных) по мере прохождения нейтронов в глубь вещества; неэкспоненциальность функций пропускания носит характер их монотонного "выполаживания". Это обстоятельство лежит в основе рассматриваемой методики неразрушающего определения количества вещества. Значение пропускания по делению некоторого эталонного образца ^{239}Pu толщиной ℓ_0 на тепловом пучке, пропущенном предварительно через исследуемый фильтр, должна возрасти, если в фильтре присутствует плутоний:

$$K(\tau) = \frac{T_c^f(\ell_0)}{T_c^f(\ell_0)} > 1, \text{ если } \tau > 0. \quad (3)$$

Конкретным примером использования данной методики неразрушающего контроля служит экспериментально проверенная нами возможность определения количества ^{239}Pu в пакетах твэлов реактора. Для этого в условиях "хорошей геометрии" выполнили измерения функций пропускания по делению ^{239}Pu на тепловом пучке уран-графит-

тового реактора Обнинской АЭС для нейтронов, прошедших предварительно фильтр, имитировавший по своему составу пакеты активной зоны (АЗ) и экрана (Э) быстрого реактора до кампании. Имевшиеся "эталонные" образцы позволили проследить ход функций пропускания в диапазоне значений толщины плутония от 1,43 до 10 г/см², что соответствовало интервалам значений пропускания 0,2-0,03 для случая АЗ и 0,045-0,08 для случая Э. Столь большое различие результатов для АЗ и Э свидетельствует о том, что предположение о незначительности эффектов корреляции резонансных структур [2], присутствующих в пакете нуклидов, не подтверждается. По-видимому, различие функций пропускания для АЗ и Э связано с разным содержанием в них ²³⁵U: его больше в пакетах АЗ примерно в 30 раз. Ввиду практически полного совпадения первых резонансов (при E=0,3 эВ [3]) ²³⁵U и ²³⁹Pu, дающих на используемом спектре доминирующий вклад в резонансные эффекты, проявление резонансной структуры ²³⁹Pu в случае АЗ оказалось существенно меньшим, чем в случае Э. Сильная зависимость значений T (t²³⁹) от количества ²³⁵U в пакете требует тщательного его учета.

На основании измеренных для обоих случаев функций пропускания по делению ²³⁹Pu не составляло труда сначала рассчитать - простым сдвигом по оси толщин - ход функций пропускания, соответствующих появлению в пакете все больших количеств накопившегося ²³⁹Pu, а затем найти вызванное этим увеличение пропускания "эталонного" образца t₀ = 3,2 г/см² ²³⁹Pu. На рисунке по оси абсцисс отложены опробованные значения накоплений Z в г/см², а по оси ординат - значения эффекта



зависимости $K(\tau)$ объясняется увеличением самоэкранирования резонансов ^{239}Pu .

Данный метод эффективен в области значений $K(\tau)$, далеких от насыщения; ожидаемое значение накопления составляет $\tau \approx 0,7-1,0 \text{ г/см}^2$. Если в этой области зависимость $K(\tau)$ еще линейна, то значение погрешности $\delta\tau$ определения накопления 1% может быть достигнуто (при условии тщательного предварительного определения наклона N кривой $K(\tau)$ в ее начальной части), если пропускания $T_0(t_0)$ и $T_\tau(t_0)$ измерены с погрешностью 0,7%.

Итак, предварительные измерения подтвердили возможность определения содержания ^{239}Pu в образце без его разрушения измерением неэкспоненциальности пропускания нейтронов.

Методика основана на наличии сильной резонансной структуры ^{239}Pu в тепловой области, однако для своей реализации не требует привлечения сложной современной спектрометрической техники. Она проста, надежна и особенно результативна в случае малого содержания ^{235}U .

В дальнейшем планируем изучить влияние корреляций полных сечений ^{239}Pu и ^{235}U , чтобы одновременно с накоплением ^{239}Pu измерять выгорание ^{235}U . Кроме того, будет уточнен ход эффекта $K(\tau)$ для малых накоплений τ .

Авторы выражают благодарность Ю.А.Казанскому, А.А.Ванькову, В.Г.Двухшерстнову, В.Г.Фурманову и С.Р.Гончарову за обсуждения и помощь в постановке и проведении эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Menlove H.O. et al, Nucl. Appl., 6, 1969, 401.
2. Ваньков А.А. и Григорьев Ю.В. Препринт ФЭИ-429, Обнинск, 1973.
3. Гордеев И.В., Кардашев Д.А., Малышев А.В. Справочник по ядерно-физическим константам для расчета реакторов. М., Атомиздат, 1963.
4. Николаев М.Н., Филиппов В.В., Бондаренко И.И. "Атомная энергия", II, 1961, 445.
5. Николаев М.Н. и Филиппов В.В. "Атомная энергия", 15, 1963, 493.
6. Филиппов В.В. и Никочаев М.Н. Англо-советский семинар "Ядерные константы для расчета реакторов". Доклад АСС-68/17, Дубна, июнь 1968. Также INDC (ССР) - I6/L, р. 67, Vienna, IAEA, July 1971.
7. Физика быстрых нейтронов. Под ред. Дж. Мариона и Дж. Фаулера, т. П. М., Атомиздат, 1963.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЛИЧЕСТВА ^{239}Pu В СМЕСЯХ ИЗОТОПОВ МЕТОДОМ ПРОПУСКАНИЯ НЕЙТРОНОВ В ОТДЕЛЬНЫХ РЕЗОНАНСАХ

Ю.В. Григорьев, А.А. Ваньков

Физико-энергетический институт, Обнинск

Промышленное использование энергетических реакторов на быстрых нейтронах ставит проблему контроля за накоплением и выгоранием ядерного горючего. Существует большое количество методов контроля за накоплением ^{239}Pu как с разрушением, так и без разрушения тепловыделяющих элементов (ТВЭЛов) [1, 2]. Однако погрешность определения количества ^{239}Pu для большинства физических способов большая ($\sim 5\%$). Нами рассмотрено несколько методов определения плутония и других изотопов в отработанных пакетах ТВЭЛов без их разрушения [3]. В настоящей работе приводятся экспериментальные результаты по обоснованию метода пропускания резонансных нейтронов в условиях хорошего разрешения в области энергий ≤ 50 эВ.

Работу провели на спектрометре по времени пролета на реакторе ИБР-30 в ОИЯИ (г. Дубна) [4], Условия измерений были следующие: средняя тепловая мощность реактора $P = 4$ кВт, частота следования нейтронных вспышек $f = 100$ Гц, ширина нейтронной вспышки на высоте $\Delta t = 3$ мкс, пролетная база $L = 250$ м, ширина канала временного анализатора АИ-4096 $\tau_k = 2$ мкс. Нейтронный детектор - батарея из 10 пропорциональных ^3He -счетчиков СМ-50. Схема опыта дана на рисунке.

Абсолютное количество ядер ^{239}Pu на см^2 определяли по формуле

$$x^g = \frac{1}{\sigma_{\text{рез}}^g(E)} \ln \frac{T_0}{T_{\text{рез}}(E)}, \quad (1)$$

где $\sigma_{\text{рез}}^g(E)$ - полное сечение "в точке E " на резонансе ^{239}Pu ; $T_{\text{рез}}(E)$ - соответствующее пропускание нейтронов через смесь изотопов; T_0 - пропускание через смесь изотопов, соответствующее "подложке" сечения в окрестности данного резонанса ^{239}Pu .

Формула (1) справедлива для условий хорошего разрешения ($\Delta E \sim \frac{\Gamma_n}{K}$, где $K \gg 10$, Γ_n - полная нейтронная ширина) и отсутствия влияния резонансов других изотопов. Кроме того, имеется очевидное требование, что резонансное сечение $\sigma_{\text{рез}}^g$ во много раз превосходит потенциальное сечение ^{239}Pu .

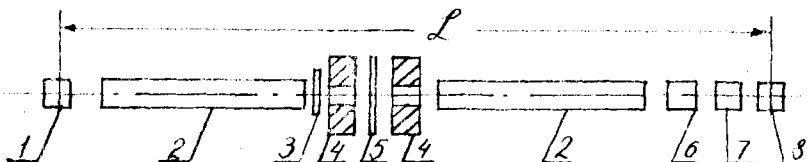


Рис. Схема опыта по пропусканию: 1 - источник нейтронов ИБР-30; 2 - вакуумный нейтронотвод; 3 - борный фильтр; 4 - коллиматор; 5 - исследуемый образец; 6 - детектор нейтронов; 7 - временной анализатор "АИ-4096"; 8 - вычислительная машина "БЭСМ-4".

Для достижения малой погрешности определения χ^9 в практической реализации метода следует выбирать условия измерений такие, чтобы T_0 находилось в пределах 10^{-3} -1, а $\ln \frac{T_0}{T_{рез}(E)}$ - в пределах 0,2-2. Измерения $\sigma_{рез}^g(E)$ с эталонным образцом ^{239}Pu , очевидно, следует проверить в тех же условиях, что и пропускание через исследуемую смесь изотопов. Измерение пропусканий $T_{рез}(E)$, T_0 в диапазоне энергии нейтронов 3-100 эВ, а также $\sigma_{рез}^g(E)$ проводилось на образце, представляющем смесь металлических пластинок ^{238}U , ^{235}U , ^{239}Pu и нержавеющей стали ИХИ9Т. Эта смесь близка по составу к смеси изотопов в пакете твэлов зоны большого обогащения энергетического реактора БН-350. В образце общее количество ядер на см^2 равно $3626 \cdot 10^{20}$ ядер/ см^2 , из них: ^{238}U (15,80%), ^{235}U (1,60%), ^{239}Pu (0,32%), Fe (62,60%), Cr (10,15%), Ni (6,73%), Al (0,8%), Mo (0,35%), Ti (0,43%), Si (0,83%), C (0,29%), P (0,03%), S (0,02%) и др. (0,05%).

В таблице приведены результаты измерений пропускания T_0 , $\ln T_0$, число временных каналов K в исследуемых энергетических интервалах резонансов, среднее экспериментальное значение толщины $\chi_{эксп}^{239\text{Pu}}$ с погрешностью (для каждого резонанса), а также истинное значение толщины $\chi_{ист}^{239\text{Pu}}$. В последнем столбце таблицы приведено экспериментальное значение толщины образца ^{239}Pu в смеси, полученное усреднением по шести резонансам для 192 временных каналов. Погрешность является средней квадратической по всем 192 значениям. Время всех измерений составило 18 ч. Результаты эксперимента показывают возможность промышленного применения изложенной выше методики определения ^{239}Pu с малой погрешностью ($\sim 1\%$) в различных слоях изотопов.

E_0 , эВ	22,66	17,93	14,93	12,10	11,15	7,95	По всем ре- зонансам
$\Delta E_{рез}$, эВ	22,858-22,456	18,105-17,821	15,097-14,768	12,210-11,970	11,393-10,927	8,069-7,848	-
T_0	0,02765	0,05808	0,05308	0,04483	0,05161	0,04726	-
σT_0	3,5878	2,8463	2,9356	3,1049	2,9639	3,0515	-
K	18	18	27	27	57	45	192
$X_{эксп}$, мм	0,310	0,296	0,318	0,309	0,303	0,292	0,300±0,006
$X_{ист}$, мм	0,300	0,300	0,300	0,300	0,300	0,300	0,300
$T_{рез}(E_0)$	0,00830	0,01254	0,00677	0,00758	0,00641	0,00421	-

Задача конструирования промышленной установки по количественному определению ^{239}Pu в пакетах твэлов энергетических реакторов методом пропускания требует рассмотрения ряда практических вопросов - наличия осколков с плохо известными нейтронными сечениями, неоднородности концентраций изотопов в пакетах и их большой радиоактивности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Марков В.К. Обзор неразрушающих методов определения ядерного топлива в изделиях и материалах. М., Атомиздат, 1970.
2. Putz F. et al. Nucl. Materials Management. Vienna, IAEA, 1966, 809.
3. Ваньков А.А., Григорьев Ю.В. Препринт ФЭИ-429, Обнинск, 1973.
4. "Проблемы физики элементарных частиц и атомного ядра". Сб. под ред. Боголюбова Н.Н. и др., т. 2, вып. 4. М., Атомиздат, 1971.

ИЗОТОПНЫЙ АНАЛИЗ ЭЛЕМЕНТОВ С РЕЗКО РАЗЛИЧАЮЩИМИСЯ ПО СОДЕРЖАНИЮ СОСЕДНИМИ ИЗОТОПАМИ

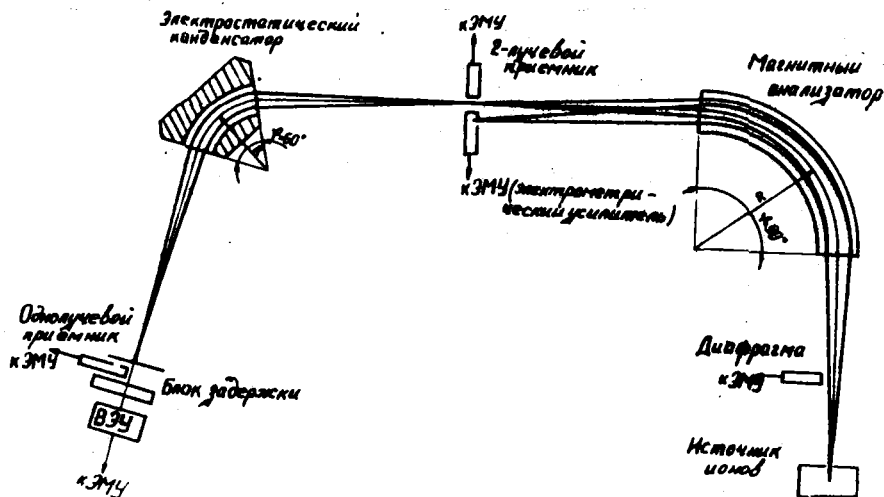
В.И. Габескирия, В.С. Прокопенко, В.М. Прокопьев,
Е.И. Пимонов

Научно-исследовательский институт атомных реакторов
им. В.И. Ленина, Димитровград

В различных областях науки и техники возникают задачи определения изотопной чистоты элементов, решаемые с помощью масс-спектрометрических приборов.

За последнее время в НИИ атомных реакторов ввели в действие масс-спектрометр МВ-3301 (разработчик и изготовитель СКБ АП АН СССР), предназначенный для изотопных анализов твердых веществ, содержащих резко отличающиеся по концентрации соседние изотопы, а также для определения изотопного состава твердых и газообразных веществ в пробах с малым содержанием определяемого элемента.

Основные элементы его ионно-оптической системы (рисунок) - анализаторы: магнитный (радиус центральной траектории $R=500$ мм, угол поворота $\psi'=90^\circ$) и электростатический, представляющий собой сферический конденсатор ($R=250$ мм, $\psi=60^\circ$, фокусирует ионы в вертикальной плоскости и по энергии).



Разрешающая способность указанного прибора на уровне 5% высоты пика ~ 1600 . Фон на соседней с основным изотопом линии $7 \cdot 10^{-7} - 2 \cdot 10^{-6}$ (при специальной более длительной подготовке прибора к работе и применении блока задержки).

Указанные параметры достигнуты благодаря следующим мероприятиям:

а) применению электростатического конденсатора, который позволяет скомпенсировать хроматическую aberrацию ионов, обусловленную разбросом начальных энергий;

б) выбору схемы прибора, в которой первым по ходу луча стоит магнитный, а вторым — электростатический анализаторы, что значительно уменьшает влияние рассеянных ионов интенсивной линии масс-спектра на измерение слабой линии, соответствующей анализируемой примеси;

в) применению глубокой вакуумной откачки ($2 \cdot 10^{-8} - 10^{-7}$ мм рт.ст), снижающей рассеяние ионов на остаточном газе;

г) введению блока задержки перед ВЭУ — вторичным электронным множителем.

Результаты проведенных на масс-спектрометре МВ-3301 анализов проб урана и плутония весом 10^{-6} г (блок задержки не применяли) показали, что можно надежно зафиксировать наличие примеси соседнего по массе изотопа в количестве $5 \cdot 10^{-4}\%$. Таким образом, с помощью данного прибора возможно производить проверку чистоты изотопного состава элементов с содержанием основного изотопа $\sim 99,9995\%$.

К ВЫБОРУ ОБРАЗЦОВОГО ВЕЩЕСТВА ДЛЯ НЕЙТРОННОЙ ДОЗИМЕТРИИ

Б.А.Брискман

Филиал Научно-исследовательского физико-химического института им.Л.Я.Карпова, Обнинск

Один из главных элементов дозиметрической информации при облучении в реакторах широкого круга материалов - нейтронный компонент поглощенной дозы. Как было количественно показано в [1], этот параметр можно использовать в качестве нейтронной экспозиции при облучении металлов и других веществ. На такую возможность указывали и в [2]. В [1] предлагают применять поглощенную дозу в водороде. Учитывая нереальность непосредственного определения поглощенной дозы (ПД) или ее мощности в водороде, необходимо использовать водородсодержащие материалы, например некоторый химический элемент и его гидрид. Более того, поскольку даже при облучении в активной зоне вклад γ -излучения в ПД в водороде составляет 10-15% (в отражателе этот вклад достигает 50%), следует выделять нейтронный компонент из суммарной ПД. В этом случае наиболее важна задача определения состава дозы (γ - и нейтронного компонентов) в материале детектора. Знание γ - и нейтронного компонентов ПД необходимо не только для корреляции результатов облучения, но и для определения мощности ПД в любом заданном веществе по измеренному значению в материале детектора.

Таким образом, понятнее необходимость подбора образцового вещества, входящего в состав образцовой пары веществ, используемой для определения вкладов в ПД $P_{об}$ от нейтронов и γ -излучения.

Переход от $P_{об}$ к P_i - мощности ПД в заданном материале осуществляется по формуле

$$P_i = P_i^{\gamma} + P_i^n = P_{об}^{\gamma} K_{\gamma} + P_{об}^n K_n,$$

где K_{γ} и K_n - коэффициенты пересчета. Вопросы их определения подробно рассмотрены в обзоре [3].

Перечислим требования, которым отвечает образцовое вещество. При этом следует учесть, что для случая реакторных излучений эти требования во многом отличаются от фотонных излучений, где этот вопрос решался ранее.

I. Переход от компонентов ПД в этом веществе к компонентам ПД в заданном материале должен быть надежным, т.е. зависимость

коэффициентов K_n и K_p от спектра излучений должна быть минимальной.

2. Образцовое вещество должно входить в образцовую пару веществ для определения состава ПД, чтобы не вводить промежуточные операции по измерению и расчету ПД.

3. Образцовое вещество должно иметь низкий эффективный атомный номер Z , чтобы вклад нейтронов в ПД был бы осязаемым. В противном случае определение нейтронного компонента в нем, как одном из элементов образцовой пары, становится проблематичным.

4. Это вещество должно быть радиационно-стойким, т.е. зависимость его теплофизических свойств от ПД должна быть минимальной или хорошо изученной. То же относится и к механическим свойствам.

5. Зависимость этих же свойств от температуры также должна быть минимальной или хорошо изученной.

6. Практически вся поглощенная энергия ионизирующего излучения в этом веществе должна превращаться в тепло. Доля энергии, не переходящая в тепло и называемая запасенной энергией, должна быть минимальна и хорошо известна.

7. Сопутствующие виды излучения, например тепловые нейтроны, не должны вносить заметный вклад в суммарную ПД.

8. Под действием облучения либо нагрева в образцовом веществе не должны иметь место экзо- или эндотермические химические реакции.

Считаем, что таким образцовым веществом в абсолютном большинстве случаев может явиться полиэтилен $(C_2H_4)_n$, при этом исходим из следующих соображений.

1. Как показано в работах [2,4,5], величина $K_n = (Q_i/Q_{C_2H_4})^n$ в диапазоне $6 < Z < 82$ для широкого набора спектров нейтронов (от I/E до спектра быстрых реакторов) не зависит от спектра в пределах погрешности 6-10%. Ранее [6] также показано, что ошибка величины K_n очень слабо влияет на погрешность определения нейтронного компонента.

2. Величина $K_p = (Q_i/Q_{C_2H_4})^n$ для $Z_{эф} < 20$ слабо зависит от эффективной энергии спектра реакторного β -излучения. Например, $1,139 < (Q_{C_2H_4}/Q_c)^n < 1,141$ в пределах $0,3 < E_\beta < 2$ МэВ. Для $Z = 20$ в диапазоне $0,4 < E_\beta < 2$ МэВ K_p изменяется в пределах $\pm 1\%$.

Ограничение погрешности K_{β} атомным номером $Z=20$ не играет во многих случаях существенной роли по следующим причинам. Величина суммарной ПД и ее β -компонента чаще всего необходима в радиационно-химических и радиобиологических исследованиях. Но в радиационной химии и радиобиологии рассматриваются элементы с малым Z . В радиационной физике, где используются элементы со средними и большими значениями Z , требуется только нейтронный компонент ПД, поскольку β -облучение на фоне нейтронного облучения не дает существенных радиационных превращений, а в этом случае величина K_{β} и не нужна.

3. Полиэтилен относится к классу предельных углеводородов. Весовая доля водорода в нем составляет 14,3%, что максимально для твердых материалов, сохраняющих свое агрегатное состояние при температурах выше 20°C.

4. Вклад тепловых нейтронов в ПД в полиэтилене определяется реакцией $H(n, \beta)D$ с энергией β -квантов 2,2 МэВ. Относительная доля этого вклада зависит от размеров детектора и соотношения интенсивностей потоков тепловых и быстрых нейтронов, а также гамма-излучения. Для наиболее распространенных диаметров поглотителей в калориметрах - 5-20 мм - вклад тепловых нейтронов в ПД в полиэтилене не превышает 1%.

5. Радиационная стойкость полиэтилена мала.

Под действием облучения из полиэтилена выделяется атомарный водород. При больших дозах облучения, превышающих 1000 Мрад, выделение водорода заметно скажется на стехиометрии полимера.

Механическая прочность полиэтилена при умеренном облучении - до 100-120 Мрад - возрастает, а температура плавления повышается от 110°C для необлученного полиэтилена небольшой плотности ($\rho=0,918$ г/см³) до 230°C.

Влияние облучения сказывается на теплофизических свойствах. Результаты исследования теплоемкости и теплопроводности облученного полиэтилена изложены в [7,8]. Теплопроводность и теплоемкость полиэтилена сложным образом зависят от ПД, температуры облучения и температуры измерения. Однако они хорошо изучены, полученные характеристики поведения облученного полиэтилена отечественного производства согласуются с соответствующими данными для полити-

лена, выпускаемого зарубежными фирмами, поэтому могут считаться достаточно общими.

6. Энергия ионизирующего излучения, запасаемая в полиэтилене, т.е. поглощенная энергия, не переходящая в тепло, мала. Оценка верхнего предела ее относительного значения - в долях от полной ПД - колеблется от 0,7 [9] до 4% [10].

7. В образцовой паре с полиэтиленом для определения компонентов ПД логично использовать графит. Он рекомендуется в качестве образцового вещества для измерения ПД фотонных излучений МКРЕ [11] и служит поглотителем в измерительной установке "фантом-калориметр", входящей в состав государственного первичного эталона единицы мощности ПД фотонного ионизирующего излучения [12].

Сочетание "полиэтилен-графит" обеспечивает минимальную погрешность определения компонентов ПД [3]. Там же показано, что погрешность определения дозы в водороде с помощью этой пары, по сравнению с парой цирконий-гидрид циркония, находящейся вне конкуренции при исследованиях в высокотемпературных условиях, в 4-6 раз ниже.

По нашим оценкам, погрешность определения суммарной ПД в элементах с $Z < 20$ пересчетом с данных о составе и мощности ПД в полиэтилене, полученная с использованием метода "обгона" [3], составит 5-15% в диапазоне $0,85 > m_H > 0,40$ и $3 < \epsilon_p < 5\%$, где m_H - вклад нейтронов в дозу в водороде, ϵ_p - относительная погрешность измерения мощности ПД. При тех же условиях погрешность определения нейтронного компонента дозы составит 7-11%, что удовлетворяет современным требованиям.

ЛИТЕРАТУРА

1. Крамер-Агеев Е.А. (и др.). "Атомная энергия", 34, 1973, 255.
2. Брискман Б.А., Савина В.П. В сб. "Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях". Труды I Всесоюзного совещания, т. 2. М., Изд-во стандартов, 1972, 168.
3. Брискман Б.А., Новгородцев Р.Б. "Атомная энергия", 36, 1974, 39.
4. Linacre J.K., Thomas R. OERE-R 4805, 1965.

5. Огородник С.С. [и др.]. В об. "Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях". Труды I Всесоюзного совещания, т. 2. М., Изд-во стандартов, 1972, 163.
6. Брискман Б.А. "Химия высоких энергий", 6, 1972, 3.
7. Савина В.П., Брискман Б.А., Бондарев В.Д. "Высокомолекулярные соединения", А14, 1972, 1180.
8. Бондарев В.Д., Брискман Б.А., Савина В.П. "Пластические массы", № 7, 1973, 7.
9. Брискман Б.А. "Химия высоких энергий", 8, 1974, 80.
10. Weimer G. Atomkernenergie, B.20, № 4, 1972/73, 327.
11. Отчет МКРЕ № 14, 1969.
12. Брегадзе Ю.И. и др. "Измерительная техника", № 3, 1973, 3.

МЕТРОЛОГИЯ НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА
РЕАКТОРАХ И УСКОРИТЕЛЯХ

Труды II Всесоюзного совещания

Том I

Редактор Т.С.Ефреева
Корректор Я.В.Буличева

Издательский сектор ВНИИФТРИ

Подписано в печать 9.IX.1974 г. 7,62 уч.-изд.л.

Т 14849 Тираж 700 экз. Цена 84 коп.

Ротапринт ВНИИФТРИ. Заказ № 45 / 1156

Цена 84 коп.